А. Д. СУШКОВ

ВАКУУМНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

Учебное пособие

Рекомендовано УМО по образованию в области радиотехники, электроники, биомедицинской техники и автоматизации для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлениям подготовки бакалавров, магистров и дипломированных специалистов «Электроника и микроэлектроника»



САНКТ-ПЕТЕРБУРГ · МОСКВА · КРАСНОДАР
2004

ББК 32.85
С 89

Сушков А. Д.

С 89 Вакуумная электроника: Физико-технические основы: Учебное пособие. — СПб.: Издательство «Лань», 2004. — 464 с.: ил. — (Учебники для вузов. Специальная литература).

ISBN 5-8114-0530-8

В пособии изложены физико-технические основы вакуумной электроники, составляющие ее научный базис и определяющие с единых позиций принципы действия вакуумных электронных приборов и устройств различного назначения. Книга является учебным пособием для студентов высших учебных заведений, обучающихся по электронным специальностям, закрепленным за направлением подготовки дипломированных специалистов, бакалавров и магистров «Электроника и микроэлектроника».

Книга может быть также полезна инженерно-техническим работникам, специализирующимся в области исследования, проектирования и конструирования современных приборов и устройств вакуумной электроники.

ББК 32.85

РЕЦЕНЗЕНТЫ:
д. т. н. проф. О. П. ГЕРМАНОВИЧ,
д. т. н. проф. Г. Г. СОМИНСКИЙ

Оформление обложки:
С. ШАПИРО, А. ЛАПШИН

Охраняется законом РФ об авторском праве.
Воспроизведение всей книги или любой ее части
запрещается без письменного разрешения издателя.
Любые попытки нарушения закона будут
преследоваться в судебном порядке.

© А. Д. Сушков, 2004
© Издательство «Лань», 2004
© Издательство «Лань»,
художественное оформление, 2004

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящая книга представляет собой учебное пособие по общепрофессиональной дисциплине «Вакуумная и плазменная электроника» для подготовки дипломированных специалистов, бакалавров и магистров по направлению «Электроника и микроэлектроника». Она написана по материалам лекций, читаемых автором в течение многих лет студентам факультета электроники Санкт-Петербургского государственного электротехнического университета («ЛЭТИ»). Книга адресована студентам, которые готовятся стать инженерами или научными работниками в области электроники и впервые приступили к систематическому изучению ее основ.

История развития вакуумной электроники охватывает весь XX век. За это время вакуумная электроника накопила огромный научный материал, на основе которого были созданы и получили широчайшее развитие наукоемкая электронная техника и высокотехнологичная электронная промышленность.

До самого конца прошедшего столетия в учебных планах подготовки выпускников высших учебных заведений РФ по электронным специальностям вакуумную электронику представляли дисциплины по разным группам электронных приборов, выпускавшихся электронной промышленностью. Предполагалось, что вакуумная электроника, как прикладная наука, синтезируя различные знания естественных наук, всегда остается нацеленной на создание разнообразных электронных приборов. Поэтому, изучая принципы действия и конструирования этих приборов, можно достаточно полно ознакомиться с совокупностью физических процессов и эффектов, составляющих научно-технический базис вакуумной электроники. Однако многолетний опыт преподавания дисциплин по вакуумным электронным приборам и проведенные опросы студентов в конце срока обучения свидетельствуют о том, что подавляющее большинство из них не может самостоятельно упорядочить и обобщить полученную информацию и представить себе физико-технические основы вакуумной электроники. Сумма знаний, приобретенная студентами за 5 лет обучения, в сознании большинства из них отражалась в виде некой мозаичной картины и не преобразовывалась в стройную, обобщенную с и с т е м у з н а н и й, на основе которой обычно развивается с а м о с т о я т е л ь н о е продуктивное мышление, у м е н и е п р и м е н я т ь ранее приобретенные и у с в а и в а т ь новые знания. Явно ощущается недостаток м е т о д о л о г и ч е с к и х знаний.

Автором данной книги был предложен другой, обобщенный подход к изучению вакуумных электронных приборов. Его суть заключается в том, что предметом изучения становятся не частные типы приборов с их разнообразными характеристиками, а обобщенные физико-технические основы вакуумной электроники, определяющие принципы действия всего многообразия вакуумных электронных приборов. Такой подход отражает стремление любой науки объединить частные закономерности в единую концепцию, базирующуюся на нескольких основных положениях, из которых частные случаи могут быть получены дедуктивным методом.

Физико-технические основы современных электронных приборов были выявлены при анализе и обобщении принципов действия большой выборки этих приборов. Было показано, что функции и назначения различных вакуумных электронных приборов, их принципы действия базируются на использовании пяти основных процессов: электронной эмиссии; формировании электронных потоков (пучков, лучей); управлении параметрами электронных потоков; преобразовании энергии электронных потоков в энергию выходного сигнала; рассеянии остаточной энергии электронного потока.

Каждый из этих процессов может быть реализован различными способами, совокупность которых вместе с побочными эффектами, сопутствующими основным процессам и влияющими на их эффективность, по существу и составляет физико-технические основы вакуумной электроники. Таким образом была определена структура и содержание данного пособия.

В первой главе книги представлен материал по анализу и обобщению принципов действия различных вакуумных электронных приборов и устройств, который может быть полезен студентам, в частности, с методологической точки зрения. В главах 2–8 рассматриваются основные физические процессы и их составляющие, а также сопровождающие эти процессы побочные физические эффекты. Глава 9 посвящена изложению основных обобщенных положений и приемов, определяющих общие подходы к принципиальному конструированию электронных приборов. Здесь же рассмотрены и основные типы современных микроволновых (сверхвысокочастотных) приборов вакуумной электроники.

Учитывая общепрофессиональный характер дисциплины, в книгу включены только устоявшиеся и апробированные в учебной и научной практике предметные знания по нерелятивистской электронике на уровне, достаточном для последующего изучения специальных дисциплин по разным классам электронных приборов и устройств.

Большое внимание уделяется оценке порядка физических величин, использующихся в каждой главе, поскольку «чутье» к порядку величин составляет необходимую и значительную часть интеллектуального вооружения исследователя и инженера и заметно проявляется уже при решении учебных задач. Такие задачи приведены в конце каждой главы.

Автор выражает искреннюю благодарность к. т. н. А. А. Сушкову и сотрудникам кафедры радиотехнической электроники доцентам Г. П. Зыбину, В. А. Меосу и проф. С. И. Молоковскому за помощь при подготовке рукописи. Автор особенно признателен заведующему кафедрой доценту В. Б. Янкевичу, за активное участие в издании книги.

ВВЕДЕНИЕ

Современная электроника — это сложный комплекс науки, техники, технологии и промышленного производства. Электроника как наука занимается изучением процессов получения и взаимодействия заряженных частиц с электромагнитными полями и веществом в разных средах (вакуум; газы, включая плазму; твердые тела; жидкости), а также разработкой методов создания электронных приборов и устройств различного назначения, использующих указанные процессы. Сами электронные приборы и устройства (вакуумные, плазменные, твердотельные, интегральные микросхемы), а также технологические установки, предназначенные для их создания, составляют техническую базу электроники — электронную технику, и являются основной продукцией электронной промышленности. Нередко термин «электроника» используется и в более широком смысле, включая вопросы применения электронных приборов и устройств: радиотехническая электроника, промышленная электроника, бытовая электроника и т. д.

В соответствии с названием сред, в которых исследуются процессы взаимодействия, электронику разделяют на области — составляющие части: вакуумную, плазменную, твердотельную и жидкостную[1]. Различие свойств используемых сред и условий реализации указанных процессов взаимодействия делают эти области электроники достаточно самостоятельными в их развитии. Однако нацеленность всех этих областей на разработку электронных приборов и устройств, родственных по функциональному назначению, принципам действия и технологии изготовления, объединяет и синтезирует их в единый научно-технический и производственный комплекс. Общими для всех областей электроники являются также фундаментальные тенденции их развития. Одна из них — стремление к эффективному использованию взаимодействия заряженных частиц не только с макрополями в междуэлектродных пространствах электронных

[1] Одним из научных направлений жидкостной электроники является *хемотроника*, занимающаяся исследованиями явлений и процессов на границе электрод–электролит и в объеме электролита при протекании электрического тока. На основе этих явлений и процессов создают различные электрохимические преобразователи, которые, однако, не получили сколько-нибудь существенного развития и применения на практике.

приборов, но и с микрополями внутри атома, молекулы и кристаллической решетки вещества. Исследователи науки рассматривают эту тенденцию как проявление общей закономерности развития науки и техники: познание и использование все более сложных форм движения материи и сущностей все более высокого порядка. Она привела, в частности, к появлению квантовой электроники. Второй фундаментальной тенденцией является миниатюризация электронных приборов и устройств, следствием которой стало развитие микроэлектроники.

Электроника в своем развитии опирается на достижения различных областей знаний: физики, химии, биологии, математики и др. Электроника, с одной стороны, ставит новые задачи перед производством и другими науками, стимулируя их развитие; с другой — вооружает их качественно новыми техническими средствами и методами исследования [1].

История развития вакуумной электроники охватывает весь XX век. Как особый раздел электротехники вакуумная электроника начала формироваться в конце XIX — начале XX столетий, когда вслед за эффектом униполярной проводимости диода, обнаруженным Т. Эдисоном в 1883 г., были открыты: фотоэффект (Г. Герц, 1887 г.), рентгеновские лучи (В. К. Рентген, 1895 г.), электрон (Д. Д. Томсон, 1897 г.); начались исследования термоэлектронной эмиссии (О. У. Ричардсон, 1900 г.).

Огромное значение для развития электроники имело открытие электромагнитных волн (Г. Герц, 1887 г.) и изобретение радио (А. С. Попов, 1895 г.). В этот же период были выполнены первые экспериментальные образцы электровакуумных приборов: фотоэлемент (А. Г. Столетов, 1887 г.) и катодно-лучевая трубка (Ф. Браун, 1897 г.). Однако принято считать [1], что начало развития вакуумной электроники было положено разработками двухэлектродной лампы — диода (Д. А. Флеминг, 1904 г.) и трехэлектродной лампы — триода (Ли де Форест, 1906 г.). Сильным толчком в этом развитии явилось использование триода для генерирования электрических колебаний (А. Мейснер, 1913 г.) и, как результат этого, появление первых радиоэлектронных систем: ламповых радиопередатчиков и радиоприемников.

В России первые отечественные электронные лампы (диоды и триоды) были созданы в 1910–1917 гг. (Н. А. Скрицкий, В. И. Коваленков, Н. Д. Папалекси, В. И. Волынкин и др.). В 1919–1925 гг. под руководством М. А. Бонч-Бруевича была разработана серия мощных генераторных ламп (триодов) с водяным охлаждением для радиопередающих систем дальней связи и радиовещания. В эти годы радиотехника отказалась от машинных и искровых радиочастотных генераторов и полностью перешла на ламповую основу.

Широкое применение катодных ламп (так первоначально назывались электронные лампы) стимулировало фундаментальные исследования и разработки в области вакуумной электроники. В 10–20-е годы XX века были сформулированы и уточнены законы термоэлектронной эмиссии (О. Ричардсон, С. Дэшмен, В. Шоттки), отбора катодного тока в лампах (С. Чайльд, И. Лангмюр, С. А. Богуславский, К. Блоджет), разработаны

основы теории электронных ламп, методы расчета их конструкций и режимов работы, технология новых эффективных термокатодов (торировано-вольфрамового и оксидного) и т. д.

В 1919 г. В. Шоттки предложил четырехэлектродную (двухсеточную) лампу — тетрод, применение которой в усилителях радиосигналов позволило существенно повысить их коэффициент усиления и предельные рабочие частоты. Достигнутые параметры ламповых усилителей были улучшены в начале 1930-х годов с появлением пентода — пятиэлектродной лампы с тремя сетками. В этот же период изобретение перспективного супергетеродинного метода приема радиосигналов стимулировало разработку специальных частотопреобразовательных и смесительных многоэлектродных ламп: гексода и гептода (шести- и семиэлектродных), а также многофункциональных комбинированных ламп: триод-гептодов, диод-триод-пентодов и др., которые, по существу, явились прототипами интегральных вакуумных электронных устройств.

В 30-х годах XX века ламповые усилители решили проблему высококачественного усиления электромагнитных колебаний при записи и воспроизведении звука, чем способствовали появлению звукового кино и разнообразных электромузыкальных инструментов, а также массовому выпуску радиол и магнитофонов. Но определяющую роль в развитии звукового кино и телевидения сыграли вакуумные фотоэлектронные и электронно-лучевые приборы. Первые, экспериментальные образцы этих приборов появились еще в конце XIX столетия. Однако широкое применение они получили лишь в 30-е годы XX века, когда четко определилась потребность в этих приборах не только в кино и телевидении, но также в измерительной технике и радиолокации. В этот период появились первые промышленные высоковакуумные осциллографические, приемные и передающие телевизионные трубки, фотоэлектронные умножители тока, электронно-оптические преобразователи и другие вакуумные электронные приборы. Этому в значительной степени способствовали успехи в области электронной оптики — разделе физики, исследующем методы формирования и фокусировки потоков заряженных частиц (электронов, ионов) с помощью статических электрических и магнитных полей. К началу 1930-х годов была показана возможность создания электронно-оптических систем, позволяющих формировать тонкие, острофокусные электронные лучи и получать с их помощью на светящихся экранах четкие изображения с высокой степенью разрешения.

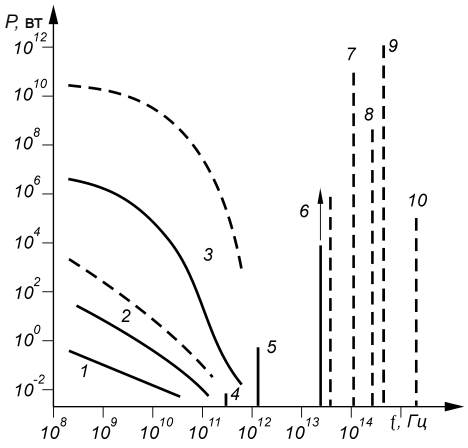
Развитие электронного телевидения, многоканальной связи и особенно радиолокации, как средства раннего обнаружения летящих самолетов, потребовало значительного повышения рабочих частот используемых радиосистем, до 300 МГц и выше. На этих частотах, получивших название *сверхвысоких частот* (СВЧ), работа обычных ламповых генераторов и усилителей оказалась неэффективной, потому что сильно выросли проводимости паразитных междуэлектродных емкостей и индуктивностей выводов лампы, возросли потери энергии в элементах конструкции лампы и всего лампового устройства, заметно проявилась

инертность электронов в лампах, поскольку время пролета электронов оказалось соизмеримым с периодом генерируемых колебаний. Стало ясно, что в диапазоне нескольких сот мегагерц лежит частотный предел применимости электронных ламп в радиотехнических устройствах, и поэтому освоение СВЧ-диапазона требует создания электронных генераторов и усилителей на новых физических принципах. Так в 30-х годах XX века было положено начало становлению и бурному развитию нового научно-технического направления вакуумной электроники: электроники СВЧ, которую также называют микроволновой электроникой. В указанный период были разработаны: новые методы управления электронными потоками, основанные на скоростной модуляции электронов, новые методы отбора энергии от модулированного потока, основанные на эффекте наведенного тока, оригинальные конструкции высокодобротных колебательных систем в виде полых, объемных резонаторов и т. д. В этот же период были предложены новые типы электронных приборов: многорезонаторный магнетрон (Н. Ф. Алексеев и Д. Е. Маляров, 1936 г.); пролетные клистроны (А. Н. Арсеньева и О. Хейль, 1935 г.; В. Хан, Г. Метколф, Р. и З. Варианы, 1938 г.); отражательные клистроны (Н. Д. Девятков, В. Ф. Коваленко, 1940 г.); несколько позже лампа бегущей волны (Р. Компфнер, 1943 г.). В 50-х годах XX века независимо друг от друга А. В. Гапонов-Грехов и В. В. Железняков (СССР), Р. Твис (Австралия) и Шнайдер (ФРГ) обосновали возможность получения когерентных (согласованных во времени) СВЧ-колебаний электронов, вращающихся и взаимодействующих с переменными электрическими полями на частотах, близких к циклотронной частоте или кратной ей. Реализация этой возможности привела к появлению нового класса мощных вакуумных СВЧ-приборов, получивших название *мазеры*[1] *на циклотронном резонансе* (МЦР).

Изобретение в 1948 г. транзистора и последовавшее за этим бурное развитие полупроводниковой электроники существенно ограничило область применения маломощных электронных ламп. В настоящее время они используются для решения задач, связанных главным образом с работой в условиях интенсивного радиационного или мощного импульсного электромагнитного излучения. Предпочтение электронным лампам отдается также и при создании высококачественных усилителей низкочастотных сигналов для аудиоаппаратуры. Такая аппаратура обеспечивает более естественное звучание, чем устройства на полупроводниковых приборах. В тех же областях техники и технологии, где необходимы мощные источники электромагнитных колебаний (радиовещание, дальняя связь, телевидение, радиолокация, ускорительная техника, плазменная технология, плазмохимия и др.), приборы и устройства вакуумной электроники практически сохранили свое господствующее положение. На рисунке приведены графики, характеризующие максимальные уровни СВЧ-мощности, достигнутые с по-

[1] МАЗЕР — сочетание начальных букв английских слов Microwave Amplification by Stimulated Emission Radiation — усиление микроволн с помощью индуцированного излучения.

мощью одиночных вакуумных и полупроводниковых приборов, а также интегральных микросхем к началу 90-х годов [1] (сплошные линии соответствуют непрерывному режиму работы, пунктирные — импульсному). Как видно из графиков, разница в уровнях достигнутых мощностей составляет $10^5...10^6$ раз. Это хорошо согласуется с теоретическими оценками, основанными на изучении предельных физических констант используемых материалов и принципов работы. Следовательно, указанное различие частотно-энергетических характеристик вакуумных и полупроводниковых приборов является принципиальным. На этом основании можно утверждать, что перспективы развития вакуумных электронных приборов как источников мощных электромагнитных колебаний по-прежнему сохраняются. Сохраняют перспективы развития и такие группы вакуумных электронных приборов, как электронно-лучевые, фотоэлектронные и рентгеновские приборы.



Максимальные уровни мощности СВЧ-приборов и отдельных приборов квантовой электроники

1 — интегральные схемы; *2* — полупроводниковые приборы; *3*— электровакуумные приборы; лазеры: *4* — на парах ICN; *5* — на парах HCN; *6* — на CO_2; *7* — на парах HF; *8* — на стекле с неодимом; *9* — на рубине; *10* — на неорганических красителях.

Большие успехи в вакуумной электронике в значительной степени были достигнуты благодаря свойствам самой среды — *вакуума*. В переводе с латинского вакуум — это пустота. Практически это понятие означает разреженный газ, в котором концентрация молекул мала по сравнению с их концентрацией в атмосфере Земли. Благодаря малой концентрации любая частица (электрон, атом, молекула) может достаточно долго перемещаться в пространстве, не сталкиваясь с другими частицами. Путь, пройденный частицей без столкновения, называется длиной свободного пробега.

Вакуум в каком-либо замкнутом объеме характеризуется *давлением газа*. Давление — это отношение средней нормальной силы к площади поверхности, на которую эта сила действует. Сама сила возникает в результате столкновения молекул со стенками вакуумной камеры. Единицей силы является 1 ньютон, а единицей давления — 1 $Н/м^2$, или 1 паскаль (Па). В технике давление часто измеряется также в миллиметрах ртутного столба (мм рт. ст.); 1 мм рт. ст. = 133,32 Па.

В общем случае физические процессы в вакууме зависят от соотношения между средней длиной пробега λ частиц газа и размером D, характерным для каждого конкретного прибора или процесса: расстояния между стенками вакуумной камеры, диаметра вакуумного трубопровода, расстояния между электродами вакуумного электронного прибора и т. д. В зависимости от этого соотношения различают низкий ($\lambda \ll D$), средний

($\lambda \sim D$) и высокий ($\lambda \gg D$) вакуум. В обычных вакуумных установках и приборах ($D \approx 10$ см) низкому вакууму соответствует давление $p > 10^2$ Па, среднему — от 10^2 до 10^{-1} Па и высокому — от 10^{-1} до 10^{-6} Па.

В низком вакууме свойства газа определяются частыми столкновениями между частицами, сопровождающимися обменом энергией. Явления переноса при этом (теплопроводность, диффузия, внутреннее трение) характеризуются плавным изменением (или постоянством) градиента переносимой величины; а также тем, что количество переносимого тепла или вещества не зависит от давления. При прохождении электрического тока в низком вакууме определяющую роль играет ионизация газа.

В высоком вакууме свойства газа определяются столкновениями частиц со стенками. Частицы движутся прямолинейно, не сталкиваясь между собой, и количество переносимого тепла или вещества пропорционально давлению. Прохождение тока в высоком вакууме возможно только в результате испускания электронов или ионов электродами. Ионизация молекул (или атомов) газа в высоком вакууме существенна только в тех случаях, когда λ частиц становится значительно меньше расстояния D в силу специфики условий распространения частицы (например, при движении электрона по сложным траекториям в магнитном поле).

Свойства газа в среднем вакууме являются промежуточными между его свойствами в низком и высоком вакууме.

Существует также понятие сверхвысокого вакуума ($p < 10^{-6}$ Па), которое связано не с величиной отношения λ/D, а со временем τ, необходимым для образования мономолекулярного слоя адсорбированных молекул газа на поверхности твердого тела, помещенного в вакуум и первоначально свободного от адсорбированного газа. Величина τ обратно пропорциональна давлению. При $p < 10^{-6}$ Па τ может превышать несколько десятков секунд. Примером сверхвысокого вакуума может служить среда на высоте свыше 200 км от поверхности Земли.

В дальнейшем с целью упрощения терминологии газ, находящийся в состоянии высокого и сверхвысокого вакуума, будем называть просто вакуумом, а находящийся в состоянии среднего и низкого вакуума — разреженным газом. Такой подход оправдан, в частности, тем, что электронные приборы, работающие при высоком и сверхвысоком вакууме, обычно называются вакуумными электронными приборами, а приборы, работающие при среднем и низком вакууме — газоразрядными, ионными или плазменными приборами.

Что дает электронике использование свойств вакуумной среды?

Большая длина свободного пробега в вакууме позволяет формировать и использовать длинные пучки заряженных частиц без потери их энергии на взаимодействие с молекулами газа. При этом скорости потоков заряженных частиц могут достигать значений, близких к скорости света. Благодаря этому, например, можно создавать электронные генераторы радиочастотных колебаний на огромные мощности (гигаватты). В полупроводнике же из-за взаимодействия с атомами кристаллической решетки предельная максимальная скорость свободных заряженных

частиц (носителей зарядов) на несколько порядков ниже, что резко ограничивает предельно достижимые мощности полупроводниковых генераторов.

Вакуумные междуэлектродные промежутки обладают высокой электрической прочностью и способностью самовосстанавливать эту прочность после случайных пробоев. Это позволяет, в частности, создавать малогабаритные, но достаточно высоковольтные и мощные электронные приборы.

Вакуумная среда химически инертна. Все химические реакции с участием остаточных молекул газа протекают медленно. Поэтому раскаленные элементы конструкций приборов (катоды, сетки и др.), которые на воздухе быстро окисляются, в высоком вакууме в реакцию окисления практически не вступают, что в значительной степени определяет стабильность и долговечность работы приборов.

Вакуумная среда оказывает слабое механическое сопротивление движущимся в ней телам и почти не участвует в процессе теплопередачи, что позволяет использовать вакуум не только в электронной технике и технологии, но и в других научно-технических областях.

Подробнее о физике вакуума, а также способах и средствах его получения рассказывается в [2].

ГЛАВА ПЕРВАЯ

ВАКУУМНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ И УСТРОЙСТВА, ИХ ПРИНЦИПЫ ДЕЙСТВИЯ

1.1. ОСНОВНЫЕ ГРУППЫ ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ И УСТРОЙСТВ

В настоящее время существует большое разнообразие вакуумных электронных приборов (ВЭП). В зависимости от принципа работы и функционального назначения ВЭП разделяют на следующие основные группы.

Электронные лампы: диоды, триоды, тетроды, пентоды. В этих приборах используется управление плотностью (интенсивностью) электронного потока. Они предназначены для генерирования и усиления электрических колебаний с частотами до $3 \cdot 10^9$ Гц, а также для работы в качестве модуляторных и переключающих приборов. Они применяются в установках связи, радиовещания и телевидения, а также в энергетике для высокочастотного (индукционного) нагрева материалов и преобразования электрической энергии.

Микроволновые (сверхвысокочастотные) приборы: клистроны, лампы бегущей волны, магнетроны и др. Эти приборы используют скоростную модуляцию электронного потока и предназначены для генерирования, усиления и преобразования электромагнитных сигналов в диапазоне частот от $3 \cdot 10^8$ до $3 \cdot 10^{12}$ Гц. Основными областями их применения являются: радиолокация, связь, телевидение, телеуправление (например, искусственными спутниками Земли и космическими кораблями), СВЧ-нагрев в промышленности и в быту (микроволновые печи) и т. д.

Электронно-лучевые приборы: осциллографические, приемные телевизионные — кинескопы, радиолокационные, индикаторные, запоминающие и др. устройства, в которых используется управление интенсивностью и направлением распространения тонкого электронного пучка (луча) и взаимодействие его с флюоресцирующим экраном или мишенью прибора. Они предназначены для преобразования электрических сигналов в видимое изображение (визуализации электрических сигналов), а также для хранения и переработки различной информации; используются в устройствах измерительной техники, телевидения, радиолокации, вычислительной техники.

Фотоэлектронные приборы: вакуумные фотоэлементы, фотоэлектронные умножители, электронно-оптические преобразователи, передающие электронно-лучевые приборы и др., действие которых основано на использовании фотоэффекта для преобразования видимого изображения в электрические сигналы, либо невидимого (инфракрасного) изображе-

ния в видимое. Применяются в устройствах автоматики, телевидения, астрономии, ядерной физики, факсимильной связи и т. д.

Рентгеновские приборы предназначены для генерирования рентгеновского излучения, которое возникает при бомбардировке твердотельной мишени ускоренным электронным пучком. Они применяются для просвечивания (дефектоскопии) материалов, для рентгеноструктурного и рентгеноспектрального анализа, медицинской диагностики, терапии и т. д.

Особую группу вакуумных электронных технических устройств составляет разнообразная технологическая электрофизическая и аналитическая электронно-лучевая аппаратура. К ней относятся установки электронно-лучевой сварки материалов, ускорители заряженных частиц, электронные микроскопы, электронно-лучевые анализаторы и др. В этих устройствах используются те же, что и в ВЭП, способы получения свободных заряженных частиц, формирования и управления параметрами электронных пучков, способы преобразования энергии этих пучков. Таким образом, можно предположить, что независимо от функциональных назначений указанных ВЭП и устройств (в дальнейшем ВЭПУ) физико-технические основы их едины. Для того чтобы убедиться в этом, проанализируем принципы действия ВЭПУ и выделим то общее, что может составлять физико-технический фундамент вакуумной электроники. Учитывая большое разнообразие существующих типов ВЭПУ, рассмотрим выборку из основных групп ВЭПУ, имея в виду прежде всего типы приборов и устройств, знакомые студентам по ранее изучавшимся курсам предметов (например, по курсу физики).

1.2. ПРИНЦИПЫ ДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛАМП И ЛАМПОВЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ

Диод. Простейшей электронной лампой, нашедшей в свое время широкое применение в радиотехнике, является *вакуумный диод* с термокатодом, условно показанный на рис. 1.1, *а*. Он состоит из двух электродов: катода (К) и анода (А), расположенных внутри герметического (обычно стеклянного) баллона, из которого откачан воздух до давления порядка 10^{-6} мм рт. ст. В простейшем случае катод представляет собой тонкую металлическую нить с оксидным покрытием, разогреваемую до высокой (рабочей) температуры электрическим током от специального источника накала. (В диоде, изображенном на рис. 1.1, используется подогревный катод, представляющий собой металлическую трубку, снаружи покрытую слоем активного вещества и нагреваемую до рабочей температуры

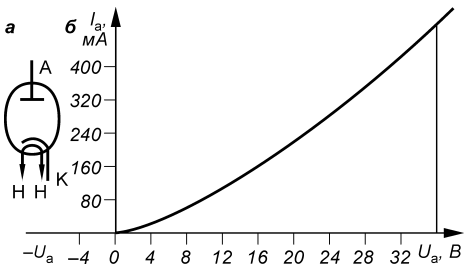


Рис. 1.1
Диод (а) и его статическая анодная характеристика (б)

с помощью нагревателя (НН), вставленного внутрь катода.) При нагреве катода до рабочей температуры с его поверхности начинают испускаться электроны, которые при отсутствии напряжения на аноде концентрируются в виде электронного облака преимущественно вблизи катода. Если к аноду подвести положительное напряжение, то в междуэлектродном пространстве диода возникнет электрическое поле, притягивающее электроны к аноду. Под действием этого поля электроны в виде непрерывного электронного потока движутся к аноду и создают в его внешней цепи электрический ток, получивший название *анодного тока*. Если на анод подать отрицательное по отношению к аноду напряжение, то возникшее электрическое поле будет отталкивать электроны от анода, и поэтому ток в анодной цепи будет отсутствовать. Таким образом, главным свойством диода является его *односторонняя (униполярная) проводимость* электрического тока.

Наглядное представление о характере проводимости диода дает графическая зависимость анодного тока I_a от анодного напряжения U_a, которая обычно называется статической анодной (вольтамперной) характеристикой диода. Типичный вид такой характеристики показан на графике рис. 1.1, б, иллюстрирующем проводимость вакуумного диода 6Ц10П. Односторонняя проводимость на этой характеристике отображена резким изломом кривой (нелинейностью) вблизи $U_a = 0$, т. е. отсутствием анодного тока при $U_a < 0$ и появлением его при $U_a > 0$. Нелинейная зависимость I_a от U_a в правой части графика (в области положительных анодных напряжений) объясняется тем, что проводимость диода в этом случае подчиняется не закону Ома, *а закону степени 3/2*, который кратко может быть записан в виде $I_a = GU_a^{3/2}$, где G — коэффициент, зависящий от геометрических размеров диода.

В настоящее время электронная промышленность выпускает высоковольтные вакуумные диоды — кенотроны (напряжение на аноде до 100 кВ и сила анодного тока до 500 мА), предназначенные для выпрямления низкочастотного переменного тока, чаще всего промышленной частоты; они применяются в выпрямителях радиолокационных станций, рентгеновских установок и в других высоковольтных устройствах.

Триод. В отличие от диода триод имеет еще один электрод, выполненный в виде металлической решетки или сетки и расположенный между анодом и катодом (условная схема триода показана на рис. 1.2, *а*, где С — сетка).

Триод, как и диод, обладает свойством односторонней проводимости электрического тока. Однако широкое применение триода в радиоэлектронике и других областях техники определило не это свойство, а его способность эффективно управлять величиной протекающего через него тока при помощи электрического напряжения сетки. Опытным путем было установлено, что если анод триода зарядить до некоторого положительного потенциала U_a, а сетке сообщить потенциал U_c, близкий к потенциалу катода, то электрическое поле анода проникает сквозь сетку в область катода и при накаленном катоде вызывает заметный по величине анодный ток. Уменьшая или увеличивая потенциал сетки, можно

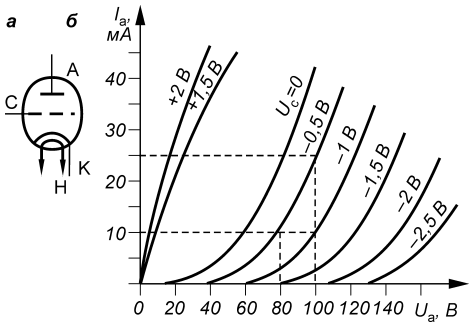


Рис. 1.2
Триод (а) и его статические анодные характеристики (б)

ослаблять или усиливать действие поля анода и тем самым в широких пределах регулировать анодный ток триода. При этом, благодаря более близкому расположению сетки к катоду, ее потенциал будет сильнее влиять на величину анодного тока, чем потенциал анода. Важно также и то, что управление током в триоде при помощи U_c можно осуществлять практически без затраты мощности в сеточной цепи. Для этого необходимо, чтобы в процессе управления потенциал сетки не выходил за пределы значений $U_c \le 0$, т. е. не становился положительным. Тогда электронный поток в триоде будет проходить сквозь сетку без потерь электронов на ее витках, не создавая в сеточной цепи активного тока. По этой причине триоды были названы приборами, или лампами, с электростатическим управлением и широко использовались не только в качестве электронных регуляторов тока, но и для построения различных по мощности генераторов и усилителей радиоволн.

На рис. 1.2, *б* приведено полученное экспериментально семейство анодных характеристик $I_a = f(U_a)$ триода 6С10П, различающихся величиной и знаком потенциала U_c. Все характеристики, снятые при $U_c \le 0$, практически одинаковы по форме и похожи на анодную характеристику диода (рис. 1.1, *б*), что указывает на единый закон изменения I_a от U_a в диоде и триоде — закон степени 3/2. Что касается формы характеристик, снятых при $U_c > 0$, то она иная. По мере повышения положительных значений U_c соответствующие им характеристики все в большей степени стремятся принять выпуклую форму, существенно отличающуюся от формы характеристик диода. Это означает, что при $U_c > 0$ в триоде протекают более сложные, чем в диоде, физические процессы и поэтому характеристики триода при $U_c > 0$ определяются уже не законом степени 3/2, а какими-то другими закономерностями.

Рассматриваемые характеристики позволяют легко оценить эффективность управления током в триоде при помощи как U_c, так и U_a. Пусть, например, $U_a = 100$ В, тогда повышение U_c с −1 до −0,5 В (т. е. на $\Delta U_c = 0{,}5$ В) приведет к увеличению I_a с 10 мА до 25 мА, т. е. на $\Delta I_a = 15$ мА. Следовательно, эффективность управления при помощи U_c в данном случае будет определяться отношением приращения анодного тока к приращению потенциала сетки, т. е. коэффициентом $S = \Delta I_a/\Delta U_c = 30$ мА/В. Для оценки эффективности управления при помощи потенциала U_a допустим, что $U_c = -0{,}5$ В. Тогда, чтобы добиться такого же изменения тока, как и в предыдущем случае, т. е. $\Delta I_a = 15$ мА, анодный потенциал надо изменить с 80 В до 100 В, т. е. на $\Delta U_a = 20$ В. Следовательно, *коэффициент управления током* в этом случае будет равен

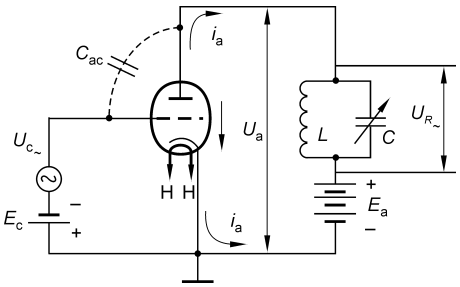


Рис. 1.3
Схема триодного усилителя с общей точкой на катоде

$S_a = \Delta I_a/\Delta U_a = 0{,}75$ мА/В. Таким образом, в указанном триоде эффективность управления током при помощи U_c будет в $\mu = S_c/S_a = \Delta U_a/\Delta U_c = 20/0{,}5 = 40$ раз выше, чем при управлении с помощью U_a. Величина μ получила название *статического коэффициента усиления лампы.*

Как уже отмечалось, триоды широко используются для генерирования и усиления электромагнитных колебаний. Принципиальная схема простейшего триодного усилителя (с общей точкой на катоде) приведена на рис. 1.3. Кроме самого триода, в нее входят источники постоянных напряжений E_c и E_a, источник переменных (усиливаемых) сигналов $u_{c\sim}$ и колебательный контур LC, который на резонансной частоте $f_0 = 1/(2\pi\sqrt{LC})$ обладает высоким *активным эквивалентным сопротивлением* $R_э = \rho Q$ (килоомы), где ρ — *характеристическое сопротивление* и Q — *добротность колебательного контура* (см. Приложение 1).

Главной особенностью рассмотренной схемы является то, что сеточная (входная) цепь и анодная (выходная) цепь имеют общую точку на катодном выводе триода, которая обычно заземляется. Поэтому такая схема называется схемой с общей точкой на катоде или схемой с заземленным катодом.

Принцип действия триодного усилителя заключается в следующем. При подведении к электродам всех необходимых напряжений, включая и напряжение накала (на рисунке оно не показано), с катода возникает *эмиссия электронов.* Часть этих электронов под действием ускоряющего поля анода, проникающего сквозь сетку, в виде электронного потока направляется на анод и создает в анодной цепи ток i_a. Поскольку напряжение сетки u_c непрерывно меняется с частотой усиливаемого сигнала, количество электронов, уходящих от катода на анод в единицу времени, будет также изменяться (модулироваться). Протекая через колебательный контур, настроенный в резонанс, переменный анодный ток создает на контуре переменное падение напряжения $u_{R\sim} = i_{a\sim}R_э$ и выделяет в нем *колебательную мощность* $P_\sim = 0{,}5U^2_{R_m}/R_э$, где U_{R_m} — амплитуда напряжения на контуре. Обе эти величины на сравнительно невысоких частотах могут во много раз превышать напряжение $u_{c\sim}$ и мощность $P_{c\sim}$ входного сигнала. Это превышение определяется *коэффициентами усиления по напряжению* $\mu_U = u_{R\sim}/u_{c\sim}$ *и мощности* $\mu_P = P_\sim/P_{c\sim}$, которые достаточно полно характеризуют усилительные свойства лампового усилителя.

Для более глубокого понимания работы триодного усиления следует принять во внимание фазовые соотношения между переменными напряжениями и анодным током. Графики этих величин приведены на рис. 1.4. Они соответствуют следующим функциям:

$$u_{\text{с}} = -E_{\text{с}} + u_{\text{с}\sim} = -E_{\text{с}} + U_{\text{с}_m}\sin\,\omega t,$$

$$i_{\text{а}} = I_{\text{а}_0} + i_{\text{а}\sim} = I_{\text{а}_0} + I_{\text{а}_m}\sin\,\omega t,$$

$$u_R = i_{\text{а}} \cdot R_{\text{э}} = 0 + I_{\text{а}_m}R_{\text{э}}\sin\,\omega t,$$

$$u_{\text{а}} = E_{\text{а}} - u_{R\sim} = E_{\text{а}} - I_{\text{а}_m}\sin\,\omega t.$$

Следует обратить внимание на то, что напряжение на резонансном колебательном контуре u_R не имеет постоянной составляющей. Это объясняется тем, что сопротивление колебательного контура постоянному току пренебрежимо мало.

Из сопоставления приведенных графиков, на которых штриховкой показаны результирующие величины, следует, что если $u_{\text{с}}$, $i_{\text{а}}$, u_R изменяются в фазе относительно друг друга, то $u_{\text{а}}$ — в противофазе к ним. Этот факт имеет чрезвычайно важное, принципиальное значение. Только благодаря противофазному изменению $i_{\text{а}}$ и $u_{\text{а}}$ возможно периодическое перераспределение энергии источника постоянного напряжения $E_{\text{а}}$ между колебательным контуром и лампой, осуществление самого принципа усиления сигнала. С учетом приведенных фазовых соотношений между различными переменными величинами можно дать более углубленную трактовку принципа действия триодного усилителя.

Электроны, эмитированные катодом, под действием результирующего поля сетки и анода в виде модулированного по плотности потока направляются к аноду. В области анода этот электронный поток, с одной стороны, ускоряется постоянным полем, сообщающим ему в конце движения энергию в вольтах, равную $E_{\text{а}}$, а с другой — взаимодействует с переменным полем, обусловленным $u_{\text{а}\sim}$. Это поле в один полупериод тормозит электроны и тем самым отбирает от них часть приобретенной ими энергии, а в другой — дополнительно ускоряет их и, следовательно, отдает им часть своей энергии. Благодаря тому, что в тормозящий полупериод этого поля к аноду подходит бóльшее количество электронов, чем в ускоряющий полупериод (оно пропорционально заштрихованной площади графика $i_{\text{а}} = f(\omega t)$ на рис. 1.4), общая энергия, передаваемая электронами полю при торможении,

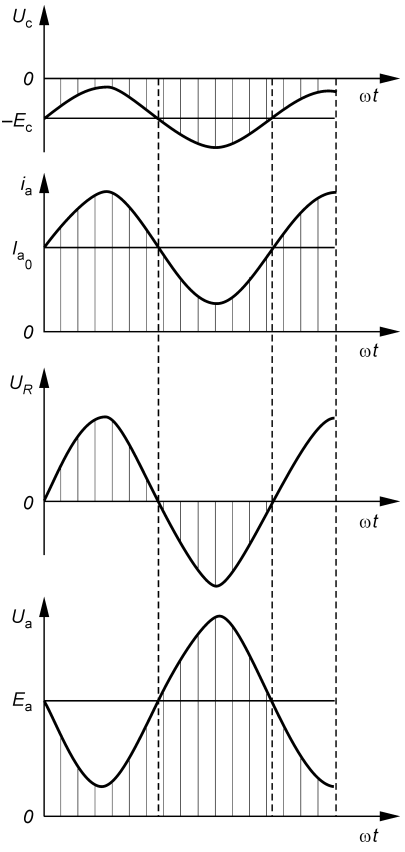


Рис. 1.4
Графики переменных величин в триодном усилителе

превосходит энергию поля, отбираемую электронами при их дополнительном ускорении. Таким образом, часть энергии, полученной электронами потоком от источника постоянного напряжения E_a, преобразуется в энергию переменного электромагнитного поля, которая накапливается в колебательном контуре и, в конечном счете, определяет собой энергетический уровень выходного, полезного сигнала, т. е. значение $P_{\sim}$. В современных мощных триодных усилителях эта часть энергии может составлять до 80–85% энергии, отбираемой электронами от источника анодного напряжения, что указывает на высокий коэффициент полезного действия (КПД) этих усилителей. Оставшуюся часть энергии электронный поток рассеивает на аноде, бомбардируя его и вызывая, в общем случае, ряд побочных явлений: нагрев анода, вторичную электронную эмиссию, рентгеновское излучение.

Простота схемы и высокая эффективность работы триодного усилителя, возможность генерирования больших мощностей (десятки-сотни киловатт) являются основными достоинствами триодов, определившими их широкое применение в радиопередатчиках, установках индукционного нагрева, а также в мощных модуляторных, переключающих и регулирующих устройствах. Однако при освоении высоких частот (диапазона $10^6...10^8$ Гц) выявился один из наиболее существенных и принципиальных недостатков триода, работающего в схеме с общей точкой на катоде. Было замечено, что по мере повышения частоты усиливаемых сигналов коэффициент усиления триодного усилителя постепенно снижается. Усилитель начинает работать нестабильно и приобретает склонность к самовозбуждению. Исследования показали, что главной причиной проявления указанного недостатка явилось увеличение емкостной проводимости междуэлектродного промежутка анод–сетка. В триодах в зависимости от размеров электродов (а они прежде всего определяются мощностью триода) емкость указанного промежутка C_{ac} (рис. 1.3) составляет от нескольких единиц до нескольких сотен пикофарад, поэтому на высоких частотах проводимость ωC_{ac} оказывается весьма существенной. Например, на частоте $f = 10^7$ Гц емкость $C_{ac} = 50$ пф будет иметь проводимость $\omega C_{ac} = 2\pi f C_{ac} = 2\pi \cdot 10^7 \cdot 50 \cdot 10^{-12} = 3{,}14 \cdot 10^{-3}$ 1/Ом. При этом ее сопротивление $1/\omega C_{ac} = 10^3/3{,}14 \approx 320$ Ом окажется соизмеримым с эквивалентным сопротивлением анодной нагрузки триода, в связи с чем резко проявится непосредственная (электромагнитная или полевая) связь между входной и выходной цепями усилителя, благодаря которой мощность сигнала из одной цепи может переходить в другую без участия электронного потока. Такой переход эквивалентен дополнительным потерям мощности, которые особенно чувствительны во входной цепи, где они могут во много раз превышать мощность, затрачиваемую непосредственно на управление электронным потоком, и тем самым значительно снижать коэффициент усиления по мощности. Переход колебательной мощности из выходной цепи во входную в конечном счете приводит к нестабильной работе и даже самовозбуждению усилителя (*эффект проходной емкости*). Для устранения указанного недостатка необходимо либо до минимума снизить величину проходной емкости в лампе, либо

максимально нейтрализовать ее действие, введя в схему усилителя соответствующие усовершенствования.

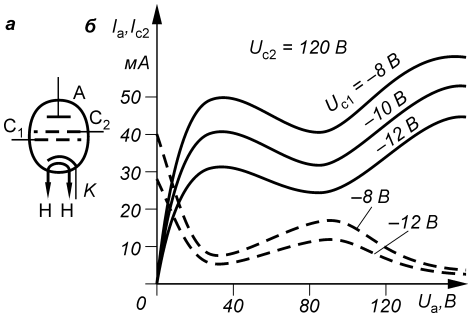


Рис. 1.5
Тетрод (а) и его статические характеристики (б)

Тетрод. Значительное снижение проходной емкости триода было достигнуто путем введения в междуэлектродный промежуток сетка–анод дополнительной (второй по счету) сетки, предназначенной для экранирования первой сетки и катода от воздействия поля анода. В результате был создан новый тип электронного прибора, получивший название четырехэлектродной экранированной лампы, или экранированного тетрода. Условное обозначение такого тетрода показано на рис. 1.5. В тетроде ближайшая к катоду сетка C_1 обычно называется управляющей, а вторая C_2 — экранирующей сеткой. При выборе структуры и густоты экранирующей сетки пришлось учесть ряд противоречивых требований, предъявляемых к ней. С одной стороны, она должна быть эффективным электростатическим экраном, т. е. иметь плотную структуру, малопрозрачную для поля анода, но, с другой стороны, она должна иметь хорошую прозрачность для электронного потока, т. е. быть достаточно редкой, чтобы не препятствовать движению электронов к аноду и, следовательно, не нарушать нормальную работу усилителя. Для решения противоречивой задачи потребовалось сделать следующее: выбрать шаг этой сетки, равный или несколько превышающий шаг управляющей сетки, заземлить ее лишь по высокой частоте путем присоединения к катоду через специальный конденсатор большой емкости и одновременно подать на нее постоянное положительное напряжение не менее $(0{,}1...0{,}15)E_a$. В результате этого проходная емкость C_{ac1} в экранированных тетродах была снижена примерно на один-два порядка по сравнению с аналогичной емкостью в триоде, и таким образом было получено значительное улучшение высокочастотных свойств этой лампы.

По сравнению с триодом тетрод имеет большое число статических характеристик. Из них наиболее показательными являются анодные $I_a = f(U_a)$ (на рис. 1.5, *б* сплошные линии) и экранно-анодные $I_{c2} = \varphi(U_a)$, где I_{c2} — ток экранирующей сетки. Приведенные на рис. 1.5, *б* семейства таких характеристик соответствуют лампе 6П30Б в тетродном включении при различных отрицательных напряжениях на управляющей сетке U_{c1} и неизменном положительном напряжении $U_{c2} = 120$ В. Сравнивая анодные характеристики тетрода с аналогичными характеристиками триода (рис. 1.2), видим существенное различие их форм. Специфической особенностью характеристик тетрода являются «провалы» в кривых анодного тока и «подъемы» в кривых тока экранирующей сетки, наблюдаемые в интервале анодных напряжений $30 \lesssim U_a \lesssim 120$ В. Специальные исследования показали, что причиной этого эффекта является переход

вторичных электронов, выбиваемых из анода первичными электронами (т. е. движущимися с катода), на экранную сетку, потенциал которой превышает анодный потенциал ($U_{с2} > U_а$). В результате этого величина анодного тока, обусловленная как первичными, так и вторичными электронами, понижается, а величина тока экранирующей сетки — повышается. В теории электронных ламп указанный эффект получил название *анодного динатронного эффекта.*

Как видно из рис. 1.5, *б*, анодный динатронный эффект прекращается, как только $U_а$ превысит $U_{с2}$. В этом случае может возникнуть переход вторичных электронов с экранирующей сетки на анод, который приведет к снижению тока $I_{с2}$ и соответствующему повышению тока $I_а$. Такой эффект называется *сеточным динатронным эффектом*. Однако эта разновидность динатронного эффекта обычно мало заметна на практике.

Схема простейшего тетродного усилителя с общей точкой на катоде (на сравнительно небольшую мощность) приведена на рис. 1.6. В нее помимо входной и выходной цепей, которые принципиально ничем не отличаются от аналогичных цепей триодного усилителя (рис. 1.2), входят конденсатор $C_ш$ (шунтирующий) и сопротивление $R_б$ (балластное), обеспечивающие необходимый режим работы экранирующей сетки. Конденсатор, обладающий большой емкостью, по существу заземляет экранирующую сетку на частоте сигнала ω, так как его сопротивление на этой частоте $1/\omega C_ш << R_б$. Балластное сопротивление понижает постоянное напряжение экранирующей сетки по отношению к постоянному напряжению анода в соответствии с равенством $U_{с2} = E_а - I_{с2}R_б$; обычно $U_{с2} = (0{,}1…0{,}3)E_а$.

Аналогия схем триодного и тетродного усилителей определяет аналогию их принципов действия. В данной схеме так же, как и в схеме триодного усилителя, при подключении к электродам лампы всех необходимых источников напряжений, включая и напряжение накала (на схеме оно не показано), возникает электронная эмиссия с катода, и в междуэлектродном пространстве образуется электронный поток. Вблизи катода этот электронный поток модулируется по плотности, а в промежутке экранирующая сетка–анод взаимодействует с переменным полем анода, возбужденным самим же потоком. В процессе этого взаимодействия часть кинетической энергии электронного потока, полученной им от источника постоянного анодного напряжения, преобразуется в высокочастотную электромагнитную энергию выходного сигнала, а оставшаяся часть рассеивается на аноде, вызывая его нагрев и другие побочные, нежелательные эффекты. Процесс преобразования энергии электронного потока в энергию выходного сигнала нередко называется процессом генерирования выходного сигнала, в данном случае радиочастотного.

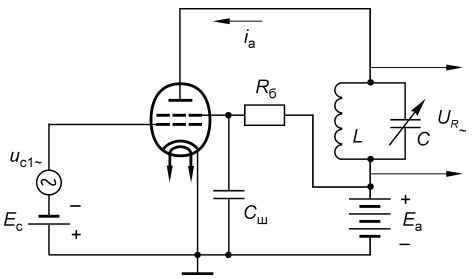


Рис. 1.6
Схема тетродного усилителя

Введение экранирующей сетки позволило значительно поднять высокочастотный «потолок» и на порядок увеличить коэффициент усиления лампового усилителя. Но вместе с этим появились и дополнительные искажения сигнала, обусловленные анодным динатронным эффектом. Кроме того, этот эффект заметно снижал КПД тетродного усилителя, а также стабильность его работы. Дальнейшее улучшение технических показателей ламповых усилителей требовало устранения динатронного эффекта.

Пентод. Первой бездинатронной лампой с экранирующей сеткой стал пентод. Условное обозначение пентода приведено на рис. 1.7, *а*. В отличие от тетрода пентод имеет три сетки: управляющую $С_1$, экранирующую $С_2$, антидинатронную (защитную) $С_3$, расположенную вблизи анода и предназначенную для подавления динатронного эффекта. Свое главное назначение антидинатронная сетка выполняет при подведении к ней постоянного напряжения, равного или близкого к напряжению катода, т. е. существенно пониженного по сравнению с постоянными напряжениями анода и экранирующей сетки. При таком условии в области третьей сетки создается тормозящее электрическое поле, препятствующее переходу вторичных (медленных) электронов с одного электрода на другой и в то же время практически не нарушающее прохождение на анод первичных (быстрых) электронов. Благодаря этому, анодные статические характеристики пентода не имеют провала, типичного для анодных характеристик экранированного тетрода.

Для иллюстрации сказанного на рис. 1.7, *б* приведены характеристики $I_а = f(U_а)$ — сплошные линии и $I_{с2} = \varphi(U_а)$ пентода 6П30Б, снятые при напряжении антидинатронной сетки $U_{с3} = 0$. Сопоставляя их с аналогичными характеристиками этой же лампы (рис. 1.5), снятыми при тетродном включении ее в измерительную схему (при соединении третьей сетки к аноду), легко оценить эффективность рассмотренного способа подавления динатронного эффекта.

На рис. 1.8 приведена схема простейшего пентодного усилителя с общей точкой на катоде. В этой схеме третья сетка, помимо своего основного назначения, выполняет также функцию второго электростатического экрана, дополнительно снижающего проходную емкость на участке управляющая сетка–анод, т. е. $С_{ас1}$. Полная аналогия рассматриваемой схемы со схемой тетродного усилителя, приведенной ранее (рис. 1.6), указывает

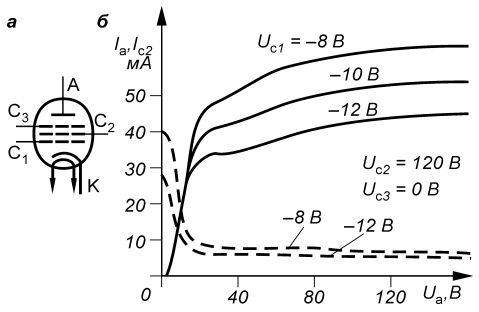


Рис. 1.7
Пентод (а) и его статические характеристики (б)

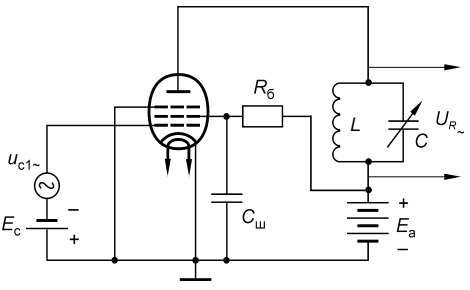


Рис. 1.8
Схема пентодного усилителя

на то, что введение в тетрод третьей сетки не изменило самого принципа действия нового типа усилителя. По-прежнему в его основе лежат четыре главных электронных процесса: эмиссия электронов, создание электронного потока, модуляция плотности этого потока и преобразование энергии модулированного по плотности электронного потока в энергию выходного сигнала и другие виды энергии. Вместе с тем третья сетка существенно расширила функциональные возможности пентода, сделав его универсальной лампой. В частности, она позволила разработать ряд новых схем, в которых C_3 использовалась в качестве второй управляющей сетки. К этим схемам относятся, например, схемы пентодных генераторов с амплитудной модуляцией по третьей сетке, а также схемы смесителей и преобразователь частоты.

Триод в схеме с заземленной сеткой. Важную роль в развитии электроники СВЧ сыграла новая схема лампового усилителя, получившая название схемы с общей точкой на сетке или с заземленной сеткой. Она была предложена известным советским радиоспециалистом М. А. Бонч-Бруевичем для значительного уменьшения проходной емкости триода без применения экранирующей сетки. В авторском свидетельстве № 23273 от 29.04.1929 г. сущность своего изобретения он изложил следующим образом: «Катодный генератор, или усилитель с колебательным контуром как в цепи сетки, так и в цепи анода, отличающийся тем, что с целью избежания емкостной связи между цепью анода и цепью сетки источник, дающий анодное напряжение, присоединен своим отрицательным полюсом к сетке лампы». Если обратиться к уже известной схеме триодного усилителя (рис. 1.3) и изменить в ней точку подключения отрицательного полюса источника анодного напряжения в соответствии с указаниями М. А. Бонч-Бруевича, то получим схему, показанную на рис. 1.9. В ней входная и выходная цепи усилителя имеют общую точку на сетке, которая может быть заземлена. Поэтому такая схема называется схемой с общей точкой на сетке, с заземленной сеткой, или, наконец, схемой усилителя с катодным управлением, поскольку переменное управляющее напряжение подведено к катоду.

Перенесение общей точки схемы с катода на сетку лампы автоматически изменяет междуэлектродную емкость, через которую осуществляется связь между входной и выходной цепями усилителя. Если в схеме с заземленным катодом (т. е. на рис. 1.3) проходной емкостью была C_{ac}, то теперь ею стала емкость $C_{ак}$. Последняя всегда значительно меньше (примерно на порядок), не только потому, что расстояние катод–анод больше, чем расстояние сетка–анод, но и потому, что сетка, разделяющая промежуток катод–анод, в рассматриваемой схеме заземлена и выполняет роль

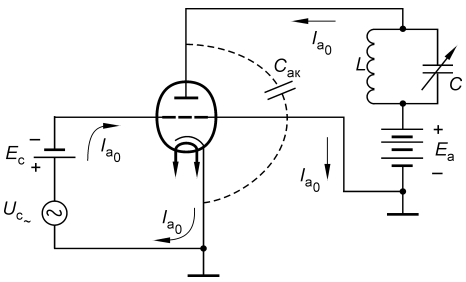


Рис. 1.9
Схема триодного усилителя с общей точкой на сетке

электростатического экрана, подобно экранирующей сетке в тетроде и пентоде. Вследствие этого триод в схеме с заземленной сеткой может иметь такую же малую проходную емкость, как и тетрод или даже пентод в схеме с заземленным катодом. Таким образом, при помощи схемы с заземленной сеткой удалось устранить основную причину «низкочастотности» триода и перевести его в разряд высокочастотных и даже сверхвысокочастотных ламп. Схема с заземленной сеткой показала, что прорыв в область сверхвысоких частот (более $3 \cdot 10^8$ Гц) можно осуществить с помощью простых по конструкции триодов, а не сложных пентодов.

Однако усилительная схема с заземленной сеткой обладает не только достоинствами, но и некоторыми недостатками по сравнению со схемой с заземленным катодом. Главным из них является принципиальная невозможность управления электронным потоком в лампе без существенной затраты высокочастотной мощности во входной цепи и, вследствие этого, низкий коэффициент усиления мощности сигнала. Причина этого недостатка заключается в нагрузке источника возбуждения $u_{c\sim}$ анодным током I_{a_0}, который (как показано на рис. 1.9) всегда протекает через обе цепи усилителя — анодную и сеточную, в то время как в схеме с заземленным катодом (рис. 1.3) этот ток течет только в анодной цепи. В сеточной же цепи активный ток появляется только тогда, когда суммарное напряжение $u_c = -E_c + u_{c\sim}$ становится положительным, и сетка начинает перехватывать некоторую часть электронного потока, направляющуюся к аноду. Но обычно эта часть потока невелика, в связи с чем сеточный ток оказывается примерно на порядок меньше анодного. Поэтому при прочих равных условиях (в том числе и одинаковых выходных мощностях усилителей) затраты высокочастотной мощности на управление электронным потоком в схеме с заземленным катодом будут значительно меньше, чем в схеме с заземленной сеткой.

1.3. ПРИНЦИПЫ ДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫХ, ФОТОЭЛЕКТРОННЫХ И РЕНТГЕНОВСКИХ ПРИБОРОВ

Электронно-лучевые приборы (ЭЛП) — это большая и разнородная по назначению группа вакуумных электронных приборов, электронные потоки в которых сформированы в виде тонких лучей или их пучков. К таким приборам прежде всего относятся осциллографические, приемные телевизионные, индикаторные трубки.

Возможность использования тонкого луча для наблюдения на светящемся экране быстропротекающих электрических процессов была понята исследователями уже вскоре после изобретения первой катодно-лучевой трубки. Поэтому широкое применение эта трубка нашла прежде всего как осциллографическая. Конструкция такого прибора изображена на рис. 1.10, он состоит из конусообразной стеклянной колбы (СК), вдоль оси которой расположены подогревный оксидный катод (К), управляющий электрод (модулятор) (М), первый ($А_1$) и второй ($А_2$) аноды и две

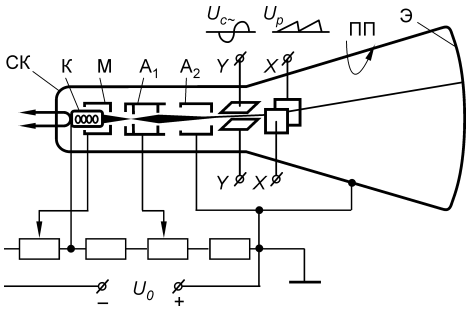


Рис. 1.10
Схема осциллографического ЭЛП

пары взаимно перпендикулярных отклоняющих пластин (Y и X). Первые четыре электрода образуют *электронный прожектор*, предназначенный для формирования тонкого электронного луча; отклоняющие пластины — для поперечного отклонения луча относительно оси трубки как по вертикали, так и по горизонтали. Дно конусной части колбы (Э) изнутри покрыто люминофором и используется в качестве экрана, светящегося при бомбардировке его быстрыми электронами. На внутренней боковой стенке конуса нанесена токопроводящая пленка (ПП), электрически соединенная со вторым анодом и выполняющая роль электростатического экрана и коллектора вторичных электронов, выбиваемых лучом с экрана трубки. Стандартные осциллографические ЭЛП работают при $U_0 = 500…2500$ В.

При подключении к прибору всех необходимых источников напряжения возникает эмиссия электронов от катода и образуется тонкий электронный луч, создающий в центре экрана светящееся пятно малого диаметра (десятые и сотые доли миллиметра). Исследуемый сигнал с напряжением $u_{c\sim}$, подведенный к пластинам Y, заставляет луч колебаться между пластинами и прочерчивать на экране вертикальную светящуюся линию. Напряжение пилообразной формы u_p, подведенное к пластинам X, равномерно отклоняет электронный луч по горизонтали и тем самым разворачивает исследуемое напряжение во времени. В результате на экране прибора возникает полный светящийся график исследуемого напряжения. При этом яркость и контрастность изображения регулируется посредством изменения напряжений соответственно управляющего электрода и первого анода. Следует подчеркнуть, что в процессе взаимодействия электронного луча с экраном трубки только небольшая часть (всего несколько процентов) его кинетической энергии преобразуется в энергию светового изображения. Основная же часть энергии луча расходуется на нагрев экрана, вторичную эмиссию, рентгеновское излучение.

Главными достоинствами ЭЛП с электростатическими принципами фокусировки и отклонения луча являются малые энергетические затраты на фокусировку и управление, а также широкий частотный диапазон (0–10^9 Гц) принципиального применения подобных приборов. К числу их основных недостатков относятся нелинейная зависимость чувствительности трубки (т. е. величины отклонения пятна на экране, приходящейся на один вольт отклоняющего напряжения) от величины и фазы отклоняющего напряжения и дефокусировка электронного луча полем отклоняющей системы. Оба недостатка проявляются в виде нелинейности и размытости наблюдаемой картины на краях экрана, особенно заметны при использовании больших отклоняющих напряжений. Указанные недостатки ЭЛП удалось значительно ослабить при использовании магнитного отклонения

вместо электростатического. Отклоняющие пластины заменяются магнитными отклоняющими катушками, которые обычно надеваются снаружи на горловину трубки и размещаются примерно на том же участке трубки, где прежде располагались отклоняющие пластины. При помощи таких систем удается получать значительные величины угла отклонения электронного луча и высококачественное изображение на экранах больших размеров. Благодаря этому они широко используются в приемных телевизионных приборах (кинескопах), а также в индикаторных ЭЛП, применяющихся, в частности, в радиолокационных установках. В некоторых типах трубок магнитные катушки используются не только для отклонения, но и для фокусировки электронного луча, что позволяет улучшить характеристики электронно-оптических систем трубок.

Фотоэлектронные приборы предназначены для преобразования фотоизображения в электрические сигналы, а также невидимого (инфракрасного) изображения в видимое. К таким приборам относятся: фотоэлемент с внешним фотоэффектом, электронно-оптический преобразователь (ЭОП) и др. На рис. 1.11 приведена конструкция простейшего двухэлектродного плоского ЭОП. Он представляет собой вакуумированный стакан с двойными стенками (типа термоса), между которыми расположены полупрозрачный фотокатод (ФК), имеющий достаточную чувствительность в инфракрасной области спектра; контактные кольца (КК) с проволочными выводами и флюоресцирующий экран (Э), подобный экрану ЭЛП. К проволочным выводам подключается источник постоянного напряжения U_0, создающий между фотокатодом и экраном однородное электрическое поле. При проецировании изображения объекта на фотокатод с его поверхности возникает фотоэлектронная эмиссия, распределение плотности которой соответствует распределению освещенности по поверхности фотокатода. Полученное таким образом электронное изображение с помощью однородного поля без изменения масштаба переносится на экран. При этом каждая точка фотокатода изображается на экране в виде кружка, диаметр которого зависит от расстояния фотокатод–экран D и значения ускоряющего напряжения U_0, определяющего энергию (скорость) потока фотоэлектронов. Как и в осциллографическом ЭЛП, при взаимодействии ускоренных электронов с поверхностью экрана возникает (генерируется) не только светящееся изображение объекта, но также вторично-электронная эмиссия, слабое рентгеновское излучение и нагрев экрана.

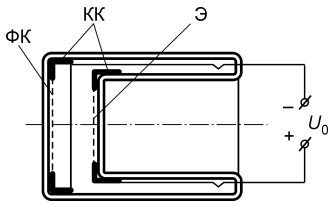


Рис. 1.11
Схема электронно-оптического преобразователя

Для улучшения четкости и яркости изображения на экране необходимо уменьшать D и увеличивать U_0. Предел изменения этих параметров ограничивается электрической прочностью ЭОП, которая обычно не превышает 10 кВ/мм. Последнее означает, что при $U_0 = 10$ кВ расстояние D не может быть меньше одного миллиметра. Плоские ЭОП позволяют получать коэффициент усиления яркости около 20 и предельное разрешение (четкость) до 25 пар линий на миллиметр.

К достоинствам плоских ЭОП относятся простота конструкции и отсутствие аберраций (кроме хроматической), вызывающих искажение изображения на экране. Недостатками являются технологические трудности при создании таких ЭОП и сравнительно низкий коэффициент усиления яркости из-за ограниченности напряжения между электродами. Повышение этого напряжения требует увеличения междуэлектродного расстояния, что приводит к ухудшению предела разрешения. Этот недостаток в значительной степени устранен в других типах ЭОП, использующих электростатическую фокусировку электронного потока. Значительное усиление яркости изображения достигается в каскадных ЭОП, содержащих две и более усилительные ступени.

Таким образом, принцип действия ЭОП слагается из таких физических процессов, как фотоэлектронная эмиссия, создание электронного потока, преобразование энергии электронного потока в светящееся изображение на экране и рассеяние остаточной энергии электронов. Модуляция электронного потока в случае необходимости может осуществляться извне посредством изменения параметров проецируемого на фотокатод изображения.

Рентгеновские приборы. Классическим представителем является рентгеновская трубка, предназначенная для преобразования кинетической энергии электронного потока в энергию рентгеновского излучения.

Устройство простейшей рентгеновской трубки схематически показано на рис. 1.12. Как видно из рисунка, трубка состоит из стеклянного вакуумного баллона (СБ) (колбы), из которого откачан воздух до давления 10^{-5}...10^{-4} Па; прямонакального вольфрамового катода (К), выполненного в виде цилиндрической спирали; фокусирующего электрода (ФЭ) и анода (А). Фокусирующий электрод обычно соединен с одним из выводов катода, поэтому трубку можно рассматривать как специальный двухэлектродный вакуумный прибор. Катод трубки нагревается электрическим током от источника накала $U_н$, между катодом и анодом прикладывается высокое (десятки–сотни киловольт) постоянное или пульсирующее напряжение U_0. При подключении к трубке указанных источников напряжения с катода возникает термоэлектронная эмиссия и образуется электронный пучок, направленный в сторону анода (пунктирные стрелки). Ускоренные до высоких энергий, электроны бомбардируют поверхность анода и тем самым генерируют рентгеновские лучи (сплошные стрелки).

Как известно, рентгеновские лучи, подобно радиоволнам, инфракрасным, световым и ультрафиолетовым лучам, можно рассматривать как электромагнитные колебания с длиной волны от 0,6 до 250 пм (пикометров). Но наряду с этим рентгеновские лучи проявляют себя и как потоки корпускул, или квантов, очень высоких энергий.

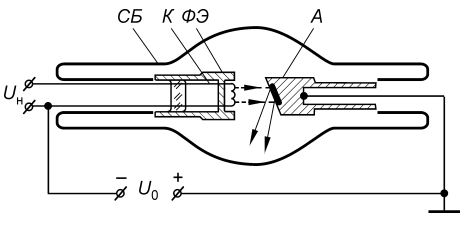


Рис. 1.12
Схема рентгеновской трубки

Генерируемое трубкой рентгеновское излучение не является монохроматическим, а всегда характеризуется некоторым спектром частот,

зависящим от величины ускоряющего напряжения и материалов анода. При низких напряжениях (десятки киловольт) спектр излучения является относительно низкочастотным и соответствует мягким рентгеновским лучам. С повышением ускоряющего напряжения он сдвигается в сторону более высоких частот, что соответствует возрастанию жесткости рентгеновских лучей — повышению энергии квантов рентгеновского излучения и увеличению их проникающей способности. Вместе с жесткостью лучей возрастает и коэффициент преобразования кинетической энергии электронного пучка в энергию рентгеновского излучения, т. е. КПД трубки. Так, если при ускоряющих напряжениях до 200 кВ КПД трубки с вольфрамовым анодом не превосходит 1%, то при напряжениях, близких к 1 МВ, он возрастает до 3%, а при 20 МВ достигает 65%. Неиспользованная часть энергии пучка преобразуется преимущественно в тепло, сильно разогревающее анод, а также в энергию вторичных электронов, разлетающихся в разные стороны и, в частности, заряжающих до некоторого потенциала стенки колбы трубки.

Последние два десятилетия развития рентгенотехники были связаны, в частности, со значительным расширением области применения жесткого и сверхжесткого рентгеновского излучения, характеризующегося энергией квантов в миллионы и десятки миллионов электрон-вольт. В настоящее время такое излучение используется, например, в медицине — для лечения злокачественных опухолей, в промышленности — для просвечивания металлических деталей больших размеров с целью выявления в них дефектов, в ядерной физике — для определения энергии связи частиц в ядрах. В связи с этим выросла потребность в мощных генераторах, создающих жесткое и сверхжесткое рентгеновское излучение. Появились разнообразные высоковольтные трубки с ускоряющими напряжениями до 2000 кВ с накаливаемыми и холодными (автоэмиссионными) катодами, при этом последние выполняются в виде металлических игл или пластинок с острыми ребрами (лезвиями).

Трудности, связанные с получением и использованием в рентгеновских трубках напряжений в несколько миллионов вольт, стимулировали развитие иных методов ускорения заряженных частиц, не требующих применения столь высоких напряжений. Эти методы основаны на принципе многократного взаимодействия ускоряемых частиц с относительно невысокими переменными напряжениями и широко используются в большинстве современных ускорителей заряженных частиц: циклотронах, фазотронах, бетатронах, микротронах, линейных ускорителях. Во всех этих рентгеновских приборах и установках (мощных ускорителях) применяются накаливаемые катоды, различные системы формирования электронных пучков, обеспечивающих циклическое или прямолинейное движение электронов, и различные материалы (металлы) для мишеней, генерирующих рентгеновские лучи при бомбардировке их ускоренными электронами. В качестве генераторов сверхжесткого рентгеновского излучения в медицине и промышленности наиболее широкое применение нашли бетатроны и линейные СВЧ-ускорители с бегущей волной, генерирующие рентгеновские лучи с энергией квантов в единицы и десятки миллионов электрон-вольт.

1.4. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ СВАРОЧНОЙ УСТАНОВКИ

Одной из основных установок современной электронной технологии, нашедших применение в различных отраслях промышленности, является электронно-лучевая сварочная установка (ЭЛСУ). Конструктивная схема типовой ЭЛСУ показана на рис. 1.13. На ней обозначены: *1* — накаливаемый катод, *2* — фокусирующий электрод, *3* — анод, *4* — магнитные фокусирующие катушки, *5* — магнитная система отклонения электронного луча, *6* — стенка рабочей вакуумной камеры, *7* — фланец для присоединения камеры к вакуумному насосу, *8* — тележка со свариваемым изделием, *9* — смотровое окно. Первые три из вышеназванных элементов образуют электронную пушку, обеспечивающую исходное формирование электронного луча и регулировку его интенсивности.

Для нормальной работы ЭЛСУ на катод пушки подается высокое постоянное напряжение, отрицательное по отношению к заземленному аноду (и всему корпусу установки), на фокусирующий электрод — регулирующее напряжение, позволяющее изменять ток электронного луча. Через магнитные катушки пропускаются токи, соответствующие функциям катушек. Под действием ускоряющего электрического поля анода и магнитного поля фокусирующих катушек эмитированные электроны формируются в тонкий электронный луч и фокусируются на стыке свариваемых деталей. Управляющий сигнал, подаваемый в магнитную отклоняющую систему, обеспечивает движение электронного луча по всему свариваемому контуру. Энергия электронного луча при взаимодействии его с поверхностью свариваемых деталей в основном превращается в тепло. Лишь небольшая ее часть теряется в связи с отражением некоторой части электронного луча от свариваемой поверхности и появлением рентгеновского излучения, поэтому КПД ЭЛСУ составляет 80–90% в зависимости от природы свариваемых материалов и условий сварки. При сварке в рабочей камере поддерживается вакуум на уровне 10^{-2}–10^{-3} Па. В зависимости от конкретного назначения той или иной ЭЛСУ они работают при ускоряющих (анодных) напряжениях от 20 до 150 кВ и токах луча от 0,5 до 1000 мА. Диаметры пятен нагрева обычно составляют от 0,01 до 1 мм, а удельные мощности в этих пятнах от 5 до 2000 кВт/мм^2. Известны ЭЛСУ, в которых используются плазменные источники электронов [26].

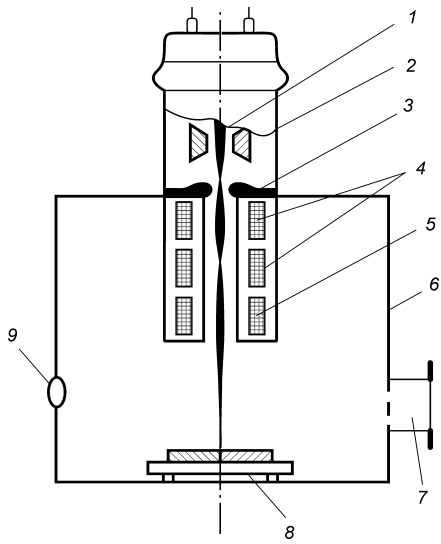


Рис. 1.13
Схема электронно-лучевой сварочной установки

1.5. СИСТЕМАТИЗАЦИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ И ОБОБЩЕНИЕ ПРИНЦИПОВ ДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ И УСТРОЙСТВ

В ВЭПУ протекают различные физические процессы: 1) эмиссия электронов из накаливаемых, холодных и плазменных катодов; 2) формирование (фокусировка) и ускорение электронного потока (пучка, луча); 3) модуляция плотности электронного потока в лампах; 4) поперечное отклонение электронного луча в ЭЛП; 5) преобразование энергии электронного потока в энергию выходного сигнала; 6) рассеяние остаточной энергии электронов, вызывающее ряд побочных эффектов; 7) нагрев электродов; 8) вторичная электронная эмиссия; 9) побочное излучение (например, паразитное рентгеновское излучение в нерентгеновских приборах). В электронных лампах проявляется также динатронный эффект (10) и эффект проходной емкости (11). При более широком подходе в ВЭПУ можно обнаружить также ряд физических и физико-химических процессов, связанных с остаточными газами: взаимодействие молекул газа с горячими поверхностями электродов, в первую очередь, с поверхностью оксидного катода (12), приводящее к частичной или полной потере его эмиссионной способности в результате «отравления»; ионизация остаточного газа (13) и, как следствие этого, бомбардировка и разрушение активированных катодов положительными ионами, люминесцирующих экранов — отрицательными ионами и т. д.

Все перечисленные процессы в той или иной степени влияют на параметры ВЭПУ, включая долговечность и надежность. Однако в основе принципов действия ВЭПУ лежат только некоторые из этих физических явлений, называемые необходимыми или *основными процессами*. В общем случае подобными процессами являются первые шесть из приведенного перечня. Отсутствие какого-либо из основных процессов приводит к невозможности осуществления принципов действия рассмотренных ранее групп приборов. Действительно, трудно представить себе электронные приборы, в которых не осуществляется электронная эмиссия, направленное упорядоченное движение свободных электронов, преобразование энергии электронного поля в энергию выходного сигнала, рассеяние остаточной энергии электронов. Другие физические процессы, такие как модуляция плотности и поперечное отклонение электронного потока, не являются необходимыми для всех ВЭПУ. Например, в рентгеновской трубке и ЭОП не требуется специального управления электронным потоком. Однако в общем случае эти процессы следует рассматривать как основные. К числу *побочных* (или сопутствующих) *процессов* относятся перечисленные в пунктах 7–13. Они, как правило, снижают эффективность основных процессов и потому являются крайне нежелательными, вредными.

В таблице 1.1 представлены основные и некоторые побочные физические процессы, происходящие в различных ВЭПУ, рассмотренных в настоящей главе, а также в других приборах: пролетном усилительном клистроне, усилительной лампе бегущей волны (ЛБВ), линейном СВЧ-ускорителе электронов.

Физические процессы, происходящие

№ п/п	Тип ЭВП	Физические			
		основные			
1	Тетродный усилитель	Эмиссия электронов с термокатодов	Формирование электронного потока	Модуляция плотности электронного потока	
2	Электронно-лучевая трубка	Эмиссия электронов с термокатодов	Формирование электронного луча	Поперечное отклонение электронного луча	
3	Электронно-оптический преобразователь	Эмиссия электронов с фотокатода	Формирование электронного потока	—	
4	Рентгеновская трубка	Эмиссия электронов с термокатодов и автокатодов	Формирование электронного потока	—	
5	Пролетный усилительный клистрон	Эмиссия электронов с термокатодов	Формирование электронного потока	Модуляция скорости и группирование электронного потока	
6	Усилительная ЛБВ	Эмиссия электронов с термокатодов	Формирование электронного потока	Группирование электронного потока	
7	Линейный СВЧ-ускоритель электронов	Эмиссия электронов с термокатодов и автокатодов	Формирование электронного потока	Группирование и ускорение электронного потока	
8	Электронно-лучевая сварочная установка	Эмиссия электронов с термокатодов и плазмы	Формирование электронного потока	Поперечное отклонение электронного луча	

Понятие «побочный процесс» следует рассматривать с учетом функционального назначения прибора, в котором возникает этот процесс. При изменении функции прибора побочный процесс может перейти в разряд основных. Например, рентгеновское излучение является побочным процессом во всех ВЭПУ, кроме рентгеновских трубок, в которых оно становится основным. Нагрев коллектора (анода, экрана) является основным процессом в ЭЛСУ, в остальных ВЭПУ — побочным.

Таким образом, систематизация физических процессов, происходящих в ВЭПУ, позволила выявить среди них основные, составляющие принципы действия ВЭПУ.

Если проанализировать названия этих процессов, то нетрудно заметить, что, несмотря на функциональные и конструктивные различия рассмотренных ВЭПУ, происходящие в них основные процессы содержат много общего. Это позволяет, абстрагируясь от деталей, придать названи-

Таблица 1.1

в вакуумных электронных приборах и устройствах

	процессы				
	побочные				
	Генерирование радиочастотного сигнала	Нагрев анода и сеток	Динатронный эффект	Бомбардировка катода ионами	Побочное рентгеновское излучение
	Генерирование светового изображения	Нагрев светящегося экрана	Вторичная электронная эмиссия со светящегося экрана	Бомбардировка катода и экрана ионами	Побочное рентгеновское излучение
	Генерирование светового изображения	Нагрев светящего экрана	Вторичная эмиссия экрана	Бомбардировка катода ионами	Побочное рентгеновское излучение
	Генерирование рентгеновских лучей	Нагрев анода	Облучение колбы отраженными от анода электронами	Бомбардировка катода ионами	—
	Генерирование радиочастотного сигнала	Нагрев коллектора и резонаторов	Вторично-электронный резонанс	Бомбардировка катода ионами	Побочное рентгеновское излучение
	Генерирование радиочастотного сигнала	Нагрев коллектора	Динатронный эффект	Бомбардировка катода ионами	Побочное рентгеновское излучение
	Генерирование рентгеновских лучей и использование ускоренных электронов	Нагрев электродов	Отражение ускоренных электронов от мишени	Бомбардировка катода ионами	—
	Нагрев свариваемых деталей	—	Облучение стенок камеры отраженными электронами	Бомбардировка катода ионами	Побочное рентгеновское излучение

ям этих процессов более общие формулировки, и тем самым подчеркнуть связи между различными ВЭПУ. Так, в рассмотренных выше приборах электронная эмиссия получалась в вакууме из твердотельных накаливаемых или холодных катодов. Однако в общем случае для получения свободных в пространстве электронов (а также положительных и отрицательных ионов) могут быть использованы вещества в иных состояниях, например плазменные эмиттеры. Поэтому первый из основных процессов следует назвать процессом *получения (эмиссии) свободных заряженных частиц* (электронов, ионов) без указания типа эмиттера.

Второй из основных процессов — формирование (фокусировка и ускорение) электронного потока заключается во взаимодействии вышедших из катода электронов с постоянными электрическими и магнитными полями и подразумевает создание электронного потока определенной конфигурации с заданными электрическими параметрами (плотностью тока,

энергией, вектором скорости и др.). В частных случаях, когда продольный размер электронного потока намного превышает поперечный размер, его называют электронным пучком, или лучом. Таким образом, второй из основных процессов следует определить как формирование *потока (пучка, луча) заряженных частиц* (с заданными электрическими и геометрическими параметрами).

Третий и четвертый основные процессы — модуляция плотности электронного потока в лампах и поперечное отклонение электронного луча в ЭЛП связаны с изменениями параметров электронного потока (луча). Эти процессы возникают при взаимодействии электронного потока (луча) с переменными электрическими или магнитными полями. Поэтому вне зависимости от конкретного типа (класса) ВЭПУ и регулируемых параметров электронного потока оба указанных процесса можно рассматривать как частные случаи одного, более общего процесса — *управления потоком заряженных частиц* (с целью изменения его параметров).

К основным процессам относятся также *преобразование энергии электронного потока в энергию выходного сигнала* (или генерирование выходного сигнала) и *рассеяние остаточной энергии электронного потока*. Очевидно, что получение выходного сигнала с заданными частотно-энергетическими характеристиками является конечной целью функционирования любого ВЭПУ. Как осуществляется этот процесс? В ламповых усилителях генерирование выходного сигнала основано на взаимодействии электронов с переменным электрическим полем в выходном междуэлектродном промежутке лампы еще до того, как они попадут на анод. При этом в энергию выходного сигнала переходит лишь часть энергии электронного потока, остальная ее часть (так называемая остаточная энергия) рассеивается (преобразуется в другие виды энергии) при бомбардировке электронами поверхности анода. В других рассмотренных ВЭПУ процессы генерирования выходного сигнала и рассеяния остаточной энергии совмещены во времени и пространстве: они происходят одновременно при бомбардировке электронами анода, флюоресцирующего экрана или свариваемых деталей, т. е. при взаимодействии электронов с веществом мишени. Таким образом, для генерирования выходного сигнала в разных ВЭПУ используются разные виды взаимодействия электронов: либо с электромагнитным полем, либо с веществом. Однако в любом из этих случаев указанный процесс обязательно дополняется процессом рассеяния остаточной энергии электронов. Следовательно, генерирование выходного сигнала и рассеяние остаточной энергии электронов являются, по существу, двумя составляющими общего процесса преобразования энергии потока заряженных частиц. Однако для соблюдения единого аналитического подхода целесообразно представить их как два самостоятельных процесса.

Итак, принципы действия рассмотренных ВЭПУ в общем случае сводятся к реализации пяти *основных* физических процессов:

- получению (эмиссии) заряженных частиц в вакууме;
- формированию потока (пучка, луча) заряженных частиц (с заданными электрическими и геометрическими параметрами);

- управлению потоком (пучком, лучом) заряженных частиц (с целью изменения по крайней мере одного из его параметров);
- преобразованию энергии потока заряженных частиц в энергию выходного сигнала;
- рассеянию остаточной энергии потока заряженных частиц.

Для реализации этих физических процессов конструкции ВЭПУ должны содержать соответствующие *базовые* узлы:

- эмиттер (катод);
- формирующий (электронно-, ионно-оптический) узел;
- управляющий узел;
- преобразующий узел;
- коллектор (анод, экран, мишень).

Кроме этого, в конструкцию ВЭПУ должны входить дополнительные узлы или конструктивные элементы, предназначенные для нейтрализации побочных процессов, а также для выполнения специальных функций, связанных со спецификой применения ВЭПУ.

Таким образом, анализ принципов действия различных ВЭПУ показывает, что они могут быть сведены к некоему единому принципу обобщенного ВЭПУ, базовая структура которого показана на рис. 1.14. Она представляет собой линейно ориентированный граф, вершинами которого являются названия базовых узлов, а ребрами — потоки заряженных частиц, входящие в эти узлы и выходящие из них. Пунктирная линия, окружающая этот граф, ограничивает рабочее (вакуумное) пространство ВЭПУ. Для полноты картины функционирования обобщенного ВЭПУ на рисунке показаны также линии связи базовых узлов с элементами внешней среды, обеспечивающими, с одной стороны, подведение необходимой энергии питания (физическое воздействие, статические и переменные поля), а с другой — отвод энергии, генерируемой ВЭПУ (выходной сигнал, побочные потоки энергии). Из рисунка видно, что функционирование каждого базового узла, по существу, сводится к преобразованию входящего в него потока энергии (заряженных частиц, поля) в поток энергии, выходящий из него. Поэтому всю структуру принципа действия можно разделить на несколько секций, каждая из которых состоит из базового узла B_i и потоков энергии на его входе A_i, A'_i и выходе C_i, C'_i, где $i = 1, 2, \ldots 5$ — порядковый номер.

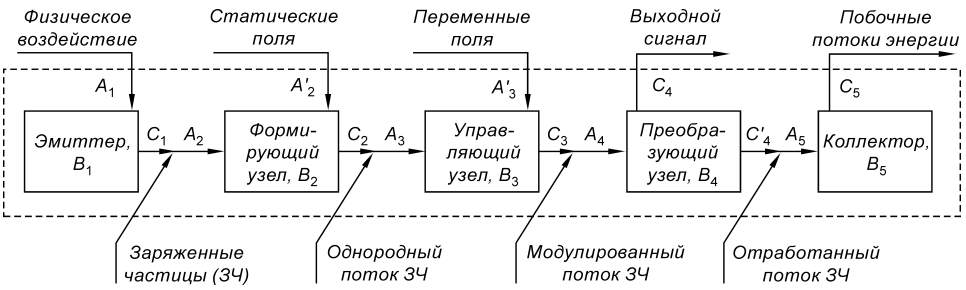


Рис. 1.14
Структура принципа действия обобщенного ВЭПУ

В литературе [3] преобразования вида

$$A_i \to B_i \to C_i,\ A_i \to \begin{matrix}\downarrow A_i' \\ B_i\end{matrix} \to C_i \text{ и } A_i \to \begin{matrix}\uparrow C_i \\ B_i\end{matrix} \to C_i'$$

называются физико-техническими эффектами (ФТЭ).

Таким образом, принцип действия обобщенного ВЭПУ можно рассматривать как последовательность определенных ФТЭ, которым можно присвоить имена реализуемых ими основных физических процессов: эмиссия, формирование, управление, преобразование, рассеяние. Эти ФТЭ являются обобщенными, не связанными с какими-либо конкретными условиями реализации, поэтому представляют собой, как правило, сложные эффекты. В структурах реальных приборов каждый из них может быть представлен суммой нескольких частных, простейших ФТЭ, различающихся законами природы. Например, эмиссия электронов с поверхности прямонакального металлического катода будет характеризоваться суммой двух частных ФТЭ: преобразованием энергии электрического тока в тепло (температуру катода) и преобразованием температуры катода в электронную эмиссию. Первый из этих эффектов описывается законом Джоуля–Ленца, второй — законом Ричардсона–Дэшмена. Формирование электронного потока в электронно-лучевых приборах может быть представлено тремя частными ФТЭ: отбором катодного тока (закон Чайльда–Лангмюра), ускорением электронов (закон Ньютона) и фокусировкой частиц.

В структурах принципов действия реальных ВЭПУ некоторые из указанных ФТЭ могут быть совмещены друг с другом. Выше уже отмечалось, что, например, в электронно-лучевых приборах, рентгеновских трубках и электронно-лучевых сварочных установках совмещенными оказываются эффекты преобразования и рассеяния, поскольку оба происходят одновременно при взаимодействии электронного пучка с экраном, анодом, свариваемыми деталями. Возможны также случаи неоднократного использования некоторых ФТЭ. Например, в кинескопах дважды используется эффект управления. Один раз непосредственно у катода, где с помощью переменного напряжения сигнала изображения, поданного на модулятор, формирующийся здесь электронный пучок модулируется по плотности (как в обычной электронной лампе). Второй раз эффект управления осуществляется за пределами электронного прожектора, где электронный пучок модулируется по направлению вектора скорости с помощью переменного магнитного поля отклоняющих катушек — соленоидов.

Итак, можно сделать вывод: существующее на практике большое разнообразие групп и типов ВЭПУ обусловлено многообразием способов и средств реализации основных и нейтрализации побочных эффектов, совокупность которых и представляет собой физико-технические основы вакуумной электроники. Как прикладная наука, вакуумная электроника более детально исследует и развивает известные положения естественных наук с целью эффективного использования их для построения вакуумных электронных приборов и устройств.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

1. Назовите основные причины нелинейности статической анодной характеристики диода, изображенной на рис. 1.1, и покажите аналитически или графически, как изменяется проводимость диода с увеличением анодного напряжения.

2. Воспроизведите по памяти одну из схем лампового усилителя и объясните, каким образом происходит усиление сигнала, как определяется коэффициент усиления и от чего он зависит.

3. Перечислите достоинства и недостатки триодного усилителя с общей точкой на катоде и способы устранения этих недостатков.

4. Изменятся ли графики рис. 1.4, если в усилителе анодный колебательный контур заменить на резистор с таким же активным сопротивлением? Если изменятся, то покажите, как именно.

5. Воспроизведите по памяти схему триодного усилителя с общей точкой на сетке, назовите достоинства и недостатки этой схемы и постройте для нее графики, характеризующие фазовые соотношения переменных величин, подобные графикам рис. 1.4.

6. Различаются ли способы преобразования энергии электронного потока в энергию выходного сигнала в ламповых усилителях и других ВЭПУ, если есть различие, то в чем оно заключается?

7. Дайте определение анодному динатронному эффекту и поясните, от чего зависит ширина искаженного участка («провала») анодной характеристики тетрода (рис. 1.5) и как можно уменьшить эту ширину?

8. Почему осциллографические электронно-лучевые приборы обычно имеют небольшие экраны, в то время как телевизионные (кинескопы) могут иметь экраны разных размеров? Различаются ли схемы использования этих приборов? Если различаются, то как?

9. Изобразите конструктивную схему электронно-лучевой сварочной установки, опишите кратко ее принцип действия и назовите побочные эффекты, возникающие при бомбардировке электронами свариваемых деталей.

10. Изобразите конструктивную и электрическую схемы рентгеновской трубки, опишите кратко ее принцип действия, а также назовите главное условие получения жесткого рентгеновского излучения и способы его реализации в различных рентгеновских приборах.

11. Имея в виду схему тетродного усилителя (рис. 1.6), постройте структуру его принципа действия с учетом совмещения некоторых ФТЭ. При этом в вершинах структуры вместо названий базовых узлов укажите названия самих эффектов.

12. Изменится ли структурная схема принципа действия обобщенного ВЭПУ, если поток заряженных частиц в ней заменить на поток фотонов? Если изменится, то в чем конкретно.

ГЛАВА ВТОРАЯ

ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ. КАТОДЫ

2.1. ВИДЫ ЭМИССИЙ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Для получения свободных заряженных частиц (электронов и ионов) используются различные виды электронной и ионной эмиссий. В общем случае эмиссией заряженных частиц называется явление испускания электронов или ионов поверхностью вещества при физическом воздействии на это вещество. В наглядной форме это явление как физико-технический эффект может быть представлено в виде трехкомпонентной структуры, изображенной на рис. 2.1. Источником свободных заряженных частиц является только вещество. Оно может находиться в любом из известных состояний: твердом, жидком и газообразном, включая плазму. На практике в абсолютном большинстве случаев в качестве эмиттеров электронов используются кристаллические твердые тела: металлы, полупроводники, слоистые структуры; в качестве эмиттеров ионов — плазма.

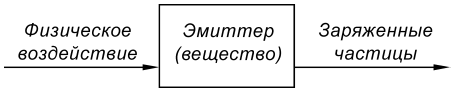


Рис. 2.1
Структура физико-технического эффекта эмиссии заряженных частиц

Физическое воздействие на вещество может оказываться разными способами: нагревом, облучением светом (потоком фотонов), бомбардировкой ускоренными электронами и различными атомными частицами, сильным электрическим полем, механическим воздействием. При этом возникают следующие виды электронной эмиссии: термоэлектронная, фотоэлектронная, вторично-электронная, ионно-электронная, автоэлектронная, взрывная электронная, экзоэлектронная.

Виды ионной эмиссии классифицируются не только по виду источника энергии физического воздействия, но также по химической природе эмитируемых ионов (это могут быть частицы вещества самого эмиттера или адсорбированные на поверхности эмиттера или той же природы, что и бомбардирующие частицы), а также по зарядовому состоянию ионов: положительные, отрицательные, однозарядные ионы.

В этой главе будут рассмотрены лишь основные виды электронной эмиссии и соответствующие им твердотельные катоды, достаточно широко использующиеся в вакуумных электронных приборах и устройствах.

Ионная эмиссия рассматриваться не будет, поскольку, как уже отмечалось выше, основным источником различных ионов является плазма. В настоящее время физика и техника плазменных источников заряженных частиц занимает обширный раздел плазменной электроники и подробно представлена в книгах [4, 5]. В вакуумных электронных приборах и устройствах (за исключением, пожалуй, специальных ионно-лучевых технологических установок) ионная эмиссия играет роль побочного эффекта. Поэтому в дальнейшем ее проявление будем рассматривать лишь в общем контексте излагаемого материала.

2.2. ЭНЕРГИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ

Применяемые в электронной технике твердотельные источники заряженных частиц имеют кристаллическую структуру. В них атомы расположены в узлах пространственной решетки и взаимосвязаны между собой благодаря обобществлению внешних, валентных электронов (ковалентная или гомеополярная связь).

В металлах валентные электроны слабо связаны с ядрами атомов, поэтому уже при комнатной температуре сходят со своих орбит и свободно перемещаются по всему объему кристалла. В связи с этим в узлах пространственной решетки металлов обычно находятся не нейтральные атомы, а положительные ионы; валентные же электроны в виде облака хаотически перемещающихся зарядов (электронного газа) почти равномерно распределены в междуатомном пространстве и принадлежат всему кристаллу в целом. В этом состоит особенность междуатомных связей в решетке металла. Концентрация свободных электронов в металле имеет порядок 10^{28}–10^{29} м$^{-3}$, что соответствует *вырожденному состоянию электронного газа* и определяет собой большую электропроводность и теплопроводность, а также хорошие экранирующие свойства металлов по отношению к внешним электростатическим полям. В беспримесных полупроводниках концентрация носителей заряда обычно не превышает 10^{23}–10^{24} м$^{-3}$, поэтому их электрические и теплофизические свойства существенно отличаются от соответствующих свойств металла.

Какие же энергии имеют электроны в твердом теле?

Согласно квантовой теории, в изолированном атоме электроны могут иметь не любые, а только некоторые, «разрешенные» значения энергии и магнитного момента (квантовые состояния). При объединении атомов в кристаллическую решетку между ними возникает взаимодействие, в результате которого происходит «расщепление» разрешенных уровней каждого атома и образование энергетических зон. В металлах энергетические зоны соседних атомов обычно перекрывают друг друга и все вместе образуют непрерывную зону разрешенных значений энергий электронов. В полупроводниках и диэлектриках соседние энергетические зоны не перекрывают друг друга, и между ними остаются зоны «запрещенных» энергетических уровней.

Общее число разрешенных значений энергий в кристалле превышает число валентных электронов. Энергетически наиболее выгодными уровнями являются самые низкие. Но поскольку, в соответствии с принципом Паули, на одном уровне не может одновременно находиться более двух электронов (с противоположными по направлению спинами), то электроны в кристалле даже при температуре $T = 0$ К занимают довольно широкий диапазон энергий. В металле они заполняют нижнюю часть общей зоны разрешенных уровней от нуля до некоторого максимального значения W_F — *уровня Ферми*, в то время как верхняя ее часть остается незаполненной. В полупроводниках и диэлектриках электроны заполняют все уровни нижних зон, верхние же зоны остаются свободными.

На рис. 2.2 изображены упрощенные диаграммы энергетических уровней, соответствующие металлу (*а*), собственному полупроводнику (и диэлектрику) (*б*) и примесным полупроводникам с донорной (*в*) и акцепторной (*г*) примесями. По вертикали диаграмм отложены значения энергии W, по горизонтали — координата электрона x. Заполненные зоны энергетических уровней (они заштрихованы) называются *валентными*. Свободные зоны энергетических уровней, на которые могут переходить электроны из заполненной зоны (такие переходы показаны стрелками), называются зонами проводимости. В металлах заполненная и свободная зоны непосредственно соприкасаются друг с другом, поэтому переход электрона из нижней зоны в верхнюю может происходить даже при низких температурах. В собственных полупроводниках и диэлектриках указанные зоны не перекрываются. Между «дном» W_1 свободной зоны и «потолком» W_2 заполненной зоны лежит зона запрещенных уровней, или просто *запрещенная зона* шириной $\Delta W = W_1 - W_2$, не допускающая свободного перехода электронов снизу вверх. (У полупроводников ΔW составляет от десятых долей до нескольких единиц электрон-вольт, у диэлектриков — от нескольких единиц до 20–30 эВ.) Уровень Ферми у них расположен приблизительно посередине запрещенной зоны (рис. 2.2, *б*).

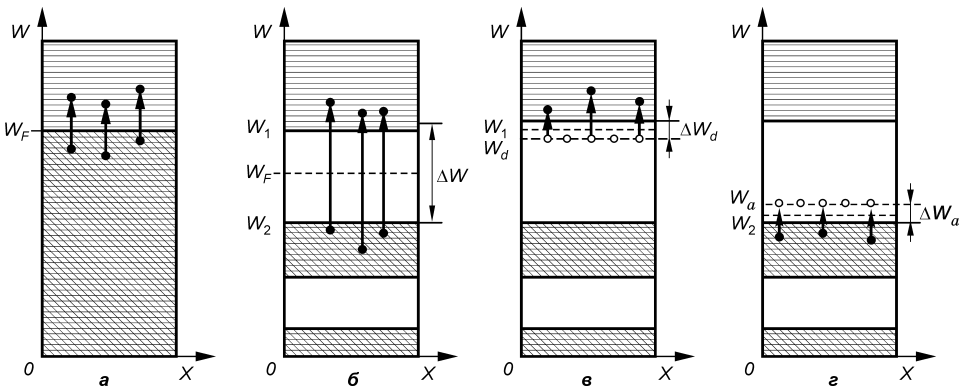


Рис. 2.2
Диаграммы энергетических уровней в твердом теле

Введение некоторых примесей, т. е. веществ, отличающихся по химическому составу от основного вещества кристалла, приводит к появлению в запрещенной зоне дополнительных, «локальных» энергетических уровней (на диаграммах рис. 2.2, *в* и *г* они показаны кружками). Уровни донорной примеси W_d расположены вблизи дна зоны проводимости и отделены от нее узкой запрещенной полосой $\Delta W_d = W_1 - W_d$. Поскольку $\Delta W_d \ll \Delta W$, то уже небольшого теплового возбуждения или другого внешнего воздействия может быть достаточно для переброса электронов с локальных уровней примеси в свободную зону и появления электронной проводимости. В таких полупроводниках (n-типа) уровень Ферми при $T = 0$ К лежит посередине запрещенной полосы ΔW_d (на рис. 2.2, *в* показан пунктиром).

Энергетические уровни акцепторной примеси W_a расположены вблизи «потолка» заполненной зоны и при абсолютном нуле температуры не заняты электронами. Однако уже при комнатной температуре вследствие малой ширины запрещенной полосы $\Delta W_a (\Delta W_a \ll \Delta W)$ на эти уровни могут переходить электроны из заполненной зоны полупроводника. Атомы примеси при этом превращаются в отрицательные ионы, а в заполненной зоне уровней появляются частицы, имеющие положительный заряд — «дырки», которые могут перемещаться эстафетным порядком от одного атома к другому, обусловливая тем самым дырочную проводимость полупроводника. В таких полупроводниках (p-типа) уровень Ферми при $T = 0$ К расположен посередине запрещенной полосы ΔW_a (на рис. 2.2, *г* показан пунктиром).

Каково распределение электронов по энергиям? Распределение электронов по энергиям в кристаллах с вырожденным электронным газом подчиняется статистике Ферми–Дирака и имеет вид [6]

$$dN(W) = S(W)dW \cdot f(W) = S(W)dW\left[\frac{1}{e^{(W-W_F)/kT}+1}\right], \qquad (2.1)$$

где $dN(W)$ — число электронов в единице объема, полная энергия которых заключена в пределах от W до $W + dW$; $S(W)dW$ — число квантовых состояний в единице объема с полной энергией в пределах от W до $W + dW$ (оно различно для разных твердых тел и равно нулю в запрещенных зонах); $f(W)$ — функция Ферми, выражающая вероятность того, что квантовое состояние с энергией W занято (эта функция универсальна, она приложима ко всем твердым телам и многим другим системам); k — постоянная Больцмана и T — температура тела. Для металлов приближенные вычисления $S(W)$ и W_F дают следующие результаты:

$$S(W) = \frac{4\pi(2m)^{3/2}}{h^3}W^{1/2}, \qquad (2.2)$$

$$W_F = \frac{h^2}{8m}\left(\frac{3N}{\pi}\right)^{2/3}, \text{ Дж} \qquad (2.3)$$

или в электрон-вольтах —

$$W_F = \frac{h^2}{8me}\left(\frac{3N}{\pi}\right)^{2/3} = 3{,}65 \cdot 10^{-19} N^{2/3}, \text{ эВ}, \qquad (2.4)$$

где h — постоянная Планка, e и m — заряд и масса электрона и N — концентрация электронов проводимости ($м^{-3}$). Расчеты по формуле (2.4) дают значения W_F от нескольких электрон-вольт для щелочноземельных элементов до 15 эВ и более для тяжелых элементов (вольфрама, платины, никеля и др.). Следует также отметить, что эти значения W_F, благодаря вырожденному состоянию электронного газа в металлах, практически не зависят от температуры. Подставляя выражение (2.2) в (2.1), получаем распределение электронов по энергиям в металле в виде

$$\frac{dN}{dW} = \frac{4\pi(2m)^{3/2}}{h^3} W^{1/2} \cdot \frac{1}{e^{(W-W_F)kT} + 1}. \qquad (2.5)$$

На рис. 2.3 приведен график функции dN/dW при $T = 0$ К и $T >> 0$, из которого видно, что даже при низких температурах большое количество электронов имеет достаточно высокую внутреннюю энергию, что является прямым следствием принципа Паули. По этой же причине первоначальное повышение температуры тела от абсолютного нуля влияет только на те электроны, которые находятся вблизи уровня Ферми и могут переходить на более высокие незанятые энергетические уровни. Электроны же, занимающие низкие энергетические уровни, не могут сразу перейти на высшие уровни, так как последние заняты другими электронами. Необходимо значительное повышение температуры, чтобы в указанном процессе участвовали все электроны. Однако для большинства металлов такая температура выше температуры их плавления, поэтому в реальных эмиттерах далеко не все электроны переходят на высшие уровни.

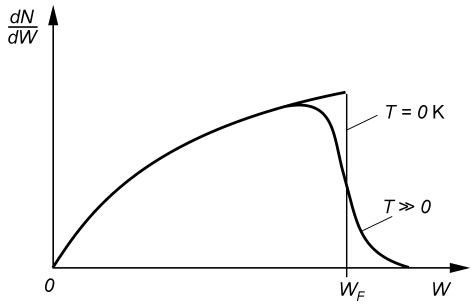


Рис. 2.3
Распределение электронов по энергиям в металле

Для оценки эмиссионных свойств эмиттера важно знать количество электронов, имеющих нормальную к его поверхности компоненту скорости v_x, ибо потенциально только такие электроны могут выходить наружу, в вакуум. Расчеты показывают, что число электронов, падающих на единицу поверхности изнутри металла за единицу времени и обладающих энергией от W_x до $W_x + dW_x$, будет определяться выражением

$$dN_x = \frac{4\pi m}{h^3} kT \cdot \ln\left[1 + e^{-(W_x - W_F)/kT}\right] dW_x. \qquad (2.6)$$

Если при этом иметь в виду электроны с достаточно большими значениями энергии, для которых выполняется условие $W_x - W_F \gg kT$, то выражение (2.6) можно упростить, поскольку второй член в квадратных скобках будет мал по сравнению с единицей. Тогда, пользуясь известным приближением $\ln(1 + \alpha) \approx \alpha$ при $\alpha \ll 1$, получим

$$dN_x \approx \frac{4\pi m}{h^3} kTe^{-(W_x - W_F/kT)} dW_x, \qquad (2.7)$$

что соответствует максвелловскому распределению.

В полупроводниках (собственных и легированных примесями), в которых электронный газ находится в невырожденном состоянии, закон распределения электронов по энергиям в зоне проводимости имеет вид

$$dN = AW^{1/2} e^{-W/kT} dW, \qquad (2.8)$$

где A — величина, зависящая от типа полупроводника и его температуры. В этом выражении отсчет энергии ведется от уровня, соответствующего дну зоны проводимости W_1.

2.3. ПОВЕРХНОСТНЫЙ ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ БАРЬЕР И РАБОТА ВЫХОДА ЭЛЕКТРОНОВ

Несмотря на наличие в металле при $T = 0$ К большого количества свободных электронов с достаточно высокой внутренней энергией W_F, выхода электронов наружу (в вакуум) практически не наблюдается не только при нулевой, но даже при комнатной ($T \approx 290$ К) температуре. Этому препятствуют электрические силы, возникающие между электронами, вылетающими из металла, и оставшимся нескомпенсированным положительным зарядом ионов кристаллической решетки. Следовательно, на границе металла существует скачок потенциальной энергии, выступающий над уровнями энергии электронов в металле в виде своеобразного энергетического, *потенциального* барьера, высота которого W_b превышает уровень Ферми, т. е. $W_b > W_F$. Поэтому, чтобы выйти из металла, электрон должен обладать энергией, достаточной для совершения работы по преодолению потенциального барьера. Значение этой работы, очевидно, будет зависеть от исходной энергии электрона, т. е. от того, на каком энергетическом уровне в металле он находится.

Для удаления электрона, обладающего минимальной кинетической энергией (расположенного у дна заполненной зоны), совершаемая работа будет максимальной — *полной работой выхода*. Вычислим эту работу. Для этого предположим, что электрон, вышедший из металла, находится от его поверхности на расстоянии, достаточно большом по сравнению с междуатомным расстоянием решетки. В таком случае можно отвлечься от атомной структуры металла и заменить его поверхность однородной, хорошо проводящей плоской поверхностью. Тогда, согласно теории электрических отображений, силу, действующую

на электрон со стороны ионов решетки, можно представить как силу притяжения между электроном ($-e$), находящимся на расстоянии x от поверхности металла, и наведенным, зеркально отображенным положительным зарядом ($+e$), расположенным внутри металла на таком же расстоянии x от его поверхности (рис. 2.4, *а*). Согласно закону Кулона, эта сила будет равна

$$F_0 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{e^2}{4x^2}, \qquad (2.9)$$

где ε_0 — диэлектрическая постоянная.

Однако предположение об однородности поверхности металла, положенное в основу вычисления силы отображения, является непригодным для тех случаев, когда электрон находится вблизи металла, т. е. на расстоянии x_0, соизмеримом с межатомным расстоянием порядка 10^{-10} м. С такого расстояния поверхность металла представляет собой верхний слой ионов решетки, погруженный в скопление электронов, частью стремящихся вылететь из металла, но не обладающих для этого достаточной энергией или необходимой направленностью скорости и потому возвращающихся назад. В результате над верхним слоем ионов решетки образуется достаточно плотный слой (облако) электронов. В совокупности оба эти слоя можно рассматривать как двойной электрический слой, имеющий толщину порядка расстояния между ионами решетки, в котором, как в плоском конденсаторе, напряженность электрического поля постоянна, а сила, действующая на электрон, выходящий наружу, равна

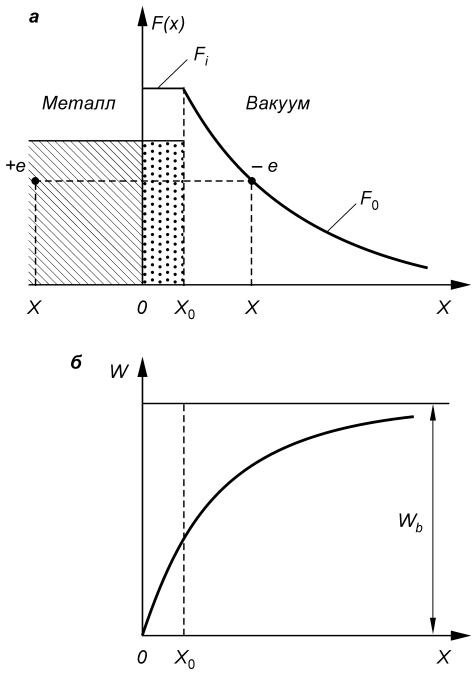


Рис. 2.4
Изменение электрических сил и потенциальной энергии электрона на границе металл–вакуум

$$F_i = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{e^2}{4x_0^2}. \qquad (2.10)$$

Законы изменения этой силы и силы зеркального отображения показаны на графике $F(x)$, (рис. 2.4, *а*).

Для большей наглядности вертикальная ось графика (ось силы) совмещена с последним слоем ионной решетки, что позволяет представить двойной электрический слой в виде пунктирной области шириной x_0.

Совершая эту работу против указанных сил, электрон увеличивает свою потенциальную энергию.

На рис. 2.4, *б* это увеличение показано в виде кривой $W(x)$, отражающей профиль потенциального барьера. В интервале $0 \le x \le x_0$ величина W изменяется линейно, а далее она асимптотически приближается к величине W_b, соответствующей полной работе выхода, т. е. работе по удалению электрона в бесконечность —

$$W_b = \int_0^\infty F(x)\,dx.$$

Разделяя этот интеграл на два в соответствии с различной зависимостью $F(x)$ на участках от 0 до x_0 и от x_0 до ∞ и подставляя выражения (2.9) и (2.10), получаем

$$W_b = \int_0^{x_0} F_i dx + \int_{x_0}^\infty F_0 dx = \int_0^{x_0} \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{e^2}{4x_0^2}dx + \int_{x_0}^\infty \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{e^2}{4x^2}dx = \\ = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{e^2}{4x_0} + \frac{e^2}{4x_0}\right) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{e^2}{2x_0}. \qquad (2.11)$$

Такова полная работа выхода электрона из металла при $T = 0$ К. Если же электрон в исходном состоянии имеет энергию, соответствующую уровню Ферми W_F, то его работа выхода будет равна

$$W_0 = W_b - W_F = e\varphi_0. \qquad (2.12)$$

Такую работу выхода называют эффективной, *термодинамической, внешней* или просто работой выхода. Нередко работой выхода называют также работу, отнесенную к единице заряда, т. е. величину $\varphi_0 = W_0/e$, выраженную в вольтах, которая численно равна $e\varphi_0$ в электрон-вольтах.

Из выражения (2.11) и (2.12) следует, что полная и эффективная работа выхода обратно пропорциональны междуатомному расстоянию кристаллической решетки, представленному величиной x_0. Это подтверждается экспериментальными данными, показывающими, в частности, что у щелочных и щелочноземельных металлов, имеющих относительно большие значения междуатомного расстояния, величины работ выхода меньше, чем у других металлов. Но работа выхода зависит не только от природы материала.

Исследования показывают, что она зависит также от его структуры (монокристаллическая она или поликристаллическая), от температуры, от напряженности электрического поля вблизи эмитирующей поверхности. В случае монокристаллов работа выхода для каждой грани имеет свое определенное значение. Различие работ выхода между гранями может достигать ~1 эВ.

Приводимые в литературе значения $e\varphi_0$ обычно относятся к поликристаллам. Наблюдающийся при этом разброс данных о работе выхода, как правило, обусловлен методом и условиями измерения $e\varphi_0$. В таблице 2.1 приведены значения работ выхода для некоторых поликристаллических металлов, широко используемых в электронной технике.

Таблица 2.1

Значения работы выхода в металлах

Металл	$e\varphi_0$, *эВ*	*Металл*	$e\varphi_0$, *эВ*
Вольфрам, W	4,52	Платина, Pt	5,32
Тантал, Ta	4,12	Торий, Th	3,35
Молибден, Mo	4,20	Цезий, Cs	1,87
Никель, Ni	4,61	Барий, Ba	2,11

На рис. 2.5 приведен интегральный график, объединяющий в себе три ранее рассмотренных зависимости (рис. 2.2–2.4). Центральную часть этого графика составляет диаграмма энергетических уровней в металле; слева от нее приведены кривые распределения электронов по энергиям при различных температурах металла; справа — профиль поверхностного потенциального барьера $W(x)$. Интегральный график в наглядной форме иллюстрирует условия выхода свободных электронов из металла. Из графика, в частности, следует, что при температуре T_2 в металле появляются электроны с энергией, превышающей полную высоту потенциального барьера W_b (они представлены заштрихованной частью «хвоста» кривой dN/dW). Следовательно, эти электроны могут выйти из металла, но при условии, что векторы их скоростей будут направлены к поверхности, а не внутрь металла. Иначе говоря, необходимым и достаточным условием выхода электрона из металла при его нагреве является наличие у него энергии

$$W_x = \frac{mv_x^2}{2} \geq W_b. \qquad (2.13)$$

При этом удаление электронов из тела вызывает переход оставшихся электронов на более высокие уровни с отбором энергии от решетки эмиттера и его охлаждением.

Следует отметить, что в теории электронной эмиссии используются две шкалы отсчета энергий электрона (рис. 2.6) [7]. Одна из них характеризуется тем, что за нуль энергии W принимается энергия электрона проводимости, покоящегося внутри тела; энергии всех других электронов проводимости считаются положительными ($W > 0$), при этом энергия электрона, покоящегося вне тела и соответствующая высоте потенциального барьера на границе тела, обозначается через W_b. Такая шкала была использована при построении рис. 2.4, *б* и 2.5. В другой шкале энергий $\mathcal{E}$ за нуль принимается энергия свободного электрона, покоящегося вне тела (в вакууме), тогда энергии электронов внутри тела могут быть как больше, так и меньше нуля, т. е. $\mathcal{E} \lesseqgtr 0$. При этом наименьшая отрицательная энергия электрона обозначается

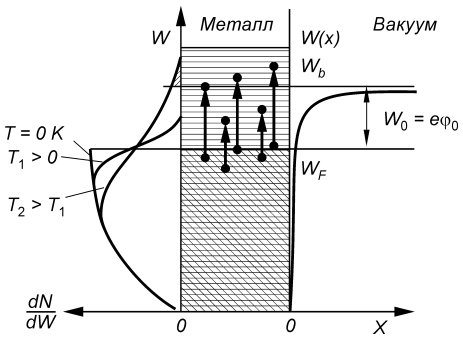


Рис. 2.5
Интегральный график, иллюстрирующий условие выхода электрона из нагреваемого металла

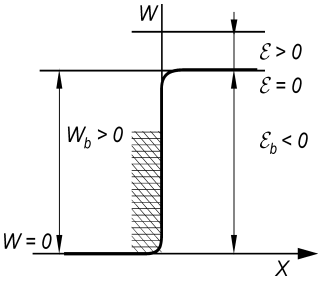


Рис. 2.6
Две шкалы отсчета энергии электрона

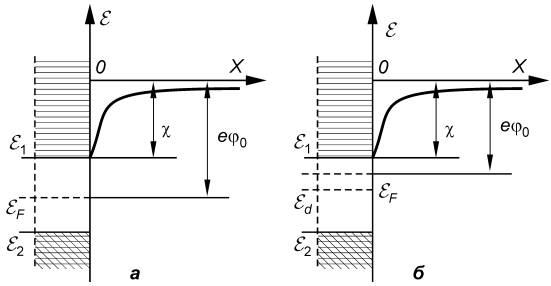


Рис. 2.7
Энергетические уровни и профиль потенциального барьера в полупроводнике

через $ℰ_b$. Из сказанного следует, что $ℰ = W - W_b$ и $W = ℰ - ℰ_b$. Примером использования второй шкалы отсчета энергий электронов может служить рис. 2.7, где изображены энергетические уровни электронов и профиль поверхности потенциального барьера собственного (*а*) и примесного (*б*) полупроводников в предположении, что потенциал вакуумного пространства равен нулю. При невысоких температурах практически все электроны по-

Таблица 2.2

Значения энергии сродства в полупроводниках

Полупроводник	*χ, эВ*	*Полупроводник*	*χ, эВ*
Кремний, Si	4	Сульфид свинца, PbS	4,2
Германий, Ge	4,2	Теллурид цезия, Cs_2Te	0,5
Арсенид галлия, GaAs	4,1	Окись магния, MgO	1
Фосфид индия, InP	4,4	Антимонид цезия, Cs_3Sb	0,45
Арсенид индия, InAs	4,9	Антимонид калия, K_3Sb	1,6

лупроводника имеют энергии $ℰ < 0$. Для того чтобы электрон проводимости смог выйти наружу, он должен обладать энергией $ℰ \gtrsim χ$, где $χ$ — величина *электронного сродства* или внешней работы выхода; она равна разности энергий уровня вакуума и дна зоны проводимости. Из рисунка видно, что в полупроводнике, где $ℰ_1 < ℰ_F$, значение $χ < eφ_0$; в металлах $ℰ_1 = ℰ_F$, поэтому $χ = eφ_0$. Значения электронного сродства для некоторых полупроводников приведены в таблице 2.2.

2.4. КОНТАКТНАЯ РАЗНОСТЬ ПОТЕНЦИАЛОВ

Зависимость работы выхода электрона от рода материала приводит к важному следствию: если два разнородных чистых металла M_1 и M_2 с работами выхода $eφ_{01}$ и $eφ_{02}$ соответственно привести в плотное соприкосновение друг с другом (рис. 2.8), то между свободными концами металлов возникнет разность потенциалов

$$U_{крп} = φ_{02} - φ_{01}, \qquad (2.14)$$

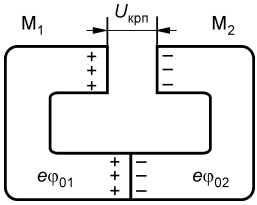


Рис. 2.8
Контактная разность потенциалов между свободными концами двух соприкасающихся кусков металла

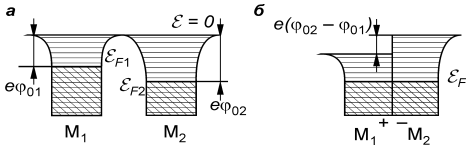


Рис. 2.9
Физическая картина возникновения контактной разности потенциалов

получившая название внешней *контактной разности потенциалов*, или просто контактной разности потенциалов.

Физическая картина возникновения $U_{\text{крп}}$ иллюстрируется рис. 2.9, где показаны энергетические диаграммы и поверхностные потенциальные барьеры металлов M_1 и M_2 до и после их соприкосновения. До соприкосновения металлов (рис. 2.9, *а*) вершины их потенциальных барьеров располагаются на одном уровне $\mathcal{E} = 0$, соответствующем потенциальной энергии свободного электрона, покоящегося вне металла; уровни Ферми $\mathcal{E}_{F1}$ и $\mathcal{E}_{F2}$ находятся на разной высоте. После соприкосновения металлов (рис. 2.9, *б*) потенциальный барьер между ними исчезает и начинается преимущественный переход электронов из M_1 на свободные нижерасположенные уровни M_2. Так будет происходить до тех пор, пока в контактирующих металлах не выравняются концентрации свободных электронов и соответствующие им уровни Ферми. Этот процесс занимает не более ~ 10^{-16}с. В результате металл M_2 зарядится отрицательно и потенциальная энергия его электронов возрастет, а металл M_1, наоборот, зарядится положительно и потенциальная энергия его электронов уменьшится. В состоянии равновесия на контакте металлов устанавливается разность потенциалов U_i, определяемая разностью кинетических энергий электронов, находившихся на уровнях Ферми, т. е. $U_i = (\mathcal{E}_{F1} - \mathcal{E}_{F2})/e$. На свободных же концах металлов контактная разность потенциалов будет определяться разностью работ выхода — формулой (2.14).

В электронных лампах и других вакуумных электронных приборах, включенных в реальные схемы, контактная разность потенциалов определяется исключительно разностью работ выхода материалов их электродов, несмотря на наличие снаружи соединительных проводов. Это объясняется тем, что при определении $U_{\text{крп}}$ работа выхода каждого металла, за исключением крайних, т. е. самих электродов, учитывается дважды с разными знаками (предполагается, что все спаи имеют одинаковую температуру, иначе возникнет термо-ЭДС). Если в цепь ввести электрическую батарею, то созданная ею разность потенциалов алгебраически сложится с контактной разностью потенциалов. Следует заметить, что контактная разность потенциалов возникает не только между двумя соприкасающимися кусками разнородных металлов, но и любых других материалов: полупроводников и диэлектриков. Однако при этом время установления контактного равновесия в системе электронов обоих тел (время установления контактной разности потенциалов) будет иным, за-

висящим от электропроводности тел. Например, для идеальных диэлектриков оно равно бесконечности.

При вычислении $U_{\text{крп}}$ в работающих электронных лампах нужна большая осторожность, поскольку на работу выхода твердых тел сильно влияет загрязнение поверхности этих тел. Например, работа выхода чистого вольфрама равна 4,52 эВ, а оксидного катода — 1,2 эВ. Однако контактная разность потенциалов между оксидным катодом и вольфрамовой управляющей сеткой электронной лампы скорее всего будет составлять не $U_{\text{крп}} = 4{,}52 - 1{,}2 = 3{,}32$ В, а заметно меньшую величину, так как в процессе эксплуатации лампы сетка покрывается слоем BaO, испаряющимся с катода, а на ее поверхности образуется пленка электроположительного бария. Вследствие этого работа выхода материала сетки оказывается значительно меньше, чем у чистого вольфрама.

Контактная разность потенциалов существует не только между поверхностями разных тел с различными работами выхода, но и между частями поверхности одного и того же тела, если эти части обладают неодинаковыми работами выхода. В таком случае поверхность проводящего тела в состоянии равновесия не представляет собой эквипотенциальной поверхности. Области поверхности тела с той или иной работой выхода называются *пятнами*, а вся поверхность — пятнистой. Электрическое поле, обусловленное контактной разностью потенциалов между пятнами, называют *полем пятен*.

2.5. ТЕРМОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ

Основной закон термоэлектронной эмиссии. *Термоэлектронная эмиссия* — это явление испускания электронов поверхностью твердого тела (эмиттера) при его нагреве. Возможность такого испускания, впервые обнаруженная Эдисоном, связана с нагреванием электронного газа до таких температур, при которых кривая распределения электронов по энергиям заметно простирается в область, где $W \geq W_b$ (см. рис. 2.5). В этом случае плотность тока вышедших в вакуум термоэлектронов будет определяться выражением

$$J_T = eN_e = e\left(\quad - R_e \right) \int_{W_b}^{\infty} dN_x \qquad (2.15)$$

где N_e — число электронов, вышедших из эмиттера наружу с единицы площади (1 м^2) эмитирующей поверхности в единицу времени (1 с), R_e — коэффициент отражения электронов от потенциального барьера, учитывающий, что не все электроны, движущиеся изнутри к поверхности эмиттера с энергией $W \geq W_b$, выйдут наружу, часть из них отразится от потенциального барьера и возвратится назад; dN_x — функция распределения электронов по нормальным составляющим скоростей.

Для металлов, нагретых до обычных температур термоэлектронных эмиттеров (1000–2600 K), функция dN_x будет выражаться формулой (2.7). Подставляя ее в (2.15), после интегрирования получаем

$$J_T = e(1 - R_e) \cdot \frac{4\pi m}{h^3} kT \int_{W_b}^{\infty} e^{-\frac{W_x - W_F}{kT}} dW_x = \frac{4\pi mek^2}{h^3}(1 - R_e) T^2 e^{-\frac{W_b - W_F}{kT}}.$$

Если в этом выражении обозначить $(1 - R_e) = \bar{D}$, $W_b - W_F = e\varphi_0$ и $4\pi mek^2/h^3 = A_0$, то оно примет вид

$$J_T = A_0 \bar{D} T^2 e^{-\frac{e\varphi_0}{kT}} = AT^2 e^{-\frac{b}{T}}, \qquad (2.16)$$

где $\bar{D}$ — средний коэффициент прозрачности энергетического барьера, равный отношению потока электронов, вышедших через поверхность эмиттера, к потоку электронов, падающих изнутри на эту поверхность; $A_0 = 10{,}4 \quad 10^4 \text{А/м}^2 \quad \text{град}^2$ — универсальная постоянная Зоммерфельда, $A = A_0 \bar{D} = 120{,}4 \quad 10^4 \bar{D}$ и $b = e\varphi_0/k$.

При этом значение N_e (2.15) будет определяться выражением

$$N_e = \frac{J_T}{e} = \frac{4\pi mk^2}{h^3} \bar{D} T^2 e^{-\frac{e\varphi_0}{kT}}. \qquad (2.16а)$$

Значение коэффициента $\bar{D}$ зависит от формы потенциального барьера. Если, например, она имеет вид прямоугольной ступени (идеализированная форма), то при обычных температурах эмиттера, как показывает теория, от барьера должно отражаться до 75–80% электронов; в этом случае $\bar{D} = 0{,}2 \ldots 0{,}25$. В действительности же форма потенциального барьера характеризуется достаточно плавной кривой (см. рис. 2.4, *б*), при которой $\bar{D} = 0{,}95 \ldots 0{,}97$.

Выражение (2.16) является основным *законом термоэлектронной эмиссии* и называется уравнением Ричардсона–Дэшмена. При практических расчетах плотности термоэлектронного тока с помощью этого уравнения используются экспериментальные значения постоянных A и b, причем последняя выражается в градусах Кельвина, согласно формуле $b = e\varphi_0/k = 1{,}9 \cdot 10^{-19}\varphi_0/1{,}32 \cdot 10^{-23} = 11600\varphi_0$. Значения этих постоянных для некоторых металлов приведены в таблице 2.3.

Сравнение этих значений с теоретическими показывает, что экспериментальные данные могут отличаться от теоретических как в одну, так и в другую сторону. Каковы причины таких расхождений? Одной из главных причин является предположение о независимости работы выхода от температуры, принятое при выводе уравнения (2.16). В действительно-

Таблица 2.3

Значения постоянных в законе термоэлектронной эмиссии

Металл	$A \cdot 10^{-4}$, $А/м^2 \cdot град^2$	b, К	*Металл*	$A \cdot 10^{-4}$, $А/м^2 \cdot град^2$	b, К
Вольфрам	60	52400	Платина	32	61700
Тантал	55	47800	Торий	70	38900
Молибден	55	48600	Цезий	162	21800
Никель	30	53500	Барий	60	24500

сти же $e\varphi_0$ должна зависеть от T, поскольку при нагреве металла происходит его тепловое расширение, вызывающее, во-первых, уменьшение концентрации свободных электронов и, следовательно, снижение уровня Ферми (см. формулу (2.4)), а во-вторых, изменение постоянной кристаллической решетки, которое может привести к изменению полной работы выхода W_b. Так что работа выхода $e\varphi_0 = W_b - W_F$ должна изменяться с изменением T. Какова при этом функция $\varphi(T)$? Предположим, что температура эмиттера T изменяется на небольшую величину относительно некоторого значения T_0. Тогда функцию $\varphi(T)$ можно разложить в ряд Тейлора и ограничиться первыми двумя его членами:

$$\varphi(T) = \varphi(T_0) + \left(\frac{d\varphi}{dT}\right)_{T_0}\left(T - T_0\right) = \varphi\left(T_0\right) + \alpha\left(T - T_0\right), \tag{2.17}$$

где $\alpha = \left(\frac{d\varphi}{dT}\right)_{T_0}$ — температурный коэффициент работы выхода, который может быть как положительным, так и отрицательным. Подставляя (2.17) в (2.16) вместо φ_0, получаем

$$J_T = A_0\bar{D}T^2 e^{-\frac{e\alpha}{k}} e^{-\frac{e\varphi_0(T_0)+e\alpha T_0}{kT}}. \tag{2.18}$$

Обозначая

$$A_1 = A_0\bar{D}e^{-\frac{e\alpha}{k}}, \tag{2.19}$$

$$\varphi_{01} = \varphi\left(T_0\right) - \alpha T_0, \tag{2.20}$$

выражение (2.18) можно переписать в виде

$$J_T = A_1 T^2 e^{-\frac{e\varphi_{01}}{kT}}. \tag{2.21}$$

Величины A_1 и φ_{01} в пределах справедливости (2.17) не зависят от температуры T. Величину A_1 называют ричардсоновской термоэлектронной постоянной, а φ_{01} — приведенной или ричардсоновской работой выхода. Измерение коэффициента α для W, Ta, Mo, выполненные различными методами, дали значения $(6\ldots7)\cdot 10^{-5}$ эВ/град. При этом значения A_1 оказались близкими к экспериментально найденным и приведенным в таблице 2.3. Следует заметить, что измеренное значение α для чистых металлов достаточно точно совпадает с его теоретическим значением, которое получается, если принять во внимание изменение только W_F, вызванное тепловым расширением.

Другим важным фактором, влияющим на теоретическое значение константы A, является неоднородность поверхности эмиттера, ее пятнистость. Для разных граней эмиттера работа выхода различна, а опыты проводятся для поликристаллических тел. Если, например, предположить, что одна половина площади эмиттера имеет работу выхода φ_{01}, а другая половина — φ_{02}, значительно превышающую φ_{01}, то практически вся термоэмиссия будет происходить с пятен, имеющих работу

выхода φ_{01}. Следовательно, эмитирующая поверхность будет составлять только половину активной площади эмиттера. В этом случае измеренное значение A будет равно лишь половине теоретического значения для однородного эмиттера.

Для экспериментальной проверки закона термоэлектронной эмиссии и определения постоянных A и b (или φ_0) широко используется метод *прямой Ричардсона*. Суть его заключается в следующем. Разделяя обе части (2.16) на T^2 и логарифмируя полученное выражение, найдем уравнение

$$\ln \frac{J_T}{T^2} = \ln A - \frac{b}{T}, \qquad (2.22)$$

которое показывает, что величина $\ln(J_T/T^2)$ линейно зависит от величины $1/T$. Следовательно, если измерить значения тока эмиссии при различных температурах и построить на основе этих данных зависимость $\ln(J_T/T^2) = f(1/T)$, то расположение экспериментальных точек на прямой линии будет свидетельствовать о справедливости выражения (2.16). На рис. 2.10 в виде совокупности точек представлены результаты таких измерений для вольфрамового катода [6]. Построенная по этим точкам прямая отсекает на оси ординат отрезок $\ln (J_T/T^2) = \ln A$, откуда $A = J_T//T^2 = 6 \cdot 10^5$ А/м^2. Угол наклона прямой к оси абсцисс определяется равенством $\psi = \text{arctg}b = \text{arctg}(1160\varphi_0)$, откуда $b = 52\,400$ К и $\varphi_0 = 4{,}52$ В.

Возвращаясь к уравнению термоэлектронной эмиссии (2.16), следует сказать, что оно применимо не только к металлам, но и к примесным полупроводникам. Однако при этом надо иметь в виду, что если у металлов положение уровня Ферми в первом приближении можно считать не зависящим от температуры и рассматривать работу выхода $e\varphi_0$ как константу металла, то у примесных полупроводников (использующихся в качестве катодов) положение уровня Ферми явно зависит от температуры. Это означает, что при расчете зависимости $J_T(T)$ полупроводникового катода для каждого значения температуры необходимо определять свои значения A и b. Чтобы исключить эту неудобную процедуру, необходимо ввести в уравнение (2.16) зависимость $\mathcal{E}_F(T)$. Для полупроводника с донорной примесью, каким является, например, оксидный катод, такая зависимость имеет следующий вид [7]:

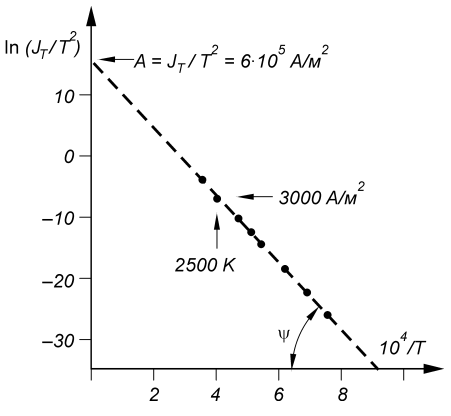


Рис. 2.10
Прямая Ричардсона для вольфрама

$$\mathcal{E}_F = \frac{\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_d}{2} - \frac{kT}{2} \ln \frac{N_e}{N_d},$$

где $\mathcal{E}_1$ и $\mathcal{E}_d$ — энергетические уровни дна зоны проводимости и донорных примесей соответственно, N_e — эффективная плотность состояний

электронов в зоне проводимости, N_d — концентрация донорной примеси. Из приведенного выражения следует, что у примесных полупроводников n-типа уровень Ферми при $T = 0$ К располагается посередине между дном зоны проводимости и донорным уровнем, а при повышении температуры он смещается вниз, к уровню Ферми собственного полупроводника, причем тем быстрее, чем меньше концентрация донорной примеси. Подставляя выражение $\mathcal{E}_F$ в уравнение (2.16) с учетом равенства $e\varphi_0 = W_b - \mathcal{E}_F$ и обозначая в соответствии с рис. 2.7, *б* $0 - \mathcal{E}_1 = \chi$, а также $(\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_d)/2 = \Delta\mathcal{E}_d/2$, получаем уравнение

$$J_T = B\bar{D}N_d^{1/2}T^{5/4}e^{-\frac{\chi+\Delta\mathcal{E}_d/2}{kT}} = B_1T^{5/4}e^{-\frac{b_1}{T}}, \qquad (2.23)$$

где $B = 1{,}66 \cdot 10^{-6}$ А/м$^2 \cdot$ град$^{4/5}$.

Постоянные $B_1 = B\bar{D}N_D^{1/2}$ и $b_1 = (\chi + \Delta\mathcal{E}_d/2)/k$ можно найти экспериментально тем же способом, что и постоянные A и b для металлов.

Уравнение (2.23) впервые было получено Г. А. Тягуновым и Т. П. Козляковской при анализе термоэлектронной эмиссии оксидного катода.

Распределение начальных скоростей термоэлектронов. Важной характеристикой термоэлектронной эмиссии является скоростной состав термоэлектронов. Выше было показано, что внутри металла распределение электронов, имеющих нормальную к его поверхности составляющую скорости v_x и достаточно большую при этом энергию W_x, совпадает с максвелловским распределением и характеризуется выражением (2.7). После преодоления потенциального барьера $W_b = W_F + e\varphi_0$ энергия электронов станет равной $(mv^2_{0x})/2 = W_x - W_b$. Отсюда

$$W_x = \frac{mv_{0x}^2}{2} + W_b = \frac{mv_{0x}^2}{2} + W_F + e\varphi_0 \text{ и } dW_x = mv_{0x}dv_{0x}.$$

Подставляя эти равенства в (2.7) и учитывая коэффициент прозрачности D для электронов, имеющих скорость v_x, получим уравнение распределения термоэлектронов по нормальным составляющим начальных скоростей

$$dN_{ex} = D\frac{4\pi m^2}{h^3}kTe^{-\frac{e\varphi_0}{kT}}e^{-\frac{mv_{0x}^2}{2kT}}v_{0x}dv_{0x} = Le^{-\frac{mv_{0x}^2}{2kT}}v_{0x}dv_{0x}, \qquad (2.24)$$

где

$$L = D\frac{4\pi m^2}{h^3}kTe^{-\frac{e\varphi_0}{kT}}.$$

Для металлов коэффициент $D \approx 1$ и практически не зависит от скорости, поэтому максвелловское распределение электронов по скоростям остается и после их эмиссии. Такой вывод подтверждается и экспериментально. В этом случае средняя кинетическая энергия термоэлектронов в потоке $\bar{W} = 2kT$, а связанная с направлением, нормальным к поверхности катода, — $\bar{W}_x = kT$. Для температуры вольфрамового катода $T = 2500$ К значение $\bar{W} = 0{,}43$ эВ, а $\bar{W}_x = 0{,}215$ эВ.

Принимая во внимание формулу (2.16а) и учитывая, что при независимости D от v_x значения D и $\bar{D}$ совпадают, выражение для L можно представить также в виде

$$L = N_e \frac{m}{kT}.$$

В случае полупроводниковых термоэлектронных катодов (например, оксидных) распределение термоэлектронов по скорости при заданной температуре может существенно отличаться от максвелловского, особенно при отборе с катода больших плотностей тока в импульсном режиме, когда происходит «разогрев» электронного газа сильным электрическим полем.

Влияние ускоряющего электрического поля. При наличии вблизи эмитирующей поверхности термокатода внешнего ускоряющего электрического поля с напряженностью E электронная эмиссия с этой поверхности усиливается. Впервые этот экспериментальный факт был детально исследован немецким ученым Шоттки и поэтому получил название *эффекта Шоттки*. Суть его связана с понижением высоты поверхностного потенциального барьера под действием ускоряющего электрического поля. Рис. 2.11 иллюстрирует это явление. На нем диаграмма энергетических уровней металла совмещена с графиком потенциального барьера вблизи его эмитирующей поверхности, на котором, в отличие от рис. 2.5, за точку отсчета потенциальной энергии $\mathcal{E} = 0$ принята энергия электрона, покоящегося вне тела перед его поверхностью. Кривая $e\varphi$ характеризует изменение потенциальной энергии электрона (профиль энергетического барьера) при отсутствии внешнего поля; линия $eU = -eEx$ — изменение потенциальной энергии во внешнем однородном электрическом поле; кривая $\mathcal{E} = e\varphi + eU$ соответствует изменению результирующей потенциальной энергии. Как видно из рисунка, внешнее ускоряющее электрическое поле существенно деформирует профиль потенциального барьера, преобразуя его в подобие пологого «потенциального холма» с вершиной, находящейся на расстоянии x_m от эмитирующей поверхности. В этой экстремальной точке (или плоскости) высота барьера оказывается сниженной на величину $e\Delta\varphi$, благодаря чему его смогут преодолеть бóльшее число электронов, чем прежде (при $E = 0$), и, следовательно, повысить плотность тока термоэлектронной эмиссии. Зависимость $e\Delta\varphi$ от E нетрудно определить, если исходить из того, что координата $x_m >> x_0$, где x_0 — расстояние, соизмеримое с межатомным расстоянием металла. В этом случае потенциальный барьер в окрестностях точки x_m при $E = 0$ бу-

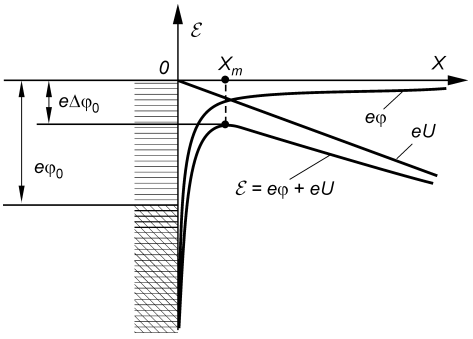


Рис. 2.11
Снижение потенциального барьера под действием внешнего ускоряющего электрического поля

дет описываться функцией $\mathcal{E} = e\varphi = -e^2/16\pi\varepsilon_0 x$, отражающей действие на электрон только сил зеркального отображения. При наличии ускоряющего поля потенциальная энергия электрона изменится на величину $eU = -eEx$ и станет равной

$$\mathcal{E} = e\varphi + eU = -\frac{e^2}{16\pi\varepsilon_0 x} - eEx. \qquad (2.25)$$

Дифференцируя это выражение и приравнивая к нулю первую производную в точке $x = x_m$, получаем

$$\frac{d\mathcal{E}}{dx} = \frac{e^2}{16\pi\varepsilon_0 x_m^2} - eE = 0,$$

откуда

$$\frac{e^2}{16\pi\varepsilon_0 x_m^2} = eE \text{ и } x_m = \sqrt{\frac{e}{16\pi\varepsilon_0 E}}. \qquad (2.26)$$

Величина $e\Delta\varphi_0$, как следует из рис. 2.11, равна значению $\mathcal{E}$ в точке x_m. Полагая в выражении (2.25) $x = x_m$, с учетом формулы (2.26) найдем

$$e\Delta\varphi_0 = \mathcal{E}\big|_{x=x_m} = -\frac{e^{3/2}E^{1/2}}{\left(4\pi\varepsilon_0\right)^{1/2}}. \qquad (2.27)$$

На такую величину снижается работа выхода электрона под действием ускоряющего электрического поля и становится равной

$$e\varphi_E = e\varphi_0 - e\Delta\varphi_0 = e\varphi_0 - \frac{e^{3/2}E^{1/2}}{\left(4\pi\varepsilon_0\right)^{1/2}}.$$

Введя в уравнение Ричардсона–Дэшмена вместо величины $e\varphi_0$ разность $e\varphi_0 - e\Delta\varphi_0$, получим уравнение Шоттки

$$J_{TE} = AT^2 e^{-\frac{e}{kT}\left[\varphi_0 - \left(\frac{eE}{4\pi\varepsilon_0}\right)^{1/2}\right]} = J_T e^{\alpha\frac{\sqrt{E}}{T}}, \qquad (2.28)$$

где J_T — плотность тока при $E = 0$, E — напряженность ускоряющего поля у катода (В/м) и $\alpha = e^{3/2}/(4\pi\varepsilon_0)^{1/2} \cdot k \approx 0{,}44$ град/(В/м)$^{1/2}$. Из полученного выражения следует, что при постоянной температуре график зависимости $\ln J_{TE}$ от $\sqrt{E}$ должен представлять собой прямую линию. Этот результат находится в согласии с опытом и называется нормальным эффектом Шоттки. Он наблюдается только у катодов с однородной эмитирующей поверхностью, для которых можно достаточно точно рассчитать напряженность поля у их поверхности. Например, в плоском диоде, когда можно пренебречь пространственным зарядом электронов, $E = U_\text{а}/x_\text{а}$, где $x_\text{а}$ — расстояние катод–анод; в цилиндрическом диоде с внутренним катодом $E = U_\text{а}/r\ln(r_\text{а}/r_\text{к})$, где $r_\text{к}$ и $r_\text{а}$ — радиусы катода и анода. В тех случаях, когда катод имеет шероховатую поверхность, напряженность поля около

неровностей этой поверхности возрастает, что приводит к существенному увеличению тока термоэлектронной эмиссии по сравнению с тем, что дает формула (2.28), — аномальный эффект Шоттки. Особенно сильно ускоряющее поле влияет на термоэлектронную эмиссию полупроводниковых катодов. Это объясняется плохими экранирующими свойствами полупроводников. Внешнее электрическое поле может проникать в них на глубину от 100 до 1000 атомных слоев. Вследствие этого снижается не только внешняя, но и внутренняя работа выхода; уменьшается ширина запрещенной зоны, и электронам, переходящим с уровней примеси в зону проводимости, требуется меньшая энергия. При этом общее снижение полной работы выхода оказывается значительным. Кроме того, полупроводниковые катоды обычно имеют шероховатую поверхность, что приводит к увеличению напряженности внешнего электрического поля и еще более сильному проявлению эффекта Шоттки.

Влияние адсорбированных на поверхности металла атомов посторонних веществ. Эмиссионное свойство металла существенно изменяется при *адсорбции* на его поверхности постороннего вещества. В зависимости от рода этого вещества эмиссионное свойство может либо усилиться, либо, наоборот, ослабеть. Усиление эмиссионных свойств наблюдается тогда, когда на поверхности металла создается пленка электроположительного вещества по отношению к основному материалу (керну) катода. Таким посторонним веществом может быть торий, барий или цезий. Объяснение этого эффекта, впервые предложенное Ленгмюром, сводится к следующему. Если соотношение между параметрами керна и пленки таково, что потенциал ионизации атомов пленки меньше работы выхода керна, то адсорбированное вещество находится на поверхности керна в виде слоя положительных ионов. Если потенциал ионизации атомов пленки несколько больше работы выхода керна, то атомы адсорбированного вещества находятся в состоянии диполей, положительные полюса которых обращены наружу, как показано на рис. 2.12, *а*. В обоих случаях у поверхности катода образуется двойной электрический слой, в котором на выходящие из керна электроны действует ускоряющее электрическое поле. В результате этого работа выхода электрона заметно снижается. Иллюстрацией к этому является рис. 2.12, *б*, где показаны профиль потенциального барьера чистого керна с работой выхода $e\varphi_0$ (кривая 1), распределение потенциала, созданного электрическим диполем (кривая 2), и профиль потенциального барьера керна с электрическим диполем на поверхности и работой выхода $e\varphi_{пк}$

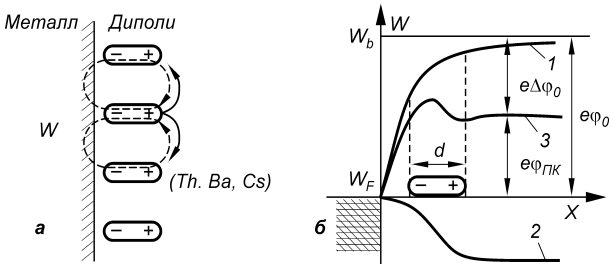


Рис. 2.12
Диполи атомов электроположительного вещества на поверхности металла и их влияние на потенциальный барьер

(кривая 3). Расчеты показывают, что снижение работы выхода электронов в этом случае определяется следующим приближенным равенством:

$$e\Delta\varphi_0 \approx \frac{nep_э}{\varepsilon_0},$$

где n — число диполей (или ионизированных атомов) на единице площади катода, e — заряд электрона и $p_э = eD$ — электрический дипольный момент адсорбированного атома. Согласно этому равенству, снижение работы выхода электронов у пленочного катода будет тем больше, чем больше поверхностная плотность диполей. Например, у вольфрама с моноатомной пленкой тория работа выхода равна 2,63 эВ, т. е. на $e\Delta\varphi_0 \approx 1{,}9$ эВ меньше, чем у чистого вольфрама. Однако наибольшее значение $e\Delta\varphi_0$ достигается не при сплошной моноатомной пленке поляризованных атомов (степени покрытия $\theta = 1$), а при некоторой оптимальной степени покрытия — $\theta \approx 0{,}7$, что объясняется эффектом взаимного влияния электрических полей соседних диполей (как это показано стрелками на рис. 2.12, *а*), приводящим к уменьшению их электрических моментов $p_э$. У пленочных катодов снижается не только работа выхода, но и константа A. Так, для катодов типа W–Cs и W–Th константа $A \approx 3 \cdot 10^4$ А/м$^2 \cdot$ град^2, а для W–Ba катода $A \approx 15 \cdot 10^4$ А/м$^2 \cdot$ град^2. Одной из возможных причин уменьшения A является неравномерность покрытия керна пленкой, т. е. пятнистость катода. Из-за резко различной работы выхода чистых и покрытых пленкой участков керна этот эффект проявляется очень сильно. Другая причина уменьшения константы A связана с особенностями профиля потенциального барьера пленочного катода (рис. 2.12, *б*). Наличие «потенциального холма», возвышающегося над уровнем работы выхода $e\varphi_{пк}$, приводит к снижению коэффициента прозрачности барьера $\bar{D}$ для электронов с энергией, незначительно превышающей $e\varphi_{пк}$, но которые составляют основную массу эмитированных электронов. Вследствие этого у пленочных катодов константа $A = A_0\bar{D}$ значительно меньше, чем у чистых металлов. Если на поверхности металла адсорбируется моноатомная пленка из электроотрицательного вещества (например, кислорода), то работа выхода электронов из такого пленочного катода будет больше, чем из чисто металлического.

Дробовой эффект. Дискретность заряда электронов и хаотичность их движения в материале эмиттера приводит к тому, что количество электронов, выходящих из эмиттера в единицу времени, колеблется относительно среднего значения, определяемого формулой (2.16). Колебания эти микроскопические, но они явно выражены и обусловливают колебания (флуктуации) тока эмиссии. На рис. 2.13 эти колебания $i_ш$ показаны на уровне термоэмиссионного тока I_T. При использовании электронных ламп с термокатодами в приемной радиоаппаратуре флуктуации тока эмиссии термокатода порождают внутренние помехи (шумы), похожие на звуки рассыпающейся с шумом дроби. Из-за такого сходства явление получило название дробового

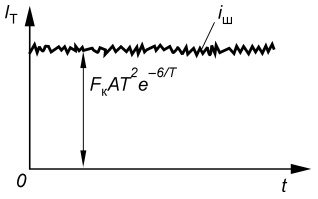


Рис. 2.13
Флуктуация эмиссионного тока термокатода

эффекта. Итак, *дробовой эффект* — это флуктуации тока эмиссии, обусловленные неравномерностью во времени (хаотичностью) выхода электронов из катода. Если ток термоэлектронной эмиссии пропустить через частотный фильтр, выделяющий интервал (полосу) частот Δf около некоторой средней частоты f, то можно измерить переменную составляющую тока этой частоты. Такие измерения и последующий анализ Фурье показали, что флуктуации тока эмиссии характеризуются бесконечно широким спектром частот, в котором интенсивность колебаний не зависит от частоты, поэтому шум, обусловленный дробовым эффектом, часто называют белым шумом. Среднеквадратичная величина флуктуаций тока эмиссии, или тока шумов, равна

$$i_{\text{ш}}^2 = 2eI_{\text{т}}\Delta f = 3,2 \cdot 10^{-19} I_{\text{т}}\Delta f,\ A^2 \qquad (2.29)$$

где e — заряд электрона; $I_T = J_T F_{\text{к}}$ — среднее значение тока эмиссии с катода площадью $F_{\text{к}}$; Δf — полоса частот. Выражение (2.29) оправдывается на опыте, если измерения производить на частотах $f > 100$ Гц. На меньших частотах флуктуации тока могут быть в десятки раз больше, чем это следует из указанной формулы. Такое расхождение объясняется тем, что на низких частотах, помимо дробового эффекта, проявляются и другие, более сильные причины изменения тока эмиссии термокатода. Среди них главной причиной является так называемый *эффект мерцания,* или фликкер-эффект: флуктуации тока термоэлектронной эмиссии, обусловленные неравномерным изменением эмиссионной способности отдельных участков поверхности катода вследствие неравномерных структурных изменений эмитирующего поля. Причины фликкерных шумов весьма сложны и разнообразны, поэтому их общая теория еще не разработана.

2.6. ТЕРМОЭЛЕКТРОННЫЕ КАТОДЫ

Классификация термоэлектронных катодов. В подавляющем большинстве вакуумных электронных приборов в качестве эмиттера свободных электронов используются разнообразные *термоэлектронные катоды* (ТЭК). Такие катоды принято классифицировать по способу нагрева, материалу и структуре эмитирующей поверхности. По способу нагрева они разделяются на прямонакальные и подогревные (косвенного накала). Прямонакальные катоды — это эмиттеры, нагреваемые электрическим током, проходящим непосредственно через них. Подогревные катоды — эмиттеры, нагреваемые специальными подогревателями за счет лучеиспускания, теплопроводности, электронной бомбардировки или высокочастотного нагрева.

По материалу и структуре эмитирующей поверхности ТЭК можно разделить на четыре группы. К первой группе относятся чисто *металлические катоды*, выполненные из вольфрама, тантала, молибдена, рения, ниобия и их сплавов.

Вторую группу составляют пленочные катоды, представляющие собой металлическую поверхность, покрытую моноатомным слоем (пленкой) электроположительного вещества (тория, бария, цезия). Выше указывалось, что подобные структуры имеют существенно меньшую работу выхода электронов, чем чистые металлы. Создать на поверхности металла (керна) пленку из другого вещества можно либо путем конденсации паров этого вещества, либо путем его напыления и поверхностной миграции, либо, наконец, путем диффузии атомов вещества на поверхность керна, если это вещество предварительно было введено в материал керна в качестве примеси. В группу пленочных катодов входят: торированный вольфрамовый, *торированный карбидированный вольфрамовый* (или просто карбидированный), камерный (*L*-катод).

Третью группу ТЭК составляют *толстослойные катоды*. Они так же как и пленочные катоды, имеют металлический керн (подложку), но на его поверхность наносится не моноатомная пленка, а толстый слой эмиссионно-активного вещества, представляющего собой соединение различных элементов. В зависимости от электропроводности этого вещества различают две подгруппы толстослойных катодов: полупроводниковые (*оксидные*) и металлоподобные (*гексаборидные*). В этих катодах, в отличие от пленочных, источником электронов (собственно эмиттером) является не металлический керн, а эмиссионно-активный слой, нанесенный на поверхность керна.

В четвертую группу входят сложные по структуре эмиссионной поверхности катоды. К ним относятся *синтерированные, импрегированные* (пропитанные), *прессованные, металлокерамические катоды*, которые представляют собой либо пористую металлическую губку, пропитанную эмиссионно-активным веществом, либо смесь тугоплавкого металлического порошка с эмиссионно-активным веществом, спрессованную и спеченную при высокой температуре. Сложность структуры эмиссионной поверхности таких катодов обусловлена тем, что на ней участки эмиссионно-активного вещества перемежаются с участками металлической губки или порошка, поэтому после активировки этих катодов одни участки будут обладать свойствами, близкими к полупроводниковым, оксидным эмиттерам, а другие — свойствами, близкими к пленочным или даже к чисто металлическим катодам. В целом же «механизм» электронной эмиссии сложен и анализ его чрезвычайно затруднен.

Следует заметить, что катоды четвертой группы, а также камерные пленочные катоды обычно объединяют в группу *диспенсерных катодов*.

Характеристики и параметры термоэлектронных катодов. Основными характеристиками ТЭК являются: *накальная характеристика*, представляющая собой зависимость тока накала $I_н$ от напряжения накала $U_н$ в диапазоне рабочих температур, и *эмиссионная характеристика* — зависимость тока эмиссии I_T от температуры T. Поскольку измерение температуры накаленного катода в обычных условиях эксплуатации вакуумных электронных приборов затруднительно, контроль накала катода обычно ведут по показаниям вольтметра или амперметра, включенных в цепь накала. В связи с этим на практике в качестве эмиссионной характеристики ТЭК

принимают $I_T = f_1(I_T)$ или зависимость $I_T = f(U_н)$. На рис. 2.14 в качестве примера приведены накальная и эмиссионная характеристики катода вакуумного диода. Первая из них снималась при анодном напряжении, равном нулю; вторая — при $U_а = 200$ В. Нелинейность накальной характеристики обусловлена тем, что по мере нагрева нити накала ее сопротивление возрастает, вследствие чего относительное увеличение тока накала получается меньше, чем увеличение напряжения накала. Эмиссионная характеристика по форме близка к экспоненте, но не является таковой вследствие нелинейной связи между напряжением накала и температурой катода.

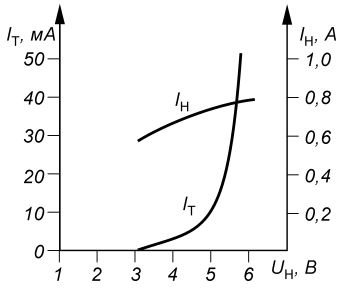


Рис. 2.14
Характеристики термокатода

Основными параметрами, по которым сравниваются катоды разных типов, являются следующие.

1. Рабочая температура T (или диапазон рабочих температур). Значение этого параметра зависит от типа катода, рода материала и структуры эмитирующей поверхности. Рабочая температура катода является важным параметром катода не только потому, что она определяет эффективность электронной эмиссии, но и потому, что от ее значения зависит тепловой режим других электродов и прибора в целом. В вакуумной электронной технике традиционно стремятся применять катоды, обеспечивающие необходимый ток эмиссии при возможно более низкой рабочей температуре (1000–1100 К). При такой температуре работают, например, оксидные катоды. Однако неблагоприятные условия для работы таких катодов в ряде приборов и электронно-лучевых установках заставляют применять в них более высокотемпературные (до 2400–2650 К), но зато и более устойчивые к неблагоприятным воздействиям катоды.

2. Плотность тока эмиссии J_T или допустимая плотность катодного тока $J_{к\,доп}$. Как уже отмечалось ранее, плотность тока термоэлектронной эмиссии с однородных металлических поверхностей при отсутствии внешних электрических полей определяется уравнением (2.16), а при наличии ускоряющего поля (т. е. с учетом эффекта Шоттки) — уравнением (2.28). В случае оксидных катодов плотность тока эмиссии без учета эффекта Шоттки может быть оценена по формуле (2.23). Однако опытная оценка тока эмиссии весьма затруднена. Измерение этого тока по перегибу вольтамперной (анодной) характеристики, снятой на постоянном токе (т. е. в непрерывном режиме отбора эмиссионного тока), невозможно, так как при рабочей температуре оксидного катода указанная характеристика не имеет участка насыщения. Поэтому для оксидного и других катодов, не имеющих режима насыщения, применяют параметр, называемый допустимой плотностью катодного тока. Этот параметр показывает, какую максимальную плотность тока можно отбирать с поверхности катода в рабочем режиме без существенного влияния на его долговечность.

3. Удельная мощность накала $p_н$. Этот параметр определяется как отношение подводимой к катоду мощности накала $P_н$ к площади его активной поверхности $F_к$, т. е. $p_н = P_н/F_к$. Подводимая к катоду мощность накала расходуется на лучеиспускание в окружающее пространство, на эмиссию электронов и отвод тепла (теплопроводность) к держателям катода.

Потери тепла на лучеиспускание определяются известным законом Стефана–Больцмана.

$$P_{изл} = \mathcal{E}\,\sigma T^4 = 5{,}67 \cdot \mathcal{E} T^4,\ \text{Вт/м}^2, \qquad (2.30)$$

где $\mathcal{E}$ — коэффициент лучеиспускания, зависящий от состояния (излучательной способности) поверхности катода; он всегда меньше единицы и обычно находится в пределах от 0,2 до 0,7; для отполированных металлических поверхностей он может достигать 0,01.

Потери тепла на эмиссию электронов обусловлены тем, что каждый электрон, вылетающий из катода, уносит энергию, равную сумме совершенной им работы выхода и кинетической энергии, которой он обладает, выйдя из катода. Ранее отмечалось, что в потоке вылетающих из металла электронов средняя кинетическая энергия одного электрона равна $2\,kT$. Следовательно, потери мощности накала на эмиссию с единицы поверхности катода будут равны

$$P_e = \frac{J_т}{e}\left(e\varphi_0 + 2kT\right) = J_T\left(\varphi_0 + 1{,}72 \cdot 10^{-4} T\right),\ \text{Вт/м}^2. \qquad (2.31)$$

Обычно они составляют несколько процентов от всей удельной мощности накала.

Потери на отвод тепла к держателям катода зависят от количества и конструкции этих держателей. В хорошо сконструированных (оптимальных) катодах эти потери невелики — не более 10% от $P_н$.

Таким образом, в первом приближении можно считать, что удельная мощность накала

$$P_н \approx P_{изл} = 5{,}67 \cdot 10^{-8} \cdot \mathcal{E} T^4,\ \text{Вт/м}^2. \qquad (2.32)$$

4. Эффективность (экономичность) катода H. Этот параметр определяется как отношение плотности тока эмиссии или допустимой плотности катодного тока к удельной мощности накала, т. е. $H = J_T/p_н$ или $H = J_{к\ доп}/p_н$. Она показывает, какой ток эмиссии (или допустимый катодный ток) можно получить на каждый ватт мощности накала. Эффективность зависит от температуры катода. Для металлических и пленочных катодов с учетом формул (2.16) и (2.32) эту зависимость можно характеризовать выражением

$$H = \frac{J_T}{\rho_н} = \frac{AT^2 e^{-b/T}}{\sigma T^4} = \frac{A}{\sigma} \cdot T^{-2} e^{-b/T},\ \text{А/Вт}, \qquad (2.33)$$

из которого видно, что с повышением температуры эффективность катода возрастает, поэтому выгодно использовать катоды при высоких значениях T. Однако при этом может существенно уменьшиться их долговечность.

5. Долговечность, или срок службы катода τ — это время работы катода при нормальных условиях эксплуатации, в течение которого катод сохраняет свои основные параметры в заданных пределах; обычно эти пределы выражают через допустимые отклонения того или иного параметра от первоначального (исходного) значения; как правило, эти отклонения не превышают 20%. Основной причиной выхода из строя активированных катодов является уменьшение их эмиссионной способности вследствие дезактивации эмиссионного слоя. Если ток эмиссии катода значительно уменьшился по сравнению с его первоначальным значением, то характеристики и параметры прибора в целом могут измениться настолько, что дальнейшее использование его в электронной аппаратуре становится невозможным. Долговечность зависит от типа катода и его температуры. Теоретический расчет долговечности возможен только для чисто металлических катодов, для других типов катодов она определяется экспериментально.

Вольфрамовый катод. Вольфрамовый катод является «старейшиной» среди чисто металлических и других типов термоэлектронных катодов. Вольфрам обладает высокой температурой плавления (свыше 3600 K) и достаточно хорошей технологичностью (ковкостью и тягучестью). Из вольфрама изготавливаются проволоки с диаметрами от сотых долей миллиметра до 2–3 мм. Вольфрамовые катоды делаются обычно прямонакальными в виде стержней, петель, спиралей, решеток. Диапазон рабочих температур вольфрамового катода 2400–2650 K, при этом $J_T = 0{,}3...0{,}7$ А/см^2, $p_н = 70...85$ Вт/см^2, $H = 2...10$ мА/Вт, $\tau \lesssim 3000$ ч. Основными достоинствами вольфрамового катода являются: простота конструкции, стабильность эмиссии, стойкость к ионной бомбардировке и воздействию сильных электрических полей. Недостатками вольфрамовых катодов являются: высокие значения рабочей температуры и удельной мощности накала, низкая эффективность, снижение механической прочности в течение срока службы из-за рекристаллизации структуры. Вольфрамовые катоды применяются в рентгеновских трубках, электронных микроскопах, электронно-лучевых технологических установках.

Торированный карбидированный вольфрамовый катод. Этот тип катода является основным представителем пленочных катодов, который широко используется в мощных электронных лампах различного функционального назначения. Он появился в результате работ по усовершенствованию пленочного катода из торированного вольфрама. В п. 2.5 отмечалось, что создание (адсорбирование) на эмитирующей поверхности вольфрама моноатомной пленки положительных ионов тория существенно снижает работу выхода электронов и повышает эмиссионную способность такого пленочного катода. Однако из-за плохого сцепления атомов и ионов тория с поверхностью вольфрама долговечность катодов из торированного вольфрама оказалась небольшой. Поэтому со временем они были полностью вытеснены более совершенными торированными карбидированными вольфрамовыми катодами. Такой катод (часто называемый просто карбидированным) изготавливается из вольфрамовой проволоки или ленты с примесью оксида тория (0,5–2%) и еще до технологической

обработки монтируется в лампе. После откачки из лампы воздуха она наполняется парами углеводорода (например, бензола) и катод прокаливается в течение нескольких минут при температуре 1600 К. При этом молекулы углеводорода, соприкасающиеся с горячей поверхностью катода, разлагаются на углерод и водород. Углерод, осаждаясь на поверхности катода, диффундирует в вольфрам и вступает с ним в химическое соединение. В результате на поверхности катода образуется слой карбида вольфрама W_2C, толщина которого зависит от давления паров углеводорода и времени прокаливания катода в их атмосфере. Экспериментальным путем установлено, что при оптимальной толщине слоя карбида вольфрама его доля в поперечном сечении проволоки должна составлять приблизительно 30%. После завершения процесса науглероживания вольфрама пары углеводорода откачиваются из лампы, и уже в вакууме осуществляется активировка катода. Она заключается в прогревании катода сначала при 2800 К в течение 1–2 мин, а затем при 2000–2300 К в течение 15–20 мин. При этом происходит восстановление оксида тория в металлический торий и установление термодинамического равновесия между процессами диффузии атомов тория на поверхность карбидированного вольфрама и испарения их с этой поверхности. В результате на поверхности карбида вольфрама образуется моноатомная пленка ионизированного тория (рис. 2.15), а вместе с ней и двойной электрический слой, снижающий работу выхода электронов. Прочность сцепления этой пленки с карбидированной поверхностью во много раз больше, чем с поверхностью чистого вольфрама. Благодаря этому повышается долговечность и стойкость карбидированного катода к ионной бомбардировке. Карбидированные катоды имеют узкий диапазон рабочих температур 1950–2000 К, удельную мощность накала 15–25 Вт/см^2, плотность тока эмиссии 1–1,5 А/см^2, эффективность 50–70 мА/Вт и долговечность до 10^4 ч. Обычно они выполняются в виде прямонакальных катодов такой же конфигурации, что и вольфрамовые катоды. Однако в мощных электронных лампах наиболее широкое применение получил решетчатый катод с развитой эмиссионной поверхностью, схематически изображенный на рис. 2.16. Он представляет собой цилиндрическую конструкцию (*1*), выполненную из торированных вольфрамовых проволочных спиралей, навитых

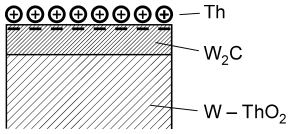


Рис. 2.15
Структура пленочного торированного карбидированного вольфрамового катода

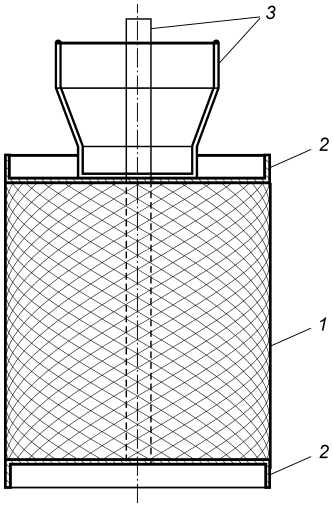


Рис. 2.16
Прямоканальный решетчатый катод

в противоположные стороны и сваренных в местах пересечения витков. К концам проволочного цилиндра приварены металлические диски (*2*), к которым в свою очередь привариваются траверзы (*3*). Решетчатый катод благодаря малой массе имеет небольшую тепловую инерцию, т. е. способен отдавать полный ток эмиссии электронов через короткое время после включения источника накала. Более подробно см. в [8].

Металлосплавные катоды. Рассмотренный выше торированный вольфрамовый катод послужил прототипом большой серии современных термоэлектронных катодов, выполненных из бинарных или многокомпонентных металлических сплавов, основу которых составляют металлы с большой работой выхода (W, Re, Pt, Ir, Pd, Ni) и легирующие эмиссионно-активные металлы (Th, Ba, La, Hf, Ce). Наибольшее распространение получили катоды из сплавов W–Hf, Pt–Ba, Re–Th, Pd–Ba, Ir–Ce, Ir–La, Ni–Al–Ba. Сплавы для термоэлектронных катодов изготавливаются в дуговой печи в атмосфере аргона, а также методами порошковой металлургии. Активирование металлосплавных катодов осуществляется в вакууме, при давлении не выше 10^{-4} Па, и температуре, равной рабочей или на 50–100° превышающей ее. При этом происходит очистка сплавов от поверхностных загрязнений и формирование структуры эмиссионной поверхности. Оптимальная структура для разных сплавов может быть различной. В одних случаях она близка к структуре пленочного катода, в других — к структуре сложного катода. Металлосплавные катоды обладают более высокой эмиссионной способностью по сравнению с чистыми металлами, составляющими сплав. У них работа выхода электронов лежит в пределах от 2,2 эВ (Pt–Ba) до 3,8 эВ (W–Hf), рабочая температура от 900 К (Pd–Ba) до 2000К (Ir–Ce), плотность тока термоэмиссии 0,1–50 А/см^2. Металлосплавные катоды обладают хорошей тепло- и электропроводностью и применяются в приборах СВЧ и электронно-лучевых приборах [1].

Оксидный катод. Оксидный катод является наиболее распространенным типом термоэлектронных катодов. Конструктивно он представляет собой металлический керн, на поверхность которого нанесен оксидный слой, состоящий из оксидов щелочноземельных или редкоземельных металлов и распределенных по всему слою атомов чистого металла-донора, придающего оксидному слою свойство примесного полупроводника с электронной проводимостью. Толщина оксидного слоя обычно составляет 20–100 мкм.

Оксидные катоды выполняются как прямонакальными, так и подогревными. В качестве материала керна прямонакального катода используются вольфрам и его сплавы, а также сплавы никеля с тугоплавкими металлами. Для кернов подогревных катодов применяют никель и его сплавы с активирующими (Mg, Si, W, Ca) или повышающими механическую прочность (Re) присадками. Состав оксидного слоя может быть различным и влияет на рабочую температуру катода. Различают низкотемпературные и высокотемпературные оксидные катоды. В низкотемпературных катодах, к которым обычно и относится термин «оксидный катод», эмиссионно-активный слой состоит из соединений BaO и SrO

(иногда также CaO). Так как эти оксиды неустойчивы к воздействию паров и углекислого газа, то вначале на керн наносят слой карбонатов — двойных (Ba, Sr) CO_3 или тройных (Ba, Sr, Ca) CO_3 в виде суспензии в каком-либо связующем веществе (биндере). В таком виде катод монтируется в электронном приборе, и дальнейшую его обработку ведут на вакуумной (откачной) установке, где катод обезгаживается и активируется. Обезгаживание производится путем прокаливания катода. При этом происходит разложение карбонатов на оксиды металлов и углекислый газ, который откачивается насосом. Оксидный слой, состоящий из оксидов щелочноземельных металлов, по своим свойствам близок к диэлектрикам и поэтому обладает плохими термоэмиссионными свойствами; для их улучшения необходима активировка катода. Этот процесс заключается в нагревании катода до температуры 1250–1300 K в течение нескольких минут и одновременном отборе эмиссионного тока. В результате часть молекул оксида бария восстанавливается до свободного металлического бария, который, распределяясь внутри толщи оксидного слоя, выполняет роль донора и превращает этот слой в примесный полупроводник с электронной проводимостью. Полностью отактированный слой (ОС) обычно имеет пористую шероховатую внешнюю (эмиссионную) поверхность (рис. 2.17). В катодах с активными кернами в результате химических реакций с присадками на границе оксидный слой — керн образуется тонкий запорный слой (ЗС) — полупроводниковая прослойка, которая, несмотря на малую толщину (не более 0,1 мкм), обладает значительно бóльшим сопротивлением, чем оксидный слой.

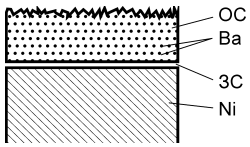


Рис. 2.17
Структура оксидного катода

Работа выхода у оксидного катода невелика (1,2–1,4 эВ), диапазон рабочих температур 950–1150 K, удельная мощность накала 3–5 Вт/см^2, допустимая плотность катодного тока в непрерывном режиме отбора 0,2–0,5 А/см^2. Долговечность оксидного катода определяется температурой катода, плотностью отбираемого (катодного) тока, составом и давлением остаточных газов, технологией изготовления катода. Долговечность более 10 тыс. часов достигается при $J_{к\ доп} = 0{,}2$ А/см^2 ($T = 950…1000$ K) и давлении остаточного газа не выше 10^{-4} Па, если же $J_{к\ доп} = 0{,}5$ А/см^2 ($T = 1050…1150$ K), долговечность не превышает 10 тыс. часов и то при давлении ниже 10^{-5} Па. Отбор бóльшей плотности катодного тока ограничивается главным образом перегревом оксидного слоя, а также его отравлением остаточными газами. В импульсном режиме эти ограничения в основном снимаются и появляется возможность резкого увеличения отбираемой плотности тока. При длительностях импульсов ускоряющего напряжения порядка 1 мкс и низкой частоте их повторения путем увеличения амплитуды напряжения можно достигнуть $J_{к\ доп} \approx 100$ А/см^2 и более. Такое увеличение плотности катодного тока обусловлено разными причинами. Как отмечалось ранее, прежде всего это объясняется глубоким проникновением внешнего электрического поля в полупроводник,

в качестве которого выступает оксидный слой, и значительным понижением его работы выхода, т. е. сильным проявлением аномального эффекта Шоттки. Неоднородность эмитирующей поверхности, ее сложный геометрический рельеф обусловливает и неоднородность ее по работе выхода, поэтому поверхность может иметь заметный «потенциальный рельеф» (поле пятен), и это также является причиной аномального возрастания тока, отбираемого с рыхлых оксидных катодов. Еще одной причиной аномального эффекта Шоттки может быть увеличение эффективной эмитирующей поверхности катода с ростом внешнего электрического поля. Поле проникает («провисает») в многочисленные поры и карманы оксидного слоя и увеличивает плотность тока из этих мест. Наконец, причиной, влияющей на величину отбираемой плотности тока с оксидного катода, может стать вторичная электронная эмиссия в его порах, а также автоэлектронная эмиссия с микроострий на поверхности катода.

Максимальное значение плотности тока в импульсном режиме ограничено *искрением катода*. Это явление связано с отрывом мелких отрицательно заряженных кристалликов оксида от поверхности катода сильным электрическим полем и возникновением электрического разряда, приводящим к разрушению оксидного слоя. Для хорошо активированных оксидных катодов именно из-за искрения не удается достичь насыщения вольтамперной характеристики.

Во время работы оксидного катода в нем непрерывно протекают сложные физико-химические процессы, поэтому его состав, структура и свойства не остаются неизменными с течением времени. Во-первых, при работе катода происходит рост запорного слоя, если оксидное покрытие нанесено на активный керн. Во-вторых, происходит испарение поверхностных слоев оксидного покрытия и прежде всего наиболее летучего оксида бария. В результате приповерхностные слои обогащаются оксидом стронция, что приводит к повышению их сопротивления. Помимо этих необратимых и монотонно протекающих во времени процессов, в оксидном покрытии могут происходить и различные обратимые изменения, например явления спада и восстановления электронной эмиссии. При подведении к электронной лампе импульсов ускоряющего напряжения прямоугольной формы наблюдается спад эмиссии катода в течение всей длительности импульса (при неизменных значениях температуры и ускоряющего напряжения) приблизительно по экспоненциальному закону. Однако за время паузы, которое по крайней мере на два порядка превышает длительность импульсов, катод полностью восстанавливает свои эмиссионные свойства. Спад эмиссии вызывается рядом причин. Важнейшие из них: отравление катода газами, выделяющимися с анода и сеток при бомбардировке их электронами больших энергий; электролитический отвод ионов бария от поверхности катода к керну при прохождении через оксидный слой больших токов и возникновении поперечной разности потенциалов до 100–200 В (приводит к повышению работы выхода); существование запорного слоя между керном и оксидным покрытием.

Итак, высокая эмиссионная способность и эффективность при относительно низкой температуре являются основными преимуществами оксидного катода. Недостатками его являются: большая чувствительность к отравлению (окислению); недостаточно прочное сцепление оксидного слоя с керном катода; неустойчивость к ионной бомбардировке и воздействию сильных электрических полей, вызывающему искрение; довольно большое поперечное электрическое сопротивление оксидного слоя, особенно при наличии запорного слоя. Последний из указанных недостатков устраняется при использовании тонких мелкозернистых оксидных слоев (с размером зерна до 1–2 мкм) на кернах из чистых металлов, без активирующих примесей. Для увеличения тепло- и электропроводности оксидного слоя применяют также металлизированный карбонат с примесью никелевого порошка, а для улучшения сцепления оксидного слоя с керном и увеличения поверхности их контакта керн из никеля либо матируют, т. е. делают его шероховатым, либо синтерируют (на поверхность наносят и закрепляют спеканием тонкий слой, до 20 мкм, мелкозернистого никелевого порошка).

Широкое распространение получили металлогубчатые оксидно-никелевые катоды, при изготовлении которых для повышения устойчивости к искрению и ионной бомбардировке, увеличения плотности отбираемого (катодного) тока и долговечности используется толстая губка из крупнозернистого никелевого порошка (зерно до 120 мкм), при этом поры между зернами заполняются смесью карбонатов щелочноземельных металлов. Структура таких катодов приведена на рис. 2.18, где МК — металлический керн, МГ — металлическая губка, ЭАВ — эмиссионно-активное вещество. Эти катоды, работающие при $T = 1100...1170$ K, обеспечивают $J_{к\ доп} \approx 1$ А/см^2 в непрерывном режиме и до 20 А/см^2 — в импульсном. Следует заметить, что металлогубчатые катоды по существу уже не являются чисто полупроводниковыми, а относятся к группе сложных катодов.

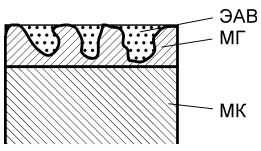


Рис. 2.18
Структура металлогубчатого катода

В группе полупроводниковых оксидных катодов определенное место занимают так называемые высокотемпературные оксидные катоды прямого и косвенного накала, выполненные на основе оксидов тория, иттрия и других редкоземельных металлов. Они работают при $T = 1500...1800$ K и применяются в электронных приборах магнетронного типа и других, где требуется высокая эмиссионная способность в сочетании с устойчивостью к отравлению, искрению и электронной бомбардировке. Такие катоды изготавливаются, как правило, синтерированными или металлогубчатыми, на кернах из тугоплавких металлов (W, Ta, Mo), покрытых слоем металлического порошка обычно из того же материала, что и керн. После операции спекания порошка в губчатое покрытие методом электрофореза или намазкой вносят эмиссионно-активный материал. Активирование высокотемпературных оксидных катодов заключается в их прогреве при температуре на 50–100° выше рабочей температуры и последующей

выдержке их при рабочей температуре с отбором эмиссионного тока. В активированном виде эти катоды являются полупроводниками с электронной проводимостью, донорные уровни которых обусловлены избытком атомов активных металлов: тория, иттрия и других.

Наиболее распространенными высокотемпературными оксидными катодами являются оксидно-ториевые. В них отсутствует запорный слой, поэтому эти катоды могут эффективно работать как в импульсном, так и в непрерывном режимах отбора эмиссионного тока. Их рабочая температура 1650–1900 К, работа выхода 2,5–2,7 эВ. В непрерывном режиме при давлении остаточных газов 10^{-5}–10^{-4} Па эти катоды обеспечивают плотность катодного тока до 3 А/см^2, в импульсном — до 20 А/см^2. Долговечность оксидно-ториевых катодов составляет несколько тысяч часов. Более подробно с различными типами оксидных катодов и их технологией можно ознакомиться в книге [9].

Гексаборидные катоды. В этих толстослойных катодах эмиссионно-активный слой представляет собой соединение бора с редкоземельными элементами. Особенностью структуры таких соединений является то, что на каждый атом редкоземельного элемента приходится шесть атомов бора, отсюда название — гексаборидные. Гексаборидные катоды имеют различные составы и изготавливаются разными способами. Чаще всего в качестве активного вещества используется гексаборид лантана (LaB_6), причем нередко с присадками из тугоплавких металлов (W, Mo, Pt). Боридлантановые катоды изготавливаются из порошка LaB_6 путем нанесения его на металлическую подложку или прессованием с использованием присадок. Учитывая, что гексабориды являются химически активными веществами и их взаимодействие с металлами при нагреве приводит к снижению механической прочности (хрупкости) последних и разложению самих гексаборидов, в качестве подложек боридлантановых катодов используются относительно нейтральные тантал и молибден. Не реагирует с гексаборидом лантана и дисилицид молибдена ($MoSi_2$), обладающий металлической проводимостью, поэтому он используется для предварительного покрытия подложек перед нанесением на них слоя LaB_6. Рабочая температура боридлантановых катодов 1770–1990 К, работа выхода ~ 2,7 эВ, плотность тока эмиссии в непрерывном режиме 3–5 А/см^2, долговечность 500–2000 ч.

Эти катоды не нуждаются в активировке; они являются стойкими к отравлению и ионной бомбардировке, могут работать при повышенных давлениях остаточного газа (до 10^{-1} Па); их можно многократно использовать в разгерметизируемых вакуумных системах. Изготавливаются боридлантановые катоды как прямонакальными, так и подогревными. Они применяются в электронных коммутаторах, ускорителях заряженных частиц, в электронно-лучевых сварочных установках. Однако из-за высокой рабочей температуры, вызывающей повышенную испаряемость активного вещества, и большой хрупкости боридлантана такие катоды не получили широкого применения.

Металлопористые (диспенсерные, распределительные) катоды. Постоянная работа по разностороннему совершенствованию активирован-

ных термоэлектронных катодов пленочных и оксидных привела к созданию группы специальных высокоэффективных и устойчивых к неблагоприятным воздействиям рабочей среды катодов. Они содержат большой запас эмиссионно-активного вещества, заключенного либо в специальной металлической камере, одна из стенок которой выполнена пористой (губчатой), либо непосредственно в порах самой губки. Наиболее распространенными оказались микропористые: прессованные и *импрегнированные* катоды, у которых эмиссионно-активное вещество содержится в порах вольфрамовой или никелевой губки. В качестве эмиссионно-активного вещества используются алюминаты бария и кальция ($m\mathrm{BaO} \cdot n\mathrm{CaO} \cdot i\mathrm{Al_2O_3}$), скандаты бария ($m\mathrm{BaO} \cdot i\mathrm{Sc_2O_3}$), скандаты бария и кальция ($m\mathrm{BaO} \cdot n\mathrm{CaO} \cdot i\mathrm{Sc_2O_3}$), вольфраматы бария и кальция ($m\mathrm{BaO} \cdot n\mathrm{CaO} \cdot i\mathrm{WO_3}$), где m, n, i — числовые коэффициенты, принимающие значения: $m = 2{,}5; 3; 4; 5$; $n = 0{,}5; 1; 3$; $i = 1{,}2$ (в зарубежной литературе алюминат бария и кальция состава 5 : 3 : 2 называется *B*-катодом, а состава 4 : 1 : 1 — *S*-катодом).

При изготовлении прессованного катода смесь порошков материала губки и эмиссионно-активного вещества запрессовывается в керн, а затем спекается при высокой температуре в вакууме или атмосфере водорода. Катод получается прочным, и его можно обрабатывать механически. Среди различных эмиссионно-активных веществ, которые могут использоваться в прессованных катодах, в последнее время предпочтение отдают скандату бария. Это вещество обладает высокой устойчивостью к влаге. Рабочая температура таких катодов обычно 1320–1370 К, работа выхода 1,96–2,01 эВ, плотность эмиссионного тока до 6 А/см^2, долговечность — несколько тысяч часов.

Импрегнированные (пропитанные) катоды изготавливаются несколько иначе. Первоначально из вольфрамового порошка приготавливают губку. Для улучшения механической обработки она пропитывается медью. После придания медненой губке необходимой формы катода медь из губки выпаривают прогревом в вакууме. Очищенную таким образом губку помещают в жидкий алюминат щелочноземельных металлов. Пропитка губки эмиссионно-активным веществом производится в водороде при температуре 2000–2100 К. По завершении этой операции очищенную от излишков активного вещества губку закрепляют пайкой или сваркой в корпусе (керне) катода. Принципиальные конструкции подогревных импрегнированных катодов изображены на рис. 2.19, где обозначены *1* — молибденовый корпус, *2* — подогреватель, *3* — металлическая губка, пропитанная активно-эмиссионным веществом. Рабочая температура катодов, пропитанных алюминатами, составляет 1320–1470 К, работа выхода

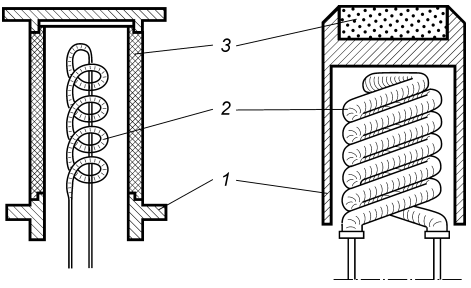


Рис. 2.19
Конструкции подогревных импрегнированных катодов

2,07–2,12 эВ, плотность эмиссионного тока до 6 А/см^2, долговечность — несколько тысяч часов.

Установлено, что прессованные и импрегнированные катоды, покрытые тонкой пленкой (порядка 10^{-1} мкм) металла платиновой группы (осмия, иридия), обладают заметно большей эмиссионной способностью, чем непокрытые. Например, покрытие металлопористых катодов пленкой осмия уменьшает работу выхода приблизительно на 0,1 эВ и соответственно увеличивает плотность тока эмиссии при той же температуре более чем в 3 раза. Прессованные и пропитанные катоды применяются в СВЧ-приборах, электронно-лучевых и рентгеновских трубках, газовых лазерах и др.

Особую группу прессованных и пропитанных катодов составляют высокотемпературные металлокерамические — *керметкатоды*. Они изготавливаются из порошков вольфрама, оксидов тория, иттрия и редкоземельных металлов или металлического тория путем прессования заготовок требуемых размеров с последующим спеканием их в атмосфере водорода при высокой температуре или путем пропитки в вакууме металлическим торием предварительно спрессованной и спеченной вольфрамовой губки. Наибольшее распространение получили вольфрамо-ториевые керметкатоды. В зависимости от состава и технологии изготовления керметкатодов их рабочая температура лежит в пределах 1600–1900 К, плотность эмиссионного тока 0,5–3 А/см^2, долговечность составляет несколько тысяч часов.

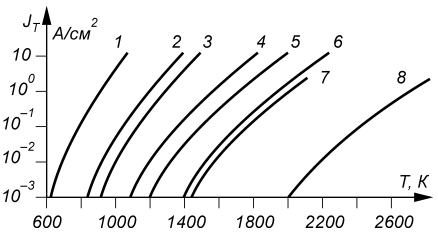


Рис. 2.20
Расчетные характеристики различных термокатодов

Для сравнительной оценки эмиссионной способности рассмотренных термоэлектронных катодов на рис. 2.20 приведены их расчетные эмиссионные характеристики: *1* — оксидного (в импульсном режиме), *2* — осмированного алюминатного и скандатного, *3* — алюминатного (не осмированного), *4* — металлосплавного (Ir–La), *5* — борид-лантанового, *6* — оксидно-ториевого, *7* — торированного вольфрамового, *8* — вольфрамового.

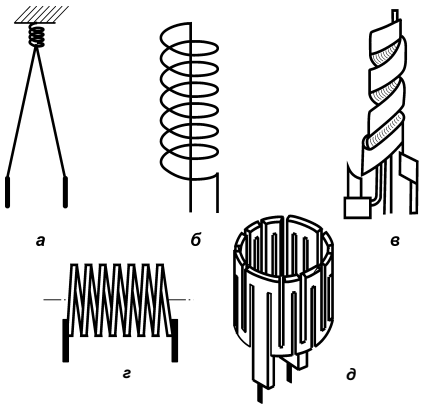


Рис. 2.21
Конструкции прямонакальных термокатодов

Конструкции термоэлектронных катодов. Конструкции термоэлектронных катодов определяются прежде всего способом их нагрева, а также назначением и мощностью приборов и устройств, в которых они используются. На рис. 2.21 изображены принципиальные конструкции *прямонакальных катодов*. Они представляют собой

проволочные петли (*а*) и спирали (*б*), ленточные спирали (*в, г*), а также ленточные (*д*) и решетчатые (рис. 2.16) цилиндры. Катоды своими концами закрепляются в специальных держателях (траверсах), с помощью которых к ним подводится ток накала, а в местах изгибов петель (рис. 2.21, *а*) поддерживается металлическими пружинами. Прямонакальные катоды могут быть как чисто металлическими, так и активированными. Они характеризуются достаточно высокой экономичностью и малым временем разогрева. Применяются прямонакальные катоды в основном в мощных электронных лампах, рентгеновских трубках, электронных печах. Основными недостатками прямонакальных катодов являются неравномерное распределение потенциала и температуры вдоль катода. Первый из них обусловлен падением напряжения на катоде, создаваемым протекающим по нему током накала; второй — отводом тепла от катода к траверсам и пружинам. Малая тепловая инерционность прямонакальных катодов, обеспечивающая быстрый их разогрев (что является достоинством), в ряде случаев может выступать как недостаток, поскольку при накале катодов переменным током колебания их температуры будут вызывать в анодных цепях электронных ламп фон переменного тока. Недостатком является также невысокая механическая прочность. Указанные недостатки отсутствуют у хорошо сконструированных *подогревных катодов*. Некоторые из таких катодов были представлены ранее (см. рис. 2.19). На рис. 2.22 изображены принципиальные конструкции оксидных катодов с боковой эмиссионной поверхностью, состоящие из никелевого керна (*1*), оксидного покрытия (*2*) и вставленного внутрь керна металлического подогревателя (*3*), покрытого термостойким диэлектриком — *алундом* (Al_2O_3), который сохраняет изолирующие свойства при температурах до 1500 К.

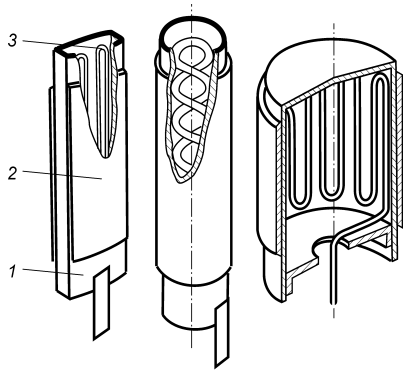


Рис. 2.22
Конструкции подогревных оксидных катодов с алундированными подогревателями

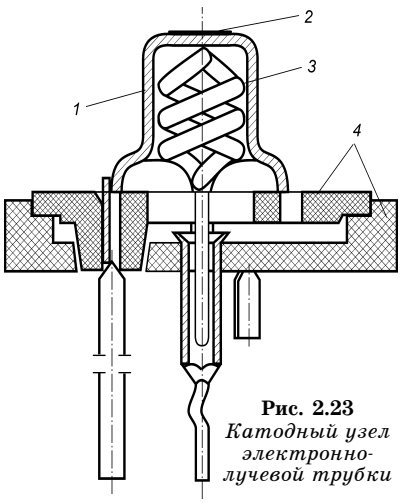


Рис. 2.23
Катодный узел электронно-лучевой трубки

В электронно-лучевых приборах различного назначения обычно используются торцевые подогревные оксидные катоды, представляющие собой короткие никелевые стаканчики, торцевые поверхности которых покрыты оксидным слоем. Подогреватели в таких катодах выполняются в виде алундированных цилиндрических или плоских спиралей. В качестве примера на рис. 2.23 изображен катодный узел электронно-лучевой

трубки, на котором обозначены: *1* — керн катода, *2* — оксидное покрытие, *3* — алундированный подогреватель, *4* — керамическое основание.

Свободно вставленный в оболочку катода алундированный подогреватель обычно не имеет хорошего теплового контакта с поверхностью катода, поэтому в работающем приборе передача тепла от накаленного подогревателя к катоду осуществляется главным образом за счет теплоизлучения. При этом потери тепловой энергии составляют заметную величину, в связи с чем температура подогревателя всегда превышает температуру катода. Это превышение тем больше, чем выше рабочая температура катода. Например, в оксидных катодах из щелочноземельных металлов, рабочая температура которых 950 К, температура подогревателей обычно на 150–250 градусов выше. В известных оксидно-ториевых катодах подогреватели имеют температуру на 300–450 градусов выше рабочей температуры катода, т. е. 2000–2400 К. Такие значения температуры лежат в допустимых пределах рабочей температуры вольфрамовой проволоки, но выходят далеко за пределы допустимой температуры алунда. Поэтому в оксидно-ториевых и боридлантановых подогревных катодах, а также в обычных оксидных и металлопористых катодах с большой эмитирующей поверхностью используют неалундированные подогреватели в виде проволочных спиралей, уложенных в пазах керамических цилиндрических гребенок-изоляторов, которые вкладываются внутрь металлических кернов катодов. Однако такой способ нагрева высокотемпературных катодов малоэффективен и срок службы подогревателей невелик, обычно не более 500 ч. Поэтому нагрев высокотемпературных подогревных катодов часто производится электронной бомбардировкой. В этом случае катод и неалундированный подогреватель образуют диод. К ним прикладывается постоянная разность потенциалов (порядка 1 кВ) плюсом к катоду и минусом к подогревателю, выполняющему роль вспомогательного катода. Электроны, эмитированные вспомогательным катодом, ускоряются в сторону основного катода и, бомбардируя его поверхность, нагревают до требуемой температуры. Поскольку при этом между основным и вспомогательным катодами существует сильная тепловая связь (один подогревает другой), стабильная работа основного катода (т. е. поддержание постоянства его температуры) возможна только при условии, что ток электронного пучка, нагревающего этот катод, отбирается от вспомогательного катода в режиме ограничения пространственным зарядом; в этом случае указанный ток не зависит от дополнительного подогрева вспомогательного катода.

Недостатками всех подогревных катодов (по сравнению с прямонакальными) являются меньшая эффективность и бóльшая сложность конструкции. Для увеличения эффективности обычных подогревных катодов принимают меры, направленные на снижение потерь мощности накала путем улучшения передачи тепла от подогревателя к катоду. Для этого производят чернение внутренней поверхности катода или заполняют промежуток катод–подогреватель теплопроводящим составом, что позволяет существенно уменьшить разность температур катода и подогревателя. Подробнее с конструкциями катодов и подогревателей можно ознакомиться в [10].

2.7. АВТОЭЛЕКТРОННАЯ И ВЗРЫВНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИИ

Автоэлектронная эмиссия. Электронная эмиссия, возникающая с поверхности холодного катода под действием сильного внешнего электрического поля, называется *автоэлектронной эмиссией*. В литературе она называется также электростатической, реже — полевой.

Выше, при знакомстве с эффектом Шоттки, было показано, что при наличии вблизи поверхности эмиттера сильного ускоряющего электрического поля высота поверхностного потенциального барьера снижается, благодаря чему возрастает термоэлектронная эмиссия. Для появления автоэлектронной эмиссии определяющее значение имеет не высота, а профиль потенциального барьера $\mathcal{E} = e(\varphi + U)$ (рис. 2.24), в частности, толщина барьера x_b на уровне энергии $\mathcal{E}_F$. С возрастанием напряженности электрического поля потенциальный барьер принимает форму острого узкого «зуба» и становится прозрачным для электронов, имеющих энергию, равную или близкую к $\mathcal{E}_F$. Эти электроны начинают проходить сквозь него и определять собой автоэлектронную эмиссию (на рис. 2.24 один из таких электронов показан волнистой стрелкой $\bar{e}$). Явление прохождения («просачивания») заряженных частиц сквозь потенциальный барьер получило название *тунельного эффекта*. Это явление наблюдается при значениях напряженности электрического поля вблизи эмиттера $E \gtrsim 10^8$ В/м. Таким образом, автоэлектронная эмиссия — это прежде всего туннельная эмиссия.

Связь между плотностью тока автоэлектронной эмиссии и напряженностью электрического поля при температуре эмиттера $T = 0$ К определяется уравнением Фаулера–Нордгейма [6]

$$J_E = 1{,}6 \cdot 10^{-6} \frac{E^2}{\varphi_0} \cdot e^{-\frac{7 \cdot 10^9 \varphi_0^{3/2} u}{E}}, \qquad (2.34)$$

где $u \approx 1 - (1{,}4 \cdot 10^{-9} E/\varphi_0^2)$ — приближенное выражение функции Нордгейма.

Если обозначить

$$B = 1{,}6 \cdot 10^{-6}/\varphi_0 \quad \text{и} \quad a = 7 \cdot 10^9 \varphi_0^{3/2} u,$$

то уравнение (2.34) можно представить в виде

$$J_E = BE^2 e^{-\frac{a}{E}}. \qquad (2.35)$$

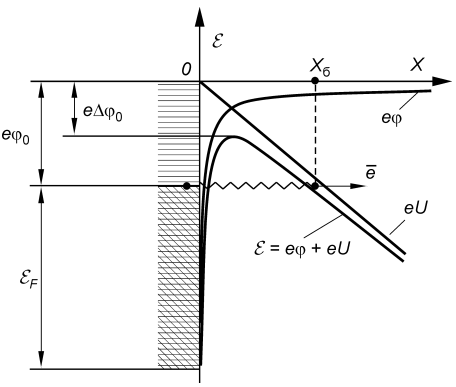


Рис. 2.24
Сужение поверхностного потенциального барьера под действием сильного электрического поля

Это выражение по форме аналогично выражению для плотности тока термоэлектронной эмиссии, хотя зависимость постоянных B и a от работы выхода $e\varphi_0$ более сильная.

Как уже отмечалось выше, получение автоэлектронной эмиссии связано с созданием больших напряженностей электрического поля ($E \gtrsim 10^8$ В/м). При плоской форме автокатода и ускоряющего электрода

(анода) достижение таких напряженностей требует применения очень высоких ускоряющих напряжений $U_а$, так как в этом случае поле является однородным и его напряженность определяется равенством $E_\| = U_а/d$, где d — расстояние между электродами. Получить необходимые значения E при относительно низких напряжениях $U_а$ можно только за счет выбора формы электродов, концентрирующих поле вблизи автокатода. Тогда повышение напряженности электрического поля по отношению к однородному можно отразить с помощью специального коэффициента $k_к$ — *коэффициента концентрации*, представляя формулу напряженности поля в виде

$$E = k_к U_а / d = k_к E_\|. \qquad (2.36)$$

Значения коэффициента $k_к$ для некоторых форм электродов с идеально гладкой поверхностью приведены в таблице 2.4.

Таблица 2.4

Значения коэффициента концентрации поля в диодах с разной формой катода

№ п/п	*Форма электродов диода*	*Значения $k_к$*
1	Плоские параллельные поверхности, отстоящие друг от друга на расстоянии d	1
2	Коаксиальные цилиндрические поверхности с радиусами $r_к$ и $r_а$ (при $r_к < r_а$)	$\dfrac{d}{r_ê \ln \dfrac{r_à}{r_ê}}$
3	Сферические поверхности с общим центром и радиусами $r_к$ и $r_а$ (при $r_к < r_а$)	$\dfrac{d}{r_ê^2} \dfrac{r_ê \cdot r_à}{r_à - r_ê}$
4	Металлическое закругленное острие с радиусом кривизны $r_к$ и плоская поверхность на расстоянии d	$\dfrac{2d}{r_ê \ln \dfrac{d}{r_ê}}$

На практике наиболее часто используются диоды с катодами в виде острия или лезвия с малым радиусом закругления. В качестве примера на рис. 2.25 схематически изображена конструкция диода с металлическим *острийным катодом* (К) и плоским анодом (А), между которыми подключен источник постоянного напряжения $U_а$ и измеритель тока $I_а$; пунктиром показаны электрические силовые линии. Концентрация этих линий на острие катода указывает на усиление напряженности поля в этом месте. Для количественной оценки эффекта усиления поля в рассматриваемом диоде предположим, что острие катода имеет радиус закругления $r_к = 1$ мкм $= 10^{-4}$ см, а расстояние от него до анода $d = 1$ мм $= 10^{-1}$ см. Тогда, согласно формуле, представленной в последней строке таблицы 2.4, имеем

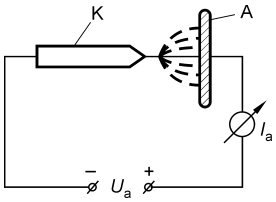


Рис. 2.25
Схема диода с острийным катодом

$$k_{\text{к}} = \frac{2d / r_{\text{к}}}{\ln\left(d/r_{\text{к}}\right)} = \frac{2 \cdot 10^3}{\ln 10^3} \approx 290.$$

Это означает, что в диоде с указанным острийным катодом (согласно (2.36)) напряженность электрического поля у поверхности острия будет в 290 раз выше, чем в диоде с плоскопараллельными электродами при том же расстоянии между ними. Следовательно, в диоде с острийным катодом во столько же раз может быть снижено анодное напряжение, необходимое для получения заданной плотности тока автоэлектронной эмиссии.

Расчеты и эксперименты показывают, что плотности тока автоэлектронной эмиссии с металлических катодов могут достигать очень больших значений: в непрерывном режиме до 10^9 А/м^2, в импульсном — до 10^{11} А/м^2 и более. Это — на пять-шесть порядков выше того, что может дать термоэлектронная эмиссия. Столь ценное свойство автоэлектронной эмиссии обусловлено тем, что эмитируемые электроны исходят из энергетической области вблизи уровня Ферми, т. е. из области с крайне высокой концентрацией электронов в металлах. Полупроводниковые автокатоды вследствие относительно малой концентрации электронов в зоне проводимости обеспечивают значительно меньшие предельные плотности автоэлектронного тока.

Пучок электронов, вышедших из металлического автоэлектронного катода, характеризуется высокой степенью моноэнергетичности, т. е. малым разбросом начальных скоростей. Например, при использовании вольфрамовых и молибденовых острийных автокатодов при температурах порядка нескольких градусов Кельвина распределения эмитированных электронов по полным энергиям характеризуются остроконечными кривыми, полуширина которых составляет 0,15–0,2 эВ. С понижением работы выхода и температуры автокатода кривая распределения еще более обостряется. Таким образом, преимущества автокатодов перед термоэлектронными катодами заключаются в следующем: отсутствие накала и, следовательно, безынерционность; возможность достижения больших плотностей тока автоэлектронной эмиссии; малые размеры катода, позволяющие создать практически точечные источники электронов; малый разброс электронов по начальным скоростям; высокие значения крутизны вольтамперной характеристики $I_E = f(U_{\text{а}})$. К недостаткам автокатодов прежде всего относится нестабильность тока автоэлектронной эмиссии, обусловленная адсорбцией на поверхности катода остаточных газов и распылением вещества катода ионной бомбардировкой. Первый из указанных факторов вызывает изменение работы выхода катода, второй — изменение его микрорельефа и, следовательно, напряженности поля у эмитирующей поверхности. Переход к сверхвысокому вакууму, использование материалов более устойчивых к ионной бомбардировке, уменьшение потока ионов на катод с помощью специальных электронно-оптических устройств — все это позволяет добиваться достаточно стабильной работы автоэлектронного катода.

Возвращаясь к формуле автоэлектронной эмиссии (2.35), следует отметить, что, выведенная для $T = 0$ К, она остается справедливой (с погрешностью, не превышающей 10%) и при комнатной температуре (300 К).

При более высоких температурах вклад термически возбужденных электронов в общий эмиссионный ток возрастает и автоэлектронная эмиссия переходит в *термоавтоэлектронную эмиссию*. Теоретический вывод уравнения для расчета плотности тока этого вида эмиссии весьма затруднен, поэтому обычно используют эмпирическую формулу

$$J_{ET} = A_1 \left(T + cE\right)^2 e^{-\frac{b_1}{T+cE}},$$

где A_1, b_1, c — постоянные для выбранного металла. При $E = 0$ эта формула сводится к уравнению Ричардсона–Дэшмена, а при больших значениях E и невысоких температурах (порядка комнатных) — к уравнению (2.35).

Взрывная электронная эмиссия. Взрывная электронная эмиссия была открыта при исследовании процесса развития вакуумного пробоя между плоскими электродами и изучении закономерностей автоэлектронной эмиссии в режиме предельно высоких плотностей тока и перехода ее в вакуумную дугу [11]. Было обнаружено, что при очень сильных импульсных электрических полях, когда с поверхности острийного катода отбирается предельно высокая плотность автоэмиссионного тока, происходит тепловое взрывообразное разрушение острия катода собственным автоэмиссионным током, которое сопровождается резким (на 2–3 порядка) возрастанием тока через междуэлектродный промежуток. Экспериментальные исследования показали, что указанное возрастание тока обусловлено возникновением нового вида электронной эмиссии. Зависимость тока i_A, протекающего через междуэлектродный промежуток катод–анод, от времени нарастания импульса t напряжения на этом промежутке (использовались импульсы с длительностью 1 нс) показана на рис. 2.26. На нем четко обозначены 4 стадии процесса нарастания тока: *1* — медленное нарастание, *2* — резкий скачок (время $t_з$), *3* — квазистационарное состояние, *4* — переход к вакуумной дуге и пробою междуэлектродного промежутка (время $t_д$). Собственно взрывную электронную эмиссию характеризуют стадии *2* и *3*, продолжительность которых $\tau_{вэ} = t_д - t_з$ определяет длительность импульса тока. Интервал времени $0 - t_з$ между подачей импульса напряжения и началом быстрого нарастания тока (т. е. взрывом острия катода) есть время задержки появления тока взрывной эмиссии. Время $t_з$ и ток $i_{вэ}$ в квазистационарной области 3 сильно зависят от напряженности электрического поля E и плотности автоэмиссионного тока J_E, взрывающего острие катода. Чем больше E и J_E, тем меньше $t_з$ и больше $i_{вэ}$. В большом интервале значений плотности тока J_E и $t_з$ произведение $J^2_E \cdot t_з = 4 \cdot 10^9$ А$^2 \cdot$ с/см^4.

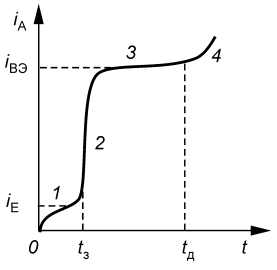


Рис. 2.26
Экспериментальная кривая зависимости анодного тока диода от времени нарастания импульса анодного напряжения

Каков же механизм взрывной электронной эмиссии, обеспечивающей ток на несколько порядков выше тока автоэлектронной эмиссии? При

подведении к электродам вакуумного промежутка «острийный катод–плоский анод» высокого импульсного напряжения с катода возникает автоэлектронная эмиссия, ток которой увеличивается по мере нарастания фронта импульса напряжения. При определенном (предельном) значении этого тока происходит взрыв острия катода и ионизация распыленного материала. В результате у поверхности катода образуется медленно расширяющийся плотный сгусток плазмы (на фотографиях он виден как светящийся катодный факел). Благодаря быстрому разделению в нем зарядов (уходу более подвижных электронов на анод), у катода образуется объемный заряд положительных ионов, значительно усиливающий напряженность электрического поля во всей области, где существует плотная плазма. При этом резко возрастает ток автоэлектронной (а также термоэлектронной) эмиссии, причем не только за счет повышения плотности тока с первоначальных центров эмиссии, но и вследствие увеличения эмитирующей поверхности катода, граничащей с плотной плазмой. Прекращается взрывная эмиссия, как только расширяющийся плазменный сгусток достигнет анода и междуэлектродный промежуток окажется закороченным. Предельная длительность импульса тока взрывной эмиссии $\tau_{вэ}$ определяется скоростью расширения плазменного сгустка $v_{пл}$ и расстоянием между электродами D, т. е. $\tau_{вэ} = D/v_{пл}$. Значения $v_{пл}$ для разных по конструкции и материалу катодов составляют приблизительно $(2...3) \cdot 10^4$ м/с и слабо зависят от напряжения, приложенного к междуэлектродному промежутку. Поэтому при междуэлектродных расстояниях $D = 2...3$ мм длительность $\tau_{вэ} \approx 100$ нс.

Взрыв острия катода связан с расходованием его материала и необратимыми изменениями состояния эмитирующей поверхности. Однако, несмотря на это, значения токов взрывной эмиссии импульса к импульсу достаточно хорошо повторяются (с отклонениями не более 15–20%). Это объясняется тем, что при каждом взрыве расходуется очень небольшое количество материала катода; кроме того, благодаря наличию у поверхности катода сильного электрического поля происходит самовоспроизведение эмитирующих центров. Такие центры представляют собой субмикроскопические выступы на поверхности основного острия катода, которые возникают в результате конденсации материала после взрыва или вытягивания полем из жидкой фазы катода, расплавленного собственным автоэмиссионным током. Благодаря этому количество включений (импульсов), определяющее долговечность катода, составляет 10^4–10^5 раз.

Энергетический спектр электронов при взрывной эмиссии шире, чем при автоэлектронной эмиссии, вследствие взаимодействия автоэлектронов со слоем плотной плазмы.

Катоды. В качестве источников автоэлектронной и взрывной эмиссий могут быть использованы различные материалы, находящиеся в твердом или жидком состояниях: металлы (W, Mo, Cu, Al и др.), полупроводники (Ge, Si), металлоподобные соединения (LaB_6, ZrC), металлические расплавы (например, галлия). При этом конструкции автокатодов будут зависеть от интенсивности отбираемого эмиссионного тока. В слаботочных электронных приборах и установках (аналитических

приборах и микроскопах) катод обычно выполняется в виде одиночного металлического острия с радиусом закругления порядка 0,1 мкм. С таких катодов снимается не более нескольких микроампер автоэмиссионного тока. Их долговечность при поддержании высокого вакуума и периодическом нагреве острия (с целью сглаживания и округления его вершины) может составлять несколько тысяч часов. Для получения больших значений тока используются многоострийные и матричные автокатоды. В установках, использующих взрывную электронную эмиссию (мощных генераторах СВЧ-колебаний, рентгеновского излучения, возбуждения рабочей среды лазеров, коллективного ускорения заряженных частиц, в технологии), металлические катоды имеют одно или несколько острий, радиусы кривизны которых составляют единицы-десятки микрометров, либо выполняются в виде пластин (например, из алюминия) с сильно шероховатой поверхностью. Для создания вблизи катода необходимого электрического поля используется специальный ускоряющий электрод (анод) в виде тонкой металлической фольги, простреливаемой сформированным электронным пучком. Наряду с этим, при формировании релятивистских электронных пучков широко используются безфольговые коаксиальные диоды с продольным магнитным полем. В установках с взрывоэмиссионными катодами были получены импульсные токи $50 \cdot 10^3 - 170 \cdot 10^3$ А при длительностях импульсов 30–70 нс. Более подробно с работой авто- и взрывоэмиссионных катодов можно познакомиться в [11].

2.8. ФОТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ

Основные законы фотоэлектронной эмиссии. *Фотоэлектронная эмиссия*, внешний фотоэлектрический эффект (фотоэффект) — это физическое явление испускания электронов поверхностью твердого (или жидкого) тела под действием падающего на нее электромагнитного излучения оптического диапазона длин волн.

Оптическим диапазоном спектра электромагнитного излучения называется область с длинами волн от 10^{-3} до 10^3 мкм; включает в себя три поддиапазона (области спектра): ультрафиолетовый (УФ) — 0,001–0,38 мкм, видимый — 0,38–0,78 мкм и инфракрасный (ИК) — 0,78–1000 мкм.

Фотоэффект был открыт Г. Герцем в 1887 г. Уже на ранней стадии изучения этого явления были установлены два основных закона фотоэлектронной эмиссии с поверхности металла:

1) сила тока фотоэлектронной эмиссии i_Φ прямо пропорциональна интенсивности падающего на эмиттер светового потока Ф при неизменности его спектрального состава (закон Столетова, 1888 г.):

$$i_\Phi = S_\Phi \Phi, \qquad (2.37)$$

где S_Φ — коэффициент пропорциональности, называемый чувствительностью фотоэмиттера;

2) максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов $(mv^2/2)_{\text{макс}}$ прямо пропорциональна частоте излучения ν и не зависит от его интенсивности (закон Эйнштейна, 1905 г.):

$$\left(\frac{mv^2}{2}\right)_{\text{макс}} = h\nu - e\varphi_0, \tag{2.38}$$

где h — постоянная Планка и $e\varphi_0$ — работа выхода электрона из материала фотоэмиттера. Общепринятая в то время электромагнитная волновая теория света позволяла объяснить только первый закон. Для теоретического истолкования второго закона (сам факт зависимости максимальной кинетической энергии от частоты излучения был установлен экспериментально Ленардом в 1889 г.) потребовалось пересмотреть классические представления о природе света. Это сделал А. Эйнштейн, который разработал фотонную теорию света и математически сформулировал второй закон в виде уравнения (2.38). Согласно этой теории, электромагнитное излучение, падающее на поверхность металла, представляет собой поток квантов света (фотонов), которые взаимодействуют с электронами металла и возбуждают их. При этом предполагается, что отдельный электрон поглощает только один фотон (однофотонное взаимодействие). Если в первоначальном состоянии кинетическая энергия электрона была $W = W_F + \delta W$, где W_F — уровень Ферми и δW — добавка энергии, обусловленная тепловым возбуждением электрона, то после поглощения фотона его энергия станет равной $W_F + \delta W + h\nu$. Двигаясь к поверхности фотоэмиттера, этот электрон может потерять (рассеять) часть своей энергии ΔW. Если, тем не менее, оставшаяся энергия окажется больше полной работы выхода W_b и скорость электрона будет направлена в сторону поверхности эмиттера, то электрон сможет преодолеть потенциальный барьер и выйти из эмиттера в вакуум. При этом с собой он унесет кинетическую энергию, равную

$$\frac{mv^2}{2} = W_F + \delta W + h\upsilon - \Delta W - W_b,$$

или, учитывая, что $W_b - W_F = e\varphi_0$ — внешняя работа выхода электрона, получим

$$\frac{mv^2}{2} = h\upsilon - e\varphi_0 + \delta W - \Delta W.$$

Очевидно, что наибольшей кинетической энергией при заданном значении δW будут обладать те электроны, у которых потери энергии $\Delta W = 0$. Тогда

$$\left(\frac{mv^2}{2}\right)_{\text{макс}} = h\upsilon - e\varphi_0 + \delta W. \tag{2.39}$$

Если же температура эмиттера $T = 0$ К, то $\delta W = 0$, и тогда получаем

$$\left(\frac{mv^2}{2}\right)_{\text{макс}} = h\upsilon - e\varphi_0$$

уже известное уравнение (закон) Эйнштейна.

Итак, фотоэлектронную эмиссию из твердого тела в вакуум можно рассматривать как совокупность трех последовательных процессов: 1) оптического возбуждения тела и появления в нем внутренних фотоэлектронов, т. е. электронов, получивших дополнительную энергию в результате поглощения фотона; 2) перемещения этих электронов к поверхности тела, при котором возможно рассеяние части их энергии; 3) выхода внутренних фотоэлектронов через поверхностный потенциальный барьер наружу.

Согласно уравнению (2.38), фотоэффект возможен только при условии $h\nu > e\varphi_0$. С понижением частоты излучения до некоторого значения $\nu = \nu_0$, при котором имеет место равенство $h\nu_0 = e\varphi_0$, фотоэффект прекращается. С учетом указанного равенства уравнение Эйнштейна можно записать также в виде

$$\left(\frac{mv^2}{2}\right)_{\text{макс}} = h\nu - h\nu_0, \qquad (2.40)$$

где $h\nu_0$ — фотоэлектронная работа выхода. Частота $\nu_0 = e\varphi_0/h$ и соответствующая ей длина волны $\lambda_0 = c/\nu_0 = ch/e\varphi_0$ называются граничными и определяют собой так называемую *красную (пороговую) границу* фотоэлектронной эмиссии из металла при заданном значении работы выхода. Поскольку работа выхода $e\varphi_0$ зависит от напряженности электрического поля вблизи катода, частота ν_0 также должна изменяться с изменением поля.

При больших интенсивностях света, которых можно достигнуть, например, с помощью лазеров, наблюдается отступление от указанных законов в связи с возможностью поглощения одним электроном нескольких (n) фотонов. При такой многофотонной (нелинейной) фотоэлектронной эмиссии

$$i_\Phi = S_{\Phi n}\Phi^n$$

и

$$\left(\frac{mv^2}{2}\right)_{\text{макс}} = nh\nu - e\varphi_0.$$

Последнее выражение указывает на отсутствие строго определенной красной границы фотоэлектронной эмиссии, поскольку при нулевом значении максимальной кинетической энергии вышедших из фотокатода электронов частота $\nu_0 = e\varphi_0/nh$.

Экспериментальное исследование фотоэлектронной эмиссии с различных металлов показало, что резкая красная граница фотоэмиссии может отсутствовать и при невысоких интенсивностях падающего на фотокатод излучения, если температура фотокатода $T > 0$. В этом случае величина δW в выражении (2.39) будет также больше нуля. Это означает, что в материале фотокатода имеются свободные электроны с энергией, превышающей уровень Ферми, поэтому они могут выйти в вакуум при $h\nu < e\varphi_0$ и иметь остаточную кинетическую энергию большую, чем $h\nu - e\varphi_0$. Однако если температура фотокатода не превышает комнатной температуры ($T \lesssim 300$ К), то электрический ток, обусловленный термическим возбуждением электронов в фотокатоде, будет малым.

Важной особенностью фотоэлектронной эмиссии является ее безынерционность и малый разброс фотоэлектронов по энергиям. Фототок

появляется и исчезает вместе с освещенностью, запаздывая не более чем на 3 нс.

Что касается энергетического разброса фотоэлектронов, то, как показали исследования в видимой и ближней УФ-областях спектра, распределения фотоэлектронов, эмитированных массивными металлами, по энергиям $\mathcal{E}$ при различных значениях длины волны λ падающего оптического излучения имеют вид кривых с максимумами (рис. 2.27, кривые *1–3*) [7]. Энергии электронов $\mathcal{E}$ занимают области от нуля до некоторого максимального значения, определяемого формулой (2.40). При этом наиболее вероятная энергия электронов, соответствующая пику кривых, равна 0,4–0,5 от максимальной энергии. Из рисунка также следует, что с уменьшением λ возрастает как максимальная, так и наиболее вероятная энергия. Одновременно с этим растет и относительное количество медленных фотоэлектронов, что объясняется возрастанием пути, на котором быстрые электроны, взаимодействуя с электронами проводимости, внутри эмиттера теряют часть своей энергии и превращаются в медленные фотоэлектроны. Начиная с некоторого значения λ, характерного для каждого металла, кривая энергетического спектра усложняется (кривая *4*), что объясняется появлением нового канала неупругих потерь энергии электронов внутри металла, которым может быть, например, возбуждение плазменных колебаний электронов проводимости. При переходе от массивных эмиттеров к тонким металлическим пленкам число быстрых фотоэлектронов в спектре возрастает, так как уменьшаются потери энергии при выходе электронов из глубины пленки.

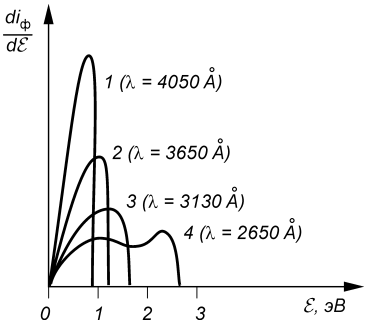


Рис. 2.27
Кривые распределения фотоэлектронов по энергиям

Фотоэлектронная эмиссия из полупроводников имеет свои особенности, обусловленные прежде всего спецификой их энергетической структуры. Наиболее существенной из них является различие между фотоэлектронной $h\nu_0$ и термоэлектронной $e\varphi_0$ работами выхода. Для металлов $h\nu_0 = e\varphi_0$, а для полупроводников $h\nu_0 > e\varphi_0$ (рис. 2.28). Это объясняется

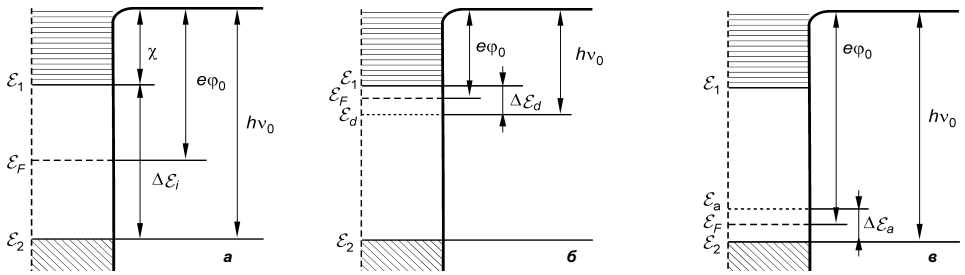


Рис. 2.28
Диаграммы, иллюстрирующие различие фотоэлектронной и термоэлектронной работ выхода в объеме полупроводника

$h\nu_0$
$\mathcal{E}$! " #
! " T $%& "
' $\mathcal{E}_F$ " (% %)%)* a+ ,
" $\mathcal{E}_2$ " (%
%)%)* $б$+ , $\mathcal{E}_d$ " "
(% %)%)* $в$+ , $\mathcal{E}_2$% - " " .
" . " $\mathcal{E}_F$ " $\Delta\mathcal{E}$
! " . .

$h\nu_0$ $\mathcal{E}_F$ / $\Delta\mathcal{E}$ $e\varphi_0$ / $\Delta\mathcal{E}$ ()%01+

$\Delta\mathcal{E}$ $\Delta\mathcal{E}_i$2) , " $\Delta\mathcal{E}$ $\Delta\mathcal{E}_d$2) ,
$\Delta\mathcal{E}$ $\Delta\mathcal{E}_a$2) , " . " .%
& " . (! " " .+
! " 3 . " "!##
" 3 . ! " %
4 # !## " " % 5
! " ! ! # ()%01+
"

$h\nu_0$ $\mathcal{E}_2$ 6 $\mathcal{E}_1$ / χ $\Delta\mathcal{E}_i$ / χ ()%0)+

$\Delta\mathcal{E}_I$, 3
" χ ,
3 ! " # " %
4 !## " # ! " !
$\Delta\mathcal{E}_i$ χ " .
" ! " " " " . .
" " . ! " (% %)%)+% 7
! !## " . ! "
. " . " ! "
. 89 "
(89 $_2$: ;<: %+% = !## "
! "
% 7 ! " p " .
" (1 ^{18}61 ^{19} $^{-3}$+ '
" % - !
. " ! "
. . . ! " . .
> "
(" + "
. ! " . "
$\Delta\mathcal{E}_s$ (%)%)? " 3 "
" " +% 5 " " ! "
. $e\varphi_0$ 3
$\Delta\mathcal{E}_i$% & " (% %
L+ ! " "

$\mathcal{E}$ %& !

случае эффективное электронное сродство $\chi_{эфф}$ можно определить как разность между электронным сродством на поверхности полупроводника χ и величиной энергии $\Delta\mathcal{E}_s$, характеризующей изгиб зон в приповерхностной области. Поскольку $\chi < \Delta\mathcal{E}_s$, величина $\chi_{эфф} = \chi - \Delta\mathcal{E}_s$ отрицательна. На этом основании фотоэлектронная работа выхода электронов, взаимодействующих с фотонами в объеме полупроводника, оказывается меньше той, которая определяется выражением (2.42).

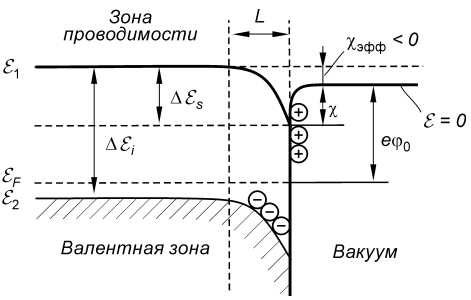


Рис. 2.29
Искривление энергетических уровней в приповерхностной области полупроводника p-типа

Результатом этого является не только сдвиг «красной» границы фотоэлектронной эмиссии в сторону длинных волн, но и увеличение чувствительности фотокатода.

Таким образом, фотоэлектронная эмиссия полупроводника представляет собой не поверхностное, а объемное явление, и хотя глубина выхода фотоэлектрона (т. е. расстояния, с которого электрон, получивший энергию фотона, может подойти к поверхности, не растеряв этой энергии) сравнительно невелика ($\lesssim 0{,}1$ мкм), она заметно больше области искривления энергетических зон L (рис. 2.29). Благодаря этому полупроводник с отрицательным электронным сродством обеспечивает высокую эффективность фотоэлектронной эмиссии. В полупроводнике n-типа при таких же значениях термоэлектронной работы выхода и ширины запрещенной зоны реализовать условия получения отрицательного сродства нельзя, так как произойдет переход электронов с объемных уровней донорной примеси и зоны проводимости на расположенные ниже поверхностные уровни атомов и возникнет отрицательный поверхностный заряд. При этом энергетические зоны полупроводника изогнутся вверх и на его поверхности возникнет дополнительный потенциальный барьер, препятствующий выходу электронов.

Основные параметры и характеристики фотокатодов. Эмиссионные свойства фотокатода принято характеризовать рядом параметров, связанных с понятием чувствительность. Как следует из (2.37), чувствительность фотокатода определяется отношением

$$S_Ф = \frac{i_Ф}{Ф}, \qquad (2.43)$$

где $i_Ф$ — сила тока фотоэлектронной эмиссии и Ф — интенсивность (или мощность) немонохроматического, сложного потока оптического излучения. Последнее дает основание называть $S_Ф$ *интегральной чувствительностью* фотокатода и измерять ее либо в амперах на люмен (А/лм), либо в амперах на ватт (А/Вт). В справочниках интегральную (световую) чувствительность указывают по отношению к потоку эталонного источника, в качестве которого обычно используется образцовая светоизмерительная

газонаполненная лампа накаливания с вольфрамовой нитью, имеющая цветовую температуру $T_{\text{ц}} = (2856 \pm 10)$ К.

В случае когда на фотокатод падает поток излучения определенной длины волны λ, т. е. монохроматический поток Φ_λ, то эмиссионное свойство характеризуется *спектральной чувствительностью*

$$S_\lambda = \frac{i_\Phi}{\Phi_\lambda}. \tag{2.44}$$

Если числитель и знаменатель этого отношения умножить на время t и учесть, что $i_\Phi \cdot t = N_e \cdot e$, где N_e — число электронов, испускаемых фотокатодом за время t, а $\Phi_\lambda \cdot t = N_\Phi \cdot h\nu$, где N_Φ — число фотонов, упавших на его поверхность за то же время, то получим еще одно выражение для спектральной чувствительности

$$S_\lambda = \frac{N_e e}{N_\Phi h\nu} = Y \frac{e}{h\nu},$$

в котором отношение

$$Y = \frac{N_e}{N_\Phi} \tag{2.45}$$

выступает в качестве самостоятельного параметра. Величина Y называется *квантовым выходом* и измеряется в электронах на квант (эл/кв). Если часть потока излучения, падающего на фотокатод, отражается от него или проходит насквозь, то при оценке чувствительности фотокатода целесообразно определять отношение не к падающему, а к поглощенному потоку, а в случае же квантового выхода — к числу поглощенных квантов энергии.

Спектральная чувствительность и квантовый выход зависят от рода материала фотокатода и длины волны падающего излучения. Зависимости $S_\lambda = f(\lambda)$ и $Y = f_1(\lambda)$ получили название спектральных характеристик. Нередко на практике используют также понятие относительной спектральной чувствительности S, равной отношению чувствительности на заданной длине волны к максимальному значению этой чувствительности, $S = S_\lambda / S_{\lambda\ \text{макс}}$. Оно используется в тех случаях, когда необходимо сравнить избирательные свойства фотокатодов, имеющих большие различия по абсолютным значениям чувствительности.

Важным параметром фотокатода является также плотность тока термоэлектронной эмиссии J_T, определяющая компонент темнового тока фотокатода, от которого зависит его пороговая чувствительность. Кроме того, для оценки способности фотокатода сохранять свои свойства в течение длительного срока используют понятия утомление и старение фотокатода. *Утомление* — это обратимый процесс медленного уменьшения интегральной чувствительности фотокатода и смещения его длинноволновой границы в сторону коротких волн при длительном освещении, т. е. в процессе работы. После помещения фотокатода в темноту его свойства полностью или частично восстанавливаются. Необратимые изменения свойств фотокатода называются *старением*. Старение наблюдается и при хранении приборов с фотокатодами в темноте.

Типы фотокатодов. Широкое применение фотоэлектронной эмиссии в различных приборах и устройствах определило и большое разнообразие типов фотокатодов, которые различаются материалами, а также конструкциями. Основными показателями, по которым обычно оцениваются фотокатоды, являются интегральная чувствительность и *спектральная характеристика*. По этим показателям чисто металлические фотокатоды уступают остальным. Они обладают малой интегральной чувствительностью, и их граничная длина волны λ_0 лежит, как правило, в УФ-области спектра. Это обусловлено тем, что металлы имеют значительный коэффициент отражения и большую работу выхода, поскольку значительная часть возбужденных фотонами электронов из-за большой концентрации свободных электронов внутри металла теряет приобретенную энергию при движении к поверхности фотокатода. Квантовый выход металлических фотокатодов в ближней УФ-области спектра обычно не превышает 10^{-3}, поэтому они имеют малое практическое применение. У диэлектриков, вследствие большой ширины запрещенной зоны, граничная длина волны всегда лежит в далекой УФ-области спектра. Спектральную характеристику, охватывающую наиболее важную (видимую) область спектра, могут иметь примесные полупроводники *p*-типа, а также все полупроводники с небольшой шириной запрещенной зоны. Полупроводники могут иметь также большой квантовый выход, что достигается благодаря меньшему, чем у металлов, коэффициенту отражения света и, следовательно, большему фотоэлектрическому поглощению, а также благодаря тому, что продвижение возбужденных светом электронов к поверхности полупроводника при малой концентрации электронов проводимости происходит с небольшой потерей энергии. Путем нанесения на поверхность полупроводника одноатомной пленки электроположительного металла можно снизить также внешнюю работу выхода фотоэлектронов. Благодаря этому квантовый выход полупроводниковых катодов приближается к теоретическому пределу 0,5 (предполагается, что вследствие беспорядочного движения возбужденных светом электронов лишь половина их движется к поверхности катода).

Конструктивно фотокатод вакуумного фотоэлектронного прибора выполняется в виде тонкой пленки полупроводникового материала, нанесенной на внутреннюю поверхность стеклянного баллона прибора или на металлическую пластину, являющуюся подложкой для фоточувствительного слоя. Фотокатоды бывают массивные и полупрозрачные. Массивные фотокатоды, имеющие толщину не более нескольких десятых долей микрометра, облучаются со стороны эмитирующей поверхности, обращенной внутрь баллона (фронтальное освещение). Полупрозрачные фотокатоды толщиной 20–30 нм облучаются снаружи, со стороны стекла (тыловое освещение), а эмиссия электронов в вакуум происходит с противоположной стороны.

Рассмотрим некоторые типы современных фотокатодов [12].

Сурьмяно-цезиевый (Sb–Cs) фотокатод. Материалом фоточувствительного слоя этого фотокатода является соединение сурьмы с цезием (Cs_3Sb), на поверхности которого адсорбирована пленка цезия, снижающая работу

выхода фотоэлектронов. При изготовлении полупрозрачных фотокатодов этот слой создается на стекле, в случае же массивных фотокатодов — на металлической подложке из никеля или хрома. Иногда в целях увеличения электропроводности прозрачного фоточувствительного слоя на стеклянную подложку предварительно напыляют в вакууме пленку хрома или оксида олова. Увеличения чувствительности фотокатода в 1,5–2 раза можно достигнуть путем его обработки небольшим количеством кислорода. Эта операция называется сенсибилизацией фотокатода. Она приводит к снижению работы выхода фотоэлектронов примерно на 0,1 эВ вследствие образования на поверхности катода дипольного слоя молекул оксида цезия.

Сурьмяно-цезиевый фотокатод наиболее распространен в приборах, работающих в видимой области спектра. В серийных фотоэлектронных приборах интегральная чувствительность массивных фотокатодов достигает 120 мкА/лм, полупрозрачных — примерно 100 мкА/лм. Спектральная характеристика таких фотокатодов приведена на рис. 2.30 (кривая *1*), квантовый выход достигает 0,25–0,3. Плотность тока термоэлектронной эмиссии при комнатной температуре у обычных фотокатодов 10^{-16}–10^{-15} А/см^2, у сенсибилизированных — 10^{-14} А/см^2. Недостатком сурьмяно-цезиевого фотокатода является ухудшение его чувствительности (утомление) при плотностях фототока, превышающих 1 мкА/см^2.

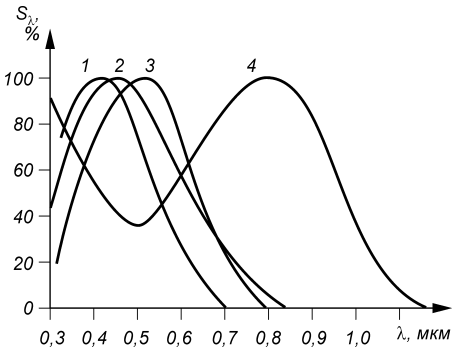


Рис. 2.30
Спектральные характеристики различных фотокатодов

Многощелочной фотокатод. Соединение сурьмы с тремя щелочными металлами: калием, натрием и цезием — $Na_2KSb(Cs)$ — представляет собой полупроводниковый фотокатод с дырочной проводимостью, который по всем параметрам превосходит сурьмяно-цезиевый фотокатод. Его интегральная чувствительность достигает 400 мкА/лм, спектральная характеристика охватывает всю видимую область оптического спектра (рис. 2.30, кривая *2*), квантовый выход при максимальной чувствительности составляет 0,35–0,4; плотность тока термоэлектронной эмиссии при комнатной температуре не превышает 10^{-16} А/см^2. Утомление многощелочных фотокатодов наступает при плотностях фототока, превышающих несколько миллиампер на квадратный сантиметр, т. е. более чем на три порядка превышающих предельную плотность тока сурьмяно-цезиевых фотокатодов.

Недостатком многощелочных фотокатодов по сравнению с сурьмяно-цезиевыми является более сложная технология изготовления, допускающая широкое варьирование последовательности введения щелочных металлов и режимов обработки.

Висмуто-серебряно-цезиевый (Bi–Ag–O–Cs) фотокатод. Этот тип фотокатодов интересен тем, что имеет спектральную характеристику, близкую к соответствующей характеристике человеческого глаза (рис. 2.30, кривая *3*), поэтому он нашел широкое распространение в фотоэлектронных приборах телевизионной техники. Интегральная чувствительность его составляет 100–120 мкА/лм, квантовый выход не превышает 0,1, плотность термоэлектронной эмиссии при комнатной температуре составляет 10^{-14} А/см^2.

Серебряно-кислородно-цезиевый (Ag–O–Cs) фотокатод. Изготовление такого фотокатода сводится к следующим операциям. На внутреннюю поверхность колбы наносится слой серебра, который затем окисляется. После этого слой оксида серебра прогревается в парах цезия, что приводит к восстановлению на ее поверхности пленки атомов металлического цезия. Готовый фотокатод является полупроводником *n*-типа с донорными примесями серебра и цезия. Он обладает широкой спектральной характеристикой с двумя максимумами (рис. 2.30, кривая *4*). Квантовый выход в обоих максимумах очень мал: $3 \cdot 10^{-3} - 7 \cdot 10^{-3}$. Однако благодаря большой ширине спектральной характеристики и большому коэффициенту использования фотокатодом потока излучения эталонного источника интегральная чувствительность серебряно-кислородно-цезиевого фотокатода составляет 30–60 мкА/лм. Этот фотокатод применяется в фотоэлектронных приборах, предназначенных для работы в ближней ИК-области оптического диапазона. Недостатком этого фотокатода является довольно большая плотность тока термоэлектронной эмиссии: 10^{-13}–10^{-10} А/см^2.

Фотокатоды с отрицательным электронным сродством (ОЭС-фотокатоды). Такие фотокатоды были разработаны в 1960-х годах на основе соединений элементов III и V группы таблицы Менделеева. Для их создания поверхность вещества A(III)B(V), сильно легированного акцепторной примесью, очищают прогревом в вакууме и обрабатывают цезием и кислородом для получения на поверхности моноатомных пленок электроположительного вещества (поляризованных молекул оксида цезия), снижающих работу выхода фотоэлектронов. На энергетической диаграмме таких материалов (см. рис. 2.29) уровень вакуума может оказаться ниже уровня дна зоны проводимости; тогда энергия электронного сродства $\chi_{эфф}$ становится отрицательной. В этом случае фотоэлектронная работа выхода $h\nu_0$ будет равна ширине запрещенной зоны. Следовательно, любой возбужденный электрон, преодолевший запрещенную зону, может участвовать в фотоэмиссии. Потери энергии возбужденными электронами сведены к минимуму и в основном определяются рекомбинацией. В результате квантовый выход ОЭС-фотокатодов приближается к теоретическому пределу; резко возрастает и интегральная чувствительность. Первый из ОЭС-фотокатодов был создан Дж. Широм и Дж. Ван Лааром (1965 г.) на основе GaAs *p*-типа, обработанного цезием. Он давал фотоэмиссию с квантовым выходом $Y \approx 50\%$ в области видимого цвета (в расчете на поглощенную энергию) и $Y = 8\%$ в ближней ИК-области спектра. Нанесение на GaAs оксида цезия (вместо цезия) позволило увеличить чувствительность и повысить стабильность работы фотокатода. Это обусловлено тем, что с помощью оксида цезия

можно получить меньшую работу выхода поверхности катода, чем при использовании цезия. Интегральная чувствительность GaAs(Cs–O)–фотокатода является самой высокой среди других фотокатодов [12], [13], она достигает 2000 мкА/лм при плотностях токов термоэлектронной эмиссии (при комнатной температуре) порядка 10^{-14}–10^{-16} А/см^2. Низкая работа выхода, получаемая при адсорбции оксида цезия, позволяет реализовать условия отрицательного электронного сродства на полупроводниках с меньшей шириной запрещенной зоны, чем у GaAs, создать фотокатоды, обладающие чувствительностью в более длинноволновой области. К таким полупроводникам относятся соединения InAsP, InGaAs, GaAsSb и др. Например, спектральная чувствительность InAsP(Cs–O)-фотокатода на длине волны 1,05 мкм в 20 раз превышает чувствительность наиболее распространенного в ИК-области спектра Ag–O–Cs-фотокатода.

Фотокатоды для УФ-области спектра. Все фотокатоды, предназначенные для работы в видимой области спектра, чувствительны и к УФ-излучению. Однако их использование в приемниках УФ-излучения требует тщательной защиты от засветки солнечным светом. Поэтому целесообразно применять так называемые солнечно-слепые фотокатоды, красная граница которых не заходит в видимую область спектра. К потоку УФ-излучения чувствительно большинство чистых металлов (например, пленки магния и кадмия) и в большей степени некоторые металлические сплавы. Высоким квантовым выходом ($Y = 0{,}25$) в области излучения 0,2–0,3 мкм обладают теллуриды цезия и рубидия, красная граница которых соответствует приблизительно 0,32 мкм. Теллуриды щелочных металлов имеют малую плотность тока термоэлектронной эмиссии (10^{-18}–10^{-17} А/см^2). Следует заметить, что фотокатоды для УФ-области излучения изготавливаются с оптическими окнами, пропускающими УФ-излучение. Для этого используются такие материалы, как увиолевое стекло, кварц, сапфир. В приборах для измерения излучения с длиной волны $\lambda < 0{,}1$ мкм нашли применение фотокатоды из фторида магния и лития с красными границами 0,095 и 0,14 мкм соответственно. Максимальный квантовый выход фторида магния составляет 0,4 при $\lambda = 0{,}055$ мкм.

2.9. ВТОРИЧНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ

Основные закономерности. *Вторичная электронная эмиссия* (ВЭЭ) возникает с поверхности твердого или жидкого тела (эмиттера) при бомбардировке ее ускоренными электронами. При использовании тонких эмиттеров, в которых длина пробега ускоренных (первичных) электронов превышает толщину эмиттера, вторичная электронная эмиссия наблюдается как с поверхности, подвергаемой бомбардировке (ВЭЭ на отражение), так и с противоположной стороны (ВЭЭ на прострел).

Вторичная электронная эмиссия — это сложное физическое явление, определяемое многими взаимосвязанными процессами, протекающими в облучаемом эмиттере. Экспериментально установлено, что для любого материала эмиттера ток вторичных электронов I_2 изменяется пропорцио-

нально току первичных электронов I_1, т. е. $I_2 = \sigma I_1$. Коэффициент пропорциональности σ получил название *коэффициента вторичной эмиссии*. Этот коэффициент зависит:

1) от природы материала эмиттера, структуры его поверхности, агрегатного состояния и температуры;

2) от параметров пучка первичных электронов, в частности, от его энергии и угла падения на поверхность эмиттера.

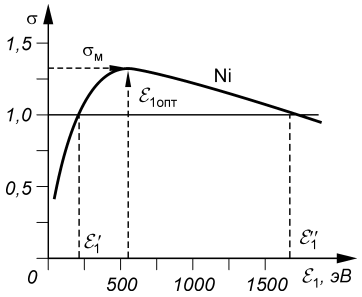


Рис. 2.31
Зависимость коэффициента вторичной электронной эмиссии металла от энергии первичных электронов

Типичная зависимость коэффициента σ от энергии первичных электронов $\mathcal{E}_1$ при отвесном (нормальном) падении их на поверхность чистого металла показана на рис. 2.31. Характерной особенностью этой зависимости является наличие максимума с координатами $\sigma_м$ и $\mathcal{E}_{1опт}$. Для различных материалов получаются кривые практически одинаковые по форме и различаются лишь значениями $\sigma_м$ и $\mathcal{E}_{1опт}$. В таблице 2.5 приведены эти значения как для чистых металлов (первый столбец), так и для некоторых других материалов: полупроводников и диэлектриков. Для металлов значения $\sigma_м$ заключены в пределах 0,5–1,8; а $\mathcal{E}_{1опт}$ = 0,2...0,9 кэВ. Для большинства полупроводников $\sigma_м$ = 1...1,5; а $\mathcal{E}_{1опт}$ = 0,3...0,8 кэВ. Эффективными эмиттерами вторичных электронов являются щелочно-галоидные соединения, оксиды щелочноземельных металлов и др. Для полупроводников и диэлектриков, для которых $\sigma_м > 1$, важными параметрами являются также значения энергии первичных электронов, при которых коэффициент $\sigma_м = 1$; эти значения называются соответственно первой ($\mathcal{E}'_1$) и второй ($\mathcal{E}''_1$) критическими энергиями. В таблице 2.5 приведены значения $\mathcal{E}''_1$.

Важнейшей характеристикой вторичной электронной эмиссии является функция распределения вторичных электронов по энергиям $N(\mathcal{E}_2)$,

Таблица 2.5

Значения параметров $\sigma_м$, $\mathcal{E}_{1опт}$, $\mathcal{E}'_1$, $\mathcal{E}''_1$ для разных материалов

Материалы	$\sigma_м$	$\mathcal{E}_{1опт}$, *эВ*	*Материалы*	$\sigma_м$	$\mathcal{E}_{1опт}$, *эВ*	$\mathcal{E}''_1$, *эВ*
Ag, Au	1,5	800	Сажа	0,8	500	—
Al	1,0	300	Ge	1,1	400	—
Cu	1,3	600	NaCl	6,0	600	1400
Ta	1,3	500	MgO	2,4	1500	—
Be	0,5	200	Al_2O_3	4,8	1300	—
Mo	1,25	375	Оксидный катод	10	1400	3500
Ni	1,3	550	Слюда	2,4	380	3300
W	1,4	600	Твердое стекло	2,3	400	2400
Pt	1,8	800	Ag–Cs_2O–Cs	8,8	550	20000

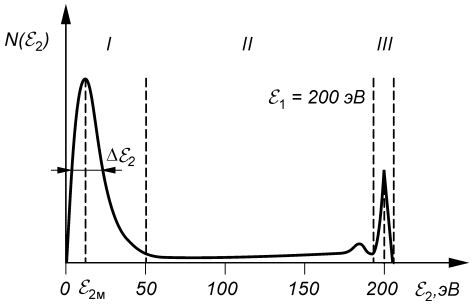


Рис. 2.32
Кривая распределения вторичных электронов по энергиям

обычно представляемая в виде кривой (рис. 2.32). Вид этой кривой, характерный для разных материалов и энергии первичных электронов, наглядно отражает сложный механизм вторичной электронной эмиссии. Принято весь энергетический спектр вторичных электронов делить на три части, каждая из которых соответствует определенному участку на графике рис. 2.32. Электроны с энергиями $0 < \mathcal{E}_2 < 50$ эВ (участок I) рассматриваются как истинно (или собственно) вторичные электроны, выбитые из материала эмиттера; с энергиями $50 < \mathcal{E}_2 < \mathcal{E}_1$ (участок II) — неупруго отраженные и с энергиями $\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_1$ (участок III) — упруго отраженные первичные электроны. В количественном отношении наибольшую долю составляют истинно вторичные электроны. Их спектр имеет вид широкого пика с максимумом при $\mathcal{E}_{2м}$. Для металлов и полупроводников $\mathcal{E}_{2м} = 1{,}5...3{,}5$ эВ; полуширина спектра $\Delta\mathcal{E}_2 = 3...10$ эВ. Форма спектра истинно вторичных электронов, величины $\mathcal{E}_{2м}$ и $\Delta\mathcal{E}_2$ для металлов практически не зависят от энергии первичных электронов, если $\mathcal{E}_1 \gtrsim 20$ эВ.

Спектр упруго отраженных электронов характеризуется узким пиком с максимумом $\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_1$, положение которого на графике, естественно, зависит от $\mathcal{E}_1$. Таким образом, коэффициент вторичной электронной эмиссии σ представляет собой отношение суммы чисел истинно вторичных и отраженных электронов к числу первичных электронов, падающих на поверхность эмиттера за то же время.

Как объяснить наблюдаемую форму кривой коэффициента вторичной эмиссии, изображенную на рис. 2.31? При бомбардировке поверхности эмиттера ускоренными первичными электронами бóльшая их часть проникает внутрь тела эмиттера и расходует свою энергию главным образом на возбуждение атомных электронов, при этом на каждом акте возбуждения теряется в среднем около 30 эВ. Возбужденные электроны переходят на вакантные энергетические уровни, превышающие уровень Ферми, это — внутренние вторичные электроны. Если такие электроны возникают вблизи поверхности эмиттера, а векторы их скоростей направлены к ней, то они с большой вероятностью могут преодолеть поверхностный потенциальный барьер и выйти наружу. Если же внутренние вторичные электроны возникли в глубине тела эмиттера, то при своем движении к поверхности они теряют значительную часть энергии на соударения с электронами зоны проводимости и другими частицами тела, поэтому вероятность их выхода мала.

Таким образом, с повышением кинетической энергии $\mathcal{E}_1$ первичных электронов коэффициент σ первоначально возрастает потому, что увеличивается число внутренних вторичных электронов, возникающих вблизи

поверхности эмиттера и в большинстве своем выходящих наружу. В дальнейшем число внутренних вторичных электронов продолжает нарастать, но вероятность их выхода наружу становится тем ниже, чем глубже они возникают. Следует заметить, что внутренние вторичные электроны возникают неравномерно вдоль пути следования первичных электронов. Большая их часть зарождается в конце пути, когда скорость первичных электронов заметно снижается, так как медленный первичный электрон дольше находится вблизи атомного электрона, поэтому больше вероятность перехода его на возбужденный уровень. Быстрые первичные электроны создают внутри эмиттера много внутренних вторичных электронов, но так глубоко, что только небольшая часть их выходит наружу. Поэтому при больших энергиях первичных электронов коэффициент σ, достигнув некоторого максимального значения $\sigma_м$, начинает плавно уменьшаться. Но если, не изменяя энергии (скорости) первичных электронов, направить их пучок под углом α к поверхности эмиттера, то коэффициент σ повысится. В этом случае внутренние вторичные электроны будут зарождаться ближе к поверхности эмиттера, чем при отвесном падении первичных электронов (т. е. когда $\alpha = 0$), и вероятность выхода их наружу повысится. Подтверждением этого является рис. 2.33, где приведены экспериментальные кривые для некоторых металлов. Угол α отсчитывается от нормали к поверхности эмиттера, а коэффициент вторичной эмиссии — от его значения σ_0 при $\alpha = 0$.

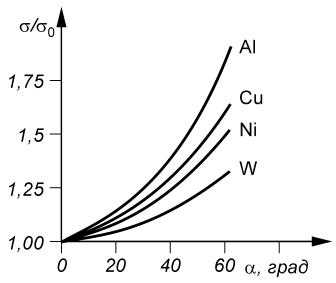


Рис. 2.33
Кривые зависимости коэффициента вторичной электронной эмиссии от угла падения пучка первичных электронов

Из всего сказанного следует, что для вторичной электронной эмиссии главное значение имеют процессы внутри эмиттера, а не на его поверхности. Этим объясняется слабая зависимость коэффициента σ от работы выхода материала эмиттера. Например, работа выхода торированного вольфрама в процессе активирования снижается с 4,52 до 2,63 эВ. При этом ток термоэлектронной эмиссии при температуре 2000 К возрастает в миллионы раз, а коэффициент σ увеличивается только на 20%. У щелочных металлов работа выхода низкая, и коэффициент вторичной электронной эмиссии должен бы быть достаточно большим; в действительности он меньше единицы. Причина этого заключается в том, что внутренние вторичные электроны при своем рождении обычно получают от первичных энергию намного большую работы выхода эмиттера, поэтому различие работ выхода у разных эмиттеров в 1–2 эВ существенного влияния на коэффициент σ не оказывает. Только при экспериментах с очень малыми энергиями первичных электронов (ниже 30 эВ), когда внутренние вторичные электроны образуются у самой поверхности эмиттера и получают при этом энергию, близкую к величине его работы выхода, удается наблюдать повышение коэффициента σ при снижении работы выхода.

Особенности вторичной электронной эмиссии диэлектриков и полупроводников. Выше отмечалось, что зависимость коэффициента σ от энергии первичных электронов у неметаллических эмиттеров качественно такая же, как у металлов. В любом веществе процесс истинно вторичной эмиссии будет складываться из образования внутренних вторичных электронов, их движения к поверхности и выходу наружу после преодоления поверхностного потенциального барьера. Однако количественная разница между металлами и диэлектриками очень велика. У диэлектриков коэффициент σ намного больше, потому что у них очень низкая концентрация свободных электронов в зоне проводимости, и поэтому продвижение внутренних вторичных электронов к поверхности происходит в более благоприятных условиях, чем в металле, ибо потери их энергии при столкновениях со свободными электронами будут минимальными. По этой причине поиск вторично-электронных эмиттеров (катодов) с большим коэффициентом вторичной эмиссии, как и фотокатодов с большим квантовым выходом, обычно ведется не среди металлов, а среди сложных соединений, обладающих свойствами диэлектриков и полупроводников с широкой запрещенной зоной.

Экспериментальное изучение вторичной электронной эмиссии из плохо проводящих материалов связано с преодолением специфических трудностей, обусловленных зарядкой их поверхности первичными электронами. Обратимся вновь к рис. 2.31 и предположим, что энергия первичных электронов, бомбардирующих плохо проводящий эмиттер (например, диэлектрик), равна $\mathcal{E}_1 < \mathcal{E}'_1$. В этом случае на поверхность эмиттера поступает электронов больше, чем уходит ($\sigma < 1$), и, так как утечка избыточных зарядов невелика, поверхность эмиттера заряжается отрицательно, ее потенциал снижается. Между этой поверхностью и ускоряющим электродом (анодом) электронной пушки возникает тормозящее электрическое поле, которое уменьшает энергию падающих на эмиттер первичных электронов, а вместе с ней снижает и коэффициент σ. Вследствие этого происходит дальнейшее накопление отрицательного заряда на поверхности эмиттера, уменьшение энергии первичных электронов и коэффициента σ. Так будет продолжаться до тех пор, пока потенциал поверхности эмиттера не понизится до потенциала катода электронной пушки. В этом случае первичные электроны перестанут достигать эмиттера, процесс выбивания вторичных прекратится и истинное значение коэффициента σ станет равным нулю. Однако если при этом в качестве вторичных электронов фиксировать отраженные от эмиттера первичные, то можно получить $\sigma \approx 1$. Однако это будет кажущийся коэффициент вторичной эмиссии.

Допустим теперь, что путем повышения потенциала анода электронной пушки первичным электронам задана энергия $\mathcal{E}_1$, при которой $\sigma > 1$ ($\mathcal{E}'_1 < \mathcal{E}_1 < \mathcal{E}''_1$). В этом случае с поверхности эмиттера уходит больше электронов, чем приходит, поэтому эмиттер заряжается положительно. Между эмиттером и анодом пушки возникает ускоряющее электрическое поле, и фактическая энергия первичных электронов увеличивается. Накопление положительного заряда на поверхности эмиттера и увеличение фактической энергии первичных электронов будет происходить до тех пор, пока поверхность не получит потенциал соответствую-

щей энергии $\mathcal{E}''_1$, при которой коэффициент $\sigma = 1$, и пока не наступит установившийся режим.

Наконец, если первичным электронам задать исходную энергию $\mathcal{E}_1 > \mathcal{E}''_1$, при которой $\sigma < 1$, то поверхность эмиттера будет заряжаться отрицательно, а фактическая энергия первичных электронов уменьшится. Установившийся режим наступит, когда поверхность эмиттера получит потенциал, соответствующий энергии $\mathcal{E}''_1$, и снова будем иметь $\sigma \approx 1$.

У полупроводниковых эмиттеров эффект зарядки их поверхности выражен слабее ввиду бóльшей электропроводности, но и у них потенциал поверхности обычно отличается от потенциала анода электронной пушки, поэтому измеренные значения σ будут соответствовать не энергии первичных электронов $\mathcal{E}_1$, а какой-то неизвестной энергии. Для преодоления трудностей измерения истинных значений σ у диэлектриков и полупроводников было разработано несколько специальных методов, суть которых сводится либо к использованию малых токов первичного электронного пучка в виде одиночных импульсов, не заряжающих сколько-нибудь существенно поверхность эмиттера; либо к использованию эмиттеров в виде тонких слоев вещества, обладающих достаточно низким сопротивлением утечки [14].

Вторично-электронные эмиттеры и антидинатронные покрытия. Явление вторичной электронной эмиссии используется в ряде вакуумных электронных приборов: в усилительных приборах сверхвысоких частот магнетронного типа, передающих и запоминающих электронно-лучевых трубках, в фотоэлектронных умножителях тока. При этом в качестве материалов вторично-электронных эмиттеров используются металлы и сплавы, их оксиды, сложные соединения различных элементов. Выбор того или иного материала определяется конкретными требованиями, предъявляемыми к эмиттеру, которые в свою очередь зависят от функционального назначения прибора. Тем не менее можно указать на ряд общих требований к материалам вторично-эмиссионных эмиттеров, важных для приборов любого назначения: большой коэффициент σ, постоянство σ при больших плотностях электронного тока (токоустойчивость), при высоких температурах (термоустойчивость), большой срок службы (долговечность).

Из чистых металлов в основном используется платина, у которой $\sigma_м \approx 1{,}8$ (при $\alpha = 0$). Платиновые эмиттеры сохраняют исходное значение σ в широком диапазоне температур (до 400–500°С) и токов первичных электронов, поэтому они используются в мощных магнетронных усилителях, работающих при ускоряющих импульсных напряжениях до 100 кВ и выше. Срок службы платиновых эмиттеров составляет тысячи часов. Используются также эмиттеры из оксида алюминия, магния, тория, бериллия, которые обладают коэффициентами $\sigma_м \approx 2{,}5$. Более высоким значением $\sigma_м$ (до 3,0) обладает сплав Pt–Ba.

В фотоэлектронных умножителях тока наиболее подходящими материалами для изготовления эмиттеров (которые называются динодами) являются сплавы, состоящие в основном из меди, серебра или никеля и содержащие несколько процентов (по весу) бериллия и магния. Для превращения динодов, сделанных из сплавов, в эффективные эмиттеры, необходим процесс активирования, заключающийся в нагреве динодов в

течение некоторого времени до температуры 500–800°С в окислительной атмосфере газа при малом давлении (10^{-2} мм рт. ст.). В результате этого на поверхности динодов образуется тонкий слой оксида MgO или BeO, содержащий избыточные атомы металлов и являющийся эмиттером вторичных электронов. Оптимальная толщина слоя MgO равна приблизительно 100 нм. Диноды из активированных сплавов имеют $\sigma_м = 8...15$. Такие (исходные) значения $\sigma_м$ динодов достигаются и сохраняются в течение длительного времени при работе с малыми плотностями тока пучков первичных электронов. Когда плотность тока превышает некоторое предельное значение, происходит постепенное падение коэффициента σ, что связано с диссоциацией молекул MgO и BeO. Покрытие поверхности динодов пленкой оксида бария толщиной около десяти атомных слоев заметно повышает их токоустойчивость. Однако если при этом температура динодов возрастает, приближаясь к температуре их активировки, коэффициент σ будет по-прежнему уменьшаться; это означает, что основным механизмом рассеяния и потерь энергии внутренних вторичных электронов является взаимодействие с тепловыми колебаниями решетки (фононный механизм).

Наряду с задачей создания эффективных вторично-электронных эмиттеров, в ряде случаев важной проблемой является подавление в вакуумных электронных приборах паразитной вторичной эмиссии, возникающей при бомбардировке ускоренными электронами. Впервые такая проблема возникла при производстве приемно-усилительных экранированных тетродов, в которых при эксплуатации возникал анодный динатронный эффект. Для снижения вторичной электронной эмиссии и, следовательно, подавления динатронного эффекта используются различные средства. Наиболее распространенными из них являются антидинатронные покрытия, т. е. вещества с малым коэффициентом σ, которые наносятся на поверхности электродов прибора. К таким веществам относятся углерод (сажа), титан, цирконий. Снижения вторичной электронной эмиссии в некоторых случаях можно достигнуть путем создания шероховатой поверхности электродов, подвергающихся электронной бомбардировке. Выход вторичных электронов будет тем меньше, чем глубже шероховатости. В заключение следует отметить, что некоторые антидинатронные покрытия одновременно подавляют термоэмиссию.

ЗАДАЧИ

В настоящем разделе, помимо задач на вычисление значений физических величин, даны задачи на формулирование полных определений различных физических эффектов. Такие определения следует строить по схеме:

ПОЛНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТА =
=ВНЕШНЯЯ ФОРМА ПРОЯВЛЕНИЯ + ФИЗИЧЕСКАЯ СУЩНОСТЬ

Первая часть полного определения должна характеризовать наблюдаемое внешнее проявление эффекта, а вторая — его физическую сущность.

Пример. Дать полное определение эффекту контактной разности потенциалов.

Решение. Контактная разность потенциалов — это разность потенциалов между свободными концами (или сторонами) двух разнородных материалов (например, металлических прутков), плотно контактирующих друг с другом, ***обусловленная*** переходом в месте контакта электронов из материала с меньшей работой выхода в материал с большей работой выхода.

В этой формулировке первая и вторая части определения разделены словом «обусловленная».

1. Вычислить энергию Ферми W_F для натрия и меди в электронвольтах, считая, что в каждом из металлов на один атом приходится один электрон проводимости. При комнатной температуре плотность натрия 970 кг/м^3, а масса его атома $38{,}2 \cdot 10^{-27}$ кг; плотность меди 8920 кг/м^3, а масса атома $105 \cdot 10^{-27}$ кг.

(Ответ: 3,16 и 7,06 эВ)

2. Для грубой оценки минимальной температуры, при которой электронный газ в металле перестает быть вырожденным, часто используют соотношение $W_F = kT$. Вычислить значение этой температуры для меди, используя округленное значение W_F, найденное в предыдущей задаче. К какому выводу можно прийти в результате расчета?

(Ответ: 82 000 К)

3. Объяснить процесс возникновения контактной разности потенциалов (КРП). Почему загрязнение поверхностей свободных концов контактирующих металлов изменяет КРП? Чему будет равна КРП между свободными концами цепи, состоящей из нескольких (например, четырех) разнородных металлических проводников?

4. Используя выражение (2.33) для эффективности термоэлектронного катода, определить значение b/T, при котором H становится максимальным. Показать, насколько для известных из опыта значений b (см. табл. 2.3) найденное значение T практически реализуемо.

5. Вычислить плотность тока термоэлектронной эмиссии вольфрамового катода при температуре 2500 К и отсутствии внешнего электрического поля, используя значения A и b из таблицы 2.3.

(Ответ: 2890 А/м^2)

6. Вычислить плотность тока термоэлектронной эмиссии боридлантанового катода при температуре 1800 К, если известно, что работа выхода $e\varphi_0 = 2{,}7$ эВ и постоянная $A = 2{,}9 \cdot 10^5$ А/м$^2 \cdot$ град$^{-2}$.

(Ответ: 2,63 А/см^2)

7. Определить работу выхода электронов из термокатода, если известно, что его эффективность равна 16 мА/Вт, на эмиссию электронов расходуется 2% подводимой мощности накала и все электроны уходят на анод. (Начальными скоростями электронов можно пренебречь.)

(Ответ: 1,25 эВ)

8. Вследствие отравления термокатода газами, выделившимися из электродов при работе электронной лампы, ток эмиссии катода уменьшился на 10%. Температура катода составляет 2400 К. На сколько электрон-вольт изменилась работа выхода материала катода?

(Ответ: 0,02 эВ)

9. Дать полное определение эффекту Шоттки (по приведенной выше схеме), а также вычислить относительный прирост термоэмиссионного

тока J_{TE}/J_m вольфрамового и боридлантанового катодов, работающих при температурах 2500 К и 1800 К соответственно. По результатам расчета сделать вывод.

10. Вакуумный диод с термокатодом имеет плоскопараллельные электроды, расположенные на расстоянии 0,01 м относительно друг друга; между электродами создана разность потенциалов 1000 В.

Определить:

1) напряженность электрического поля у катода;

2) расстояние x_m от катода до потенциала отрицательного минимума;

3) уменьшение работы выхода электронов $e\Delta\varphi_0$;

4) полагая температуру катода 1700 К, определить относительный прирост термоэмиссионного тока J_{TE}/J_T за счет эффекта Шоттки. (Действием пространственного заряда можно пренебречь.)

(Ответ: 10^5 В/м; $6 \cdot 10^{-8}$ м; 0,012 эВ; 1,085)

11. Вакуумный диод с термокатодом имеет цилиндрические коаксиально расположенные электроды с диаметрами анода 10^{-2} м и катода 10^{-4} м; между электродами приложена разность потенциалов 1000 В. Определить те же величины, что и в предыдущей задаче.

(Ответ: $2{,}17 \cdot 10^6$ В/м; $1{,}3 \cdot 10^{-8}$ м; ~$5{,}6 \cdot 10^{-2}$ эВ; 1,46)

12. Дать полное определение дробовому эффекту и вычислить среднеквадратичное значение шумового тока $\sqrt{i^2_{\text{ш}}}$ оксидного катода площадью 0,5 см^2, работающего при температуре 1100 К; полоса пропускания измерительного устройства 5 МГц. (Постоянные термоэлектронной эмиссии $A = 10$ А/м$^2 \cdot$ град^2 и $b = 1{,}2 \cdot 10^4$ град.)

(Ответ: 0,133 мкА)

13. Дать полное определение автоэлектронной эмиссии. Вычислить плотность и силу тока автоэлектронной эмиссии из полусферического вольфрамового острия радиуса 0,4 мкм при напряженности электрического поля у острия $3 \cdot 10^9$ В/м.

14. Между острийным вольфрамовым катодом и удаленным от него на расстояние 2,5 мм плоским анодом приложено напряжение 10 кВ; коэффициент усиления напряженности электрического поля равен 1000. Определить плотность тока автоэлектронной эмиссии.

(Ответ: 41 А/см^2)

15. Дать полное определение фотоэлектронной эмиссии и вычислить силу тока с поверхности фотокатода Cs_3Sb, если на нее падает световой поток мощностью 10 мкВт с длиной волны 0,36 мкм и квантовый выход при этом равен 0,25.

16. На платиновую пластину падает поток оптического излучения. Определить длинноволновую границу (красную) фотоэффекта.

17. Определить максимальную кинетическую энергию фотоэлектронов (в электрон-вольтах), испускаемых Cs_3Sb-фотокатодом, облучаемым потоком света с длиной волны 0,45 мкм, если длинноволновая граница фотоэмиссии равна 0,7 мкм.

18. Дать полное определение вторичной электронной эмиссии. Учитывая, что на рис. 2.32 представлена вторично-эмиссионная характеристика никеля, построить для этого металла зависимости тока вторичной эмиссии I_2 от энергии первичных электронов U_1 (в вольтах) при двух значениях угла падения первичных электронов: $\alpha = 0$ и $\alpha = 60°$ (см. рис. 2.33). Ток пучка первичных электронов 10 мА.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

ОТБОР КАТОДНОГО ТОКА. ТОКОРАСПРЕДЕЛЕНИЕ

3.1. ИСТОЧНИКИ ПОЛЕЙ В ВАКУУМНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

Электроны, вышедшие из катода в вакуум и ставшие свободными заряженными частицами, несмотря на наличие начальных скоростей, при отсутствии внешнего электрического поля в основном концентрируются вблизи поверхности катода. Это обусловлено максвелловским распределением их начальных скоростей и действием отрицательного пространственного заряда всей совокупности ранее эмитируемых из катода электронов на вновь выходящие из него частицы.

Для отбора электронов с поверхности катода используются постоянные или переменные электрические поля, которые обеспечивают не только заданное значение катодного конвекционного тока, но также энергию и направление распространения всей совокупности отобранных электронов, называемой электронным потоком. Таким образом, процесс отбора электронов с поверхности катода, т. е. отбора катодного тока, по существу является начальной стадией формирования электронного потока. Электронный поток можно рассматривать как проводник конвекционного электрического тока.

В вакуумных электронных приборах существует два источника электрического поля: внешние (поверхностные) заряды, возникающие на электродах при подключении к ним стороннего источника ЭДС, и внутренние заряды, заполняющие междуэлектродное пространство, т. е. совокупный пространственный заряд. Если поле внешних зарядов представить потенциальной функцией $U_V(x, y, z)$, а поле пространственного заряда $U_\rho(x, y, z)$, то результирующее поле будет определяться суперпозицией этих частных полей: $U(x, y, z) = U_V(x, y, z) + U_\rho(x, y, z)$.

Магнитное поле имеет также два источника: электрические токи магнитных катушек (или постоянные магниты) и сам электронный поток, как проводник с электрическим током, вокруг которого образуется магнитное поле. Однако магнитное поле, создаваемое электронным потоком, становится существенным лишь при скоростях электронов, близких к скорости света, т. е. при релятивистских скоростях. Во всех других случаях магнитным полем электронного потока (конвекционного электрического тока) обычно пренебрегают.

3.2. ОТБОР КАТОДНОГО ТОКА В ДИОДЕ С ТЕРМОКАТОДОМ

В современной вакуумной электронике двухэлектродная система катод–ускоряющий электрод (или катод–анод) используется не только в виде обычной лампы-диода, но также в виде диодных электронных пушек, предназначенных для формирования интенсивных электронных пучков, или в виде первичных диодных узлов сложных электронно-оптических систем. В зависимости от конкретного назначения диодов их электродам придают те или иные формы, среди которых плоская, цилиндрическая и сферическая обычно рассматриваются как простейшие формы. В диодах с такой формой электродов электрическое поле может быть описано с помощью функций одной из пространственных координат.

Электростатические поля в диодах

Электростатические поля в «холодных» диодах (без пространственного заряда) ничем не отличаются от полей в соответствующих конденсаторах. На рис. 3.1 с помощью электрических силовых линий представлены поля в таких диодах: *а* — в плоском, *б* — цилиндрическом и *в* — сферическом при потенциалах катода $U_к = 0$ и анода $U_а \gg 0$. Распределение потенциала между электродами таких диодов можно выразить с помощью известных из электростатики функций:

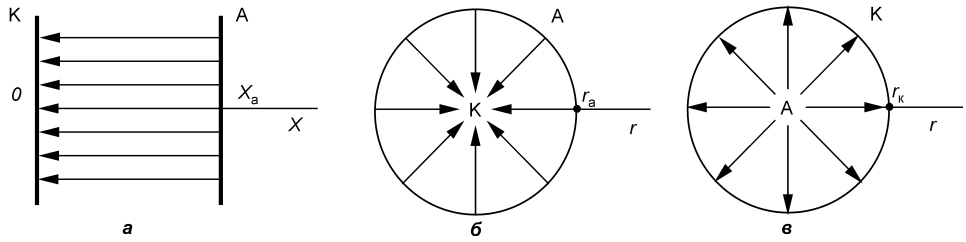


Рис. 3.1
Электрические поля в диодах с простейшей формой электродов

1) в плоском диоде

$$U_V(x) = U_а \frac{x}{x_а}, (0 \le x \le x_а); \tag{3.1}$$

2) в цилиндрическом диоде с внешним анодом

$$U_V(z) = \frac{(r - r_к)}{(r_а - r_к)}, (r_к \le r \le r_а); \tag{3.2}$$

3) в сферическом диоде с внешним катодом

$$U_V(r) = U_к \frac{r_а - r}{r_а - r_к} \frac{r_к}{r}, (r_к \le r \le r_а), \tag{3.3}$$

где x и $x_а$ — текущая координата и расстояние катод–анод, r, $r_к$, $r_а$ — текущая радиальная координата, радиус катода и радиус анода, $U_а$ — потенциал анода. На рис. 3.2 приведены графики этих функций. В цилиндрическом и сферическом диодах отсчет расстояния r ведется от поверхности катода.

Пример 3.1. Найти напряженность электростатического поля на катоде и аноде «холодного» диода цилиндрической конструкции, если известно: $r_к = 0{,}1$ мм, $r_а = 12$ мм, $U_а = 750$ В и $U_к = 0$.

Решение. Из выражения 3.2 следует

$$E = -\frac{\partial U_V}{\partial r} = -\frac{U_а}{r\ln(r_а / r_к)},$$

поэтому на катоде ($r = r_к$)

$$E_к = -\frac{750}{0{,}1\cdot 10^{-3}\ln 120} = -1{,}565\cdot 10^{6}\ \text{В/м},$$

а на аноде ($r = r_а$)

$$E_а = -\frac{750}{12\cdot 10^{-3}\ln 120} = -1{,}3\cdot 10^{4}\ \text{В/м}.$$

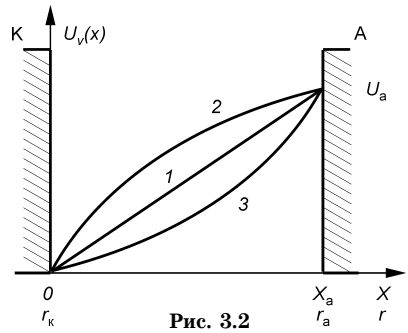


Рис. 3.2
Распределение потенциала в «холодных» диодах

Расчет полей пространственного заряда даже в столь простых по конструкции диодах оказывается намного сложнее, поэтому ограничимся пока лишь качественной иллюстрацией этих полей на примере плоского диода. Допустим, что в этом диоде катод нагрет до рабочей температуры T, а анод накоротко соединен с катодом ($U_а = U_к = 0$). В этом случае внешнее электростатическое поле в диоде будет отсутствовать (контактной разностью потенциалов пренебрегаем). Тогда электроны, вылетевшие из катода и заполнившие все междуэлектродное пространство в нем, создадут поле, распределение потенциала в котором будет характеризоваться функцией $U_ρ(x)$, изображенной в виде кривой на рис. 3.3, *а*. Особенностью этой кривой является наличие отрицательного минимума потенциала $U_м$, сдвинутого влево от середины промежутка ($x_м < x_а/2$). Этот сдвиг объясняется тем, что в левой половине

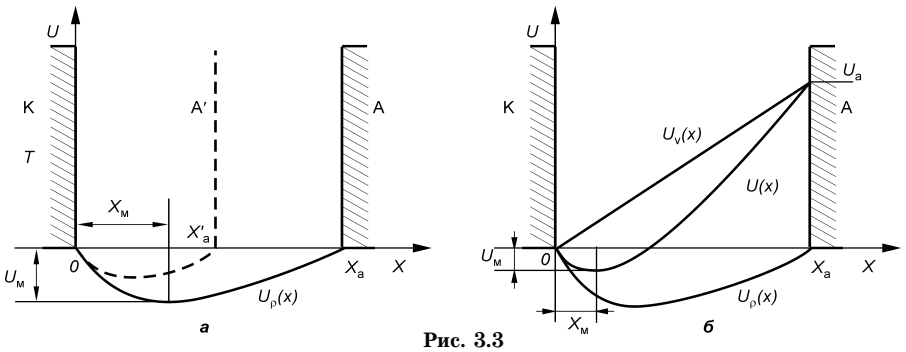


Рис. 3.3
Распределение потенциала в «горячем» плоском диоде

диода в любой момент времени количество электронов больше, чем в правой (прианодной), так как из-за разброса начальных скоростей не все электроны, первоначально направлявшиеся от катода к аноду, смогут преодолеть минимум потенциала (потенциальный барьер) и достигнуть анода. Часть из них, имеющая начальную энергию $W_x < eU_м$, отражается от этого барьера и возвращается к катоду, повышая тем самым плотность пространственного заряда в прилегающей к катоду области. Значение $U_м$ зависит от ширины промежутка $x_а$. С уменьшением этой ширины значение $U_м$ уменьшается, поскольку уменьшается объем пространственного заряда между электродами.

Если теперь анод отсоединить от катода и сообщить ему потенциал $U_а$, то, наряду с полем пространственного заряда $U_ρ(x)$, между электродами появится внешнее поле $U_v(x)$ (см. рис. 3.3, *б*). В сумме они создадут результирующее поле $U(x)$. Кривая $U(x)$ показывает, что в работающем («горячем») диоде даже при $U_а > 0$ вблизи катода может существовать область отрицательного потенциала, обусловленная нескомпенсированным действием поля пространственного заряда электронов, и поэтому движение электронов, вылетевших из катода, имеет сложный характер. Сначала, на участке $x_м$, они движутся в тормозящем поле пространственного заряда и лишь потом попадают в ускоряющее поле анода.

При изменении анодного напряжения область отрицательного потенциала также изменяется (рис. 3.4). С увеличением $U_а$ она сужается (кривые *4*, *5*) и при $U_а = U_{а\,нас}$ полностью исчезает, стягиваясь в точку с координатами $U_м = 0$, $x_м = 0$ (кривая *6*). При еще более высоком анодном потенциале ($U_а > U_{а\,нас}$) вблизи катода существует только ускоряющее поле (кривая *7*). Если же потенциал анода, наоборот, уменьшается, то область отрицательного потенциала расширяется. При этом минимум потенциала $U_м$ смещается в сторону анода (кривая *3*) и при некотором значении $U_а = -U_{а\,гр}$ оказывается в плоскости анода (кривая *2*). При еще более отрицательном потенциале $U_а$ распределение $U(x)$ характеризуется монотонным снижением потенциала в направлении анода (кривая *1*). Таким образом, картину распределения потенциала в диоде с накаленным катодом при разных значениях $U_а$ можно представить в виде трех дополняющих друг друга областей, характеризующих собой различные условия движения электронов от катода к аноду:

I — $U_а \le -U_{а\,гр}$;
II — $U_{а\,гр} \le U_а \le U_{а\,нас}$;
III — $U_а \ge U_{а\,нас}$.

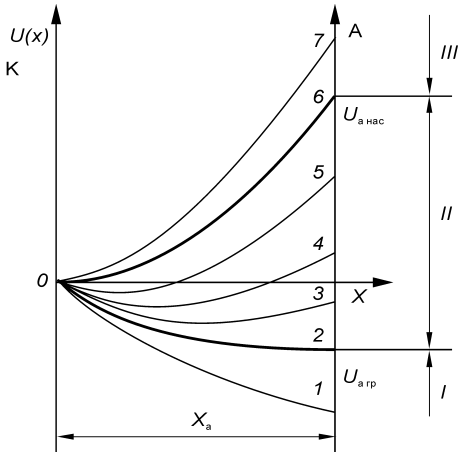


Рис. 3.4
Кривые распределения потенциала в плоском диоде при разных значениях анодного потенциала

Режимы отбора катодного тока

Если измерить и построить на графике зависимость катодного тока $I_к$ диода от анодного напряжения $U_а$ для двух значений напряжения накала катода $U'_н$ и $U''_н > U'_н$, то они будут иметь вид кривых, изображенных на рис. 3.5. Сложная форма этих кривых указывает на то, что с увеличением $U_а$ изменяются условия отбора катодного тока. Для конкретизации этих условий предположим, что нижняя кривая снята при том же напряжении накала $U'_н$, при котором были построены кривые распределения потенциала на рис. 3.4, и что точки $U_{а\,гр}$ и $U_{а\,нас}$ на рис. 3.4 и 3.5 соответствуют одним и тем же значениям $U_а$. Тогда на рассматриваемой кривой рис. 3.5 четко обозначатся три участка (I, II, III), соответствующие трем областям распределения потенциала на рис. 3.4 и, следовательно, трем разным условиям отбора катодного тока.

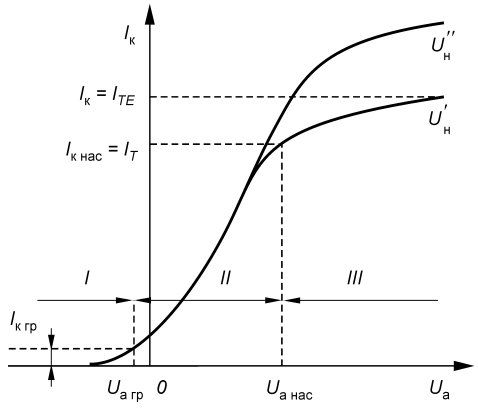


Рис. 3.5
Кривая катодного тока в диоде в зависимости от анодного напряжения

Условие отбора на участке I, когда $U_а \le -U_{а\,гр}$, получило название *режима начальных токов*. В этом режиме катодный ток составляет очень небольшую часть эмиссионного тока ($I_{к\,гр} << I_T$), определяемую наиболее быстрыми термоэлектронами, способными преодолеть тормозящее электрическое поле, действующее на всем протяжении междуэлектродного пространства диода.

Условие отбора катодного тока на участке II, соответствующее интервалу анодного напряжения $U_{а\,гр} \le U_а \le U_{а\,нас}$, называется режимом ограничения катодного тока пространственным зарядом, или коротко — *режимом пространственного заряда*. В этом режиме $I_к$ будет также составлять только часть эмиссионного тока I_T, определяемую электронами, преодолевшими потенциальный барьер $U_м$ на расстоянии $x_м$ от катода. Но, поскольку при этом значения $U_м$ и $x_м$ в среднем невелики по отношению к $U_а$ и $x_а$ и с увеличением $U_а$ стремятся к нулю, катодный ток в этом режиме будет характеризоваться соотношением $I_к \le I_T$. Совмещение друг с другом нарастающих участков характеристик, снятых при разных значениях напряжения накала, указывает на то, что катодный ток в режиме пространственного заряда практически не зависит от напряжения накала.

На участке III рассматриваемой характеристики диода условие отбора катодного тока соответствует значениям анодного напряжения $U_а \ge U_{а\,нас}$ и называется *режимом насыщения*. В этом режиме все точки междуэлектродного пространства диода имеют положительный потенциал, поэтому электроны по выходе из катода сразу оказываются в ускоряющем поле и достигают анода. Следовательно, уже при $U_а = U_{а\,нас}$ катодный ток становится равным току эмиссии, т. е. $I_к = I_T$, и в дальнейшем ограничивается температурой катода.

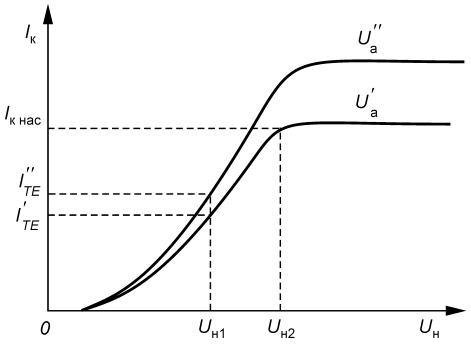


Рис. 3.6
Кривые катодного тока в диоде в зависимости от напряжения накала катода

На рис. 3.6 приведены две экспериментальные кривые — зависимости катодного тока диода от напряжения накала катода $U_н$ при двух значениях анодного напряжения: $U'_а$ и $U''_а > U'_а$. По форме они близки к катодно-анодным характеристикам, поскольку также имеют круто нарастающие и пологие участки. Однако на рис. 3.6 нарастающие участки соответствуют режиму насыщения, поскольку при малых значениях $U_н$ ток эмиссии мал, и поэтому создаваемое эмитированными электронами поле пространственного заряда будет полностью компенсировано полем положительно заряженного анода. На этих участках катодный ток равен току эмиссии с учетом эффекта Шоттки, т. е. $I_к = I_{TE}$. Тот факт, что нарастающие участки характеристик, снятых при разных $U_а$, не совмещены друг с другом, указывает на различную степень проявления эффекта Шоттки: чем выше $U_а$ при заданном значении $U_н$, тем сильнее он проявляется. Об этом свидетельствует различие катодных токов I'_{TE} и I''_{TE} при $U_{н1}$. С повышением напряжения накала ток эмиссии и плотность пространственного заряда между электродами возрастают. В результате этого при некотором значении $U_н > U_{н2}$ поле анода уже не сможет полностью компенсировать поле пространственного заряда; вблизи катода появляется отрицательный потенциальный минимум, который ограничивает нарастание катодного тока и устраняет эффект Шоттки, поэтому кривая $I_к = f(U_н)$ уплощается и наступает режим пространственного заряда. Таким образом, эффект ограничения катодного тока пространственным зарядом выражается в прекращении нарастания катодного тока при увеличении напряжения накала.

3.3. ЗАКОН СТЕПЕНИ ТРЕХ ВТОРЫХ ДЛЯ ДИОДА

Задача отбора катодного тока в диоде в режиме ограничения пространственным зарядом широко изучалась многими исследователями. Теоретическое решение ее удалось найти лишь для самых простых конфигураций электродов: плоских, цилиндрических и сферических. Однако поскольку указанные формы электродов имеют достаточно близкое сходство с электродами многих реальных электронных приборов, то найденные решения широко используются на практике. Для плоского диода аналитическое решение было получено при следующих физических допущениях:

1) в диоде существует только продольное электрическое поле $E_x = -\partial U/\partial x$, следовательно, $\partial U/\partial y = \partial U/\partial z = 0$;

2) во всем междуэлектродном промежутке диода $\partial U/\partial x > 0$ и лишь на катоде $\partial U/\partial x|_{x=0} = 0$;

3) начальная скорость электронов, эмитированных катодом, $v|_{x=0} = 0$.

Первое из принятых допущений предполагает рассмотрение идеально плоского диода, в котором отсутствуют краевые эффекты поля и поэтому потенциал, скорость и плотность пространственного заряда зависят только от одной координаты x (одномерный поток). Второе допущение указывает на отсутствие в междуэлектродном пространстве диода точек с отрицательным потенциалом (на рис. 3.4 этому требованию удовлетворяет кривая *6*). При этом, чтобы существовал эффект ограничения катодного тока пространственным зарядом, было введено третье допущение: все электроны, вылетающие из катода, обладают нулевыми скоростями. Благодаря этому, при заданном значении U_a от катода в любой момент времени будет отбираться только определенное количество электронов, поле которых может быть полностью скомпенсировано внешним полем во всех точках междуэлектродного пространства диода. Если по какой-либо причине от катода отойдет большее число электронов, то вблизи него сразу же возникнет область отрицательных потенциалов — динамический потенциальный барьер, и тогда «лишняя» часть электронов, создавшая этот барьер, возвратится на катод и поле вновь будет соответствовать второму допущению.

При выводе закона степени 3/2 в качестве исходной системы уравнений используется следующая:

$$\left.\begin{aligned} m\frac{d\bar{v}}{dt} &= -e\bar{E}, \\ \nabla^2 U &= -\frac{\rho}{\varepsilon_0}, \\ \bar{J} &= -\rho\bar{v}, \end{aligned}\right\} \qquad (3.4)$$

где e и m — заряд и масса электрона, $\bar{v}$ — вектор скорости электрона, $\bar{E}$ — вектор напряженности электрического поля, U — потенциал, $\bar{J}$ — вектор плотности тока, ρ — объемная плотность пространственного заряда и ε_0 — диэлектрическая постоянная. При вышепринятых допущениях система (3.4) упрощается и принимает вид

$$v = \sqrt{2\frac{e}{m}U},\ \frac{d^2U}{dx^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} \text{ и } \bar{J} = -\rho v,$$

откуда следует, что

$$\frac{d^2U}{dx^2} = \frac{J}{\varepsilon_0 v} = \frac{J}{\varepsilon_0\sqrt{2\frac{e}{m}}\sqrt{U}} = \frac{A}{\sqrt{U}}, \qquad (3.5)$$

где $A = J/\varepsilon_0\sqrt{2e}/m$ — постоянная величина, поскольку в установившемся режиме через единицу площади на любом расстоянии от катода проходит одно и то же число электронов.

Граничные условия в диоде с междуэлектродным расстоянием x_a имеют вид

$$U\big|_{x=0} = 0, U\big|_{x=x_a} = U_a, \left.\frac{dU}{dx}\right|_{x=0} = 0. \tag{3.6}$$

Умножая обе части уравнения 3.5 на $2dU/dx$, получаем

$$2\frac{dU}{dx}\frac{d^2U}{dx^2} = \frac{d}{dx}\left(\frac{dU}{dx}\right)^2 = \frac{A}{\sqrt{U}}\cdot 2\frac{dU}{dx} = 4A\frac{d}{dx}\left(\sqrt{U}\right).$$

Отсюда, принимая во внимание граничные условия (3.6), получаем

$$\frac{dU}{U^{1/4}} = 2\sqrt{A}dx.$$

Повторное интегрирование дает выражение

$$\frac{4}{3}U^{3/4} = 2\sqrt{A}\cdot x = 2\left(\frac{J}{\varepsilon_0\sqrt{2\dfrac{e}{m}}}\right)^{1/2} x,$$

откуда

$$J = \frac{4}{9}\varepsilon_0\sqrt{2\frac{e}{m}}\frac{U^{3/2}}{x^2}, \tag{3.7}$$

а в плоскости анода ($x = x_a$)

$$J = J_a = J_к = \frac{4}{9}\varepsilon_0\sqrt{2\frac{e}{m}}\frac{U_a^{3/2}}{x_a^2}. \tag{3.7а}$$

Индексы при J подчеркивают, что плотность тока в плоском диоде во всем междуэлектродном пространстве неизменна.

Выражение (3.7а) получило название «*закона степени трех вторых*» для плотности конвекционного тока; нередко его называют также формулой Чайльда–Лангмюра, поскольку впервые она была получена этими физиками.

Из равенства плотностей тока, определяемых выражениями (3.7) и (3.7а), следует, что в плоском диоде распределение потенциала характеризуется следующим соотношением (лангмюровское распределение):

$$U(x) = U_a\left(\frac{x}{x_a}\right)^{4/3}. \tag{3.8}$$

Сравнивая (3.8) с (3.1), можно оценить влияние пространственного заряда на распределение потенциала в указанном диоде.

Используя (3.8), можно найти формулы для распределения вдоль оси x напряженности электрического поля $E(x)$, плотности пространственного заряда $\rho(x)$, скорости электронов $v(x)$:

$$E(x) = \frac{dU}{dx} = \frac{4}{3}\frac{U_a}{x_a}\left(\frac{x}{x_a}\right)^{1/3} = E_a\left(\frac{x}{x_a}\right)^{1/3}, \qquad (3.9)$$

где $E_a = \frac{4}{3}\frac{U_a}{x_a}$,

$$\rho(x) = \varepsilon_0 \frac{dE}{dx} = \frac{4}{9}\varepsilon_0 \frac{U_a}{x_a^2}\left(\frac{x}{x_a}\right)^{-2/3} = \rho_a\left(\frac{x}{x_a}\right)^{-2/3}, \qquad (3.10)$$

$$\rho_a(x) = \frac{4}{9}\varepsilon_0 \frac{U_a}{x_a^2},$$

$$v(x) = \sqrt{2\frac{e}{m}U_a}\left(\frac{x}{x_a}\right)^{2/3} = v_a\left(\frac{x}{x_a}\right)^{2/3}. \qquad (3.11)$$

Интерес представляет также оценка влияния пространственного заряда на время пролета τ_a между электродами диода. В общем случае

$$\tau_a = \int_0^{x_a} \frac{dx}{v}.$$

Подставляя под интеграл выражение (3.11), получаем

$$\tau_a = \int_0^{x_a} \frac{dx}{\sqrt{2\frac{e}{m}U_a}\left(\frac{x}{x_a}\right)^{2/3}} = \frac{x_a^{2/3}}{v_a}\int_0^{x_a} x^{-2/3}dx = 3\frac{x_a}{v_a}. \qquad (3.12)$$

В случае малого влияния пространственного заряда, когда распределение потенциала между электродами характеризуется линейным законом (3.1),

$$\tau_a = 2\frac{x_a}{v_a}. \qquad (3.13)$$

Сравнение выражений (3.12) и (3.13) показывает, что действие пространственного заряда в 1,5 раза увеличивает время пролета.

Пример 3.2. Плоский диод с термокатодом работает в режиме пространственного заряда при $U_a = 100$ В; расстояние катод–анод $x_a = 5$ мм. Определить плотность пространственного заряда ρ_a и концентрацию электронов N_e вблизи анода, а также время пролета между электродами τ_a в приближении нулевых начальных скоростей электронов.

Решение.

1. Согласно формуле (3.10),

$$\rho_a = \frac{4}{9}\cdot 8{,}85\cdot 10^{-12}\frac{100}{(5\cdot 10^{-3})^2} = 1{,}57\cdot 10^{-5}\ \frac{\text{Кл}}{\text{м}^3}.$$

2. $$N_e = \frac{\rho_a}{e} = \frac{1{,}57\cdot 10^{-5}}{1{,}6\cdot 10^{-19}} \approx 10^{14}\ \frac{\text{эл}}{\text{м}^3}.$$

3. В соответствии с (3.12) имеем

$$\tau_a = \frac{3 \cdot 5 \cdot 10^{-3}}{5,93 \cdot 10^5 \sqrt{100}} \approx 2,5 \cdot 10^{-9} \text{ с}.$$

На рис. 3.7 приведены графики зависимостей (3.8)–(3.11), которые наглядно показывают характер изменения указанных величин. Обращает на себя внимание кривая ρ/ρ_a. При $x \to 0$ плотность пространственного заряда стремится к бесконечности. Этот физически нереальный результат является следствием принятого допущения о том, что начальные скорости термоэлектронов равны нулю. Поскольку в действительности начальные скорости не равны нулю, то реальное значение $\rho(x)/\rho_a$ вблизи катода будет меньше того значения, которое дает (3.10).

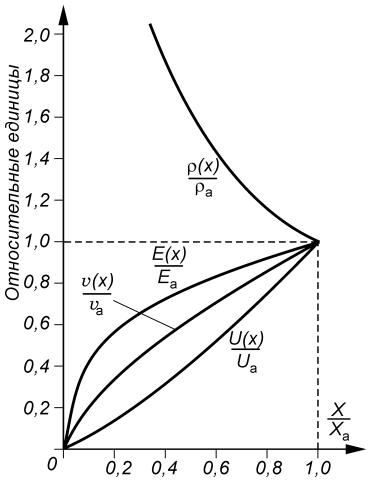


Рис. 3.7
Распределение потенциала $U(x)$, напряженности электрического поля $E(x)$, скорости электронов $\upsilon(x)$ и плотности пространственного заряда $\rho(x)$

В связи с этим возникает вопрос: насколько закон степени 3/2 и другие полученные формулы применимы для реального диода при отборе катодного тока в режиме пространственного заряда? На рис. 3.8 приведена уже известная кривая распределения потенциала в плоском диоде, для которой характерно наличие отрицательного минимума потенциала. Условие $(dU/dx)|_{x=0} = 0$, при котором получено выражение (3.7а), выполняется в плоскости $x = x_м$. Следовательно, в этой формуле правильнее было бы заменить величину U_a суммой $U_a + U_м$, а x_a — разностью $x - x_м$. Тогда закон степени 3/2 принял бы вид

$$J_к = \frac{4}{9}\varepsilon_0 \sqrt{2\frac{e}{m}} \frac{\left(U_a + U_м\right)^{3/2}}{\left(x_a - x_м\right)^2}. \qquad (3.14)$$

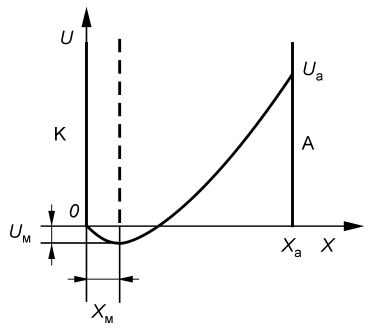


Рис. 3.8
Распределение потенциала в плоском диоде

Однако расчеты показывают, что в реальных условиях работы электронных ламп величина $U_м$ составляет десятые доли вольта, а $x_м$ — сотые доли миллиметра, поэтому в абсолютном большинстве встречающихся случаев $U_м << U_a$ и $x_м << x_a$. Следовательно, результаты расчетов по формулам (3.7а) и (3.14) будут мало различаться.

При расчетах рабочих режимов электронных приборов наибольший интерес представляет не плотность, а сила катодного тока $I_к = J_к F$, где F — площадь поперечного сечения электронного потока. В рассматриваемом (плоском) диоде она одина-

кова в любой плоскости от катода до анода, т. е. $F = F_к = F_а$. Обычно для единообразия обозначений в выражении для катодного тока используется равенство $F = F_а$, а само выражение с учетом (3.7а) принимает вид

$$I_к = I_а = \frac{4}{9}\varepsilon_0\sqrt{2\frac{e}{m}}\frac{F_а}{x_а^2}U_а^{3/2}. \qquad (3.15)$$

Подставляя в (3.15) значения всех физических констант, получим расчетную формулу для конвекционного тока в плоском диоде

$$I_к = I_а = 2{,}33\cdot 10^{-6}\frac{F_а}{x_а^2}U_а^{3/2}. \qquad (3.16)$$

Эта формула (закон степени 3/2) используется для расчета тока, отбираемого с катода и поступающего на анод диода в режиме пространственного заряда.

Пример 3.3. Проанализировать выражение (3.15) и показать возможные варианты его записи, используя, в частности, формулы (3.8)–(3.11).

Решение.

1. $$I_а = \frac{4}{9}\varepsilon_0\frac{U_a}{x^2}\cdot F_а\cdot\sqrt{2\frac{e}{m}U_а} = \rho_а\upsilon_а F_а.$$

2. $$I_а = \frac{1}{3}\sqrt{2\frac{e}{m}U_а}\cdot\frac{\varepsilon_0 F_а}{x_а}\frac{4}{3}\frac{U_а}{x_а} = \frac{1}{3}\upsilon_а C_{КА}\cdot E_а,$$

где $C_{КА} = \dfrac{\varepsilon_0 F_а}{x_а}$ — емкость диода.

3. $$I_а = \frac{1}{3x_а}\sqrt{2\frac{e}{m}U_а}\cdot\varepsilon_0 F_а\frac{4}{3}\frac{U_а}{x_а} = \varepsilon_0 F_а\frac{E_а}{\tau_а}.$$

Анализ токоотбора в диодах с другими формами электродов показал, что в случае пренебрежения начальными скоростями термоэлектронов общая закономерность, описывающая зависимость $I_к$ от $U_а$, аналогична (3.16) и может быть представлена в виде

$$I_к = I_а = 2{,}33\cdot 10^{-6}\ k_ф\cdot\frac{F_а}{x_а^2}U_а^{3/2}, \qquad (3.17)$$

где $k_ф$ — *коэффициент формы электродов*. Для плоского диода $k_ф = 1$. Для цилиндрического диода с внутренним катодом

$$k_ф = \frac{x_а^2}{r_а^2\beta_а^2} = \frac{\left(r_а - r_к\right)^2}{r_а^2\beta_а^2}, \qquad (3.18)$$

где $r_а$ и $r_к$ — радиусы анода и катода, $x_а = r_а - r_к$ и $\beta_а^2 = f\left(\ln\dfrac{r_а}{r_к}\right)$ — функция в виде логарифмического ряда. Зависимость β^2 от $r/r_к$ (r — текущий радиус) была рассчитана в широкой области значений $r/r_к$ и в литературе приводится в виде таблицы [15, с. 55] или графика. Такой график приведен

на рис. 3.9. Правая его ветвь, соответствующая $r/r_к > 1$, относится к цилиндрическим диодам с внутренним катодом (или внешним анодом); левая ветвь (при $r/r_к < 1$) — к диодам с внешним катодом. В последнем случае величина β^2 обозначается со знаком минус, т. е. $(-\beta)^2$.

Если (3.18) подставить в выражение (3.17) и учесть, что площадь цилиндрического анода $F_а = 2\pi r_а l_а$, где $l_а$ — длина анода, то указанное выражение примет следующий вид:

$$I_к = 14,67 \cdot 10^{-6} \frac{l_а}{r_а \beta_а^2} U_а^{3/2}, \qquad (3.19)$$

при этом распределение потенциала в цилиндрическом диоде будет иметь вид

$$U(r) = U_а \left(\frac{r\beta^2}{r_а \beta_а^2} \right)^{2/3}, \qquad (3.20)$$

где β^2 — величина, зависящая от $r/r_к$ и при $r = r_а$ равная $\beta^2_а$. Из анализа функции β^2 следует, что при значениях $r_а/r_к \geq 10$ величина $\beta^2_а \approx 1$, а при $r_а/r_к \lesssim 2$, что соответствует малым расстояниям между катодом и анодом (при использовании подогревных катодов больших диаметров), функцию $\beta^2_а$ можно аппроксимировать выражением

$$\beta_а^2 = \left(1 - \frac{r_к}{r_а}\right)^2 = \left(\frac{r_а - r_к}{r_а}\right)^2 = \frac{x_а^2}{r_а^2}.$$

Если это выражение подставить в (3.18), то получим $k_ф = 1$. Следовательно, при указанном условии конвекционный ток в цилиндрическом диоде будет определяться формулой (3.16), полученной для плоского диода.

На основе цилиндрического диода возможно построение электронных пушек, формирующих клиновидные (сходящиеся) электронные пучки. (Подробнее об этом см. в главе 5.) При этом в качестве катода используется внешний цилиндр диода и из сплошного радиального электронного потока вырезается часть в виде сектора с заданным углом 2θ (рис. 3.10).

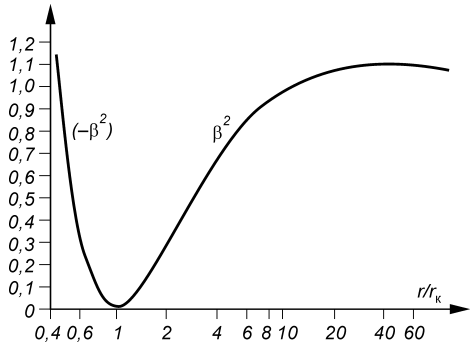


Рис. 3.9
Зависимость функций β^2 и $(-\beta)^2$ от радиальной координаты $r/r_к$

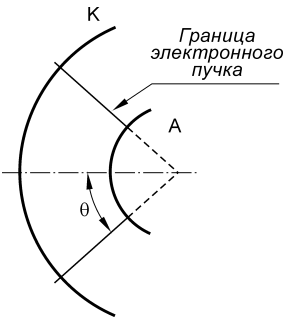


Рис. 3.10
Сектор цилиндрического диода, формирующего клиновидный электронный поток

Катодный ток в этом секторе будет определяться выражением

$$I_к = 14,67 \cdot 10^{-6} \frac{2\theta}{360} \frac{l_а}{r_а (-\beta_а)^2} U_а^{3/2}. \qquad (3.21)$$

Для диодов, представляющих собой две концентрические сферы с радиусами $\overline{r}_а$ и $\overline{r}_к$, коэффициент формы

$$k_ф = \frac{x_а^2}{\overline{r}_а^{-2} \alpha_а^2}, \qquad (3.22)$$

где $\alpha^2_а$ — функция отношения $\overline{r}_а / \overline{r}_к$. Зависимость $\alpha^2_а$ от $\overline{r}_а / r_к$ приведена в виде графика на рис. 3.11. Здесь так же, как и на рис. 3.9, правая ветвь графика, соответствующая $r/r_к > 1$, относится к диодам с внешним анодом, а левая ветвь (при $r/r_к < 1$) — к диодам с внутренним анодом; отсюда и разное обозначение этих ветвей: α^2 и $(-\alpha)^2$.

Если (3.22) подставить в (3.17) и учесть, что площадь сферического анода $F_а = 4\pi \overline{r}^2_а$, то получим следующее выражение для катодного тока в сферическом диоде:

$$I_к = 29,34 \cdot 10^{-6} \frac{U_а^{3/2}}{\alpha_а^2}, \qquad (3.23)$$

при этом распределение потенциала в диоде будет выражаться формулой

$$U(r) = U_а \left(\frac{\alpha^2}{\alpha_а^2} \right)^{2/3}.$$

При использовании сферического диода для построения электронных пушек, формирующих конические (сходящиеся) аксиально-симметричные пучки с углом схождения 2θ (проекция ее конструктивной схемы аналогична схеме, изображенной на рис. 3.10), катодный ток будет определяться уравнением

$$I_к = 29,34 \cdot 10^{-6} \frac{\sin^2(\theta/2)}{(-\alpha_а)^2} U_а^{3/2}. \qquad (3.24)$$

Таким образом, уравнение (3.17) дает возможность представить закон степени 3/2 для диода с любой конфигурацией электродов в виде

$$I_к = G U^{3/2}_а,$$

где

$$G = 2,33 \cdot 10^{-6} k_ф \frac{F_а}{x_а^2} \qquad (3.25)$$

— конструктивный параметр, называемый *первеансом диода*.

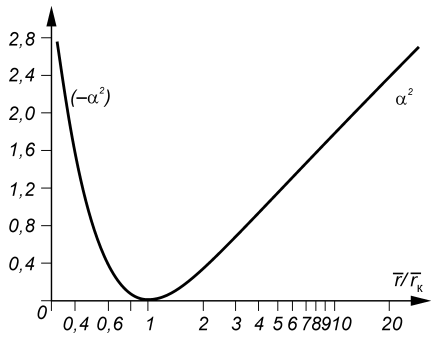


Рис. 3.11
Зависимость функций α^2 и $(-\alpha)^2$ от радиальной координаты $\overline{r}/\overline{r}_к$

Полученные выражения для катодного тока и его плотности в диодах относятся к системам с идеальной формой электродов, в которых электроны имеют прямолинейные траектории. Но на практике нередко встречаются неидеальные системы с криволинейными траекториями электронов, например плоский диод с катодом в виде ряда параллельных нитей накаливания или спиральный катод внутри цилиндрического анода. В этих случаях в выражение для первеанса диода (3.25) вводят соответствующие поправки. Подходы к определению поправок приведены в [15–17].

Пример 3.4. В цилиндрическом диоде с термокатодом коаксиально расположенные электроды имеют одинаковую длину $l = 45$ мм. Радиус внутреннего электрода равен 5 мм, внешнего 15 мм. Диод используется в двух вариантах: в первом — внешний электрод является анодом, во втором — катодом; при этом $\beta^2_{\text{a}} \approx 0{,}5$ и $(-\beta_{\text{a}})^2 \approx 3{,}0$. Определить первеансы этих диодов.

Решение.

1. Из выражения (3.19) следует, что первеанс диода с внешним анодом

$$G_1 = 14{,}67 \cdot 10^{-6} \frac{45}{15 \cdot 0{,}5} = 8{,}8 \cdot 10^{-5} \ \frac{\text{А}}{\text{В}^{3/2}}.$$

2. Первеанс диода с внутренним анодом, т. е. обращенного диода

$$G_2 = 14{,}67 \cdot 10^{-6} \frac{l_{\text{a}}}{r_{\text{a}2}(-\beta_{\text{a}})^2} = 14{,}67 \cdot 10^{-6} \frac{45}{5 \cdot 3{,}0} = 4{,}4 \cdot 10^{-5} \ \frac{A}{B^{3/2}}.$$

3.4. ЗАКОНЫ ОТБОРА КАТОДНОГО ТОКА В ДИОДЕ, УЧИТЫВАЮЩИЕ НАЧАЛЬНЫЕ СКОРОСТИ ТЕРМОЭЛЕКТРОНОВ

Полученные в предыдущем параграфе формулы для катодного тока и других параметров электронного потока в диодных системах не учитывают распределения термоэлектронов по начальным скоростям и потому не отражают в полной мере сам механизм ограничения катодного тока пространственным зарядом.

Какова роль начальных скоростей в процессе отбора катодного тока? Ответить на этот вопрос можно только после получения более точных выражений для катодного тока. Для этого необходимо прежде всего решить задачу об электрическом поле с учетом начальных скоростей электронов. Впервые такую задачу для плоского диода решили В. А. Бурсиан и И. Лангмюр.

Рассмотрим основные расчетные выражения для плоского диода с учетом начальных скоростей в известных режимах отбора катодного тока.

Режим начальных токов. Напомним, что этот режим имеет место при анодном напряжении $U_{\text{a}} \le -U_{\text{a гр}}$, когда отрицательный минимум потенциала лежит в плоскости анода (на рис. 3.4 кривые *1* и *2*). В этом случае для расчета начального катодного тока достаточно знать распределение нормальных к поверхности катода составляющих начальных скоростей

электронов. Такое распределение характеризуется уравнением (2.24), которое с учетом выражения для L можно записать в виде

$$dN_e = N_e \frac{m}{kT} e^{-\frac{mv_0^2}{2kT}} \cdot v_0 dv_0 = N_e e^{-\frac{mv_0^2}{2kT}} d\left(\frac{mv_0^2}{2kT}\right). \qquad (3.26)$$

(С целью упрощения записи уравнения индекс x у всех величин опущен.) Из всех N_e вышедших из катода электронов до анода дойдут только те, начальная энергия которых удовлетворяет условию

$$\frac{mv_0^2}{2} \geq -eU_\text{а}.$$

Следовательно, плотность катодного тока будет определяться выражением

$$J_\text{к} = e \int\limits_{-eU_\text{а}}^{\infty} dN_e = eN_e \int\limits_{-eU_\text{а}}^{\infty} e^{-\frac{mv_0^2}{2kT}} \cdot d\left(\frac{mv_0^2}{2kT}\right) = eN_e e^{\frac{eU_\text{а}}{kT}}.$$

С учетом того, что $eN_e = J_T$ — плотность термоэмиссионного тока, получаем

$$J_\text{к} = J_T e^{\frac{eU_\text{а}}{kT}},$$

откуда катодный ток

$$I_\text{к} = I_T e^{\frac{eU_\text{а}}{kT}} = I_T e^{\frac{11600}{T} U_\text{а}}. \qquad (3.27)$$

Это выражение часто называют законом начальных токов. Из него следует, что начальный ток зависит не только от анодного напряжения, но также и от температуры катода, поскольку она определяет начальную энергию электронов.

В режиме начальных токов существенное влияние на $I_\text{к}$ может оказывать контактная разность потенциалов между анодом и катодом, которые обычно изготавливаются из разных материалов. Если работа выхода у материала анода больше, чем у материала катода, то анод приобретает отрицательный контактный потенциал $U_\text{крп}$ по отношению к катоду и, следовательно, между электродами возникает тормозящее поле, служащее дополнительным потенциальным барьером для электронов, движущихся от катода к аноду. В этом случае выражение для катодного тока будет иметь вид

$$I_\text{к} = I_T e^{\frac{e(U_\text{а} + U_\text{крп})}{kT}}. \qquad (3.28)$$

Из этого выражения, в частности, следует, что если даже внешнее анодное напряжение будет отсутствовать ($U_\text{а} = 0$), между катодом и анодом будет действовать тормозящее электрическое поле, препятствующее движению электронов к аноду. Для нейтрализации этого поля на анод потребуется подать положительное анодное напряжение. В таком случае говорят, что контактная разность потенциалов сдвигает начало вольтамперной характеристики вправо. В случае же положительной контактной

разности потенциалов (плюс на аноде) начало вольтамперной характеристики будет сдвигаться влево.

Режим пространственного заряда. В этом режиме распределение потенциала между электродами диода характеризуется наличием на расстоянии $x_м$ от катода минимума $U_м$ (см. рис. 3.8). На участке от катода до плоскости минимального потенциала, который часто называют α-диодом, электроны двигаются в тормозящем поле, а на участке от плоскости минимального потенциала до анода, называемом β-диодом, — в ускоряющем поле. Для того чтобы преодолеть минимум потенциала (потенциальный барьер) и дойти до анода, электроны должны иметь начальную энергию

$$\frac{mv_0^2}{2} \geq -eU_м.$$

Следовательно, для нахождения плотности катодного тока необходимо проинтегрировать выражение (3.26) в пределах от $-eU_м$ до ∞. В результате получим

$$\left.\begin{aligned} J_к &= J_T e^{\frac{eU_м}{kT}}, \\ I_к &= I_T e^{\frac{eU_м}{kT}}. \end{aligned}\right\} \qquad (3.29)$$

При заданных значениях T и I_T катодный ток будет определяться только значением $U_м$. Но поскольку величина $U_м$ не является параметром диода и ее связь с $U_а$ неизвестна, то выражение (3.29) не позволяет непосредственно рассчитывать катодный ток по заданному анодному напряжению, как в предыдущем случае, т. е. в режиме начальных токов.

Необходимая связь между $U_м$ и $U_а$ может быть установлена путем решения уравнения Пуассона. Для интегрирования этого уравнения необходимо предварительно найти функцию распределения плотности пространственного заряда $\rho(x)$ с учетом изначального распределения скоростей термоэлектронов. Вычисление этой функции и последующее интегрирование уравнения Пуассона связаны со сложными математическими преобразованиями и получением искомой зависимости в виде интегрального уравнения, решаемого численным методом [15, 16]. Не останавливаясь на рассмотрении этого уравнения, приведем вытекающее из него приближенное выражение для катодного тока:

$$I_к = I_а = 2{,}33 \cdot 10^{-6} F_а \frac{(U_а - U_м)^{3/2}}{(x_а - x_м)^2}\left[1 + 0{,}0247\sqrt{\frac{T}{U_0 - U_м}}\right], \text{ А}, \qquad (3.30)$$

где

$$U_м = -\frac{kT}{e}\ln\frac{I_T}{I_к} = -\frac{T}{11600}\ln\frac{I_T}{I_к}, \text{ В}, \qquad (3.31)$$

$$x_м = p\left(\frac{I_к}{I_T}\right)\left(\frac{T}{1000}\right)^{3/4}\left(\frac{1}{1000J_к}\right)^{1/2} \quad [\text{А, град К, см}]. \qquad (3.32)$$

В формуле (3.30) индексом «а» отмечены величины, относящиеся к плоскости анода, но ток $I_а = I_к$. Функция $p\left(\frac{I_к}{I_T}\right)$, входящая в формулу (3.32) в виде графика, приведена на рис. 3.12.

Пример 3.5. Определить значения $U_м$ и $x_м$ в плоском диоде, если известно: $T = 1000$ К, $J_к = 0{,}1$ А/см^2, $I_к/I_T = 0{,}1$.

Решение.

1. Согласно формуле (3.31),

$$U_м = -\frac{1000}{11600}\ln 10 \approx -0{,}2 \text{ В}.$$

2. При $I_к/I_T = 0{,}1$ значение функции $p = 0{,}013$, поэтому, согласно (3.32), имеем

$$x_м = 0{,}013 \cdot 1 \cdot \left(\frac{1}{10^3 \cdot 0{,}1}\right)^{1/2} = 0{,}0013 \text{ см} = 13 \text{ мкм}.$$

При расчете зависимости $I_к = f(U_а)$ в качестве исходных данных обычно задают не $U_а$, а ток $I_к$, а также температуру T и тип катода, площадь его поверхности $F_к$ и расстояние между электродами $x_а$.

Из сравнения выражения (3.30) с законом степени 3/2 (3.16) видно, что при учете начальных скоростей электронов значение катодного (анодного) тока при заданном $U_а$ оказывается выше благодаря тому, что

- фактически ускоряющее напряжение в диоде больше приложенного $U_а$ на величину $U_м$ (значение потенциала $U_м$ в формулу (3.30) подставляется с учетом знака);
- междуэлектродное расстояние меньше геометрического $x_а$ на величину $x_м$;
- дополнительный множитель $1 + 0{,}0247\sqrt{\frac{T}{U_0 - U_м}}$ в (3.30) больше единицы.

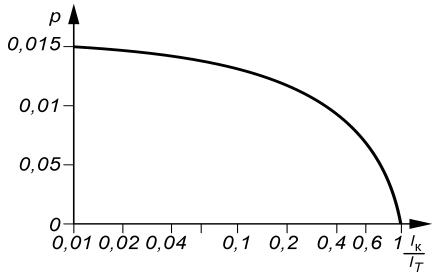


Рис. 3.12
Функция $p(I_к/I_т)$

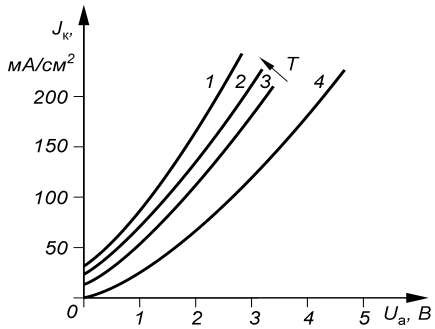


Рис. 3.13
Зависимости плотности катодного тока от анодного напряжения в плоском диоде при разных температурах катода

На рис. 3.13 приведены кривые зависимости $J_к = f(U_а)$ для плоского диода с оксидным катодом и междуэлектродным расстоянием $x_а = 0{,}1$ мм, рассчитанные с учетом начальных скоростей термоэлектронов для трех значений температуры катода: 1150 К (кривая *1*), 1050 К (кривая *2*), 950 К (кривая *3*). Для сравнения здесь же

приведена кривая *4*, рассчитанная по закону степени 3/2. Из рисунка видно, что расхождение результатов расчета с учетом и без учета начальных скоростей электронов может быть значительным, если $U_{\text{а}}$ невелико.

Режим насыщения. В этом режиме все электроны, вышедшие из катода, отбираются внешним полем, поэтому

$$I_{\text{к}} = I_T = F_{\text{к}} A T^2 e^{-\frac{b}{T}},$$

а с учетом эффекта Шоттки

$$I_{\text{ê}} = I_{TE} = I_T e^{\frac{\alpha\sqrt{E}}{T}}.$$

3.5. ОТБОР КАТОДНОГО ТОКА В ТРИОДНЫХ И МНОГОЭЛЕКТРОДНЫХ СИСТЕМАХ

Триодные, тетродные и пентодные электронные системы на практике используются не только в виде соответствующих ламп, но и как электронно-оптические системы электронных приборов и устройств. В таких системах промежуточные электроды часто имеют сетчатую или решетчатую структуру и выполняются из металлических проволок, стержней, перфорированных пластин и т. д. На рис. 3.14 приведены примеры конструкций сеток, среди которых *а* — эквидистантная плоская сетка; *б* — эквидистантная цилиндрическая сетка («беличье колесо»); *в* — плоская плетеная сетка с квадратными ячейками; *г* — пластинчатая сетка с круглыми отверстиями; *д* — спиральная проволочная сетка с траверзами. Эквидистантная сетка выполняется в виде совокупности тонких взаимно параллельных и равноотстоящих друг от друга проволок, стержней или пластин, образующих плоскую или цилиндрическую структуру.

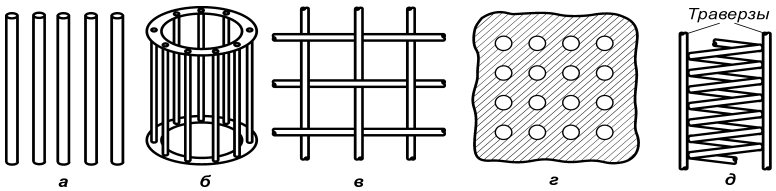


Рис. 3.14
Конструкции металлических сеток

Электростатические поля в триодных и многоэлектродных системах

Введение в междуэлектродное пространство диода третьего электрода — сетки намного усложнило структуру электрического поля в приборе. В большинстве случаев поле становится трехмерным, отсюда и трудности его аналитического расчета. Только в самых простых случаях, а именно в триодах с плоскими или цилиндрическими эквидистантными

сетками при условии, что расстояния между электродами триода значительно превышают расстояние между стержнями (шаг) сетки, можно аналитически рассчитать электростатическое поле. В этом случае поле в триоде является двухмерным и его расчет приведен, например, в книге [17]. Однако указанные условия редко встречаются в электронной технике. Поэтому в реальных электронных приборах структура электростатического поля определяется либо методами компьютерного численного расчета, либо методами физического моделирования на специальных моделирующих устройствах, например в электролитической ванне.

На рис. 3.15 в качестве примера приведены картины электростатического поля в плоском триоде с эквидистантной сеткой при отсутствии пространственного заряда. Они были рассчитаны с помощью компьютера при постоянных потенциалах катода $U_к = 0$, анода $U_а = 100$ В и разных потенциалах сетки. Картина поля, представленная совокупностью эквипотенциальных поверхностей, называется *контурным изображением*, а в виде кривой распределения потенциала $U(x)$ между электродами — *профилем поля*.

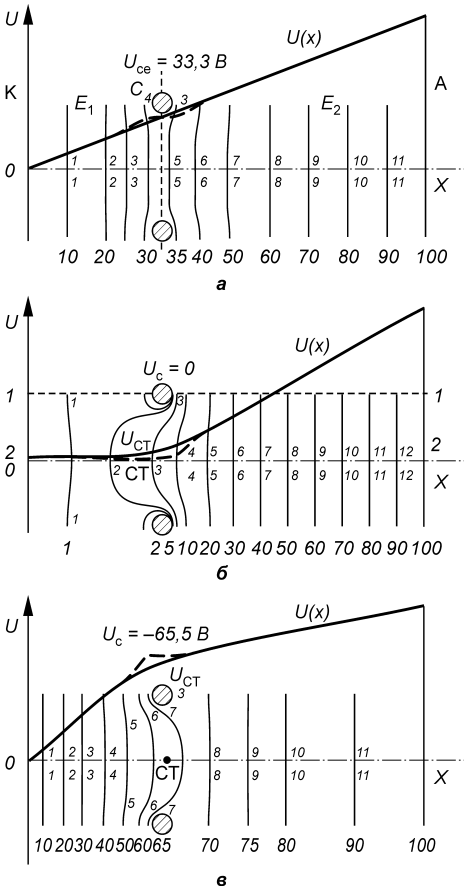


Рис. 3.15
Электростатические поля в плоском триоде

Поскольку в общем случае поле в области сетки неоднородно, распределение потенциалов между электродами будет зависеть от поперечной координаты. Поэтому график функции $U(x)$ обычно приводят для двух основных направлений движения от катода к аноду: через стержень сетки (направление *1–1*) и через среднюю точку (СТ) межстержневого просвета сетки (*2–2*). На рисунке распределение потенциала по направлению *1–1* показано пунктиром, а по направлению *2*–2 — сплошной линией. Во всех трех случаях (*а*, *б*, *в*) междуэлектродные расстояния $x_с$ и $x_а$, диаметр проволоки $d_{пр}$ и шаг сетки h одинаковы, причем $x_с > h$ и $x_а > x_с$. Разными являются лишь потенциалы сеток $U_с$.

На рис. 3.15, *а* потенциал $U_с$ равен «*естественному*» *потенциалу сетки* $U_{се}$, т. е. потенциалу эквипотенциальной поверхности, в плоскости которой размещены проволоки сетки. При $U_с = U_{се}$ картина поля в триоде характеризуется таким же распределением потенциала, как и в исходном

диоде, на основе которого выполнен триод. Напряженности поля слева E_1 и справа E_2 от сетки одинаковы. На рис. 3.15, *б* и *в* потенциалы сетки отличаются от естественного. На первом из этих рисунков $U_с < U_{се}$ и, следовательно, напряженность поля $E_2 > E_1$. В результате ближайшие к плоскости сетки эквипотенциали оказались «продавленными» сквозь просветы между ее стержнями в сторону катода; поле в плоскости сетки стало неоднородным, поскольку потенциал средней точки просвета $U_{ст}$ оказался выше потенциала стержней сетки, т. е. $U_{ст} > U_с$. На последнем рисунке, где потенциал сетки $U_с > U_{се}$, напряженность поля $E_2 < E_1$, поэтому ближайшие к сетке эквипотенциалы оказались продавленными в сторону анода. Возникшая при этом неоднородность поля в плоскости сетки характеризуется иным соотношением потенциалов стержней сетки и средней точки, а именно $U_{ст} < U_с$. Это хорошо видно на профильных картинах поля. Наличие разности потенциалов $U_{ст} - U_с$ означает существование в плоскости сетки поперечной составляющей электрического поля, которая, очевидно, будет влиять на траектории электронов, проходящих сквозь сетку, отклоняя их в одну или другую сторону от первоначального направления движения.

Взаимное расположение кривых $U(x)$ (пунктирных и сплошных) на профильных картинах поля позволяет оценить ширину зоны искажения поля в области сетки. Она будет определяться участком несовпадения этих кривых. Ввиду плавного изменения указанных кривых определить границы этого участка можно только приближенно. Принято считать, что граница неоднородности поля в промежутке катод–сетка (наиболее важной области триода) удалена от сетки на расстояние не более шага h сетки. За пределами этой границы поле можно считать практически однородным. Значит, в триодах с междуэлектродным расстоянием $x_с \geq h$ поле у катода будет однородным и это обеспечит равномерный отбор тока со всей поверхности катода. Если же расстояние катод–сетка будет меньше шага ($x_с < h$), то катод окажется в области неоднородного поля и отбор катодного тока станет неравномерным. Последнее иллюстрирует рис. 3.16, где изображена контурная картина электростатического поля и график распределения плотности катодного тока $J_к$ вдоль поверхности катода (ось y) в плоском триоде, у которого $x_с = 0{,}65\ h$ и потенциалы сетки −4 В и анода +100 В. Видно, что поле у катода сугубо неоднородно: над участками, находящимися под стержнями сетки, оно является отрицательным (область отрицательного потенциала затушевана), а над участком, находящимся под просветом сетки, — положительным. Границей, разделяющей области этих полей, служит нулевая эквипотенциаль. При таком условии отбор электронов бу-

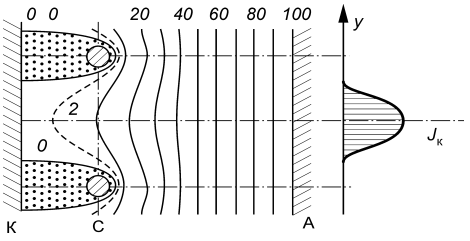


Рис. 3.16

Контурная картина электрического поля и график распределения плотности катодного тока вдоль поверхности катода плоского триода

дет происходить только с участка (своеобразного эмитирующего «островка») катода, находящегося под просветом сетки. Площадь такого островка (а в общем случае островков), очевидно, будет зависеть от потенциала сетки. С уменьшением отрицательного потенциала площадь будет увеличиваться и неравномерность отбора катодного тока снижаться. Явление неравномерности отбора тока с поверхности катода, обусловленное неоднородностью электрического поля вблизи катода, получило название *«островкового» эффекта*.

В многосеточных системах электростатические поля сложнее, чем в триоде, особенно когда сетки имеют разные расстояния между проволоками (разный шаг навивки). В таких системах очень трудно провести две линии, перпендикулярные катоду и аноду, одна из которых проходила бы через проволоки всех сеток, а вторая — через средние точки просветов между этими проволоками. Поэтому практически невозможно построить два таких же, как в триоде, крайних потенциальных профиля, с помощью которых удобно оценивать предельные значения поперечных градиентов потенциала в плоскостях сеток. Однако такая проблема снимается в так называемых лучевых системах. В них все сетки имеют одинаковый шаг навивки и располагаются друг за другом так, что проволоки каждой последующей сетки находятся на одной линии с проволоками предыдущей сетки, т. е. в створе. В таком случае просветы между проволоками разных сеток будут располагаться друг против друга и при разных потенциалах сеток образовывать электростатические линзы, которые разделяют электронный поток, распространяющийся от катода к аноду, на отдельные параллельные друг другу электронные лучи; отсюда и название «лучевые системы». На рис. 3.17 приведены контурное и профильное изображения электрического поля в плоском лучевом пентоде, рассчитанные с помощью компьютера при отсутствии электронного потока. Здесь так же, как и в случае триода, использованы эквидистантные сетки с диаметром проволок $0{,}15h$; расстояния между катодом и первой сеткой, а также между сетками равны шагу сеток, а расстояние между третьей сеткой и анодом равно $h/2$. Потенциалы электродов следующие: $U_к = 0$, $U_{с1} = 0$, $U_{с2} = 50$ В, $U_{с3} = 0$ и $U_а = 100$ В.

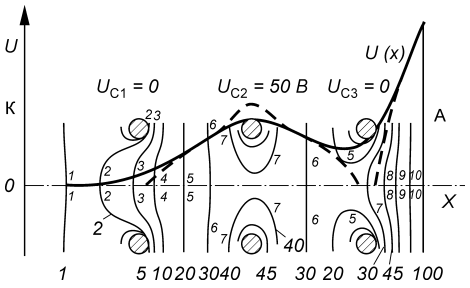


Рис. 3.17
Электростатическое поле в пентоде

Характеризуя приведенные изображения электростатического поля в пентоде, следует отметить, что общие закономерности изменения потенциала $U(x)$ как на оси системы (сплошные линии), так и в направлении через центры сечений проволок (пунктирные линии) здесь такие же, как и в триоде. В качестве особенности рассматриваемого поля можно отметить несовпадение минимумов сплошной и пунктирной кривых в области третьей

сетки. Это объясняется сдвигом плоскости третьей сетки относительно средней плоскости между экранирующей сеткой и анодом и неравенством потенциалов этих электродов (U_{c2} и U_a). До сих пор электростатические поля в триодных и многоэлектродных системах рассматривались без учета пространственного заряда электронов. Очевидно, что в этих системах он будет так же, как и в диодах, понижать потенциал пространства, что особенно заметно на оси системы. В случае неоднородного поля вблизи катода (см. рис. 3.17) пространственный заряд электронов будет сглаживать эту неоднородность и, следовательно, неравномерность отбора катодного тока — «*островковый*» *эффект*.

Сведение триодных и многоэлектродных систем к эквивалентному диоду. Действующий потенциал

Трудности математического описания электростатических полей и выведения расчетных формул для катодного тока в триоде стимулировали в свое время разработку искусственного метода получения необходимых формул. Суть этого метода заключается в сведении реального триода к некоему эквивалентному по катодному току диоду и в использовании для расчета катодного тока в триоде формул, полученных для диода. Основанием для такого сведения является аналогия полей в плоском диоде и в прикатодной области плоского триода, которая наблюдается при условии, что расстояние катод–сетка в нем не менее шага сетки, т. е. $x_c \gtrsim h$. При этом условии поле в прикатодной области триода можно рассматривать как поле некоего эквивалентного диода, у которого анод расположен в плоскости одной из эквипотенциальных плоскостей с потенциалом U_∂ и создает в диоде такой же градиент потенциала (а значит, и катодный ток), какой в реальном триоде создают сетка и анод с потенциалами U_c и U_a. Для большей определенности анод эквивалентного диода размещают в плоскости сетки. Тогда потенциал U_∂ будет определяться некоторым средним значением между потенциалом проволок сетки и потенциалом средней точки просвета между ее проволоками. Процесс сведения плоского триода к плоскому эквивалентному диоду проиллюстрирован на рис. 3.18. На нем показаны: *а* — секция триода ($x_c = h$ и $x_a > 2h$) с контурной картиной электростатического поля; *б* — кривые распределения U по направлениям *1–1* и *2–2*; *в* — схема эквивалентного диода, анод которого в виде сплошного электрода расположен в плоско-

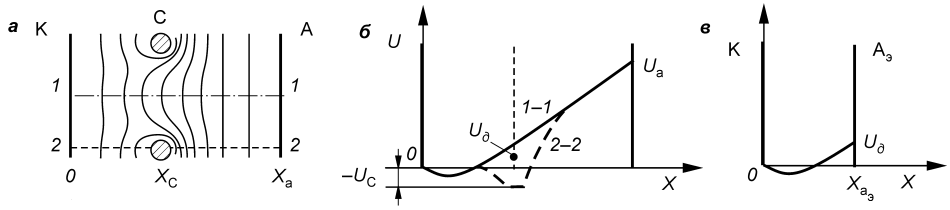


Рис. 3.18
Переход от реального триода к эквивалентному диоду

сти сетки и ему задан действующий потенциал, зависящий от потенциалов сетки и анода. Действующим называется потенциал, который вызывает в диоде катодный ток, аналогичный вызываемому в триоде совместным действием потенциалов сетки и анода. Установим связь между $U_д$ и потенциалами $U_с$ и $U_а$ с учетом пространственного заряда электронов и тех допущений, которые были приняты при выводе закона степени 3/2 (см. п. 3.3).

Равенство катодных токов в триоде и эквивалентном диоде дает основание считать, что заряд, наводимый вблизи катода триода полями сетки и анода

$$q_{тр} = C_с U_с + C_а U_а,$$

равен заряду, наводимому вблизи катода эквивалентного диода полем его анода

$$q_д = C_э U_д,$$

где $C_с$, $C_а$ и $C_э$ — емкости между электродами с учетом пространственного заряда электронов. При этом предполагается, что потенциал катода $U_к = 0$.

Из равенства приведенных выражений следует, что

$$U_д = \frac{C_с U_с + C_а U_а}{C_э} = \frac{U_с + U_а / \mu_к}{C_э / C_с}, \qquad (3.33)$$

где $\mu_к = C_с/C_а$ — статический коэффициент усиления по катодному току.

В правой части выражения (3.33) все величины, кроме $C_э$, можно считать известными, поскольку некоторые из них ($U_с$ и $U_а$) заданы по условию, другие ($C_с$ и $C_а$) могут быть измерены. Неизвестная емкость $C_э$ может быть определена при условии, что потенциал сетки равен его естественному значению $U_{се}$. В этом случае действующий потенциал также равен естественному потенциалу, т. е. $U_с = U_{се} = U_д$. Подставляя эти равенства в (3.33), получим

$$\frac{C_э}{C_с} = \frac{U_{се} + U_а / \mu_к}{U_{се}} = 1 + \frac{U_а}{U_{се}} \frac{1}{\mu_к}. \qquad (3.34)$$

Учитывая, что в рассматриваемом случае распределение потенциала будет характеризоваться формулой (3.8), в плоском триоде

$$\frac{U_а}{U_{се}} = \left(\frac{x_а}{x_с} \right)^{4/3} = \varkappa, \qquad (3.35)$$

выражение (3.34) можно представить в виде

$$\frac{C_э}{C_с} = 1 + \varkappa / \mu_к.$$

Подставляя это соотношение в (3.33), получим следующее выражение для действующего потенциала в плоскости сетки триода:

$$U_д = \frac{U_с + U_а / \mu_к}{1 + \varkappa / \mu_к}. \qquad (3.36)$$

В случае цилиндрического триода распределение потенциала между электродами характеризуется формулой (3.20), поэтому в выражении (3.36)

$$\varkappa = \left(\frac{r_a \beta_a^2}{r_c \beta_c^2} \right)^{2/3}.$$

Однако при $r_a/r_c < 3$, что обычно имеет место в реальных конструкциях триодов, для расчета $\varkappa$ по-прежнему можно использовать формулу (3.35).

Из приведенных рассуждений следует, что влияние пространственного заряда на действующий потенциал оказывается через коэффициенты $\mu_к$ и $\varkappa$. С уменьшением плотности пространственного заряда ($\rho \to 0$) значения этих коэффициентов уменьшаются. В предельном случае (в «холодном» триоде) емкости C_c и C_a станут равными «холодным» емкостям $C_{ск}$ и $C_{ак}$ соответственно, а их отношение

$$\frac{C_э}{C_c} = \mu_к\big|_{\rho=0} = \frac{1}{D},$$

где D — *коэффициент прямой проницаемости сетки*, характеризующий ее экранирующее действие и показывающий, насколько электростатическое поле анода слабее поля сетки воздействует на область катода.

Для вычисления коэффициента D существует множество формул теоретического, эмпирического и полуэмпирического характера [15]. Однако они применимы для определенных условий, включающих форму электродов, структуру и густоту сетки, расстояния между электродами триода. Универсальной формулы для расчета D не существует. Для триода с плоской конструкцией электродов, при условии, что $x_c \geq 0{,}8h$, $x_{ac} \geq h$ и $\sigma = d_{пр}/h \leq 0{,}4$, аналитический расчет коэффициента проницаемости в первом приближении можно произвести по формуле Оллендорфа

$$D = \frac{T}{L_c x_{ac} \Delta}, \qquad (3.37)$$

где L_c — длина проволоки сетки, приходящаяся на единицу ее поверхности (для эквидистантной сетки $L_c = 1/h$, для сетки с квадратными ячейками $L_c = 2/h$); Δ и T — функции коэффициента σ, называемого коэффициентом заполнения сетки. Значения этих функций приведены в таблице 3.1. Из (3.37) видно, что D зависит не только от конструкции и размеров сетки, но и от расстояния сетка–анод. С увеличением этого расстояния, т. е. с удалением анода от сетки, проницаемость поля анода в область катода уменьшается. Это явление с физической точки зрения вполне объяснимо.

Пример 3.6. Определить значение проницаемости D плоского триода с эквидистантной сеткой, у которого $L_c = 1/h$, $x_{ac} = 2h$ и $\sigma = 0{,}2$.

Решение.

1. По заданному значению s из таблицы 3.1 находим $T = 0{,}089$ и $D = 0{,}03$.
2. Подставляя все данные в формулу (3.37), получим

$$D = \frac{0{,}089}{2 - 0{,}03} = 0{,}045.$$

Таблица 3.1

Значения коэффициентов в формуле (3.37)

σ	Δ	T	σ	Δ	T
0,001	—	0,9172	0,150	0,01735	0,1283
0,002	—	0,8069	0,160	0,01969	0,1192
0,003	—	0,7424	0,170	0,02217	0,1108
0,004	0,00001	0,6966	0,18	0,02479	0,10307
0,005	0,00002	0,6611	0,19	0,02751	0,09582
0,006	0,00003	0,6321	0,20	0,03042	0,08908
0,008	0,00005	0,5863	0,21	0,03342	0,08280
0,010	0,00008	0,5508	0,22	0,03656	0,07694
0,015	0,00018	0,4863	0,23	0,03952	0,07147
0,020	0,00031	0,4406	0,24	0,04319	0,6636
0,025	0,00049	0,4052	0,25	0,04664	0,06156
0,030	0,00071	0,3762	0,26	0,05030	0,05711
0,035	0,00096	0,3518	0,27	0,05402	0,05292
0,040	0,00126	0,3307	0,28	0,05785	0,04900
0,045	0,00159	0,3123	0,29	0,06581	0,04534
0,050	0,00196	0,2956	0,30	0,07418	0,04190
0,060	0,00282	0,2670	0,31	0,07850	0,3869
0,070	0,00383	0,2430	0,32	0,08741	0,03568
0,080	0,00500	0,2223	0,33	0,09199	0,03287
0,090	0,00632	0,2042	0,34	0,09664	0,03025
0,100	0,00779	0,1881	0,35	0,10137	0,02780
0,110	0,00941	0,1738	0,36	0,10620	0,02551
0,120	0,01118	0,1608	0,37	0,11110	0,02337
0,130	0,01309	0,1490	0,38		0,02158
0,140	0,01515	0,1382	0,39		0,01952
			0,40		0,01780

Очевидно, что при использовании в этом триоде сетки с квадратными ячейками, для которой $L_c = 2/h$, значение D было бы в два раза меньше.

Возвращаясь к сопоставлению коэффициентов $\mu_к$ и D, следует еще раз подчеркнуть, что $\mu_к$ в отличие от D зависит не только от геометрических размеров триода, но и от распределения пространственного заряда между электродами.

При $U_c < 0$ и $U_a >> 0$, когда катодный ток в триоде составляет небольшую часть эмиссионного тока, т. е. $I_к << I_T$, пространственный заряд электронов сосредоточен в основном вблизи катода. В этом случае емкость $C_c > C_{ск}$, $C_a \approx C_{ак}$ и $\mu_к > 1/D$. Если $U_c > 0$ и $U_a >> 0$, то катодный ток может составлять значительную часть эмиссионного тока ($I_к < I_T$),

но пространственный заряд при этом будет распределен по всему рабочему объему триода. В этом случае $C_c \approx C_{ак}$ и $C_a \approx C_{ак}$, поэтому $\mu_к$ оказывается приблизительно равным $1/D$ и выражение (3.36) можно представить в виде

$$U_\partial = \frac{U_c + DU_a}{1+\varkappa D}. \qquad (3.38)$$

Наконец, если $U_c >> 0$, но $U_a \lesssim U_c$, произойдет увеличение плотности пространственного заряда в области анода и, вследствие этого, увеличение емкости C_a по отношению к $C_{ак}$ при сохранении равенства $C_c \approx C_{ск}$. В этом случае $\mu_к$ станет меньше $1/D$.

Рассмотренный метод сведения триода к эквивалентному диоду может быть распространен и на более сложные, многоэлектродные системы (тетроды и пентоды), если они отвечают требованиям сводимости: сетки должны быть эквидистантными, расстояния между ближайшими электродами — не менее шага. Процедура сведения системы с n сетками к эквивалентному диоду заключается в том, что сначала система сводится к эквивалентной системе с $n - 1$ сетками, полученная система, в свою очередь, сводится к эквивалентной системе с $n - 2$ сетками и т. д. При этом анод каждой последующей эквивалентной системы располагается в

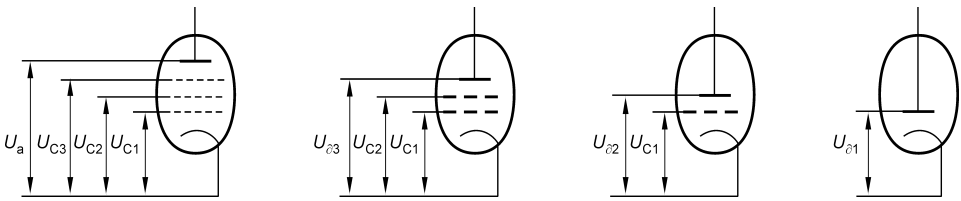


Рис. 3.19
Сведение пентода к эквивалентному диоду

плоскости последней сетки предыдущей системы. На рис. 3.19 такой многоступенчатый процесс проиллюстрирован на примере сведения пентода к эквивалентному диоду. Для его выполнения должны быть известны значения действующих потенциалов в плоскости каждой сетки системы. Пентод представляют состоящим из трех частных триодов: $A–C_3–C_2$, $C_3–C_2–C_1$, $C_2–C_1–K$; каждый из этих триодов последовательно, друг за другом сводится к эквивалентным диодам с нахождением действующих потенциалов в плоскостях каждой сетки. При этом учитывается, что в частных триодах, не содержащих катода, вследствие достаточно высоких скоростей электронов плотность их пространственного заряда невелика, поэтому действующие потенциалы в плоскостях C_3 и C_2 можно определять без учета его влияния.

Не останавливаясь на дальнейшей процедуре сведения многоэлектродной системы к эквивалентному диоду и связанных с ней громоздких математических преобразований (об этом см. [16, 17]), рассмотрим конечные ее результаты. Приближенное выражение для действующего потенциала в плоскости первой сетки тетрода имеет вид

$$U_{\partial 1} = \frac{U_{c1} + D_1 U_{c2} + D_1 D_2 U_a}{1 + \varkappa_1 D_1}, \qquad (3.39)$$

а в плоскости первой сетки пентода

$$U_{\partial 1} = \frac{U_{c1} + D_1 U_{c2} + D_1 D_2 U_{c3} + D_1 D_2 D_3 U_a}{1 + \varkappa_1 D_1}, \qquad (3.40)$$

где U_{c1}, U_{c2}, U_{c3} — потенциалы сеток; D_1, D_2, D_3 — коэффициенты прямой проницаемости первой, второй и третьей сеток соответственно; коэффициент $\varkappa_1$ для плоских электродов определяется равенством

$$\varkappa_1 = \left(\frac{x_{c2}}{x_{c1}}\right)^{4/3},$$

а для цилиндрических электродов

$$\varkappa_1 = \left(\frac{r_{c2}\beta^2_{c2}}{r_{c1}\beta^2_{c1}}\right)^{2/3}.$$

где x_{c1} и x_{c2} — расстояния катод–первая сетка и катод–вторая сетка, r_{c1} и r_{c2} — радиусы первой и второй сеток, β^2_{c1} и β^2_{c2} — функции отношения радиуса сетки к радиусу катода, определяемые по графику (рис. 3.9) или соответствующей таблице. Каждый из коэффициентов D_1, D_2, D_3 определяет сравнительное влияние «анода» и сетки на поле у «катода» в соответствующем частном триоде. Значения этих коэффициентов в электронных лампах: $D_1 = 0{,}01\ldots0{,}05$; $D_2 \approx D_1$; $D_3 = 0{,}3\ldots0{,}5$.

Отбор катодного тока в сводимых системах

Сведение триодных и многоэлектродных систем к эквивалентному диоду позволяет использовать для оценки катодного тока в указанных системах законы, установленные для диодов. В эквивалентном диоде в зависимости от значения действующего потенциала могут проявляться те же самые режимы отбора катодного тока, какие были установлены для обычного диода: режим начальных токов, режим пространственного заряда и режим насыщения. Очевидно, основным режимом будет являться режим пространственного заряда, в котором катодный ток определяется законом степени 3/2. Для эквивалентного диода с произвольной формой электродов этот закон будет иметь вид

$$I_к = 2{,}33 \cdot 10^{-6} k_ф \frac{F_{аэ}}{x^2_{аэ}} U^{3/2}_{\partial 1}, \qquad (3.41)$$

где $F_{аэ}$ — площадь анода эквивалентного диода, $x_{аэ}$ — расстояние катод–анод в этом диоде, $k_ф$ — коэффициент формы электродов, который для плоских электродов равен единице, а для цилиндрических и сферических определяется формулами (3.18) и (3.22) соответственно.

Для того чтобы выражение (3.41) можно было применить к расчету катодного тока в реальных системах (или приборах), необходимо все параметры, входящие в (3.41), заменить на эквивалентные параметры реальных систем.

Для триода эквивалентность параметров можно выразить с помощью равенств $F_{аэ} = F_с$, $x_{аэ} = x_с$, $U_{∂1} = U_∂$. С учетом этих равенств, а также формулы (3.38) выражение (3.41) можно преобразовать в закон степени 3/2 для триода:

$$I_к = 2{,}33 \cdot 10^{-6} k_ф \frac{F_с}{x_с^2} \left(\frac{U_с + DU_а}{1 + \varkappa D} \right)^{3/2}. \qquad (3.42)$$

Для плоского тетрода, где $k_ф = 1$, $F_{аэ} = F_{с1}$, $x_{аэ} = x_{с1}$ и $U_{∂1}$ определяется формулой (3.39), будем иметь

$$I_к = 2{,}33 \cdot 10^{-6} k_ф \frac{F_{с1}}{x_{с1}^2} \left(\frac{U_{с1} + D_1 U_{с2} + D_1 D_2 U_а}{1 + \varkappa_1 D} \right)^{3/2}. \qquad (3.43)$$

Аналогичным образом можно получить выражение закона степени 3/2 и для пентода, используя в качестве $U_{∂1}$ выражение (3.40).

Таким образом, в сводимых триодных и многоэлектродных электронных системах зависимость катодного тока от потенциалов электродов в режиме пространственного заряда, как и в диоде, может быть выражена законом степени 3/2. При этом значения потенциалов могут быть разными как по величине, так и по знаку. Важно их суммарное значение, обычно называемое действующим потенциалом. Катодный ток появляется, если действующий потенциал становится положительным. При $U_{∂1} = 0$ $I_к = 0$. С учетом этих условий для каждого типа рассматриваемых систем (или приборов) можно найти координаты начальных точек зависимости $I_к$ от $U_{с1}$, $U_а$ и других потенциалов. Например, координаты начальных точек зависимостей $I_к = f(U_с)$ и $I_к = f_1(U_а)$ триода будут определяться соотношениями

$$U_{сз} = -DU_а \text{ и } U_{аз} = -\frac{U_с}{D}. \qquad (3.44)$$

Индекс «з» означает прекращение, «запирание» катодного тока.

На рис. 3.20 приведены кривые зависимости $I_к = f(U_с)$ — катодно-сеточные характеристики триода для значений $U_а$, различных по знаку. В зависимости от знака $U_а$ кривая может находиться в разных квадрантах координатной системы.

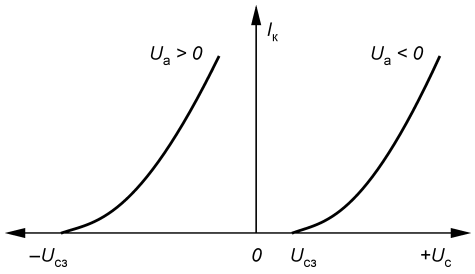


Рис. 3.20
Катодно-сеточные характеристики триода

Пример 3.7. Дан плоский триод, катодно-сеточная характеристика которого при $U_а = 400$ В начинается с $U_{сз} = -5$ В. Определить значение катодного тока при $U_с = 0$ В, если известно: $x_а = 3$ мм, $x_с = 0{,}5$ мм и площадь сетки $F_с = 10$ см^2.

Решение. Согласно (3.42),

$$I_к = 2{,}33 \cdot 10^{-6} \frac{F_с}{x_с^2} \left(\frac{U_с + DU_а}{1 + \varkappa D} \right)^{3/2} .$$

1. $\varkappa = (x_а/x_с)^{4/3} = (3/0{,}5)^{4/3} = 10{,}9.$
2. $D = |U_{сз}/U_а| = 5/400 = 0{,}0125.$
3. $$I_к = 2{,}33 \cdot 10^{-6} \frac{10}{\left(5 \cdot 10^{-2}\right)^2} \left(\frac{0+5}{1+10{,}9 \cdot 0{,}0125} \right)^{3/2} \approx 85 \cdot 10^{-3} = 85 \text{ мА}.$$

Соотношения (3.44) позволяют по экспериментальным кривым катодного тока определять значение коэффициента проницаемости с помощью отношения $D = |U_{сз}/U_а|$. Однако полученное таким способом значение D может оказаться весьма приближенным, так как при малых катодных токах указанная зависимость является нелинейной, изменяется медленно, особенно при наличии островкового эффекта. Отсюда следует некоторая неопределенность положения точки $I_к = 0$. Поэтому значение D целесообразнее вычислять по двум кривым зависимости $I_к = f(U_с)$, соответствующим двум анодным напряжениям $U'_а$ и $U''_а$ (рис. 3.21). Проведя на графике горизонтальную линию ab на некотором уровне $I_к \gg 0$, можно найти разность сеточных потенциалов $U'_с - U''_с$, соответствующую разности анодных потенциалов $U'_а - U''_а$, а также проницаемость как отношение этих разностей при заданном значении катодного тока:

$$D = \left| \frac{U'_с - U''_с}{U'_а - U''_а} \right|_{I_к = \text{const}} . \quad (3.45)$$

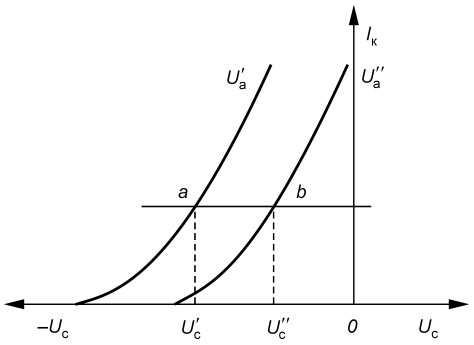


Рис. 3.21
К определению проницаемости сетки триода

Найти разности потенциалов, входящие в (3.45), можно и не измеряя зависимости $I_к$ от $U_с$ целиком. Для этого достаточно определить с помощью потенциалов сетки и анода (например, $U'_с$ и $U'_а$) некоторое значение тока $I_к$ (точка a на рис. 3.21), затем несколько изменить потенциал анода, скажем, до значения $U''_а$, а вслед за этим изменить и потенциал сетки до значения $U''_с$, при котором $I_к$ станет равным своему первоначальному значению (точка b на рис. 3.21). Отношение найденных при этом разностей потенциалов сетки и анода и будет, согласно (3.45), определять значение D.

Проведя указанным способом измерения коэффициента D при различных соотношениях между $U_а$ и $U_с$, обеспечивающих постоянство $I_к$, можно оценить влияние на результаты измерения пространственного заряда электронного потока, который, очевидно, будет перераспределяться между зазорами катод–сетка и сетка–анод триода. На рис. 3.22

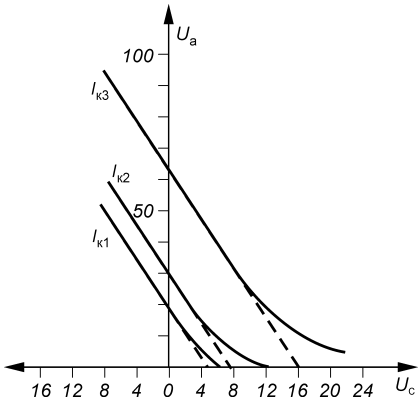


Рис. 3.22
Экспериментальные зависимости U_a от U_c триода при $I_к$ = const

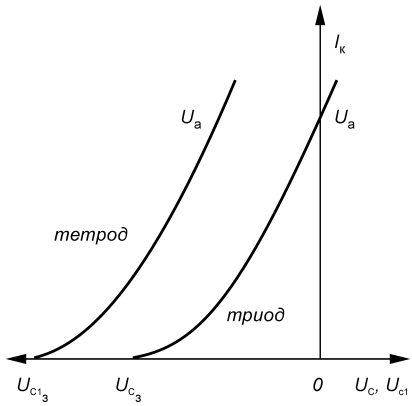


Рис. 3.23
Расположение характеристик триода и тетрода при одинаковых значениях U_a и D

приведены экспериментальные кривые, связывающие U_a и U_c при $I_к$ = const, которые позволяют произвести такую оценку.
Согласно (3.42),

$$I_к \sim (U_c + DU_a)^{3/2}.$$

Следовательно, при $I_к$ = const $(U_c + DU_a)$ = const и зависимость U_a от U_c должна представлять собой прямую линию. Однако из рисунка видно, что только при $U_a >> U_c$ эта зависимость действительно прямолинейна. При небольших значениях U_a наблюдаются отклонения от линейности, и выражение (3.42) перестает правильно отражать процесс отбора катодного тока в триоде. Это объясняется тем, что при небольших U_a в промежутке сетка–анод происходит увеличение плотности пространственного заряда электронов и, как следствие этого, увеличение емкости этого промежутка. В результате принятое ранее соотношение $\mu_к = 1/D$, обусловившее переход от (3.36) к (3.38), перестает выполняться, поскольку $\mu_к$ уменьшается по отношению к $1/D$. При малых $I_к$ это уменьшение незначительно, но при больших $I_к$ оно существенно.

Если обратиться к тетродным системам и определить потенциал $U_{c1_з}$, полагая $I_к = 0$ в (3.43), получим

$$U_{c1_з} = -(D_1U_{c2} + D_1D_2U_a). \qquad (3.46)$$

Из сравнения (3.44) и (3.46) следует, что при равенстве проницаемостей триода и тетрода ($D = D_1D_2$) и заданном значении U_a кривая $I_к = f(U_{c1})$ тетрода на графике будет всегда находиться левее аналогичной кривой триода благодаря влиянию U_{c2} (рис. 3.23). Для тетродов, используемых в качестве усилительных электронных ламп, такая особенность является большим достоинством, поскольку позволяет удовлетворить двум противоречивым требованиям, обычно предъявляемым к усилительным лампам.

Они обладают большим статическим коэффициентом усиления по катодному току ($\mu_к = 1/D_1D_2$) и левой катодно-сеточной характеристикой (зависимостью $I_к$ от $U_{с1}$), позволяющей в широких пределах регулировать катодный ток, не выходя за границы отрицательных значений потенциала первой сетки ($U_{с1_з} \le U_{с1} \le 0$). В триоде с таким же значением $\mu_к$ регулировать $I_к$ в столь широкой области невозможно без перехода в область положительных значений $U_{с1}$ и, следовательно, перехвата сеткой части катодного тока, что вызывает нелинейные искажения сигнала, поданного на управляющую сетку, в процессе его усиления.

Пример 3.8. Даны: триод с проницаемостью сетки 0,01 и тетрод с проницаемостями сеток 0,1 и 0,1; анодные потенциалы обеих ламп одинаковы и равны 500 В, потенциал экранирующей сетки 100 В. Определить: 1) потенциал запирания триода, 2) потенциал запирания тетрода, 3) анодный потенциал триода, при котором его потенциал запирания будет таким же, как у тетрода.

Решение. Используя (3.44) и (3.46), получим

1. $U_{с_з} = -DU_а = -0{,}01 \cdot 400 = -5$ В.
2. $U_{с1_з} = -(D_1U_{с2} + D_1D_2U_а) = -(0{,}1 \cdot 100 + 0{,}01 \cdot 500) = -15$ В.
3. $U_{с_з} = U_{с1_з} = -DU_а$, откуда

$$U_а = -\frac{U_{с1_з}}{D} = \frac{15}{0{,}01} = 1500 \text{ В}.$$

Главной особенностью пентодных систем является малая общая проницаемость $D_1D_2D_3$, приводящая к очень слабому влиянию анодного потенциала на катодный ток и, вследствие этого, к большому значению статического коэффициента усиления $\mu_к = 1/D_1D_2D_3$. Поэтому при потенциале третьей сетки $U_{с3} \approx 0$ катодный ток в пентоде можно оценивать по укороченной формуле

$$I_к \approx G\left(\frac{U_{с1} + D_1U_{с2}}{1 + \varkappa D_1}\right)^{3/2},$$

вместо закона степени 3/2, содержащего выражение (3.40).

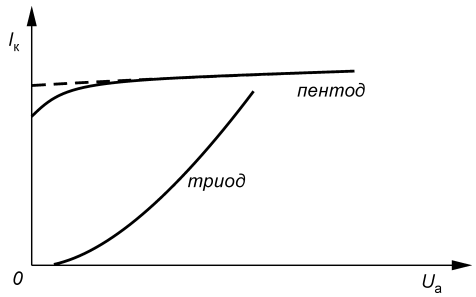


Рис. 3.24
Сравнение форм характеристик $I_к = f(U_а)$ триода и пентода

На рис. 3.24 приведены зависимости $I_к = f(U_а)$ пентода и триода, сравнение которых наглядно отражает указанную особенность пентода. Заметное влияние $U_а$ на $I_к$ пентода в начале графика (при малых $U_а$) объясняется эффектом, не учтенным при выводе формулы для действующего потенциала $U_{д1}$. Суть этого эффекта заключается в том, что электронный поток, сформированный под действием ускоряющего поля второй сетки, при $U_а \approx 0$ почти полностью отражается от анода и возвращается обратно. При этом часть возвращающихся электронов перехватывается второй сеткой, но большинство проникает в область

катода, дополнительно понижая минимум потенциала у его поверхности, а вместе с этим и отбираемый катодный ток. Этот эффект полностью исчезает, как только напряжение U_a достигнет значения, при котором отражение электронов от анода прекращается.

Степень проявления этого эффекта зависит от значения конвекционного тока, достигающего анода, а также от конструкции пентода. В некоторых случаях он может быть выражен слабо.

Отбор катодного тока в «несводимом» триоде

В реальных конструкциях триодов условия сводимости их к эквивалентным диодам часто не выполняются. Причинами этого являются: использование в одном приборе электродов разной формы (например, катод цилиндрический, сетка овальная, анод плоский), наличие траверз в рабочей области сетки, большой шаг сетки по сравнению с расстоянием катод–сетка, т. е. $x_c < h$. Все это приводит к неравномерной экранировке катода сеткой, вследствие этого к неоднородности поля у катода и *островковому эффекту* при отборе катодного тока. Указанный эффект состоит в том, что при отрицательных потенциалах сетки ток отбирается только с участков катода, лежащих против середины просвета между проволоками сетки, а участки, лежащие под проволоками, «заперты». Соотношение между площадями работающих и неработающих участков катода зависит в первую очередь от значения U_c. Поэтому в несводимых триодах с изменением отрицательного значения U_c может меняться не только действующий потенциал в плоскости управляющей сетки, но и площадь участков катода, с которых снимается катодный ток. В связи с этим расчет катодного тока в триоде усложняется. Подобный триод нельзя свести к одному эквивалентному диоду с определенным действующим потенциалом, поскольку последний фактически является переменным вдоль поверхности сетки и изменяется в соответствии с законом изменения поля у катода в триоде.

В несводимых триодах для расчета катодного тока используется следующий прием. Триод условно разделяют на n элементарных параллельных друг другу триодов, в каждом из которых поле у катода, действующий потенциал и проницаемость можно принять постоянными. Разделение производится так, чтобы отдельный элементарный (i-й) триод мог рассматриваться как часть плоского или цилиндрического триода и к нему могли быть применены известные уравнения. Сведя каждый такой триод к эквивалентному диоду и применив к нему закон степени 3/2, в нем можно определить катодный ток $I_{к_i}$. Путем суммирования токов отдельных эквивалентных диодов находят общий катодный ток триода

$$I_к = \sum_{i=1}^{n} I_{к_i} = \sum_{i=1}^{n} G_i (U_д)_i^{3/2}. \qquad (3.47)$$

Если эквивалентные диоды имеют несложные конструкции и закон изменения действующего потенциала достаточно прост, то в уравнении (3.47) суммирование можно заменить интегрированием.

Рассмотрим в качестве примера часто встречающийся на практике случай, когда расстояние между катодом и сеткой в плоском триоде меньше шага сетки ($x_c < h$). В таком триоде при $U_c < 0$ поле у катода будет неоднородным (например, см. рис. 3.16). На участках катода, расположенных под проволоками сетки, на картину поля основное влияние оказывает потенциал сетки. Потенциал анода на эти участки влияет слабо, поэтому проницаемость сетки мала. На участках катода, находящихся под просветами сетки, наоборот, преобладающее влияние на поле у катода оказывает потенциал анода, следовательно, проницаемость велика.

Таким образом, проницаемость D в рассматриваемом триоде периодически изменяется вдоль поперечной координаты y от минимального значения D_c в месте расположения проволок до максимального значения D_0 в середине между соседними проволоками сетки. В соответствии с этим действующий потенциал будет также изменяться вдоль оси y (рис. 3.25) и его можно представить в виде

$$U_\partial(y) = \frac{U_c + D(y)U_a}{1 + \varkappa D(y)}. \qquad (3.48)$$

Зная закон изменения $U_\partial(y)$, общий катодный ток триода можно определить с помощью выражения

$$I_к = \frac{G}{l}\int_0^l U_\partial^{3/2} dy, \qquad (3.49)$$

где G — общий первеанс триода и l — рабочая длина сетки.

Расчеты электрического поля и проницаемости в триоде с $x_c < h$ позволили получить с учетом (3.48) функцию изменения действующего потенциала U_∂(у). На рис. 3.25 она представлена сплошной линией, положение которой относительно оси y зависит от значения отрицательного потенциала сетки. Как и проницаемость, действующий потенциал изменяется в пределах от некоторого максимального значения

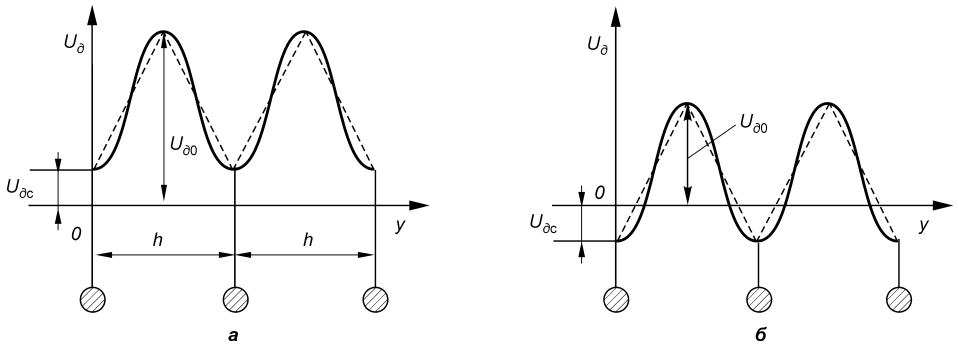


Рис. 3.25

Распределение действующего потенциала в плоскости сетки несводимого триода

$$U_{\partial 0} = \frac{U_{\text{с}} + D_0 U_{\text{а}}}{1 + \varkappa D_0} \tag{3.50}$$

до минимального значения

$$U_{\partial \text{с}} = \frac{U_{\text{с}} + D_{\text{с}} U_{\text{а}}}{1 + \varkappa D_{\text{с}}}, \tag{3.51}$$

и может быть как положительным (рис. 3.25, *а*), так и отрицательным (рис. 3.25, *б*). Коэффициенты D_0 и $D_{\text{с}}$ при условии, что $x_{\text{с}} < 0{,}8h$, $x_{\text{ас}} \geq h$ и $\sigma = d_{\text{пр}}/h \geq 0{,}1$ определяются следующими формулами [16]:

$$D_0 = \frac{\dfrac{1}{4A}\ln\left[1 + \dfrac{\operatorname{sh}^2 2A}{\sin^2 \pi\sigma/2}\right] - \operatorname{th}A}{\dfrac{x_{\text{а}}}{x_{\text{с}}}\operatorname{th}A - 1}, \tag{3.52}$$

$$D_{\text{с}} = \frac{\dfrac{1}{4A}\ln\left[1 + \dfrac{\operatorname{sh}^2 2A}{\sin^2 \pi\sigma/2}\right] - \operatorname{cth}A}{\dfrac{x_{\text{а}}}{x_{\text{с}}}\operatorname{cth}A - 1}, \tag{3.53}$$

где $A = \pi x_{\text{с}}/h$.

В литературе приводятся различные функции, аппроксимирующие изменение $U_\partial(y)$. Наиболее простой из них является ломаная линия (на рис. 3.25 она показана прерывистой линией). Периодичность и симметричность ломаной линии позволяет рассмотреть процесс вывода расчетной формулы для катодного тока в несводимом триоде, оперируя не всей длиной сетки l, а только частью ее, равной половине шага сетки $h/2$. На этом участке уравнение ломаной линии имеет вид

$$U_\partial = U_{\partial 0} - \frac{2y}{h}\left(U_{\partial 0} - U_{\partial \text{с}}\right), \tag{3.54}$$

где y — отсчитывается от середины просвета между проволоками сетки. Для этого участка выражение (3.49) примет вид

$$I_{\text{к}} = \frac{2}{h} G \int_0^{h/2} U_\partial^{3/2} dy. \tag{3.55}$$

Процедуру интегрирования можно упростить, если перейти от переменной y к переменной U_∂. Для этого продифференцируем уравнение (3.54)

$$dU_\partial = -\frac{2}{h}\left(U_{\partial 0} - U_{\partial \text{с}}\right) dy$$

и найденное отсюда выражение для dy подставим в (3.55). Тогда получим

$$I_{\text{к}} = -\frac{G}{U_{\partial 0} - U_{\partial \text{с}}} \int_{U_{\partial 0}}^{U'_\partial} U_\partial^{3/2} dU_\partial = \frac{2G}{5\left(U_{\partial 0} - U_{\partial \text{с}}\right)} U_\partial^{5/2} \Bigg|_{U'_\partial}^{U_{\partial 0}}. \tag{3.56}$$

Во втором равенстве знак минус отсутствует в связи с перестановкой местами пределов интегрирования. При этом если верхний предел $U_{\partial 0}$

является вполне определенным и всегда положительным, то нижний U'_{∂} зависит от условий, определяющих минимальное значение U_{∂}. Возможны различные ситуации.

1. Действующий потенциал на всем участке интегрирования положительный, его минимальное значение $U'_{\partial} = U_{\partial c}$ (рис. 3.25, *а*). В этом случае

$$I_к = \frac{2}{5} G \frac{U_{\partial 0}^{5/2} - U_{\partial c}^{5/2}}{U_{\partial 0} - U_{\partial c}} = \frac{2}{5} \cdot 2{,}33 \cdot 10^{-6} \frac{F_c}{x_c^2} \frac{U_{\partial 0}^{5/2} - U_{\partial c}^{5/2}}{U_{\partial 0} - U_{\partial c}}. \qquad (3.57)$$

2. Действующий потенциал на участке интегрирования меняется не только по величине, но также по знаку (рис. 3.25, *б*). В таком случае ток будет отбираться с тех участков катода, над которыми $U_{\partial} \geq 0$, следовательно, нижний предел интегрирования $U'_{\partial} = 0$. Поэтому

$$I_к = \frac{2}{5} G \frac{U_{\partial 0}^{5/2}}{U_{\partial 0} - U_{\partial c}} = \frac{2}{5} \cdot 2{,}33 \cdot 10^{-6} \frac{F_c}{x_c^2} \frac{U_{\partial 0}^{5/2}}{U_{\partial 0} - U_{\partial c}}. \qquad (3.58)$$

Входящие в (3.57) и (3.58) величины $U_{\partial 0}$ и $U_{\partial c}$ определяются по формулам (3.50) и (3.51), в которых коэффициенты $\varkappa$, D_0 и D_c в свою очередь вычисляют по формулам (3.35), (3.52) и (3.53), а потенциалы U_c и U_a считаются изначально заданными.

Таким образом, зависимости $I_к$ от U_c и $I_к$ от U_a в триодах при $x_c < h$ являются более сложными, чем в сводимых триодах (при $x_c \geq h$), где они подчиняются закону степени 3/2. Поэтому прямое сопоставление полученных выражений и закона степени 3/2 не позволяет в полной мере увидеть и оценить различие указанных зависимостей. Для этого необходимо проведение специальных расчетов. Тем не менее определенное представление об особенностях кривых $I_к$ от U_c и $I_к$ от U_a в триодах с островковым эффектом можно получить, сравнивая указанные закономерности в некоторых характерных точках, какими являются точки $I_к = 0$ и $I_к$ при $U_c = U_{ce}$, где U_{ce} — естественный потенциал. Из выражения (3.58) следует, что в триодах с резко выраженным островковым эффектом равенство $I_к = 0$ наступает при $U_{\partial 0} = 0$. Так как $U_{\partial 0} \sim (U_c + D_0 U_a)$, координаты начальных точек упомянутых кривых будут определяться равенствами: $U'_{c_з} = -D_0 U_a$ и $U_{a_з} = -U_c/D_0$, а в сводимых триодах $U'_{c_з} = -DU_a$ и $U_{a_з} = -U_c/D$, где коэффициент D вычисляется по формуле (3.37).

Поскольку $D_c < D_0$, то и $D < D_0$. Это означает, что при измерении зависимостей $I_к$ от U_c при $U_a = \text{const}$ и $I_к$ от U_a при $-U_c = \text{const}$ в триоде с островковым эффектом их графики начнутся раньше, чем в сводимом триоде, причем разности координат $|U_{c_з} - U'_{c_з}|$ и $U_{a_з} - U'_{a_з}$ сравниваемых кривых будут зависеть от значений постоянных потенциалов U_a и отрицательного U_c. С уменьшением этих значений разность указанных координат будет также уменьшаться вследствие выравнивания проницаемостей D_c и D_0 и, в конечном счете, сближения D с D_0. При потенциале сетки, равном естественному, как известно, распределение потенциала между анодом и катодом не зависит от шага сетки, поэтому катодные токи в обоих сравниваемых триодах должны быть одинаковыми. Это означает,

что, например, кривая зависимости $I_к$ от $U_с$ триода с островковым эффектом, начавшись на графике раньше (при более отрицательном $U_{с_з}$), чем аналогичная кривая сводимого триода, при $U_с = U_{се}$ должна пересечься с последней. Следовательно, крутизна нарастания $I_к$ с увеличением $U_с$ в триодах с островковым эффектом будет меньше, чем в сводимом триоде, что отражает слабое влияние потенциала сетки на рабочие участки катода. Сказанное наглядно иллюстрируют графики рис. 3.26, где представлены два семейства кривых, характеризующих триод с островковым эффектом. Видно, что в обоих семействах кривые непараллельны друг другу. На рис. 3.26, *а* они расходятся книзу, поскольку с увеличением $U_а$ все труднее становится «запереть» триод, что приводит к относительному удлинению кривых в сторону отрицательных значений $U_с$. На рис. 3.26, *б* кривые, наоборот, расходятся кверху, поскольку с увеличением отрицательного значения $U_с$ (т. е. с уменьшением $U_с$) относительно медленнее расширяются рабочие участки катода («островки») и, следовательно, медленнее нарастает $I_к$ с увеличением $U_а$.

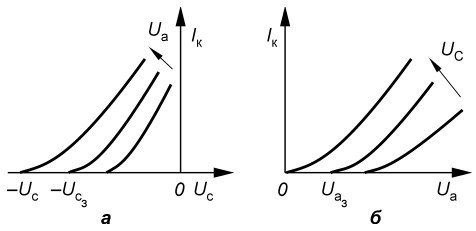


Рис. 3.26
Характеристики триода с островковым эффектом

3.6. ОТБОР КАТОДНОГО ТОКА В ТРИОДЕ С ДИАФРАГМОЙ

Одной из разновидностей несводимых триодов является система, в которой функцию сетки выполняет близко расположенная к катоду тонкая металлическая диафрагма с круглым отверстием (рис. 3.27). Примером такого триода является система отбора катодного тока в электронных прожекторах, формирующих тонкие аксиально-симметричные электронные пучки. В такой системе расстояние x_D (катод К — диафрагма D) всегда меньше радиуса отверстия в диафрагме ($x_D < R_D$), а расстояние $x_а$–x_D (диафрагма — анод) больше R_D. В связи с этим при потенциалах диафрагмы $U_D < 0$ и анода $U_а >> 0$ поле у катода оказывается неоднородным, поэтому при отборе катодного тока наблюдается явно выраженный островковый эффект. При изменении U_D катодный ток будет изменяться не только вследствие изменения напряженности поля, но также изменения рабочей поверхности катода. Поэтому зависимость $I_к$ от действующего потенциала в плоскости диафрагмы не может описываться законом степени 3/2. Неприемлемы для ее описания также выражения (3.57) и (3.58), полученные для несводимого триода с эквидистантной сеткой, так как в рассматривае-

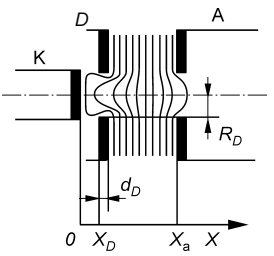


Рис. 3.27
Триодная система с управляющей диафрагмой

мом триоде диафрагма создает иную картину поля у катода. Для получения необходимых расчетных формул в данном случае используется в общем тот же метод, что и в случае учета островкового эффекта:

1) рабочая поверхность катода радиуса $r_к$ представляется в виде совокупности концентрических полос радиуса rdr, каждая из которых рассматривается как элементарный участок катода;

2) предполагается, что потенциал в прикатодной области линейно зависит от продольной координаты, и на этом основании определяется действующий потенциал в плоскости диафрагмы;

3) на основе решения уравнения Пуассона без учета начальных скоростей термоэлектронов выводится выражение для плотности катодного тока $J_к(r)$, отбираемого с элементарного катода;

4) путем интегрирования $J_к(r)$ в пределах от 0 до $r_к$, где $r_к$ — радиус рабочей поверхности катода, определяется общий катодный ток:

$$I_к = 2\pi \int_0^{r_к} J_к(r)dr. \qquad (3.59)$$

Не останавливаясь на сложной процедуре вычислений (с ней можно познакомиться в [18]), приведем конечные результаты, полученные, в частности, при условиях, что максимальный радиус рабочей поверхности катода при $U_к = U_D = 0$ приблизительно равен радиусу отверстия в диафрагме ($r_{к\,макс} = R_D$) и отсчет потенциала ведется относительно «заземленной» диафрагмы ($U_D = 0$), т. е. используется катодное управление током. При этом потенциал запирания триода может быть вычислен по формуле

$$U_{к_з} = \frac{\pi}{4}\frac{R_D}{x_{Da}}\left[1 - f\left(\frac{x_D + d_D}{R_D}\right)\right]U_a, \qquad (3.60)$$

где x_D — расстояние катод–диафрагма, x_{Da} — расстояние от диафрагмы до анода, d_D — толщина диафрагмы и функция

$$f\left(\frac{x_D + d_D}{R_D}\right) = \frac{2}{\pi}\left[\operatorname{arctg}\left(\frac{x_D + d_D}{R_D}\right) + \frac{(x_D + d_D)/R_D}{1 + \left(\frac{x_D + d_D}{R_D}\right)^2}\right]. \qquad (3.61)$$

График этой функции в виде $f(x)$, где $x = \dfrac{x_D + d_D}{R_D}$, приведен на рис. 3.28.

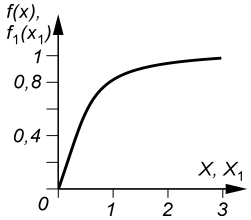


Рис. 3.28
График функций $f(x)$ и $f(x_1)$

Радиус рабочей поверхности катода

$$r_к \approx R_D\left[\frac{V_д}{1 + a(1 - V_д)}\right]^{1/2}, \qquad (3.62)$$

где $V_д = \dfrac{U_{к_з} - U_к}{U_{к_з}} = \dfrac{\Delta U_к}{U_{к_з}}$ и $a = \dfrac{0{,}75(1 + 0{,}2x_D/R_D)}{f(x_D/R_D)} - 1.$

В этих выражениях функция $f(x_D/R_D)$ определяется формулой (3.61) при $d_D = 0$ и представлена в виде кривой $f_1(x_1)$, где $x_1 = x_D/R_D$, на рис. 3.28. Видно, что кривые $f_1(x_1)$ и $f(x)$ полностью совпадают друг с другом.

Распределение плотности тока по поверхности катода характеризуется выражением

$$J_к(r) = J_к(0)\left[1 - \left(\frac{r}{r_к}\right)^2\right]^{3/2}\left[1 + a\left(\frac{r}{R_D}\right)^2\right]^{1/2}, \qquad (3.63)$$

где $J_к(0)$ — пиковая плотность тока в центре катода ($r = 0$), измеряемая в мкА/мм^2:

$$J_к(0) = 2{,}33\left[\frac{1}{x_D}\cdot f\left(\frac{x_D}{R_D}\right)\right]^2 \cdot U_{к_з}^{3/2}\cdot V_д^{3/2}. \qquad (3.64)$$

Общий катодный ток вычисляется с помощью уравнения (3.59) после подстановки в него выражения (3.64). В итоге выражение для катодного тока в зависимости от геометрических размеров рабочего пространства триода и потенциалов на его электродах можно представить в виде

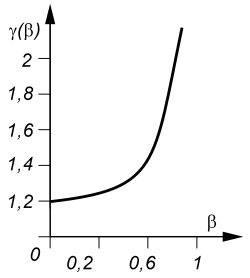


Рис. 3.29
График функции $\gamma(\beta)$

$$I_к = 2{,}44\left[\frac{R_D}{x_D}\cdot f\left(\frac{x_D}{R_D}\right)\right]^2\left(\frac{r_к}{R_D}\right)^2 U_{к_з}^{3/2}\cdot V_д^{3/2}\cdot\gamma(\beta), \qquad (3.65)$$

где $\gamma(\beta)$ — функция аргумента $\beta = aV_д/(a+1)$ в виде графика приведена на рис. 3.29.

Следует отметить, что выражения (3.60)–(3.65) могут быть использованы для расчета триодной системы отбора катодного тока и при сеточном управлении, при котором катод заземлен ($U_к = 0$). Для этого в формулы вместо значений $U_к$ следует подставлять значения U_D, а вместо катодного потенциала запирания $U_{к_з}$ — его выражение через сеточный потенциал запирания $U_{D_з}$:

$$U_{к_з}^{3/2} = \frac{U_{D_з}}{1 - \dfrac{U_{D_з}}{U_а}}.$$

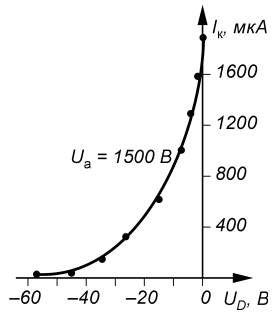


Рис. 3.30
Модуляционная характеристика триодного прожектора

При использовании компьютера расчет катодного тока в зависимости от геометрических размеров рабочего пространства триода и потенциалов на его электродах не представляет большого труда. На рис. 3.30 приведена экспериментальная зависимость $I_к$ от U_D (модуляционная характеристика) триодной системы отбора катодного тока одного из электронных прожекторов. На этом же графике в виде точек приведены результаты расчетов по формуле (3.65), демонстрирующие совпадение расчетных и экспериментальных данных.

Для систем отбора катодного тока тетродного и пентодного типов формула (3.65) остается справедливой при условии, что в выражение для запирающего напряжения (3.60) вместо потенциала $U_а$ подставляется действующий потенциал в плоскости третьего электрода, учитывающий влияние потенциалов последующих электродов. Например, в четырехэлектродной системе, содержащей катод, диафрагму, ускоряющий электрод и анод, действующий потенциал в области третьего (ускоряющего) электрода будет определяться формулой

$$U_{\partial у} \approx U_{уэ} + D_{уэ}U_а,$$

где $U_{уэ}$ — потенциал ускоряющего электрода, $D_{уэ}$ — коэффициент прямой проницаемости этого электрода.

Неоднородность электрического поля вблизи катода в несводимых системах влияет не только на закономерности отбора катодного тока, но и на характер начального движения термоэлектронов. С самого начала оно становится неламинарным. Электроны с поверхности катода собираются в узкие электронные пучки, которые в дальнейшем могут дополнительно фокусироваться и ускоряться. Таким образом, рассмотренные триодные и многоэлектродные системы выступают не только как устройства отбора катодного тока, но и как электронно-оптические системы начального формирования электронных потоков (пучков, лучей) (подробнее об этом см. в главе 5).

3.7. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КАТОДНОГО ТОКА В ТРИОДНЫХ И МНОГОЭЛЕКТРОДНЫХ СИСТЕМАХ

При распространении электронного потока в триодных и многоэлектродных системах часть его может перехватываться промежуточными электродами (сетками), если эти электроды будут иметь положительные потенциалы. В таких случаях говорят о распределении катодного конвекционного тока между электродами системы, или *токораспределении* в системе. Следует заметить, что электроны, благодаря начальным скоростям, попадают и на отрицательно заряженные электроды (вспомним режим начальных токов). Но токи в этом случае будут настолько малыми, что ими обычно пренебрегают, считая, что при $U_{с_i} \le 0$ ток i-го промежуточного электрода (сетки) $I_{с_i} = 0$. Например, в триоде при $U_а > 0$ и $U_с \le 0$ ток сетки $I_с = 0$, тогда весь катодный ток поступает на анод, $I_а = I_к$. Если $U_с > 0$, то $I_с > 0$ и $I_а = I_к - I_с$.

Для характеристики токораспределения используются два коэффициента:

1) $k = \dfrac{I_а}{I_с}$ — коэффициент токораспределения;

2) $\delta = \dfrac{I_а}{I_к} = \dfrac{k}{1+k}$ — коэффициент токопрохождения.

Выбор того или иного коэффициента для количественной оценки токораспределения произволен и определяется соображениями удобства.

Рассмотрим возможные случаи токораспределения в различных системах на примере многоэлектродных электронных ламп (рис. 3.31).

В триоде при $U_c > 0$ и $U_a > 0$ распределение катодного тока (на рисунке показано пунктирными стрелками) происходит между двумя соседними электродами: сеткой и анодом.

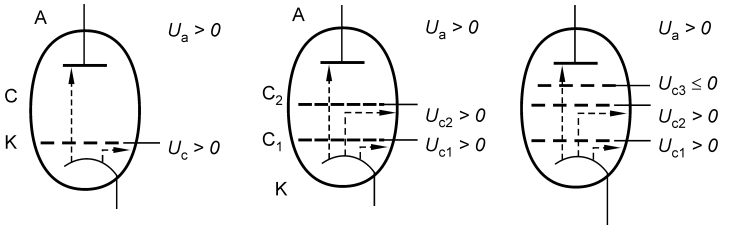


Рис. 3.31 *Токораспределение в электронных лампах*

В тетроде при $U_{c1} > 0$, $U_{c2} > 0$ и $U_a > 0$ распределение катодного тока происходит между соседними сетками C_1 и C_2, а также между соседними электродами (сеткой C_2 и анодом).

В пентоде при $U_{c1} > 0$, $U_{c2} > 0$, $U_{c3} \le 0$ и $U_a > 0$ распределение катодного тока происходит между соседними сетками C_1 и C_2, а также между сеткой C_2 и анодом, разделенными сеткой C_3, которая находится под отрицательным или нулевым потенциалом и не отбирает на себя ток ($I_{c3} = 0$).

Таким образом, токораспределение в многоэлектродных системах может быть выражено через два простейших случая:

1) токораспределение между двумя соседними электродами;

2) токораспределение между двумя электродами, разделенными сеткой, находящейся под нулевым или отрицательным потенциалом.

Рассмотрим каждый из этих случаев в отдельности с целью установления основных закономерностей изменения коэффициентов δ и k в зависимости от соотношения напряжений на электродах, между которыми распределяется катодный ток. При этом будем предполагать, что изменения указанных напряжений не меняют действующего потенциала в плоскости первой сетки, и поэтому $I_к = \text{const}$.

Токораспределение между двумя соседними электродами. Режимы токораспределения

Рассмотрим случай токораспределения между двумя соседними электродами на примере плоского триода, в котором напряжение на сетке первоначально меняется в интервале $0 < U_c < U_a$. В соответствии с этим в триоде изменяются электрическое поле и траектории электронов, летящих от катода к аноду.

При $U_c = U_{ce}$ в плоском триоде электрическое поле однородно и поэтому траектории электронов будут иметь вид взаимно параллельных прямых, совпадающих с электрическими силовыми линиями (рис. 3.32, *а*). В этом случае в каждой ячейке триода шириной h будут протекать конвекционные токи $I_к$, I_a и I_c, определяемые следующими выражениями:

$$I_к = J_к h \quad l;\ \ I_a = J_к(h - d_{пр})l;\ \ I_c = J_к d_{пр} l,$$

где $J_к$ — плотность катодного тока, $d_{пр}$ и l — диаметр и длина проволок сетки. Из этих выражений следует, что

$$k = \frac{I_а}{I_с} = \frac{j_к\left(h - d_{пр}\right)\cdot l}{j_к d_{пр}\cdot l} = \frac{h - d_{пр}}{d_{пр}} = \frac{1}{\sigma_с} - 1 = k_e, \qquad (3.66)$$

$$\delta = \frac{I_а}{I_с} = \frac{j_к\left(h - d_{пр}\right)\cdot l}{j_к d_{пр}\cdot l} = \frac{h - d_{пр}}{h} = 1 - \sigma_с = \delta_e, \qquad (3.67)$$

где $\sigma_с = (d_{пр}/h) < 1$ — коэффициент заполнения сетки. Таким образом, при $U_с = U_{се}$ токораспределение между двумя соседними электродами полностью определяется коэффициентом заполнения сетки, т. е. соотношением ее геометрических размеров.

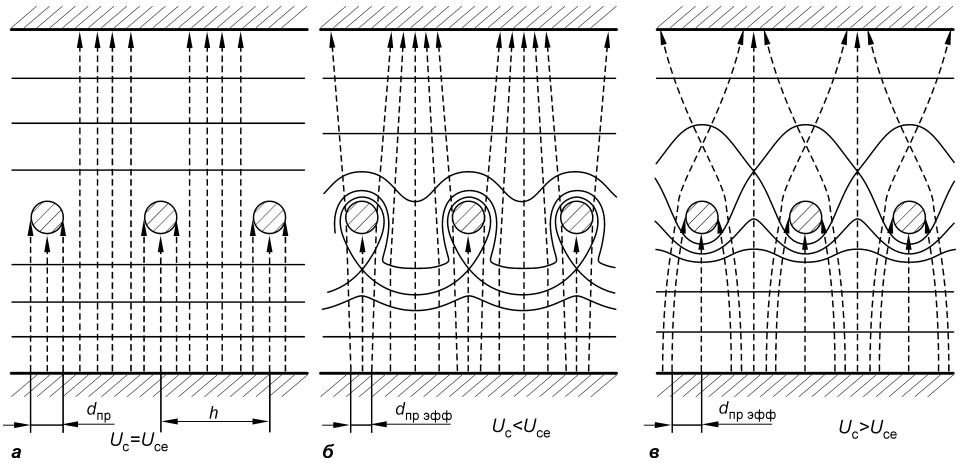


Рис. 3.32
Траектории электронов в триоде при токораспределении в режиме перехвата и различных значениях $U_с/U_{се}$

При $0 < U_с < U_{се}$ поле в плоскости сетки неоднородно и характеризуется тем, что потенциал ее средней точки $U_{ст} > U_с$. В связи с этим возникают поперечные электрические силы, отклоняющие электроны от проволок сетки к центру ячейки (рис. 3.32, *б*). В результате снижается количество электронов, перехватываемых проволоками в единицу времени, т. е. уменьшается ток $I_с$. Это эквивалентно уменьшению эффективного диаметра проволок $d_{пр\ эфф}$ по отношению к $d_{пр}$, и поэтому $\delta = (1 - d_{пр\ эфф}/h) > \delta_е$ и $k > k_e$.

При $U_{се} < U_с < U_а$ поле в плоскости сетки также неоднородно, но при этом $U_{ст} < U_с$. Поэтому поперечные силы отклоняют электроны к проволокам сетки и увеличивают ток сетки $I_с$ (рис. 3.32, *в*). Это означает, что $d_{пр\ эфф} > d_{пр}$ и, следовательно, $\delta = (1 - d_{пр\ эфф}/h) < \delta_е$ и $k < k_e$.

Таким образом, при отклонении $U_с$ от $U_{се}$ в ту или иную сторону в пределах $0 < U_с < U_а$ токораспределение изменяется вследствие *линзового эффекта* ячеек сетки, который проявляется в фокусировке или

расфокусировке подлетающих к сетке электронов и приводит к отклонению значений коэффициентов δ и k от δ_e и k_e, определяемых только геометрическими размерами сетки.

Рассмотренный режим токораспределения получил название *режима перехвата* (РП). Он характеризуется тем, что сеточный ток определяется электронами, перехваченными сеткой при их движении от катода к аноду.

Если на сетку подать положительный потенциал $U_c > U_a$, то расфокусирующее действие поля ячеек сетки значительно усилится (рис. 3.33). При этом траектории электронов, близко пролетающих от проволок сетки, преломляются таким образом, что электроны не могут дойти до анода, т. к. нормальная составляющая их скорости $v_x = v \cos \alpha$ оказывается недостаточной для преодоления тормозящего поля между сеткой и анодом, т. е.

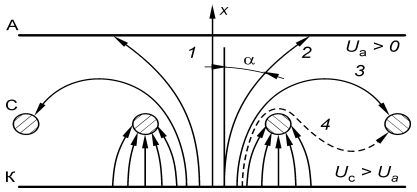


Рис. 3.33
Токораспределение в плоском триоде при $U_c > U_a$

$$\frac{mv_x^2}{2} = \frac{mv^2}{2}\cos^2\alpha < e(U_c - U_a),$$

где α — угол отклонения траектории электронов от нормали к поверхности электродов.

Такие электроны возвращаются назад и либо сразу попадают на сетку (траектория *3*), либо, пройдя сквозь нее в область катода и отразившись от него, вновь начинают двигаться в сторону анода и перехватываются проволоками сетки (траектория *4*). Из сказанного следует, что при $U_c > U_a$ сеточный ток

$$I_c = I_{c\,пер} + I_{c\,возв},$$

где $I_{c\,пер}$ — ток электронов, перехватываемых сеткой при их первоначальном движении от катода к аноду; $I_{c\,возв}$ — ток электронов, возвратившихся из области анода и попавших на сетку. С повышением U_c по отношению к U_a (или понижением U_a по отношению к U_c) вторая составляющая быстро возрастает и становится определяющей. В связи с этим такой режим токораспределения получил название *режима возврата* (РВ).

Подводя итог рассмотрению режимов токораспределения между двумя соседними электродами, следует отметить, что для приближенной оценки коэффициентов токораспределения и токопрохождения можно использовать следующие полуэмпирические формулы (при $J_к \to 0$):

- в режиме перехвата

$$k = \frac{I_a}{I_c} = k_0\left(\frac{U_a}{U_c}\right)^{1/2} \text{ при } \frac{U_a}{U_c} > \left(\frac{U_a}{U_c}\right)_{гр}; \qquad (3.68)$$

- в режиме возврата

$$k = \frac{I_a}{I_c} = ck_0\left(\frac{U_a}{U_c}\right)^{2} \text{ при } \frac{U_a}{U_c} < \left(\frac{U_a}{U_c}\right)_{гр}, \qquad (3.69)$$

$$\text{где } k_0 = k\big|_{U_a = U_c} \text{ и } c = \frac{1}{\left(U_a / U_c\right)_{гр}^{3/2}}.$$

Отношение потенциалов $(U_a/U_c)_{гр}$ соответствует границе перехода от режима возврата к режиму перехвата. Измерения коэффициентов токораспределения в различных конструкциях триодов показали, что в зависимости от структуры сетки и междуэлектродных расстояний значения $(U_a/U_c)_{гр} = 0{,}6...1{,}0$, при этом меньшее значение относится к мелкоструктурным сеткам и малым междуэлектродным расстояниям. Для среднего значения $(U_a/U_c)_{гр} \approx 0{,}8$ коэффициент $c \approx 1{,}4$. С уменьшением h и x_{ca} граничное отношение потенциалов также уменьшается.

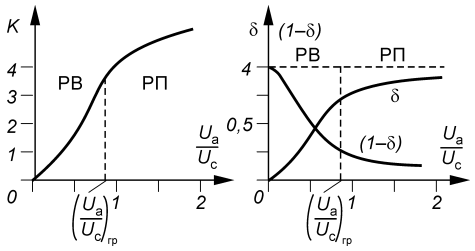


Рис. 3.34
Кривые зависимости коэффициентов k, δ, $(1 - \delta)$ от отношения потенциалов U_a/U_c

Во многих случаях процесс токораспределения удобнее характеризовать с помощью коэффициента $\delta = I_a/I_к = k/(1 + k)$, показывающего, какая часть катодного тока доходит до последнего электрода, в данном случае анода.

На рис. 3.34 приведены графики зависимости коэффициентов k и δ от отношения U_a/U_c. На втором графике приведена кривая $(1 - \delta) = I_c/I_к$, характеризующая долю катодного тока, оседающего на сетке. Графики соответствуют случаю $I_к = \text{const}$.

Токораспределение между двумя электродами, разделенными третьим с нулевым потенциалом

Случай токораспределения между двумя электродами, разделенными сеткой с нулевым или отрицательным потенциалом, встречается, например, в усилительном пентоде, работающем при условии, когда $U_{c1} \le 0$, $U_{c2} > 0$, $U_{c3} = 0$ и $U_a > 0$. При этом условии катодный ток распределяется между экранирующей сеткой и анодом. Большая сложность картины электрического поля и траекторий электронов затрудняет детальный анализ токораспределения, поэтому ограничимся только качественным рассмотрением процесса. Воспользуемся уже известным приемом сведения триода к эквивалентному диоду. На рис. 3.35 приведены кривые распределения

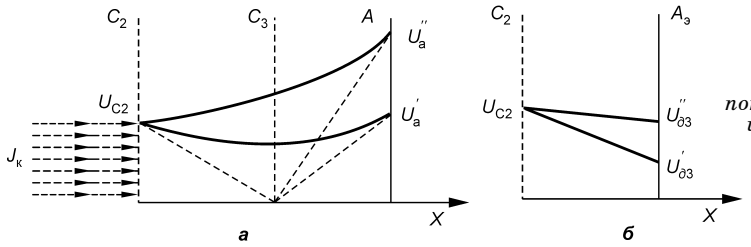


Рис. 3.35
Распределение потенциала в триоде и эквивалентном диоде

потенциала между электродами в системе $С_2$–$С_3$–А (*а*) и соответствующие им кривые распределения в эквивалентном диоде $С_2$–$А_э$ (*б*) при некотором положительном значении $U_{с2}$, двух положительных значениях анодного потенциала в триоде: $U'_а = U_{с2}$, $U''_а > U'_а$ и соответствующих им значениях действующего потенциала $U'_{д3}$ и $U''_{д3}$. Пунктирными линиями показано изменение потенциала по направлению через проволоку сетки $С_3$, сплошными линиями — через среднюю точку между проволоками этой сетки. Электронный поток входит в междуэлектродное пространство через сетку $С_2$.

Связь между действующим потенциалом и потенциалами электродов рассматриваемого триода при $J_к \to 0$ определяется известным соотношением [15]

$$U_{д3} = \frac{U_{с2}D'_3 + U_{с3} + U_а D_3}{1 + D_3 + D'_3}, \qquad (3.70)$$

где D_3 и D'_3 — коэффициенты прямой и обратной проницаемости третьей сетки, равные отношению междуэлектродных емкостей: $D_3 = C_{с2А}/C_{с2с3}$ и $D'_3 = C_{с2А}/C_{с3А}$.

В случае плоских электродов эти коэффициенты связаны между собой соотношением $D'_3/D_3 = x_{с3А}/x_{с2А}$, из которого следует, что при $x_{с3А} = x_{с2с3}$ (сетка $С_3$ расположена посередине между $С_2$ и А) проницаемость $D'_3 = D_3$. В усилительных пентодах сетка $С_3$ обычно расположена ближе к аноду ($x_{с3А} < x_{с2с3}$), поэтому $D'_3 < D_3$.

При $U_{с3} = 0$ выражение (3.70) можно преобразовать к виду

$$\frac{U_{д3}}{U_{с2}} = A + B\frac{U_а}{U_{с2}}, \qquad (3.71)$$

где $A = \dfrac{D'_3}{1 + D_3 + D'_3} > 0$ и $B = \dfrac{D_3}{1 + D_3 + D'_3} > 0.$

Из (3.71) следует, что действующий потенциал в плоскости сетки $С_3$ может быть положительным даже при отрицательном значении анодного потенциала. Это обусловлено влиянием положительно заряженной сетки $С_2$ ($U_{с2} > 0$). Но при этом токопрохождения в системе $С_2$–$С_3$–А не будет, так как электроны не пойдут на отрицательно заряженный анод. Это означает, что в данном случае нет полной аналогии между процессами токопрохождения в обычном диоде, например $С_2$–А, и эквивалентном диоде $С_2$–$А_э$, представляющем систему $С_2$–$С_3$–А. Полная аналогия возможна только по отношению к приведенному действующему потенциалу

$$\frac{U'_{д3}}{U_{с2}} = B\frac{U_а}{U_{с2}}, \qquad (3.72)$$

где $U'_{д3} = U_{д3} - AU_{с2}$.

Тогда для эквивалентного диода можно записать выражения для коэффициентов токораспределения в различных режимах, аналогичные (3.68) и (3.69), заменяя отношение потенциалов $U_а/U_с$ на $U'_{д3}/U_{с2}$ или равное ему отношение $BU_а/U_{с2}$, содержащее измеряемые параметры системы $С_2$–$С_3$–А. При этом граничное значение $(U_а/U_{с2})_{гр}$ будет отличаться от 0,8, характер-

ного для токораспределения в обычном триоде, поскольку условия вхождения электронов в пространство C_2–C_3–А (в пентоде) и в промежуток С–А (в триоде) совершенно различны. В триоде электроны входят в тормозящее электрическое поле указанного промежутка расходящимся пучком (веером). В пентоде же при обычном потенциале первой сетки $U_{c1} \leq 0$ электроны фокусируются полем этой сетки, затем ускоряются полем второй сетки и входят в пространство C_2–C_3–А практически прямолинейным пучком, т. е. с минимальным углом отклонения от нормали к плоскости сетки C_3, являющейся плоскостью анода эквивалентного диода C_2–$A_э$. Благодаря этому электроны могут преодолевать более сильные тормозящие поля, чем в промежутке С–А триода. Измерения показывают, что в зависимости от конструкции пентодов значения $(U_a/U_{c2})_{гр}$ могут составлять 0,2–0,6 (меньшее значение относится к лучевым пентодам).

При всей схожести процессов токораспределения между двумя соседними электродами и двумя электродами, разделенными третьим с потенциалом $U_{c3} = 0$, в последнем случае всегда (в любом режиме токораспределения) имеется составляющая сеточного тока, обусловленная электронами, отраженными от проволок сетки C_3. Поэтому, например, в режиме прямого перехвата ток I_{c2} будет равен сумме двух составляющих: тока электронов, перехваченных сеткой при их движении к аноду $(I_{c2})_{пер}$, и тока электронов, отраженных от третьей сетки $(I_{c2})_{отр}$.

Следует заметить, что в системе C_2–C_3–А путем изменения потенциала U_{c3} можно в широких пределах регулировать токораспределение между сеткой C_2 и анодом, т. е. управлять коэффициентами токораспределения и токопрохождения (см. п. 7.6).

3.8. ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА НА ТОКОРАСПРЕДЕЛЕНИЕ В ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ

В общем случае на токораспределение в триодных и многоэлектродных электронных системах влияет не только форма электродов и отношение их потенциалов, как было показано выше, но также плотность пространственного заряда, заполняющего междуэлектродные промежутки. Таким зарядом прежде всего является собственный отрицательный заряд электронного потока, распространяющегося в системе. Кроме него, возможен также заряд положительных ионов, образующихся в результате ионизации остаточных молекул газа и накопления их в потенциальных ямах.

Влияние отрицательного пространственного заряда

Предположим, что электронный поток с плотностью тока $J_к$ подходит к плоскому междуэлектродному промежутку сетка–анод, являющемуся частью триодной или более сложной системы, и распределяется между этими электродами (рис. 3.36). На электродах положительные потенциалы: на аноде U_a, на сетке $U_д$. В междуэлектродный промежуток входит конвекционный ток с плотностью $J = \delta J_к$, где δ — коэффициент токопрохождения

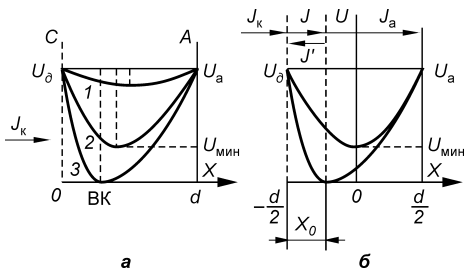


Рис. 3.36
Распределение потенциала между сеткой и анодом при различных значениях «входящего» тока

сквозь сетку. Предположим также, что в пространстве между электродами создан идеальный вакуум, исключающий появление ионизированных атомов — положительных ионов.

Отрицательный заряд электронного потока, заполняя междуэлектродный промежуток, снижает его потенциал. В результате кривая распределения потенциала между электродами «провисает». Степень провисания будет зависеть от плотности тока J. На рис. 3.36, *а* кривая *1* соответствует небольшой плотности тока J_1, кривая *2* — плотности тока $J_2 > J_1$. Минимум потенциала $U_{мин}$ оказывается заметно ниже потенциала сетки $U_д$, поэтому электрическое поле в левой половине промежутка, затормаживая электроны, начинает ощутимо влиять на прохождение электронного потока. Часть электронов потока, не преодолев тормозящего поля, возвращается назад, к сетке, повышая тем самым в левой половине промежутка плотность пространственного заряда, которая совершенно не зависит от того, в какую сторону движутся создающие ее электроны. Вследствие этого точка $U_{мин}$ смещается в сторону сетки по сравнению с $U_{мин}$ на предыдущей кривой *1*. По мере дальнейшего увеличения плотности тока электронного потока $U_{мин}$ может снизиться до нуля (или даже приобрести некоторое отрицательное значение) — кривая *3*. В этом случае количество возвращающихся к сетке электронов резко возрастет, т. е. наступит резко выраженный режим возврата, вследствие чего координата $U_{мин}$ будет находиться вблизи сетки.

Плоскость или точка междуэлектродного пространства, обладающая нулевым или небольшим отрицательным потенциалом при положительных потенциалах на электродах, получила название *виртуального катода* (ВК). Образование ВК приводит к резкому снижению анодного тока и вообще к нарушению ранее установленных законов токораспределения. Поэтому ВК является главным фактором, определяющим максимальную плотность тока электронного потока, которая может быть пропущена через междуэлектродный промежуток при заданных потенциалах на электродах. Устранить минимум потенциала в рассматриваемом промежутке при заданном значении плотности тока (например, при J_2) можно так же, как и в триодной системе с $U_{с3} = 0$ (рис. 3.35), — путем повышения потенциала $U_а$ по отношению к потенциалу сетки. Следовательно, до появления ВК, т. е. в интервале плотностей тока $0 < J < J_3$, влияние отрицательного пространственного заряда на токораспределение будет проявляться в том, что переход от режима возврата к режиму перехвата будет наступать при больших значениях $(U_а/U_д)_{гр}$, чем это имело место при плотности тока $J \to 0$.

Распределение потенциала U в плоском диодном промежутке при разных значениях плотности тока J можно определить путем решения уравнения Пуассона. Задача упрощается, если предположить, что все

переменные величины, входящие в это уравнение, одномерны, т. е. зависят только от продольной координаты, и, кроме того:

- потенциалы на электродах одинаковы ($U_\partial = U_\text{а}$);
- кривая распределения потенциала между электродами симметрична относительно средней плоскости промежутка, где потенциал равен $U_\text{мин}$, а производная $dU/dx = 0$;
- тормозящее поле в левой половине промежутка снижает скорость электронов с $\upsilon = \sqrt{2\frac{e}{m}U_\partial}$ до $\upsilon_\text{мин} = \sqrt{2\frac{e}{m}U_\text{мин}}$, но не возвращает их обратно;
- возврат электронов и смещение точки $U_\text{мин}$ к сетке происходит только при возникновении виртуального катода, т. е. при $U_\text{мин} = 0$.

Рис. 3.36, *б* иллюстрирует эти условия, а заодно и расположение координатной системы (U, x), в которой решается уравнение Пуассона. На рисунке обозначены: J — плотность тока, вошедшего в промежуток, $J_\text{а}$ — плотность тока, дошедшего до анода, и J' — плотность тока электронов, возвратившихся к сетке. Результатом решения уравнения Пуассона [16, с. 147] является выражение

$$x = \pm\left(\frac{4\varepsilon_0}{9}\sqrt{2\frac{e}{m}}\right)^{1/2}\frac{1}{J^{1/2}}\left(U^{1/2} - U_\text{мин}^{1/2}\right)^{1/2}\left(U^{1/2} + 2U_\text{мин}^{1/2}\right). \qquad (3.73)$$

Выражение (3.73) определяет закон изменения потенциала ($U - U_\text{мин}$) в зависимости от x по обе стороны от плоскости $U_\text{мин}$. Если в (3.73) положить $x = \pm\, d/2$, $U = U_\partial$ и возвести в квадрат обе части, получим:

$$\left(1 - \sqrt{\frac{U_\text{мин}}{U_\partial}}\right)\left(1 + 2\sqrt{\frac{U_\text{мин}}{U_\partial}}\right)^2 = \frac{9}{16}\frac{1}{\varepsilon_0\sqrt{2e/m}}\cdot\frac{d^2J}{U_\partial^{3/2}}. \qquad (3.74)$$

Это выражение позволяет проанализировать зависимость изменения потенциала $U_\text{мин}$ от плотности тока J. График функции (3.74) приведен на рис. 3.37. Интересной особенностью этого графика является раздвоение кривой в точке A, что обусловлено наличием двух решений уравнения (3.73) в зависимости от выбора знака в правой части. По мере роста параметра d^2J отношение $U_\text{мин}/U_\partial$ уменьшается до значения 0,25 в точке B, а затем при $18{,}64 \cdot 10^{-6}$ скачкообразно падает до нуля (точка C). В результате этого образуется виртуальный катод и появляются отраженные электроны. Следовательно, указанное значение $\dfrac{d^2J}{U_\partial^{3/2}}$ соответствует максимальному значению плотности тока $J_\text{макс}$, которая может быть пропущена через междуэлектродный промежуток протяженностью d при потенциалах на электродах $U_\partial = U_\text{а}$:

$$J_\text{макс} = 18{,}64 \cdot 10^{-6}\frac{U_\partial^{3/2}}{d^2}. \qquad (3.75)$$

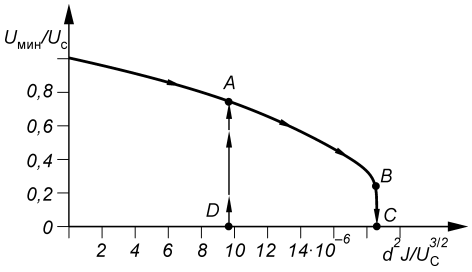


Рис. 3.37
Зависимость минимума потенциала между двумя плоскими параллельными электродами с одинаковым потенциалом U_c от параметра $d^2J/U_c^{3/2}$

Из сравнения (3.75) с (3.7а) видно, что максимальный ток в эквивалентных диодах, следующих за первым, может в 8 раз превосходить ток, который достигается в первом эквивалентном диоде при том же междуэлектродном расстоянии и действующем потенциале.

Превышение плотности тока электронного потока над $J_{макс}$ приводит к образованию виртуального катода и отражению части электронного потока J' в сторону сетки. Образовавшаяся плоскость ВК как бы делит промежуток сетка–анод на два диода: сетка–ВК и ВК–анод. При этом плотность пространственного заряда во втором диоде (ВК–анод) будет определяться той частью электронного потока, которая прошла через плоскость ВК, т. е. $J_a = J - J'$, а в первом диоде (сетка–ВК) — суммой $J + J'$, поскольку, как уже отмечалось, плотность пространственного заряда не зависит от направления движения электронов, составляющих этот заряд. В обоих диодах плотности токов будут определяться следующими выражениями:

$$J_a = J - J' = 2{,}33 \cdot 10^{-6} \frac{U_a^{3/2}}{(d - x_0)^2}, \qquad (3.76)$$

$$J + J' = 2{,}33 \cdot 10^{-6} \frac{U_\partial^{3/2}}{x_0^2}, \qquad (3.77)$$

где x_0 — расстояние от ВК до сетки (см. рис. 3.36). Решая совместно эти уравнения, можно найти значение x_0, а затем и плотность тока J' отраженной части электронного потока. Не останавливаясь на процедуре решения, отметим некоторые его результаты.

При равенстве потенциалов на электродах ($U_\partial = U_a$) значение $x_0 < d/2$. Оно уменьшается по мере увеличения плотности входящего тока J. При этом, как следует из (3.76), снижается плотность тока J_a, поступающего на анод. Если же, наоборот, уменьшать плотность входящего в промежуток тока, точнее совокупного параметра $p_J = d^2J/U_\partial^{3/2}$, то значение x_0 будет стремиться к $d/2$. При $p_J = 9{,}32 \cdot 10^{-6}$ расстояние x_0 становится равным $d/2$, в результате виртуальный катод и поток отраженных от него электронов исчезают.

На графике рис. 3.37 это условие соответствует скачкообразному переходу из точки D в точку A, где ($U_{мин}/U_\partial = 0{,}75$). Таким образом, исчезновение виртуального катода происходит при плотности входящего тока в два раза меньшей, чем при возникновении ВК, что связано с процессом отражения электронов, поддерживающим большую плотность простран-

ственного заряда в первом диоде (сетка–ВК) при снижении плотности входящего тока J.

При неодинаковых потенциалах на электродах диодного промежутка, т. е. при $U_д \neq U_а$, виртуальный катод возникает при меньших значениях параметра p_J и его координаты изменяются по сравнению с теми, что наблюдаются при $U_д = U_а$. В этом случае максимальная плотность тока, проходящего через рассматриваемый промежуток, будет определяться формулой

$$J_{макс} = 2{,}33 \cdot 10^{-6} \frac{\left(U_д^{1/2} + U_а^{1/2}\right)^3}{d^2}. \qquad (3.78)$$

При $U_д < U_а$ плоскость ВК смещается в сторону сетки, а при $U_а < U_д$ — в сторону анода. Иллюстрацией к сказанному может служить рис. 3.38, на котором показаны кривые распределения потенциала между электродами плоского диода при $U_а < U_д$ для трех значений плотности вошедшего тока: $J_1 < J_2 < J_3$.

Если предположить, что эти значения соответствуют значениям плотности тока, для которых кривые распределения потенциала изображены на рис. 3.36, *а*, то сравнение рисунков 3.38 и 3.36, *а* дает более наглядное представление об особенностях распределения потенциала между электродами при $U_а < U_д$. Например видно, что при $U_а < U_д$ ВК образуется при плотности тока $J_2 < J_3$, причем в правой половине междуэлектродного промежутка, а увеличение плотности тока до значения J_3 сдвигает ранее образовавшийся ВК к середине промежутка и тем самым снижает плотность анодного тока.

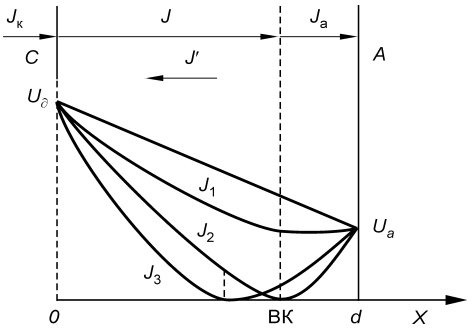


Рис. 3.38
Кривые распределения потенциала в плоском диоде при разных значениях плотности входящего тока

Оценивая результаты теоретического анализа влияния отрицательного пространственного заряда на токораспределение между двумя соседними электродами, следует ввести поправку на условие возврата электронов к сетке, через которую они вошли в рассматриваемый междуэлектродный промежуток. При теоретическом анализе, согласно принятому допущению, возврат электронов начинается только при возникновении ВК ($U_{мин} = 0$). Однако в действительности процесс возврата электронов от плоскости $U_{мин}$ к сетке возникает еще до появления ВК (см. п. 3.6). С учетом этой поправки влияние отрицательного пространственного заряда на токораспределение (или токопрохождение) можно охарактеризовать качественным графиком рис. 3.39, где приведены кривые зависимости коэффициента токопрохождения $\delta = J_а/J_к = I_а/I_к$ от отношения потенциалов на электродах промежутка $U_а/U_д$ при трех значениях плотности катодного тока $J_к$, входящего в этот промежуток.

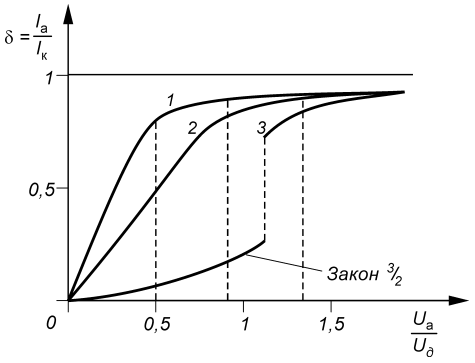


Рис. 3.39
Изменение кривой токопрохождения при разных значениях плотности катодного тока

Кривая *1* соответствует малому значению $J'_к$, кривая *2* — повышенной плотности тока $J''_к > J'_к$, но недостаточной для образования явно выраженного ВК, и, наконец, кривая *3* соответствует плотности тока $J'''_к > J''_к$, при котором образуется ВК и существует даже при $U_а = U_д$. Из графика видно, что при относительно небольших значениях $J_к$ ранее установленные законы и режимы токопрохождения (перехвата и возврата) сохраняются, но границы перехода от одного режима к другому (пунктирные вертикали) по мере роста $J_к$ сдвигаются в область бóльших значений $U_а/U_д$. С возникновением ВК условия токопрохождения резко нарушаются. По мере увеличения $U_а/U_д$ от нуля коэффициент δ (пропорциональный анодному току) сначала возрастает приблизительно по закону степени 3/2. Лишь по достижении некоторого значения $U_а/U_д$, при котором исчезает ВК, коэффициент δ скачком приобретает величину, соответствующую известному режиму возврата.

Пример 3.9. Электронный поток входит в плоский диодный промежуток протяженностью $d = 1$ см. Определить максимальную плотность тока, который можно пропустить через этот промежуток при идеальном вакууме, для двух случаев: 1) потенциалы обоих электродов одинаковы и равны 1000 В; 2) потенциал первого электрода $U_д = 1000$ В, второго — $U_а = 500$ В.

Решение.

1. Согласно формуле (3.75),

$$J_{макс} = 18,64 \cdot 10^{-6} \frac{1000^{3/2}}{1^2} = 0,615 \text{ А/см}^2.$$

2. По формуле (3.78) находим

$$J_{макс} = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{\left(1000^{1/2} + 500^{1/2}\right)^3}{1^2} = 0,396 \text{ А/см}^2.$$

Влияние положительного пространственного заряда

В реальных электронных приборах всегда имеется некоторое остаточное количество газа. Поэтому если скорости электронов имеют достаточную величину для ионизации молекул этого газа, то в междуэлектродных промежутках с экстремальными кривыми распределения потенциала будет происходить накопление положительных ионов вплоть до полной нейтрализации отрицательного пространственного заряда и образования элек-

тронно-ионной плазмы. Процесс захвата ионов может иметь место как в случае тонкого электронного пучка, так и в случае однородного электронного потока бесконечной ширины. В первом случае ионы будут захватываться осевой областью пучка, во втором — областью потенциального минимума в продольном распределении потенциала. На рис. 3.40 проиллюстрирован второй случай, типичный для электронной лампы-тетрода при отсутствии поперечного электрического поля. На рис. 3.40 показана начальная стадия процесса: образование электронно-ионных пар и их разделение продольным полем. Легкие электроны *e* быстро уходят на электроды промежутка, тяжелые ионы относительно медленно скатываются в область потенциального минимума. По мере накопления ионов $U_{мин}$ постепенно исчезает и образуется плазма, окружающая электрод с меньшим потенциалом (рис. 3.40, *б*). С увеличением потенциала U_a (приближением его к $U_д$) область, занятая плазмой, будет расширяться и тем самым исключать возможность образования виртуального катода.

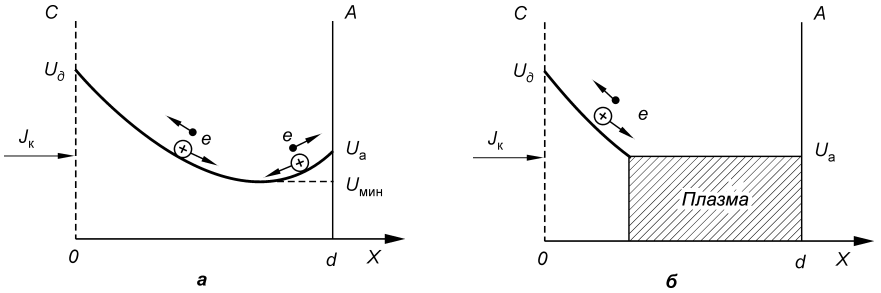


Рис. 3.40

Процесс накопления положительных ионов в области минимума потенциала

Процесс накопления ионов в электронном потоке требует определенного времени. Приближенное значение минимального времени накопления, т. е. времени, необходимого для выравнивания плотностей электронов и ионов (полной нейтрализации), можно определить по формуле [19, с. 62]

$$\tau_{мин} = \frac{0{,}0169}{p\mathcal{E}_i(U)U^{1/2}}, \text{ мкс}, \qquad (3.79)$$

где p — давление газа в мм рт. ст.; $\mathcal{E}_i(U)$ — удельная ионизация молекул газа; U — потенциал в электронном потоке, определяющий скорость электронов.

Из формулы (3.79) следует, что время накопления ионов растет с улучшением вакуума (снижением давления) и не зависит непосредственно от тока электронного потока. Расчеты, проведенные по этой формуле, показывают, что при $p = 10^{-6}$ мм рт. ст. время $\tau_{мин}$ может составлять несколько десятков микросекунд. Следовательно, в электронных приборах, работающих в импульсном режиме при длительностях импульсов ускоряющего напряжения, значительно меньших $\tau_{мин}$, заметной нейтрализации постоянной составляющей плотности пространственного заряда электронного потока наблюдаться не будет. Этот вывод подтверждается экспериментально.

Вместе с тем следует заметить, что и в непрерывном режиме нейтрализация электронного пространственного заряда происходит далеко не всегда. Это объясняется выходом ионов из области, занятой электронным потоком. Существует несколько причин, вызывающих потерю ионов. Основной из них является действие электростатических полей. Например, в лучевом приемно-усилительном тетроде таким полем является поперечное поле лучеобразующих электродов. Другой причиной выхода ионов из электронного потока является их тепловое движение.

Таким образом, пространственный заряд положительных ионов может частично или полностью нейтрализовать пространственный заряд электронов в заданном междуэлектродном промежутке и тем самым устранить потенциальный минимум между электродами, ограничивающий токопрохождение через этот промежуток, и повысить максимальное значение плотности конвекционного тока, который можно пропустить через междуэлектродный промежуток при заданных потенциалах электродов.

3.9. ДИНАТРОННЫЙ ЭФФЕКТ И СПОСОБЫ ЕГО ПОДАВЛЕНИЯ

В п. 1.1 при рассмотрении принципа действия тетродного усилителя уже состоялось знакомство с динатронным эффектом. Но тетрод не единственный тип приборов, где может возникнуть этот эффект. В общем случае динатронный эффект — это изменение токораспределения (или токопрохождения) в электронном приборе, вызванное переходом вторичных электронов, выбитых с одного электрода на другой с бóльшим потенциалом. В зависимости от того, с какого электрода выбиваются и уходят вторичные электроны, различают две разновидности динатронного эффекта: анодный (коллекторный) и сеточный. Необходимыми и достаточными условиями возникновения любой из этих разновидностей являются:

- выбивание с поверхности электрода вторичных электронов;
- переход этих электронов на другой электрод.

При нарушении одного из этих условий возникновение динатронного эффекта невозможно.

Заметный выход вторичных электронов с поверхности электрода возникает при бомбардировке ее первичными электронами с минимальной энергией 15...20 эВ. Поэтому если потенциалы анода и ближайшего к нему электрода–сетки обозначить как U_a и U_c, а токи, протекающие в цепях этих электродов, через I_a и I_c, то условие существования анодного динатронного эффекта (АДЭ) будет характеризоваться соотношениями:

$$(15 - 20) \lesssim U_a \lesssim U_c, \quad I_a = I'_a - \Delta_a I''_a = I'_a(1 - \Delta_a\sigma_a), \quad I_c = I'_c + \Delta_a I''_a, \quad (3.80)$$

а сеточного динатронного эффекта (СДЭ):

$$(15 - 20) \lesssim U_c \lesssim U_a, \quad I_c = I'_c - \Delta_c I''_c = I'_c(1 - \Delta_c\sigma_c), \quad I_a = I'_a + \Delta_c I''_c, \quad (3.81)$$

где I'_a и I'_c — токи первичных электронов; I''_a и I''_c — токи вторичных электронов, выходящих с поверхности соответствующих электродов;

$\Delta_а$ и $\Delta_с$ — коэффициенты перехода вторичных электронов, показывающие, какая часть вторичных электронов переходит на другие электроды; $\sigma_а = I''_а/I'_а$ и $\sigma_с = I''_с/I'_с$ — коэффициенты вторичной эмиссии из материалов анода и сетки.

Из соотношений потенциалов (3.80) и (3.81) следует, что АДЭ возникает при токораспределении в режиме возврата, а СДЭ — в режиме перехвата. Если, используя вышеприведенные равенства для токов $I_а$ и $I_с$, вычислить коэффициенты $\delta = I_а/I_к$ и $(1 - \delta) = I_с/I_к$ для различных значений отношения потенциалов $U_а/U_с$ при $I_к = \text{const}$, то получим зависимости, приведенные на рис. 3.41. Для сравнения на графике штриховыми линиями показаны изменения тех же коэффициентов при отсутствии динатронных эффектов. Рассматривая приведенные кривые, следует иметь в виду, что с изменением отношения $U_а/U_с$ происходит одновременное изменение коэффициентов $\sigma_а$ (или $\sigma_с$) и $\Delta_а$ (или $\Delta_с$), причем в разные стороны. Если первоначально, т. е. при малых значениях $U_а/U_с$, коэффициент $\sigma_а$ минимален, а $\Delta_а \approx 1$, то при $U_а/U_с \to 1$ $\sigma_а$ стремится к некоторому максимальному значению $\sigma_{а\,макс}$ (не обязательно равному $\sigma_м$, указанному в таблице 2.5 для данного материала анода), а $\Delta_а \to 0$. В точке перехода из области АДЭ в область СДЭ, характеризующейся отсутствием динатронного эффекта, $\sigma_а = \sigma_{макс}$ и $\Delta_а \approx 0$: эмиссия вторичных электронов с анода максимальна, но перехода этих электронов на сетку практически нет. При $U_а > U_с$ кривая δ идет выше, а кривая $(1 - \delta)$ ниже соответствующих кривых токораспределения при отсутствии динатронного эффекта. Расхождение кривых незначительно, так как ток вторичных электронов, переходящих с сетки на анод, невелик, ибо он пропорционален току первичных электронов, попадающих на сетку, а этот ток при $U_с < U_а$ значительно меньше анодного. Что касается глубины провала в кривой δ, то она зависит от значения $\sigma_а$. При значениях $\sigma_а \geq 1$ анодный ток $I_а \leq 0$ (см. (3.80)), поэтому кривая δ может опуститься до оси абсцисс или даже ниже ее, что будет соответствовать изменению знака $I_а$.

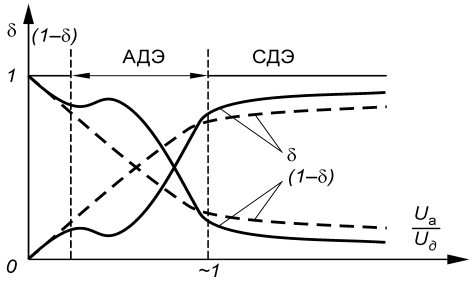


Рис. 3.41
Кривые токораспределения с учетом динатронного эффекта

Динатронный эффект во многих электронных приборах явление нежелательное, поскольку является причиной повышенных нелинейных искажений, ограничения КПД усилительных приборов и других неприятных последствий, поэтому вопрос его устранения (подавления) является весьма актуальным. Пути устранения динатронного эффекта связаны с нарушением по крайней мере одного из указанных выше условий его существования: либо с подавлением вторичной электронной эмиссии, либо с недопущением перехода вторичных электронов с одного электрода на другой. К сожалению, полностью устранить вторичную

эмиссию с электродов не удается, ее можно лишь ослабить путем выбора материала электрода с малым коэффициентом вторичной эмиссии (например, графита вместо металла) или путем покрытия электродов специальными антиэмиссионными пленками. Следовательно, основным направлением борьбы с динатронным эффектом является недопущение перехода вторичных электронов с одного электрода на другой. В рамках этого направления различают следующие способы:

1) понижение потенциала сетки по отношению к потенциалу анода (коллектора); например, в генераторных тетродах $E_{c2} = (0{,}15...0{,}2)E_a$;

2) введение защитной, антидинатронной сетки, например, в пентодах;

3) использование действия отрицательного пространственного заряда, реализуемого, например, в лучевых тетродах;

4) применение анодных (коллекторных) камер.

При реализации в тетроде первого из указанных способов предполагается, что в рабочем режиме его анодный потенциал, изменяясь по закону $u_a = E_a(1 - (U_{am}/E_a)\sin\omega T)$, даже в предельном случае, когда $(U_{am}/E_a)_{макс} = 0{,}8...0{,}85$, не становится меньше потенциала экранирующей сетки, и поэтому между анодом и сеткой не создаются условия для перехода вторичных электронов с анода на сетку, т. е. условия возникновения АДЭ.

Следующие два способа заключаются в создании между электродами (между которыми распределяется электронный поток) потенциального минимума, служащего барьером для вторичных электронов. В пентоде такой барьер создается в плоскости C_3 путем приложения к этой сетке потенциала $U_{c3} \approx 0$. В тетроде необходимый потенциальный барьер между сеткой C_2 и анодом может быть создан путем повышения плотности электронного потока. Как было показано на рис. 3.36, при некоторой плотности тока $J = J_2$ между указанными электродами возникает плоскость $U_{мин}$, благодаря которой высота потенциального барьера $U_a - U_{мин}$ может оказаться непреодолимой для основной массы вторичных электронов, вылетающих как из анода, так и из сетки.

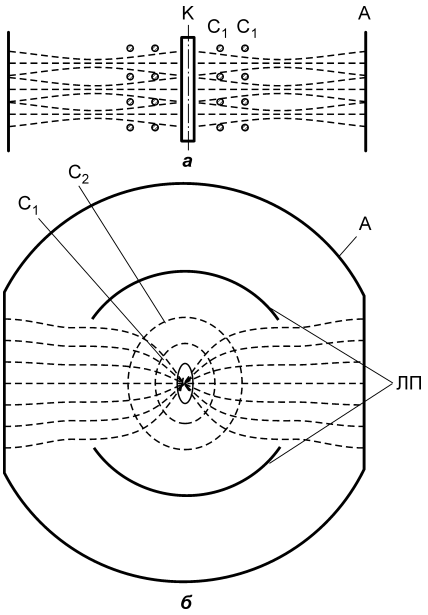


Рис. 3.42
Принципиальная конструкция лучевого тетрода

На рис. 3.42 в качестве примера приведена принципиальная конструкция так называемого лучевого тетрода, в которой реализован этот способ. Для создания достаточной плотности электронного потока в этой конструкции обе сетки (C_1 и C_2) выполнены с одинаковым шагом и расположены относительно друг друга так, что их

витки находятся в створе (рис. 3.42, *а*). При этом благодаря тому, что в рабочем режиме потенциал первой сетки обычно меньше естественного, просветы между ее витками действуют как собирательные (фокусирующие) электростатические линзы, которые разбивают сплошной электронный поток, идущий с катода К, на отдельные электронные лучи и одновременно уплотняют их по толщине. Для того чтобы эти лучи не расходились в поперечном направлении (рис. 3.42, *б*), в конструкции использованы так называемые лучеобразующие пластины ЛП, имеющие потенциал катода. Образующееся при этом поперечное электрическое поле, с одной стороны, уплотняет электроны по ширине лучей, а с другой — «отсасывает» из них положительные ионы, которые могут накапливаться в потенциальных минимумах (ямах) между сеткой $С_2$ и анодом А, нейтрализовать пространственный заряд электронных лучей и тем самым устранять потенциальные барьеры для вторичных электронов.

Последний способ подавления динатронного эффекта основан на создании в конструкциях анодов (коллекторов) достаточно глубоких камер, стенки которых затрудняют выход вторичных (в том числе и отраженных первичных) электронов из камер наружу, подобно стенкам абсолютно черного тела, поглощающим вошедшие в него световые лучи.

3.10. ЭЛЕКТРОННЫЙ ПОТОК И ЕГО ФИЗИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

Отбор электронов с поверхности термокатода, режимы и закономерности которого рассматривались ранее, по существу является процессом начального формирования электронного потока в прикатодном пространстве диодной или более сложной системы с помощью электростатических полей.

Электронный поток — это совокупность свободных электронов, упорядоченно движущихся в определенном направлении. В общем случае он характеризуется значениями плотностей тока J и пространственного заряда ρ, силой тока I, скоростью υ, энергией электронов $\mathcal{E}$, а также формой поперечного сечения и геометрическими размерами.

Кроме этого, в ряде случаев используются дополнительные характеристики и параметры. Так, в качестве параметра пространственного заряда, определяющего кулоновские силы электростатического отталкивания, используется отношение тока электронного пучка I к напряжению его ускорения U, возведенному в степень 3/2, т. е. $p = I/U^{3/2}$, которое получило название *первеанс* (perveance). Из опыта известно, что в электронных пучках влияние пространственного заряда становится заметным при $p > 10^{-7}$ А/В$^{3/2}$. Такие пучки относятся к числу интенсивных. Если $p \lesssim 10^{-8}$ А/В$^{3/2}$, то при расчетах траекторий электронов в пучках влиянием пространственного заряда можно пренебрегать. Электронные пучки (лучи) с таким первеансом относятся к числу неинтенсивных.

Для описания качества формируемого пучка, степени упорядоченности его структуры и распределения поперечных скоростей используются такие понятия, как *фазовая характеристика* пучка, *фазовый эллипс*, *эмиттанс* и *яркость* пучка.

Фазовая характеристика пучка представляет собой зависимость наклона траектории электрона $r' = dr/dz$ от ее радиальной координаты r в поперечном сечении (фазовом пространстве) пучка. На рис. 3.43 показано применение фазовых характеристик для описания процесса формирования электронного пучка. На рис. 3.43, *а* показаны траектории электронов в идеально сформированном пучке. Видно, что сначала пучок равномерно сжимается, затем, достигнув минимального сечения, под действием кулоновских сил начинает расширяться. На рис. 3.43, *б* представлены фазовые характеристики этого пучка для плоскостей P_1, P_2, P_3. Характеристика *1* соответствует равномерно сходящемуся в плоскости P_1 пучку, где наклон траектории пропорционален их координате. В плоскости минимального сечения P_2 траектории электронов параллельны оси z, поэтому $r' = 0$ и фазовая характеристика *2* располагается на оси r фазового пространства. Характеристика *3* соответствует равномерно расходящемуся пучку. Линейность рассмотренных характеристик соответствует идеально сформированному электронному пучку. Аберрации системы начального формирования пучка приводят к нелинейности фазовых характеристик. Пример такой характеристики в плоскости минимального сечения пучка показан на рис. 3.44, *а*. Такой вид характеристики отражает эффект пересечения электронных траекторий, так как одному и тому же значению радиальной координаты соответствуют различные углы наклона траекторий.

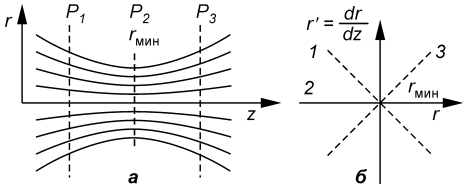


Рис. 3.43
Траектории электронов (а) и фазовые характеристики электронного пучка (б)

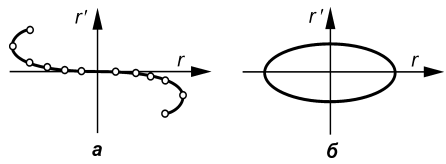


Рис. 3.44
Нелинейные фазовые характеристики электронного пучка

Учет теплового разброса скоростей электронов в пучке приводит к тому, что на фазовой плоскости электронный пучок отображается не линией, а некоторой фигурой, имеющей конечную площадь. В плоскости минимального сечения пучка эта фигура имеет вид эллипса (рис. 3.44, *б*); каждой радиальной координате r соответствует множество значений r'.

Площадь фазового эллипса A, деленная на π, называется эмиттансом пучка: $\varepsilon = A/\pi$. Эмиттанс электронного пучка, созданного пушкой с термокатодом, вычисляется по формуле

$$\varepsilon = \sqrt{2} \cdot r_к (kT/eU)^{1/2},$$

где $r_к$ — радиус катода, T —температура катода и U — ускоряющее напряжение.

Для применения формирующих систем важное значение имеет такой их параметр, как яркость

$$B = I/\pi r^2\Omega,$$

где I — ток пучка радиусом r, Ω — телесный угол, определяющий сходимость (или расходимость) электронного пучка.

Большое разнообразие электронных приборов и устройств, в которых используются электронные потоки, определило и разнообразие требований к параметрам этих потоков, в частности к их геометрическим размерам. В связи с этим исторически, наряду с термином «электронный поток», появились и вошли в специальную литературу по физической электронике термины «электронный пучок» и «электронный луч». Они используются в тех случаях, когда необходимо подчеркнуть морфологические особенности электронного потока, т. е. его конфигурацию и соотношение геометрических размеров. Электронный пучок — это поток электронов с вполне определенными границами, продольный размер которого, как правило, намного превышает поперечный. В этом случае можно фокусировать пучок, изменять его конфигурацию, рассчитывать его граничные траектории. Такие пучки используются в разнообразных микроволновых электронных приборах: клистронах, лампах бегущей и обратной волны и др. (см. главу 9). Электронный луч — это предельно тонкий электронный пучок, сечение которого можно считать сколь угодно малым. Такие остро сфокусированные лучи используются в различных электронно-лучевых приборах: осциллографических и телевизионных трубках, электронных микроскопах и др.

Электронные потоки классифицируются не только в соответствии с их геометрическими размерами, но и по значениям электрических параметров. Потоки электронов с большой плотностью пространственного заряда (большой силой тока) называются интенсивными, или сильноточными; в случае малых значений плотности пространственного заряда (малой силы тока) — неинтенсивными, или слаботочными. В зависимости от значения скорости различают релятивистские и нерелятивистские электронные потоки. Первые из них имеют скорости, соизмеримые со скоростью света, вторые — значительно меньше скорости света. Электронные потоки, характеризующиеся пренебрежимо малым разбросом скоростей электронов, называются односкоростными или монокинетизированными; при значительном разбросе скоростей — многоскоростными. Электронные потоки, в которых траектории электронов не пересекаются в пространстве, рассматриваются как ламинарные (по аналогии с ламинарными потоками жидкости в гидродинамике), а при наличии пересечений — неламинарными. Электронные потоки разделяются также по общей конфигурации: цилиндрические, трубчатые, ленточные, спиралеобразные и др.

В общем случае формирование электронного потока (пучка, луча) заданной конфигурации является сложным процессом, в особенности, если интенсивный поток имеет большую протяженность и на всей его длине необходимо сохранить исходные параметры (форму, размеры поперечного сечения). Поэтому задачу формирования электронного потока часто разделяют на две части:

1) начальное формирование, обеспечивающее получение исходных электрических параметров и заданной формы поперечного сечения потока;

2) сохранение исходных параметров на всей длине электронного потока или, наоборот, необходимое изменение их с целью доведения до требуемого уровня (например, дополнительное ускорение или фокусировка электронов).

Решение обеих задач сводится к нахождению картины полей и траекторий электронов путем совместного решения уравнений движения и поля при соответствующих граничных условиях.

Электронный поток, при всей простоте его определения, является сложной электронной системой, в которой частицы, помимо направленного движения, совершают также хаотическое движение с различными тепловыми скоростями. Уравнения, описывающие такую систему, очень сложны, и их решение можно получить лишь при определенных упрощающих предположениях. Последнее условие означает переход от реального электронного потока к некоторой его физической модели.

Физическую модель неинтенсивного (слаботочного) односкоростного потока (луча) обычно представляют в виде движущихся электрически заряженных мельчайших шариков (материальных точек), не взаимодействующих друг с другом. Движение ансамбля таких шариков во внешнем поле (электрическом или магнитном) не отличается от движения отдельной заряженной частицы, которое может быть описано уравнением Ньютона, а электрическое поле — уравнением Лапласа.

Интенсивные электронные потоки отличаются от неинтенсивных тем, что на их движение оказывают значительное влияние кулоновские силы взаимного отталкивания электронов и снижение потенциала пространства, вызванное собственным зарядом потока. Поэтому траектории электронов потока и одиночных заряженных частиц при движении в одних и тех же внешних полях существенно различны. Простейшей физической моделью интенсивного электронного потока, учитывающей в первом приближении указанные особенности, является гидродинамическая. Согласно этой модели, электронный поток представляется в виде ламинарного потока заряженной жидкости, все слои которой движутся, не перемешиваясь, со скоростью, являющейся однозначной функцией координат.

Движение отдельной частицы (или отдельного слоя) в таком потоке может быть по-прежнему описано уравнением Ньютона, учитывающим действие на частицу не только внешнего поля, но и всего пространственного заряда потока, т. е. суммарного поля; для описания этого поля используется уравнение Пуассона.

В реальных электронных потоках частицы, вышедшие из эмиттера, имеют различные по значению и направлению скорости, поэтому их траектории могут пересекаться друг с другом. Такие потоки электронов уже не могут считаться ламинарными; для их описания используются другие, более сложные, дискретные модели. Информацию о различных моделях интенсивных электронных потоков можно найти в [20].

ЗАДАЧИ

1. Диод с плоскопараллельными электродами работает в режиме пространственного заряда. При анодном напряжении 30 В анодный ток равен 100 мА. Определить анодное напряжение, при котором анодный ток будет равен 20 мА, и во сколько раз при этом надо изменить расстояние катод–анод, чтобы восстановить прежнее значение анодного тока.

(Ответ: 10,3 В; 2,23)

2. Плоский идеальный диод с термокатодом и междуэлектродным расстоянием 5 мм работает при анодном напряжении 300 В. Определить значение напряженности электрического поля, создаваемого пространственным зарядом на расстоянии 1 мм от катода.

(Ответ: 1,32 10^4 В/м)

3. Плоский и цилиндрический диоды с термокатодами имеют одинаковые расстояния катод–анод x_a и одинаковые анодные напряжения; отношение радиуса анода к радиусу катода в цилиндрическом диоде равно 3. Определить, на каком расстоянии от катода напряженность электрического поля в цилиндрическом диоде будет равна напряженности поля в плоском диоде.

(Ответ: $0{,}41x_a$)

4. Анодно-сеточная характеристика плоского триода при анодном напряжении 400 В начинается в точке с потенциалом −5 В. Определить расстояние катод–сетка в этом триоде, если при потенциале сетки 0 В его анодный ток равен 50 мА; площадь анода 10 $см^2$ и отношение междуэлектродных расстояний $x_a/x_c = 3{,}34$.

(Ответ: 0,69 мм)

5. В плоском триоде с термокатодом при равенстве потенциалов анода и сетки $U_a = U_c = +5$ В коэффициент токораспределения составляет 2,5. Определить, чему будет равен этот коэффициент при $U_a = U_c = 16$, а также коэффициент токопрохождения.

(Ответ: 10 и 0,91)

6. Найти шаг сетки плоского триода, если известно, что при потенциале анода 400 В и сетки +10 В коэффициент токораспределения равен 20; расстояние катод–сетка 1 мм, расстояние катод–анод 6 мм и диаметр проволоки эквидистантной сетки 0,2 мм.

(Ответ: ~23 мм)

7. Определить коэффициент токораспределения и значение сеточного тока плоского триода с термокатодом при потенциалах сетки +2 В и анода 100 В, если известно, что при естественном потенциале сетки, равном +10 В, анодный ток составлял 5 мА, а сеточный — 1 мА; коэффициент прямой проницаемости сетки равен 0,05.

(Ответ: 11,2 и 0,156 мА)

8. В диодных термоэлектронных преобразователях тепловой энергии в электрическую для нейтрализации отрицательного пространственного заряда термоэлектронов, ограничивающего катодный ток, используется положительный пространственный заряд ионов цезия. Определить значение ионного тока, при котором обеспечивается полная нейтрализация отрицательного пространственного заряда, если ток электронов равен 100 мА и масса цезия $m = 37{,}6 \cdot 10^{-25}$ кг.

(Ответ: 50 мкА)

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

ФОРМИРОВАНИЕ НЕИНТЕНСИВНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ. ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРОЖЕКТОРЫ

4.1. ОПТИКО-МЕХАНИЧЕСКАЯ АНАЛОГИЯ

Используемые на практике неинтенсивные (слаботочные) электронные пучки имеют разную конфигурацию. В подавляющем большинстве случаев они представляют собой тонкие электронные лучи круглого поперечного сечения с токами от десятых долей микроампера (в электронных микроскопах и спектрометрах) до нескольких миллиампер (в электронно-лучевых трубках и установках прецизионной электронно-лучевой сварки). При всем различии функционального назначения этих приборов и установок к электронным пучкам предъявляется общее требование: они должны иметь малые поперечные размеры (сотые-десятые доли миллиметра) на флюоресцирующем экране или мишени. В связи с этим основной задачей при формировании таких электронных пучков является обеспечение острой фокусировки электронов.

Методы формирования неинтенсивных электронных пучков, в которых действием пространственного заряда можно пренебречь, составляют научную основу геометрической электронной оптики. В таких методах используется оптико-механическая аналогия, поскольку движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях, постоянных во времени, происходит так же, как и распространение светового луча в среде с непрерывно изменяющимся показателем преломления. Это можно показать, сравнив законы механики и оптики, определяющие траектории световых лучей.

Принцип наименьшего действия. Основной закон механики для частицы, движущейся в потенциальном силовом поле, можно записать в форме принципа наименьшего действия [21]. Действие в механике определяется величиной

$$A = \int_{t_0}^{t} 2W\,dt,$$

где W — кинетическая энергия частицы, а t_0 и t — моменты начала и конца движения. Если движение характеризовать не временным интервалом $t - t_0$, а длиной пути (дуги) S, пройденного за этот интервал, и учесть, что $W = mv^2/2$ и $v \cdot dt = dS$, где v — скорость частицы, то интеграл действия можно привести к виду

$$A = \int_a^b mv\,dS.$$

В данном случае интегрирование ведется вдоль траектории от точки a, где частица находилась в момент t_0, до точки b, в которой частица оказалась в момент t.

Принцип наименьшего действия утверждает, что из всех траекторий, при движении по которым полная энергия остается постоянной, для действительной траектории соблюдается условие

$$\delta A = \delta \int_a^b mv\,dS = 0,$$

или, для частицы с постоянной массой m,

$$\delta \int_a^b v\,dS = 0, \tag{4.1}$$

где δ — символ варьирования.

Это означает, что для рассматриваемой частицы действие имеет экстремальное (обычно минимальное) значение.

В классической геометрической оптике основные законы распространения, преломления и отражения света могут быть получены из одного общего закона, называемого принципом Ферма и утверждающего, что в изотропных средах оптическая длина пути, или, что то же самое, время прохождения света для истинной траектории луча, имеет экстремальное (обычно минимальное) значение. Оптическая длина пути определяется величиной

$$L = \int_a^b n\,dS,$$

где n — показатель преломления среды, в которой распространяется свет; ds — элемент пути светового луча.

Принцип Ферма записывается в виде

$$\delta L = \delta \int_a^b n\,dS = 0. \tag{4.2}$$

Из сравнения (4.1) и (4.2) следует, что если в каждой точке пути соблюдается условие $n = \beta v$ (где β — постоянный коэффициент пропорциональности), то уравнения траектории частицы и светового луча полностью совпадают, и поэтому выбор траектории определяется соображениями простоты решения поставленной задачи. Например, при рассмотрении движения электронов через границу двух сред с различными потенциалами оказывается более удобным применять уравнения, определяющие прохождение света сквозь среды с различными оптическими характеристиками. Рассмотрим этот случай.

Закон преломления. Представим границу раздела двух однородных сред с потенциалами U_1 и U_2 в виде двух взаимно параллельных и близко расположенных друг к другу мелкоструктурных сеток, достаточно прозрачных для электронов (рис. 4.1). При переходе через эту границу происходит скачкообразное изменение потенциала. Тонкий

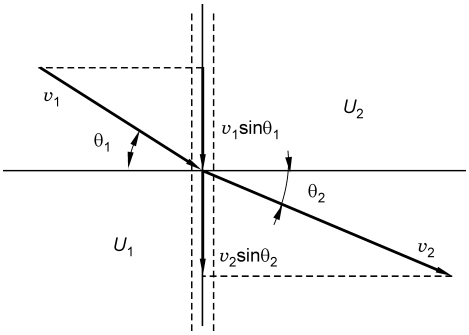


Рис. 4.1
Преломление траектории электронного луча на границе двух сред с разными потенциалами

электронный луч, распространяющийся со скоростью $\upsilon_1 = \sqrt{2\frac{e}{m}U_1}$, падает на поверхность раздела под углом θ_1 и, скачком изменив скорость от υ_1 до $\upsilon_2 = \sqrt{2\frac{e}{m}U_2}$, продолжает распространяться дальше, но уже под углом θ_2. Нетрудно заметить, что изменение скорости электронов происходит только за счет нормальной (к границе раздела) составляющей; тангенциальная составляющая скорости при этом не изменяется, так как граница раздела является эквипотенциальной линией. Из равенства начальной и конечной тангенциальных составляющих скорости следует

$$\frac{\sin\theta_1}{\sin\theta_2} = \frac{\upsilon_2}{\upsilon_1} = \frac{\sqrt{U_2}}{\sqrt{U_1}}. \qquad (4.3)$$

В геометрической (световой) оптике преломление лучей света на границе двух сред с разными показателями преломления n_1 и n_2 определяется известным законом Снеллиуса

$$\frac{\sin\theta_1}{\sin\theta_2} = \frac{n_2}{n_1}.$$

Из сравнения полученных соотношений следует, что в электронной оптике величиной, соответствующей показателю преломления n, является скорость электрона υ, которая пропорциональна корню квадратному из потенциала U при условии, что первоначально электрон выходил из точки с нулевым потенциалом.

Правило построения изображений. Построение изображений в *электронной линзе* производится по тем же правилам, что и в светооптической линзе, с использованием понятий *тонкой* и *толстой линзы*. Тонкой называется линза, осевой размер которой мал по сравнению с фокусным расстоянием. На рис. 4.2 изображена тонкая собирающая линза, среды по обе стороны от которой обладают различными коэффициентами преломления n_1 и n_2. Слева от линзы находится предметное пространство, справа — пространство изображения. Для того чтобы построить изображение с помощью тонкой линзы, достаточно знать положение самой линзы и ее фокусов F_1 и F_2. Построение проводится следующим образом. Из любой точки предмета AB, например из точки A, проводят два луча. Один из них ACA' в предметном пространстве идет параллельно главной оптической оси и после преломления в линзе проходит через фокус F_2. Второй ADA' в предметном пространстве проходит через фокус

F_1, поэтому в пространстве изображений идет параллельно главной оптической оси. Пересечение этих двух лучей определяет точку A' — изображение точки A. Аналогичным образом находят изображения всех других точек предмета. Расстояния f_1 и f_2 от средней плоскости линзы до фокусов называются соответственно передним и задним фокусными расстояниями. Между этими расстояниями имеется простая связь:

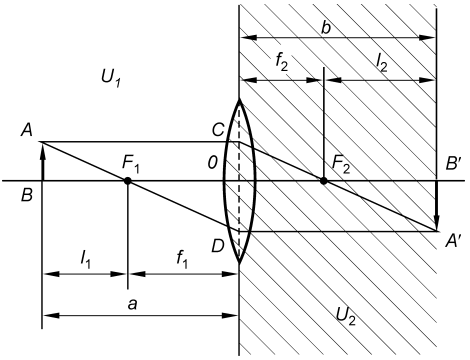


Рис. 4.2
Построение изображения в тонкой линзе

$$-\frac{f_1}{f_2}=\frac{n_1}{n_2}. \qquad (4.4)$$

Знак минус означает, что фокус F_1 лежит слева от центра линзы. Из (4.4) следует, что при $n_1 = n_2$ оба фокусных расстояния оказываются одинаковыми, т. е. $-f_1 = f_2 = f$. Для светооптической линзы это всегда имеет место, если она находится в воздухе. В электронной электростатической линзе, как известно, $\dfrac{n_1}{n_2}=\dfrac{\sqrt{U_1}}{\sqrt{U_2}}$, поэтому соотношение (4.4) принимает вид

$$-\frac{f_1}{f_2}=\frac{\sqrt{U_1}}{\sqrt{U_2}}. \qquad (4.4а)$$

Следует заметить, что часто оптические свойства линзы характеризуют величиной, обратной фокусному расстоянию, т. е. $1/f$, которая называется оптической силой линзы. Чем больше эта величина, тем сильнее преломляющее действие линзы и тем короче фокусное расстояние.

Из рис. 4.2 нетрудно определить коэффициент линейного увеличения изображения $M = A'B'/AB$. Действительно, из подобия треугольников ABF_1 и DOF_1 в предметном пространстве и треугольников $A'B'F_2$ и COF_2 в пространстве изображения непосредственно следует

$$M=\frac{A'B'}{AB}=\frac{-f_1}{l_1}=\frac{l_2}{f_2}.$$

Для тонкой линзы в случае разных показателей преломления по обе стороны от линзы можно записать также

$$\frac{-f_1}{a}+\frac{f_2}{b}=1,$$

где a и b — расстояния от центральной плоскости линзы до предмета и его изображения соответственно.

В случае толстой линзы, осевая протяженность которой соизмерима с фокусным расстоянием, построение изображения несколько усложняется из-за сложности пути луча внутри линзы. Тем не менее действие этой

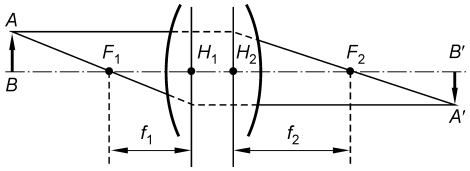


Рис. 4.3
Построение изображения в толстой линзе

линзы можно также свести к преломлению лучей, но не в центральной плоскости линзы, а в плоскостях, смещенных относительно центра H_1 и H_2 (рис. 4.3). Такие плоскости называются главными. Фокусные расстояния отсчитываются от соответствующих главных плоскостей, но между собой они по-прежнему связаны соотношением (4.4а). Если известно расположение главных плоскостей и фокусов толстой линзы, то построение изображения проводится следующим образом (рис. 4.3). Снова, как и в случае тонкой линзы, из точки A предмета направляем два луча. Луч, прошедший через фокус F_1, преломляется в главной плоскости предметного пространства H_1 и в дальнейшем (в пространстве изображения) идет параллельно главной оптической оси. Другой луч, вышедший из точки A параллельно оптической оси, преломляется в главной плоскости H_2 и проходит через фокус F_2. Точка пересечения этих двух лучей A' и будет изображением точки A. Из сказанного следует, что для построения изображений нет необходимости знать действительный ход лучей внутри линзы, если только известны положения главных плоскостей и фокусов. Поэтому расчет линзы сводится к нахождению этих положений (кардинальных точек на главной оптической оси).

Следует отметить, что электронные линзы обычно являются толстыми и на своей длине могут иметь как собирающие, так и рассеивающие участки. По этой причине в таких линзах плоскость H_1 смещается в сторону пространства изображения, а плоскость H_2, наоборот, в сторону предметного пространства. В результате обе главные плоскости могут оказаться по одну сторону от центральной плоскости линзы, и, более того, плоскость H_2 может располагаться даже левее плоскости H_1, т. е. произойдет перекрещивание главных плоскостей. Однако это обстоятельство не изменяет порядка построения изображения.

Условие Лагранжа–Гельмгольца. Еще одним примером аналогии между световой и электронной оптиками является идентичность соотношений, связывающих линейные размеры предмета и изображения, максимальные углы расхождения лучей (*апертурные углы*) и показатели преломления сред. По аналогии со световой оптикой такие соотношения могут быть найдены из схемы построения изображения с помощью сферической поверхности, разделяющей две среды с разными показателями преломления (рис. 4.4). На рисунке отрезки AB и $A'B'$ обозначают предмет и его изображение, r_1 и r_2 — их линейные размеры, γ_1

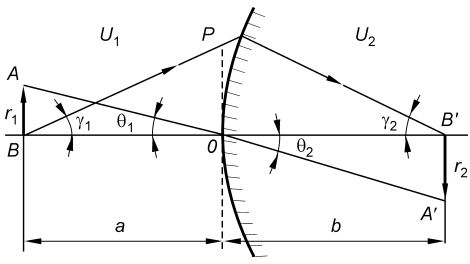


Рис. 4.4
К выводу условия Лагранжа–Гельмгольца

и γ_2 — апертурные углы, θ_1 и θ_2 — углы падения и преломления. Из рисунка следует, что при малых значениях γ_1 и γ_2

$$\operatorname{tg}\gamma_1 = \frac{PO}{a} \approx \sin\gamma_1 \quad \text{и} \quad \operatorname{tg}\gamma_2 = \frac{PO}{b} \approx \sin\gamma_2,$$

откуда

$$\frac{\operatorname{tg}\gamma_1}{\operatorname{tg}\gamma_2} = \frac{b}{a} \approx \frac{\sin\gamma_1}{\sin\gamma_2} \approx \frac{\gamma_1}{\gamma_2}.$$

В случае малых значений θ_1 и θ_2 имеют место приблизительные равенства

$$\sin\theta_1 \approx \operatorname{tg}\theta_1 = \frac{r_1}{a} \quad \text{и} \quad \sin\theta_2 \approx \operatorname{tg}\theta_2 = \frac{r_2}{b}.$$

Тогда, учитывая формулу (4.3), можно записать

$$\frac{\sin\theta_1}{\sin\theta_2} = \frac{\sqrt{U_2}}{\sqrt{U_1}} \approx \frac{r_1}{r_2}\frac{b}{a},$$

а поскольку

$$\frac{b}{a} = \frac{\sin\gamma_1}{\sin\gamma_2} \approx \frac{\gamma_1}{\gamma_2},$$

получим

$$r_1\gamma_1\sqrt{U_1} = r_2\gamma_2\sqrt{U_2}. \tag{4.5}$$

Это выражение совпадает с известным из световой оптики уравнением или условием Лагранжа–Гельмгольца

$$r_1\gamma_1 \cdot n_1 = r_2\gamma_2 \cdot n_2.$$

Различие между световой и электронной оптиками. Большая общность между световой и электронной оптиками не исключает и существенных различий между ними. Во-первых, в световой оптике энергия лучей и показатели преломления используемых сред постоянны, в то время как энергия электронных пучков и показатели преломления электростатических и магнитных полей могут меняться непрерывно в широких пределах простым изменением потенциалов электродов и токов в соленоидах. Во-вторых, в световой оптике формы преломляющих поверхностей (стеклянных линз) могут быть произвольными, тогда как в электронной оптике при отсутствии пространственного заряда они описываются уравнением Лапласа, которое налагает определенные ограничения на форму указанных поверхностей. В-третьих, в световой оптике формы преломляющих поверхностей и показатель преломления не связаны между собой, в то время как в электронной оптике они не могут изменяться независимо. Наконец, в-четвертых, в отличие от световых лучей, электронные пучки могут расходиться вследствие взаимного отталкивания электронов — действия кулоновских сил.

Указанные физические различия световой и электронной оптик определяют и различие практических методов конструирования приборов.

!
! "

4.2. АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ

Электростатическое поле

$ $
$
"% $
& " ' &

$ "
($

) &

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial U}{\partial z}\right)+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 U}{\partial \theta^2}=0. \qquad *"+!$$

, $ $

$ - θ" %
- *"+!

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial U}{\partial r}+\frac{\partial^2 U}{\partial r^2}=0. \qquad *".!$$

/ ! 0 $ 0
1 2 &
1 $ & " 3
0
" %
2
1 " % $
0 2
$ $
- - " (-455 567" %
" 8
2 # $)
, 9 0) "%
1 &
0 ,
! -: & $ $

граничной кривой. Типичной задачей Коши в электронной оптике является задача расчета внеосевого распределения потенциала при условии, что на оси симметрии ($r = 0$) распределение потенциала характеризуется известной функцией $U_0(z)$, а нормальная его производная $\partial U/\partial r = 0$. Решение этой задачи может быть получено аналитически путем представления искомой функции в виде следующего степенного ряда

$$U(z, r) = U_0(z) + U_2(r)r^2 + U_4(z)r^4 + \ldots + U_{2n}(z)r^{2n}. \qquad (4.8)$$

Наличие в этом выражении только четных степеней у координаты r обусловлено осевой симметрией поля, благодаря которой две точки, симметрично расположенные относительно оси z, будут иметь одинаковые потенциалы. Определяя из (4.8) первую производную по r и вторые производные по r и z и подставляя их в (4.7), получим

$$U_0''(z) + 4U_2(z) + [U_2''(z) + 16U_4(z)]r^2 + \ldots = 0,$$

где штрихи у обозначения потенциала означают производные по z.

Для того чтобы это равенство выполнялось при любых значениях r, коэффициенты при всех степенях r должны равняться нулю:

$$U_0''(z) + 4U_2(z) = 0,\ U_2''(z) + 16U_4(z) = 0,$$

откуда

$$U_2(z) = -\frac{1}{4}U_0''(z),\ U_4(z) = -\frac{1}{16}U_2'' = \frac{1}{64}U_0''(z).$$

Подставляя значения U_2, U_4, ... в ряд (4.8), получим

$$U(z,r) = U_0(z) - \frac{r^2}{4}U_0''(z) + \frac{r^4}{64}U_0^{\mathrm{IV}}(z) + \ldots,$$

или в общем виде

$$U(z,r) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(n!)^2} U_0^{2n} \cdot \left(\frac{r}{r}\right)^{2n}. \qquad (4.9)$$

Выражение (4.9) позволяет рассчитать распределение потенциала в любой точке аксиально-симметричного электростатического поля по известному распределению потенциала на оси симметрии. На основании этого выражения могут быть выведены многие важные свойства аксиально-симметричных электростатических полей.

Из световой геометрической оптики известно, что неискаженное изображение получается в том случае, когда используются приосевые, *параксиальные лучи*, т. е. распространяющиеся вблизи оптической оси линзы и образующие с ней лишь небольшие углы. В этом случае линза отклоняет проходящий через нее луч на угол, пропорциональный радиальной координате — расстоянию от оси до луча. Эта особенность светооптических линз учитывается и в электронной оптике. Именно поэтому при анализе оптических свойств электростатических (а также магнитных) полей обычно рассматривается не вся область поля, представленная

рядом (4.9), а лишь ее приосевая, параксиальная часть, которая с достаточной степенью точности может быть выражена суммой двух членов ряда:

$$U(z,r) \approx U_0(z) - \frac{1}{4}U_0''(z)r^2. \qquad (4.10)$$

Если продифференцировать это выражение по r, то получим соотношение

$$\frac{\partial U}{\partial r} = -\frac{1}{2}U_0''(z)\cdot r, \qquad (4.11)$$

из которого следует, что радиальная составляющая напряженности электростатического поля $E_r = -\partial U/\partial r$ пропорциональна координате r. Значит, отмеченное выше условие получения неискаженного изображения выполняется и в случае использования электростатической электронной линзы. Из выражения (4.11) также следует, что E_r пропорциональна второй производной потенциала по z, знак которой будет определять направление отклонения электрона: при $U''_0(z) > 0$ — к оси, при $U''_0(z) < 0$ — от оси. Таким образом, можно сделать вывод, что аксиально-симметричное электростатическое поле с непрерывным изменением потенциала может быть использовано для получения изображений. Необходимо только, чтобы напряженность поля на оси изменялась при движении электронов вдоль этой оси. Тогда будет существовать радиальная составляющая электрического поля, которая отклоняет электроны к оси или от оси.

Какова форма эквипотенциальных поверхностей аксиально-симметричного поля, удовлетворяющая этому требованию? Ответ на этот вопрос можно получить, несколько конкретизируя функцию распределения потенциала на оси $U_0(z)$. Для этого выберем некоторую точку на оси с координатой $z = z_0$ и разложим $U_0(z)$ вблизи этой точки $(z_0 + \Delta z)$ в ряд Тейлора:

$$U(z,r) = U_0(z_0 + \Delta z) = U_0(z_0) + U_0'(z_0)\Delta z + \frac{1}{2}U_0''(r_0)(\Delta z)^2. \qquad (4.12)$$

Тогда, подставляя (4.12) в (4.10), функцию $U(z, r)$ в параксиальной области поля вблизи точки z_0 можно представить в виде

$$U(z,r) = U_0(z_0) + U_0'(z_0)\Delta z + \frac{1}{2}U_0''(\Delta z)^2 - \frac{1}{4}U_0''(z). \qquad (4.13)$$

Это выражение описывает форму (конфигурацию) эквипотенциальных поверхностей вблизи точки z_0. Из него, в частности, следует, что форма эквипотенциальной поверхности, пересекающей ось симметрии в точке z_0 и имеющей потенциал $U(z, r) = U(z_0, 0) = U_0(z_0)$, будет описываться уравнением

$$\frac{1}{4}U_0''(z_0)r^2 = \frac{1}{2}U_0''(z_0)(\Delta z)^2 + U_0'(z_0)\Delta z. \qquad (4.14)$$

Из этого уравнения следует, что эквипотенциальные поверхности вблизи оси аксиально-симметричного поля являются гиперболоидами вращения. На рис. 4.5 в качестве примера показано поле плоской диафрагмы с

круглым отверстием, расположенной между двумя равноудаленными плоскими электродами с одинаковыми потенциалами $U_1 >> 0$. Потенциал диафрагмы $U_D \le 0$. Очевидно, что в центральной точке отверстия z_0 потенциал будет положительным. При удалении от этой точки в радиальном направлении (к краю отверстия) потенциал уменьшается, а при удалении вдоль оси в обе стороны он увеличивается. Такую точку обычно называют *точкой «седловины» поля*. В ней производные dU/dz и dU/dr равны нулю. При этом условии в уравнении (4.14), которое справедливо и для седлообразной точки, последний член обращается в нуль и оно вырождается в соотношение

$$r^2 = 2(\Delta z)^2 \text{ или } r = \pm\sqrt{2}\Delta z.$$

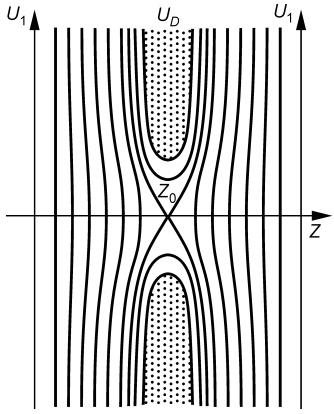


Рис. 4.5
Электрическое поле плоской диафрагмы

Это соотношение является уравнением двух пересекающихся прямых, образующих с осью симметрии угол γ, значение которого определяется из условия

$$\text{tg}\,\gamma = \frac{r}{z} = \sqrt{2},\ \gamma = 54^\circ 44'.$$

Таким образом, в седлообразной точке поля диафрагмы гиперболические эквипотенциальные линии вырождаются в две пересекающиеся прямые, являющиеся асимптотами гипербол.

Магнитное поле

Магнитные поля по аналогии с электростатическими можно выразить через распределение векторного потенциала $\bar{A}$, используя известное дифференциальное уравнение

$$\bar{B} = \text{rot}\,\bar{A}$$

при условии, что

$$\text{div}\,\bar{A} = 0,$$

которое выполняется в пространстве, свободном от электрических токов.

Из векторного исчисления известны выражения для слагающих ротора в цилиндрических координатах:

$$\left.\begin{aligned} B_z &= \left(\text{rot}\,\bar{A}\right)_z = \frac{1}{r}\left(\frac{\partial\left(rA_\theta\right)}{\partial r} - \frac{\partial A_r}{\partial\theta}\right), \\ B_r &= \left(\text{rot}\,\bar{A}\right)_r = \frac{1}{r}\left(\frac{\partial A_z}{\partial\theta} - \frac{\partial(rA_\theta)}{\partial r}\right), \\ B_\theta &= \left(\text{rot}\,\bar{A}\right)_\theta = \frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r}. \end{aligned}\right\} \qquad (4.15)$$

В силу осевой симметрии поля векторы $\bar{B}$ и $\bar{A}$ не зависят от координаты θ, поэтому в системе (4.15)

$$B_\theta = 0 \text{ и } \frac{\partial A_z}{\partial \theta} = \frac{\partial A_r}{\partial \theta} = 0.$$

Последние равенства дают основание положить также $A_z = A_r = 0$ и считать, что векторный потенциал в аксиально-симметричном поле имеет только одну, азимутальную составляющую A_θ. Это утверждение следует, в частности, и из закона Био–Савара, записанного в векторной форме, так как ток, создающий аксиально-симметричное магнитное поле, протекает по круговому витку и имеет, следовательно, только азимутальную составляющую. С учетом всего сказанного система уравнений (4.15) принимает вид

$$B_z = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial (rA_\theta)}{\partial r}, \; B_r = -\frac{\partial A_\theta}{\partial z}, \; B_\theta = 0. \qquad (4.16)$$

Согласно первому уравнению Максвелла, в пространстве, свободном от электрических токов, rot $\bar{B} = 0$ и, следовательно,

$$\left(\text{rot } \bar{B}\right)_\theta = \frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r} = 0.$$

Подставляя в это уравнение выражения для B_r и B_z из (4.16), получим уравнение Лапласа для векторного потенциала

$$\frac{\partial^2 A_\theta}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 A_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial A_\theta}{\partial r} - \frac{A_\theta}{r^2} = 0. \qquad (4.17)$$

По аналогии с электростатической задачей решение этого уравнения будем искать в виде степенного ряда по r. При этом учитываем, что если индукция B аксиально-симметричного магнитного поля является четной функцией r, то векторный потенциал A, связанный с B операцией дифференцирования, должен быть нечетной функцией r. Поэтому составляющая векторного потенциала A_θ может быть представлена в виде

$$A_\theta(z, r) = f_1(z)r + f_3(z)r^3 + f_5(z)r^5 + \ldots \qquad (4.18)$$

Определяя из (4.18) первую производную векторного потенциала по r и вторые производные его по r и z и подставляя их в (4.17), получим

$$[f''_1(z) + 8f_3(z)] + [f''_3(z) + 24f_5(z)]r^3 + \ldots = 0.$$

Для того чтобы это уравнение выполнялось при любых значениях r, коэффициенты при всех степенях r должны равняться нулю. Отсюда следует, что

$$f_3(z) = \frac{f''_1(z)}{8}, \; f_5(z) = \frac{f''_3(z)}{24}, \ldots \qquad (4.19)$$

Для определения функции $f_1(z)$ и выяснения ее физического смысла подставим ряд (4.18) в первое выражение системы (4.16) и положим $r = 0$, тогда получим

$$B_z(z,\ r) = B_z(z,\ 0) = B_0 = 2f_1(z),$$

откуда

$$f_1(z) = \frac{B_z(z,0)}{2} = \frac{B_0}{2}.$$

Подставляя значения функций f_1, f_3, f_5,... в ряд (4.18), найдем выражение для векторного потенциала аксиально-симметричного магнитного поля:

$$A_0(z,r) = \frac{1}{2}B_0(z)r - \frac{1}{16}B_0''(z)r^3 + \frac{1}{384}B_0^{(\mathrm{IV})}(z)r^5 - \dots,$$

или в общем виде

$$A_0(z,r) = \sum_{n=0}^{\infty}\frac{(-1)^n}{n!(n+1)}B_0^{(2n)}(z)\left(\frac{r}{2}\right)^{2n+1}. \qquad (4.20)$$

Полученные уравнения позволяют рассчитать векторный потенциал в любой точке аксиально-симметричного поля, если известно значение магнитной индукции на оси. Функцию $B_0(z)$ в некоторых практически важных случаях можно рассчитать или измерить. Что касается составляющих магнитного поля $B_z\,(z,\ r)$ и $B_r\,(z,\ r)$, то их можно определить с помощью выражений (4.16) при подстановке в них ряда (4.20). Если, как и в случае параксиального электростатического поля, ограничиться в выражении (4.20) только членами, содержащими r в степени не выше второй, то получим

$$A_0 = \frac{1}{2}B_0(z)\cdot r. \qquad (4.21)$$

Это означает, что в параксиальной области магнитное поле практически однородно.

4.3. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ПАРАКСИАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Рассмотрим движение электронов в аксиально-симметричных электростатических и магнитных полях. Сначала составим уравнение движения в электростатическом поле. Предположим, что электрон начинает движение с нулевой начальной скоростью из точки с потенциалом $U = 0$ вблизи оси симметрии; в дальнейшем его скорость возрастает, но тем не менее остается значительно меньше скорости света ($v << c$). В параксиальной области поля скорости всех электронов в продольном направлении можно считать одинаковыми и равными

$$v \approx v_z = \frac{dz}{dt} = \sqrt{2\frac{e}{m}U_0(z)}, \qquad (4.22)$$

где $U_0(z)$ — значение потенциала на оси электронно-оптической системы.

Движение электронов в радиальном направлении будет определяться уравнением

$$\frac{d^2r}{dt^2} = -\frac{e}{m}E_r = \frac{e}{m}\frac{\partial U}{\partial r}, \tag{4.23}$$

где $E_r = -\partial U/\partial r$ — радиальная составляющая напряженности электростатического поля, которая определяется соотношением (4.11).

Чтобы получить уравнение траектории в виде $r = f(z)$, необходимо исключить из (4.23) время t. Для этого введем дифференциальный оператор

$$\frac{d}{dt} = \frac{d}{dz}\frac{dz}{dt} = \upsilon\frac{d}{dz}$$

и преобразуем левую часть уравнения (4.23):

$$\frac{d^2r}{dt^2} = \frac{d}{dt}\left(\frac{dr}{dt}\right) = \upsilon\frac{d}{dz}\left(\upsilon\frac{dr}{dz}\right).$$

Тогда с учетом этого преобразования и выражений (4.11) и (4.22) уравнение (4.23) можно записать в виде

$$\frac{d}{dz}\left(\sqrt{U_0(z)}\cdot\frac{dr}{dz}\right) = -\frac{U_0''(z)}{4\sqrt{U_0(z)}}\cdot r, \tag{4.24}$$

после дифференцирования получим

$$\frac{d^2r}{dz^2} + \frac{U_0'(z)}{2U_0(z)}\cdot\frac{dr}{dz} + \frac{U_0''(z)}{4U_0(z)}\cdot r = 0. \tag{4.25}$$

Выражения (4.24) и (4.25) являются *уравнениями траектории* $r(z)$ параксиальных заряженных частиц в аксиально-симметричном электростатическом поле. Они являются основными уравнениями параксиальной электронной оптики.

Анализ линейного однородного дифференциального уравнения второго порядка (4.25) позволяет сделать ряд важных выводов.

1. Поскольку в уравнение не входят e и m электрона, любые заряженные частицы, выходящие из общей точки с нулевым потенциалом, будут иметь одинаковые траектории.

2. Однородность уравнения относительно U, r и z означает, что изменение потенциалов всех электродов в одинаковое число раз не меняет траектории заряженных частиц, а при пропорциональном изменении всех геометрических размеров системы траектории частиц изменяются геометрически подобно.

3. Линейность уравнения указывает на то, что неоднородное аксиально-симметричное электростатическое поле действует на параксиальный пучок заряженных частиц аналогично действию оптической линзы на луч света, проходящего через нее, и, следовательно, обеспечивает возможность получения неискаженного электронно-оптического изображения.

Рассмотрим движение электрона в неоднородном аксиально-симметричном магнитном поле. В общем виде составляющие уравнения движения в магнитном поле в цилиндрических координатах имеют вид

$$\left.\begin{aligned} m\ddot{z} &= -e(\dot{r}B_\theta - r\dot{\theta}B_r), \\ m(\ddot{r} - r\dot{\theta}^2) &= -e(r\dot{\theta}B_z - \dot{z}B_\theta), \\ m\frac{1}{r}\frac{d}{dt}(r^2\dot{\theta}) &= -e(\dot{z}B_r - \dot{r}B_z), \end{aligned}\right\} \qquad (4.26)$$

где $\dot{z}, \dot{r}, \dot{\theta}, \ddot{z}, \ddot{r}$ — первые и вторые производные координат по времени t.

В аксиально-симметричном магнитном поле составляющая индукции $B_\theta = 0$. Выражая две другие составляющие поля B_z и B_r через векторный потенциал F_θ, согласно (4.16), и подставляя в (4.26), получим:

$$\left.\begin{aligned} m\ddot{z} &= -er\dot{\theta}\frac{\partial A_\theta}{dz}, \\ m(\ddot{r} - r\dot{\theta}^2) &= -e\dot{\theta}\frac{\partial(rA_\theta)}{dr}, \\ m\frac{1}{r}\frac{d}{dt}(r^2\dot{\theta}) &= e\dot{z}\frac{\partial A_\theta}{dz} + e\frac{\dot{r}}{r}\frac{\partial(rA_\theta)}{dr} = \frac{e}{r}\frac{d}{dt}(rA_\theta). \end{aligned}\right\} \qquad (4.27)$$

Особенностью движения электрона в магнитном поле является вращение его траектории вокруг оси симметрии со скоростью $\dot{\theta}$. Значение этой скорости легко определить из третьего уравнения (4.27), интегрируя его при условии, что в начальный момент времени, т. е. перед входом в магнитное поле ($A_\theta = 0$), электрон не имел азимутальной составляющей скорости ($\dot{\theta} = 0$). Тогда получаем

$$\dot{\theta} = \frac{e}{m}\frac{A_\theta}{r}. \qquad (4.28)$$

В параксиальной области магнитное поле характеризуется выражением (4.21). Подставляя его в (4.28), найдем

$$\dot{\theta} = \frac{1}{2}\frac{e}{m}B_0(z), \qquad (4.29)$$

т. е. азимутальная скорость электрона однозначно определяется осевой составляющей магнитной индукции.

Уравнение траектории электрона в меридиональной плоскости можно получить из второго уравнения системы (4.27). Подставляя в него (4.29) и (4.21), после несложных преобразований получим

$$m\ddot{r} = -\frac{e^2}{4m}B_0^2(z)\cdot r, \qquad (4.30)$$

а после введения дифференциального оператора

$$\frac{d}{dt} = \frac{dz}{dt}\frac{d}{dz} = v_z\frac{d}{dz}$$

и введения равенства (4.22), получим уравнение траектории электрона в проекции на меридиональную плоскость (rz):

$$\frac{d^2r}{dz^2} = -\frac{e}{8mU_0} B_0^2(z) \cdot r. \tag{4.31}$$

Для определения угла поворота траектории электрона необходимо преобразовать (4.29), вновь используя упомянутый дифференциальный оператор, а также равенство (4.22). Тогда

$$\frac{d\theta}{dz} = \sqrt{\frac{e}{8mU_0}} B_0(z); \tag{4.32}$$

отсюда угол поворота траектории

$$\theta = \sqrt{\frac{e}{8mU_0}} \int_{z_0}^{z_1} B_0(z)dz, \tag{4.33}$$

где z_0 и z_1 — границы магнитного поля.

Таким образом, движение электрона в параксиальной области аксиально-симметричного магнитного поля описывается системой уравнений (4.31) и (4.32). Из анализа этих уравнений следует: во-первых, в магнитном поле траектории электронов имеют вид пространственных спиралей с изменяющимся радиусом; во-вторых, поскольку в уравнения входят величины e и m, частицы с разными зарядами и массами в магнитном поле описывают разные траектории; в-третьих, уравнения неоднородны относительно U_0 и B_0, поэтому при моделировании траекторий в магнитных полях в случае изменения B в n раз значение U_0 надо изменять в n^2 раз. В целом неоднородное аксиально-симметричное магнитное поле в параксиальной области так же, как и аналогичное электростатическое поле, является электронной линзой. Но, в отличие от электростатической линзы, изображение, создаваемое магнитной линзой, всегда повернуто на некоторый угол, определяемый формулой (4.33).

Если в некоторой области имеются одновременно электростатическое и магнитное аксиально-симметричные поля, то уравнения движения электронов могут быть получены путем сложения составляющих сил, действующих на электрон со стороны указанных полей,

$$\left.\begin{aligned} &\frac{d^2r}{dz^2} + \frac{U_0'}{2U_0}\frac{dr}{dz} + \left(\frac{U_0''}{4U_0} + \frac{e}{8mU_0} B_0^2(z)\right) r = 0, \\ &\frac{d\theta}{dz} - \sqrt{\frac{e}{8mU_0}} \cdot B_0(z) = 0. \end{aligned}\right\} \tag{4.34}$$

Таким образом, любые неоднородные аксиально-симметричные электростатические и магнитные поля в параксиальной области обладают свойствами электронной линзы, способной фокусировать или расфокусировать электронный пучок, создавать увеличенное или уменьшенное электронное изображение.

4.4. МЕТОДЫ РАСЧЕТА ТРАЕКТОРИЙ ЭЛЕКТРОНОВ

Точное (аналитическое) решение основных уравнений параксиальной электроники возможно только для узкого круга полей, при введении ряда ограничений. Поэтому в электронной оптике особое значение приобрели приближенные методы интегрирования уравнений. При этом распределение полей вдоль оси симметрии может быть задано не только аналитически, например в виде степенного ряда, но и в виде графиков или таблиц. Последнее имеет место, когда поля определяются экспериментально или численным расчетом. Для интегрирования параксиального уравнения движения может быть применен любой из развитых в математике методов приближенного решения дифференциальных уравнений такого вида. Одним из них является метод последовательных приближений, нашедший применение в электронной оптике. Рассмотрим этот метод на примере расчета траекторий электронов в электростатическом поле, решая уравнение (4.24). Предположим, что осевое распределение потенциала U_0 описывается аналитической функцией и что на входе в область поля, в точке $z = z_\text{a}$, известны: удаление траектории от оси $r(z_\text{a}) = r_\text{a}$ и наклон касательной к траектории $(dr/dz)z_\text{a} = r'_\text{a}$. Тогда, интегрируя (4.24) в пределах от z_a до некоторого значения z,

$$\sqrt{U_0}\,r'(z) - \sqrt{U_\text{a}}\,r'_\text{a} = -\frac{1}{4}\int_{z_\text{a}}^{z}\frac{U''_0}{\sqrt{U_0}}\,r(z)dz,$$

где $U_A = U_0(z_\text{a})$, и решая полученное уравнение относительно $r'(z)$:

$$r'(z) = \frac{\sqrt{U_\text{a}}}{\sqrt{U_0}}\cdot r'_\text{a} - \frac{1}{4\sqrt{U_0}}\int_{z_\text{a}}^{z}\frac{U''_0}{\sqrt{U_0}}\,r(z)dz,$$

после вторичного интегрирования найдем уравнение для искомой функции $r(z)$:

$$r(z) = r_\text{a} + \sqrt{U_\text{a}}\cdot r'_\text{a}\int_{z_\text{a}}^{z}\frac{dz}{\sqrt{U_0}} - \frac{1}{4}\int_{z_\text{a}}^{z}\frac{1}{\sqrt{U_0}}\left[\int_{z_\text{a}}^{z}\frac{U''_0}{\sqrt{U_0}}\cdot r(z)dz\right]dz. \qquad (4.35)$$

Это уравнение является трансцендентным, поскольку искомая функция $r(z)$ входит как в левую, так и в правую его части, поэтому оно, как правило, решается методом последовательных приближений (итераций). В качестве начального приближения $r_0(z)$ можно выбрать любую функцию, достаточно близкую к точному решению $r(z)$. Но обычно в качестве таковой выбирают функцию

$$r_0(z) = r_\text{a} + \sqrt{U_0}\cdot r'_\text{a}\int_{z_\text{a}}^{z}\frac{dz}{\sqrt{U_0}}.$$

Она представляет собой сумму двух первых членов (4.35) и определяет траекторию, которую описывал бы электрон, если бы отсутствовала

радиальная составляющая электростатического поля, пропорциональная величине $U''_0(z)$. Подставляя эту функцию в (4.35), получаем

$$r_1(z) = r_0(z) - \frac{1}{4}\int_{z_a}^{z}\frac{1}{\sqrt{U_0}}\left[\int_{z_a}^{z}\frac{U_0''}{\sqrt{U_0}}r_0(z)dz\right]dz.$$

Вычисляя по этой формуле $r_1(z)$ и подставляя ее в правую часть (4.35), находим второе приближение к действительной траектории и т. д. Обычно третье или четвертое приближение с приемлемой для практики точностью аппроксимирует искомое решение.

В качестве иллюстрации применения метода последовательных приближений для решения параксиального уравнения движения на рис. 4.6 показаны результаты расчета траектории электрона в электростатическом поле, образованном двумя соосными цилиндрами одинакового диаметра с разными потенциалами. Неоднородное поле сосредоточено в промежутке ab. Из рисунка видно, что третье $r_3(z)$ и четвертое $r_4(z)$ приближение практически совпадают, поэтому дальнейшее вычисление не требуется.

Расчет траекторий параксиальных электронов, движущихся в магнитных полях, часто оказывается более простой задачей по сравнению с расчетом траекторий в электростатических полях. Это объясняется тем, что уравнения движения в магнитном поле (4.32) и (4.34) не содержат производных магнитной индукции. Поэтому если распределение $B_0(z)$ будет задано простой и удобной для интегрирования аналитической функцией, то задача может быть решена строго.

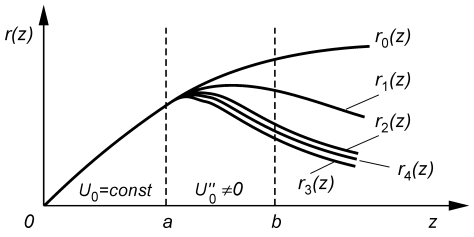


Рис. 4.6
Различные приближения расчета траектории параксиального электрона

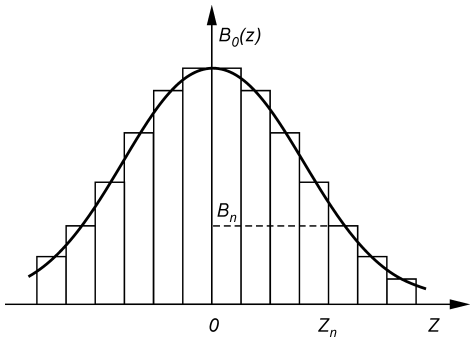


Рис. 4.7.
Замена истинной кривой распределения магнитного поля ступенчатой ломаной

Для приближенного интегрирования указанных уравнений может быть использован метод, основанный на замене истинной (плавной) кривой распределения $B_0(z)$ ступенчатой ломаной (рис. 4.7). При этом внутри каждого интервала, на которые разбита вся область поля, магнитная индукция оказывается постоянной. Если она, например, на n-м интервале принята равной $B_0(z_n) = B_n$, то тогда уравнение (4.31) приобретает вид

$$\frac{d^2r}{dz^2} + \frac{e}{8mU_0}B_n^2 \cdot r = 0,$$

а его решением становится выражение

$$r(z) = A\cos\left[\sqrt{\frac{e}{8mU_0}}B_n \cdot (z - z_n)\right] + C\sin\left[\sqrt{\frac{e}{8mU_0}}B_n \cdot (z - z_n)\right], \quad (4.36)$$

где A и C — постоянные, определяемые начальными условиями. Если в начале участка $z = z_n$ задано $r = r_n$ и $dr/dz = r'_n$, то, подставляя эти данные в (4.36), получим

$$A = r_n \text{ и } C = r'_n\sqrt{\frac{8mU_0}{e}}\frac{1}{B_n}. \quad (4.37)$$

С учетом этого уравнение траектории электрона на n-м участке поля будет иметь вид

$$r_n(z) = r_n\cos\left[\sqrt{\frac{e}{8mU_0}}B_n(z - z_n)\right] + r'_n\sqrt{\frac{8mU_0}{e}}\cdot\frac{1}{B_n}\sin\left[\sqrt{\frac{e}{8mU_0}}B_n(z - z_n)\right]. \quad (4.38)$$

Для определения угла поворота траектории на том же n-м участке необходимо проинтегрировать уравнение (4.33), тогда

$$\theta(z) = \theta_n + \sqrt{\frac{e}{8mU_0}}\int_{z_n}^{z} B_n dz = \theta_n + \sqrt{\frac{e}{8mU_0}}B_n(z - z_n). \quad (4.39)$$

Подставляя в уравнения (4.38) и (4.39) координату $z = z_{n+1}$, получаем значения r_{n+1}, r'_{n+1} и θ_{n+1}, которые будут являться начальными данными для расчета траектории на $n + 1$-м участке. Таким путем последовательно строится вся траектория и определяется полный угол поворота.

В настоящее время вычисление траекторий электронов обычно проводится с применением компьютера. При этом решаются либо полученные выше параксиальные уравнения, либо исходные уравнения движения. В последнем случае имеется возможность снять многие ограничения, характерные для аналитических расчетов, и учесть целый ряд побочных факторов, влияющих на движение электронов в полях электронно-оптических систем, включая такие, как начальное распределение термоэлектронов по скоростям, нарушение ламинарности электронных пучков, влияние положительных ионов и т. п. Для численного интегрирования дифференциальных уравнений могут быть использованы как стандартные методы (ряды Тейлора, Рунге–Кута и др.), так и специальные, учитывающие особенности интегрируемых уравнений. Примеры применения некоторых из этих методов приведены в [22]; более подробно с различными методами приближенного решения обыкновенных дифференциальных уравнений можно ознакомиться в книге [23].

4.5. АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛИНЗЫ

Как уже отмечалось выше, любое неоднородное аксиально-симметричное электростатическое или магнитное поле является электронной линзой, способной собирать (фокусировать) или рассеивать (расфокусировать) проходящий сквозь нее электронный пучок. Нередко электронными линзами называют разнообразные системы электродов, магнитных катушек или постоянных магнитов, с помощью которых создаются неоднородные поля. Это порождает видимость большого многообразия электронных линз. Однако, как показали исследования, многие из них обладают сходными электронно-оптическими свойствами и могут быть объединены в отдельные группы (классы, типы). При этом в качестве классификационных признаков используются вид поля (электростатическое или магнитное) и распределение его вдоль оси симметрии.

Электростатические линзы

Все многообразие электростатических линз может быть представлено тремя основными типами, различающимися распределением потенциала вдоль оси симметрии в примыкающих к линзе областях: линзы-диафрагмы, одиночные линзы и иммерсионные линзы. Фокусирующие свойства этих линз определяют путем анализа уравнений, описывающих траектории электронов в электростатических полях. Обычно для приближенной оценки этих свойств используется параксиальное уравнение траекторий в виде (4.24) или (4.25) и концепции тонкой и толстой линз. Если предположить, что протяженность линзы ограничена интервалом z_1–z_2 на оси z (рис. 4.8), то интегрирование (4.24) в указанном интервале даст следующий результат:

$$\sqrt{U_{02}}\left(\frac{dr}{dz}\right)_2 - \sqrt{U_{01}}\left(\frac{dr}{dz}\right)_1 = -\frac{1}{4}\int_{z_1}^{z_2} r\frac{U_0''}{\sqrt{U_0}}dz, \qquad (4.40)$$

где U_{01} и U_{02} — потенциалы, а $(dr/dz)_1$ и $(dr/dz)_2$ — тангенсы углов наклона на входе и выходе линзы. Полученное уравнение характеризует преломление траекторий электронов при прохождении их сквозь линзу. В случае тонкой линзы координата r не будет сильно меняться внутри самой линзы, хотя при этом направление движения электрона, а следовательно, и величины $(dr/dz)_1$ и $(dr/dz)_2$ могут изменяться значительно. В таком случае координату r можно рассматривать как постоянную $r = r_0$ и в выражении (4.40) вынести ее за знак интеграла. Если, кроме того, ограничиться рассмотрением только одного луча, входящего в линзу слева параллельно оси, то тогда значение $(dr/dz)_1$ будет равным нулю и уравнение (4.40) примет вид

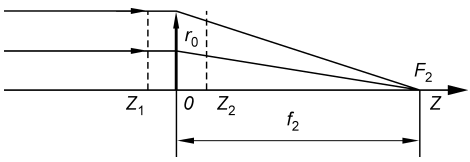


Рис. 4.8.
Преломление траекторий электронов при прохождении сквозь тонкую линзу

$$\sqrt{U_{02}}\left(\frac{dr}{dz}\right)_2 = -\frac{r_0}{4}\int_{z_1}^{z_2}\frac{U_0''}{\sqrt{U_0}}dz. \tag{4.41}$$

Оно определяет наклон траектории электрона на выходе из линзы. За пределами линзы, где отсутствуют поля, путь электрона становится прямолинейным. При этом, как следует из рис. 4.8, фокусное расстояние будет определяться простым геометрическим соотношением

$$\frac{r_0}{f_2} = -\left(\frac{dr}{dz}\right)_2. \tag{4.42}$$

Из (4.42) и (4.41) получаем фокусное расстояние в пространстве изображения

$$\frac{1}{f_2} = \frac{1}{4\sqrt{U_{02}}}\int_{z_1}^{z_2}\frac{U_0''}{\sqrt{U_0}}dz$$

или

$$\frac{1}{f_1} = \frac{1}{4\sqrt{U_{01}}}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{U_0''}{\sqrt{U_0}}dz, \tag{4.43}$$

где для большей определенности пределы интегрирования перенесены в бесконечность; вторая производная U''_0 отличается от нуля только в области линзы, поэтому произведенная замена пределов не изменяет значение интеграла.

Аналогичные рассуждения для случая, когда электрон входит в линзу параллельно оси справа, дают

$$\frac{1}{f_2} = -\frac{1}{4\sqrt{U_{02}}}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{U_0''}{\sqrt{U_0}}dz. \tag{4.44}$$

Из сравнения (4.43) и (4.44) следует

$$\frac{f_2}{f_1} = -\frac{\sqrt{U_{02}}}{\sqrt{U_{01}}}. \tag{4.45}$$

Это соотношение аналогично закону для светооптических линз, утверждающему, что фокусные расстояния относятся между собой как показатели преломления с двух сторон линзы. Однако оно справедливо лишь при условии, что главные фокусы линзы расположены за ее пределами, т. е. за пределами заметного изменения потенциала.

Уравнениям (4.43) и (4.44) можно придать более удобную форму для расчета оптической силы линзы, если вычислить входящий в них интеграл по частям по известной формуле

$$\int u dv = u \cdot v - \int v du,$$

обозначая $u = U_0^{1/2}$ и $dv = U_0'' dz$. Тогда

$$\frac{1}{f_2} = \frac{1}{4\sqrt{U_{02}}}\left(\frac{U'_{02} - U'_{01}}{\sqrt{U_0}}\right) + \frac{1}{8\sqrt{U_{02}}}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{(U'_0)^2}{U_0^{3/2}}, \qquad (4.46)$$

$$\frac{1}{f_1} = \frac{1}{4\sqrt{U_{01}}}\left(\frac{U'_{02} - U'_{01}}{\sqrt{U_0}}\right) + \frac{1}{8\sqrt{U_{01}}}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{(U'_0)^2}{U_0^{3/2}}dz. \qquad (4.47)$$

Полученные выражения являются исходными для анализа тонких электростатических линз различного типа.

Линза-диафрагма образуется металлической диафрагмой с круглым отверстием и некоторым потенциалом U_D. В общем случае, к ней с обеих сторон примыкают однородные электростатические поля с разными значениями градиентов потенциала U'_{01} и U'_{02}. Этого можно достичь, помещая с разных сторон диафрагмы на достаточно большом расстоянии от нее два параллельных ей плоских электрода и прикладывая между ними и диафрагмой необходимые разности потенциалов. В частном случае одно из полей может отсутствовать ($U'_{01} = 0$ или $U'_{02} = 0$). На рис. 4.9 приведены два варианта рассматриваемой линзы. Они различаются кривыми распределения потенциала U_0, а также первой U'_0 и второй U''_0 производными его вдоль оси симметрии. В одном из вариантов (рис. 4.9, *а*) линза действует как собирающая, в другом — рассеивающая. В общем случае определить, действует ли поле в области отверстия диафрагмы как собирающая или рассеивающая линза, можно непосредственно из распределения $U''_0 = d^2U_0/dz^2$ вдоль оси линзы. В соответствии с уравнением (4.11) радиальная сила, действующая на электрон, пропорциональна U''_0 и направлена к оси, если $U''_0 > 0$ (линза собирающая), и, наоборот, от оси, если $U''_0 < 0$ (линза рассеивающая).

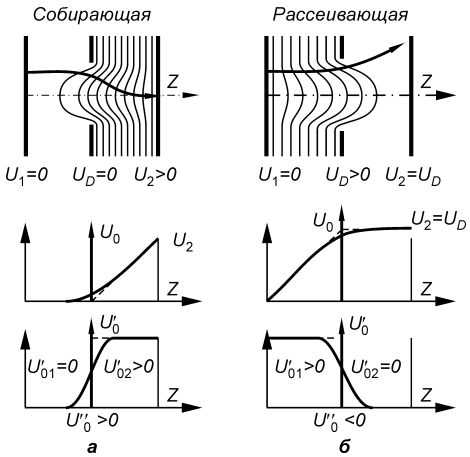


Рис. 4.9
Электрические поля и кривые распределения потенциала на оси линзы-диафрагмы

Фокусное расстояние линзы-диафрагмы в пространстве изображения получается из выражения (4.46) при условии, что линза очень тонкая. Последнее означает, что, во-первых, интервал интегрирования в этом уравнении стремится к нулю (или $z_2 \to z_1$), следовательно, к нулю стремится и значение интеграла; во-вторых, потенциалы на оси z по краям линзы становятся приблизительно равными потенциалу в центре линзы (диафрагмы), т. е. $U_{01} \approx U_{02} \approx U_{00}$. При этом условии имеем

$$\frac{1}{f_2} = \frac{U'_{02} - U'_{01}}{4U_{00}} = \frac{|E_2| - |E_1|}{4U_{00}}, \qquad (4.48)$$

где $E_1 = -U'_{01}$ и $E_2 = -U'_{02}$ — напряженности полей слева и справа от диафрагмы. Из (4.48) видно, что при $|E_2| > |E_1|$ линза будет собирающей (положительной), а при $|E_2| < |E_1|$ — рассеивающей (отрицательной). В случае $|E_2| = |E_1|$ линза в отверстии диафрагмы отсутствует.

Распределение потенциала вдоль оси линзы-диафрагмы достаточно точно описывается выражением

$$U_0 = U_D + \frac{R_D}{\pi}\left(E_2 - E_1\right)\left(1 + \frac{z}{R_D}\operatorname{arctg}\frac{z}{R_d}\right) - \frac{z}{2}\left(E_2 - E_1\right),$$

где U_D — потенциал диафрагмы, R_D — радиус отверстия, z — координата, отсчитываемая от центра отверстия.

Из этого выражения следует, что потенциал на оси в центре отверстия $U_0(0) = U_{00}$ отличается от потенциала диафрагмы:

$$U_{00} = U_D + \frac{R_D}{\pi}\left(E_2 - E_1\right). \qquad (4.49)$$

В собирающей линзе-диафрагме всегда $U_{00} > U_D$, в рассеивающей — $U_{00} < U_D$.

Пример 4.1. Определить фокусное расстояние и потенциал в центре круглого отверстия тонкой диафрагмы, если известны: потенциал диафрагмы $U_D = 100$ В, радиус отверстия $R_D = 5$ мм и напряженности полей $E_1 = 300$ В/см и $E_2 = 500$ В/см.

Р е ш е н и е.

1. Из формулы (4.49) следует

$$U_{00} = 100 + \frac{0{,}5}{\pi}\left(500 - 300\right) = 131{,}6 \text{ В}.$$

2. Из формулы (4.48) находим

$$f_2 = \frac{4 \cdot 131{,}6}{500 - 300} \approx 2{,}64 \text{ см}.$$

Линза-диафрагма — это единственная электронная линза, которая может быть как собирающей, так и рассеивающей. Все остальные линзы являются собирающими. Если в диафрагме вместо круглого отверстия прорезать узкую щель, то получится цилиндрическая линза-диафрагма типа той, что возникает в плоском триоде с эквидистантной сеткой между двумя соседними стержнями при потенциале сетки, не равном естественному потенциалу. Оптическая сила такой линзы

$$\frac{1}{f_2} = \frac{|E_2| - |E_1|}{2U_{00}},$$

т. е. при прочих равных условиях она в два раза больше, чем у линзы-диафрагмы с круглым отверстием, благодаря большей кривизне эквипотенциальных поверхностей у щелевой линзы.

Линза-диафрагма редко применяется как самостоятельное фокусирующее устройство; обычно она используется как составляющая более сложных электронно-оптических систем.

Одиночная линза. Одиночной называется линза, по обе стороны которой потенциалы постоянны и одинаковы по значению. Обычно она создается в виде системы трех соосных электродов (диафрагм или цилиндров), у которой потенциалы крайних электродов U_1 одинаковы, а потенциал среднего электрода выше или ниже потенциала крайних. На рис. 4.10 показаны картины полей в одной из них, образованной комбинацией трех диафрагм при разных соотношениях потенциалов: $U_2 < U_1$ (слева) и $U_2 > U_1$ (справа). Система, в которой крайние электроды имеют одинаковую форму и расположены на одинаковом расстоянии от среднего электрода, называется симметричной одиночной линзой. Если крайние электроды не одинаковы или расположены на разных расстояниях от среднего электрода, одиночная линза будет несимметричной. Как видно из рис. 4.10, характерной особенностью одиночной линзы является равенство потенциалов на ее входе и выходе, что обусловливает противоположные направления градиента электрического поля (U''_0) по обе стороны от средней плоскости линзы, а также наличие в ней трех областей преломления траекторий. Участки, где $U''_0 > 0$, оказывают собирательное действие, а где $U''_0 < 0$ — рассеивающее. Но поскольку скорость электронов оказывается больше на рассеивающих участках, их действие проявляется слабее, чем действие собирающих участков, поэтому оптическая сила одиночной линзы всегда положительна. При этом, согласно формуле (4.45), в которой следует положить $U_{01} = U_{02}$, фокусные расстояния в предметном пространстве и пространстве изображения одиночной линзы равны между собой. Для тонкой одиночной линзы фокусное расстояние можно найти из (4.46) и (4.47), полагая в них $U_{01} = U_{02} = U_{00}$ и $U'_{01} = U'_{02} = 0$. Тогда получим

$$\frac{1}{f_{2,1}} = \pm \frac{1}{8\sqrt{U_{00}}} \int_{z_1}^{z_2} \frac{\left(U'_0\right)^2}{U_0^{3/2}} dz. \quad (4.50)$$

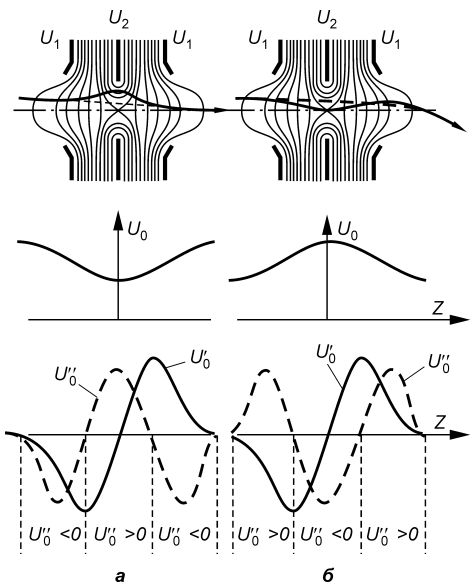


Рис. 4.10
Электрические поля и кривые распределения потенциала и его производных вдоль оси одиночной линзы

Формула (4.50) дает лишь приближенное значение фокусного расстояния, так как одиночные линзы, как правило, не являются тонкими, особенно когда средний ее электрод выполняется в виде толстой диафрагмы или цилиндра. В таких случаях расчеты оптических параметров одиночной линзы затруднены в связи с отсутствием достаточно строгих аналитических методов расчета распределения потенциала вдоль оси линзы, т. е. $U_0(z)$. Поэтому на практике широко используются различного рода приближенные и полуэмпирические выражения

для $U_0(z)$, дающие возможность оценить значения оптических параметров одиночной линзы и проследить их изменение в зависимости от отношения потенциалов и геометрических размеров этих линз. Применение компьютера во многих случаях позволяет снять проблему расчета оптических параметров толстых одиночных линз благодаря тому, что имеется возможность проводить траекторно-полевой анализ, минуя расчеты положения фокусов и главных плоскостей линз. Тем не менее при первом знакомстве со свойствами одиночной линзы полезно иметь представление о зависимостях оптической силы $1/f$ и положения главного фокуса L от соотношения потенциалов U_2/U_1.

На рис. 4.11 приведены такие зависимости для линзы, которая по конструкции аналогична изображенной на рис. 4.5 (с утолщенной внутренней диафрагмой) [24] и имеет в среднем электроде отверстие большее, чем в крайних электродах. Размер L соответствует расстоянию от главного фокуса до ближайшего к нему электрода линзы. При этом за единицу расстояния принят диаметр отверстия среднего электрода. Отправной точкой на графике является значение отношения потенциалов $U_2/U_1 = 1$. В ней оптическая сила равна нулю, следовательно, фокусы находятся в бесконечности, так как при указанном условии между электродами электрическое поле отсутствует; электроны проходят сквозь все диафрагмы, не отклоняясь. Оптическая сила линзы появляется лишь при увеличении или уменьшении потенциала средней диафрагмы по отношению к потенциалу крайних диафрагм. При этом с уменьшением потенциала средней диафрагмы ($U_2/U_1 < 1$) оптическая сила возрастает быстрее, чем с его увеличением ($U_2/U_1 > 1$). Это объясняется тем, что при $U_2/U_1 < 1$ электроны в середине линзы снижают свою скорость и поэтому сильнее отклоняются полем, чем при $U_2/U_1 > 1$, когда электроны ускоряются в середине линзы. По мере того как $U_2/U_1 \to 0$, скорости электронов внутри линзы снижаются до минимума, поэтому оптическая сила достигает максимального значения, а фокусы максимально приближаются к линзе.

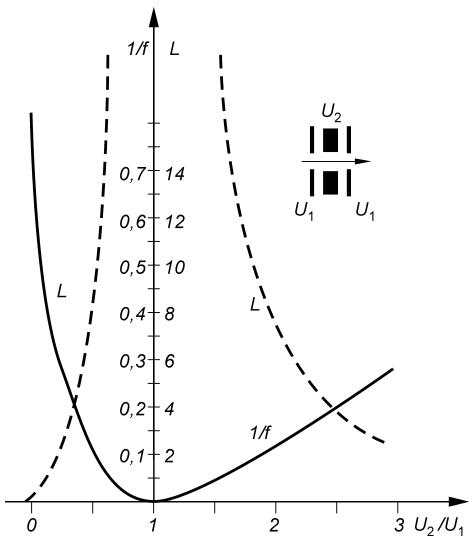


Рис. 4.11
Зависимости оптической силы и положения главного фокуса одиночной линзы от соотношения потенциалов ее электродов

Расчеты показывают, что фокусное расстояние уменьшается при увеличении толщины средней диафрагмы, а также и при увеличении расстояний между электродами линзы.

Одиночные линзы применяются в электронно-лучевых приборах и электронных микроскопах

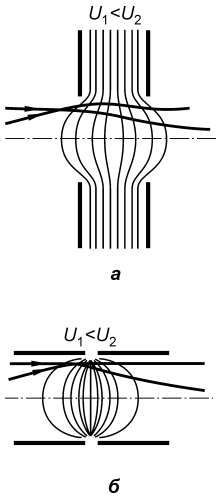


Рис. 4.12
Типы иммерсионных линз

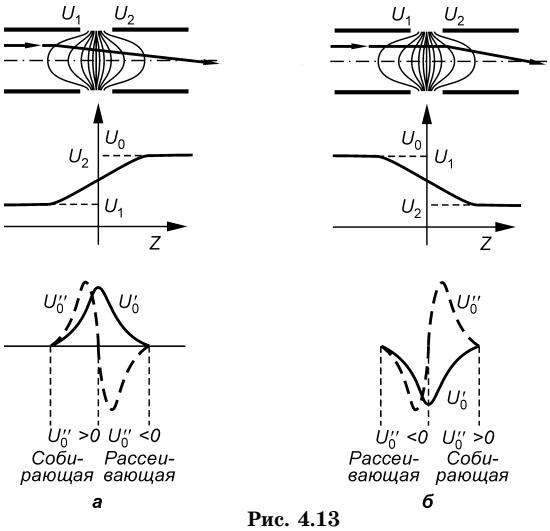


Рис. 4.13
Электрические поля и кривые распределения потенциала и его производных вдоль оси иммерсионных линз

для фокусировки заряженных частиц или получения с их помощью изображения без изменения скорости частиц.

Иммерсионная линза. Иммерсионной называется линза, к которой с обеих сторон примыкают области с различными постоянными потенциалами. Она создается системой из двух соосных электродов (диафрагм, цилиндров или их комбинаций) с потенциалами U_1 и U_2. На рис. 4.12 в качестве примера показаны иммерсионные линзы, составленные из двух диафрагм (*а*) и из двух цилиндров (*б*). Распределение потенциала и его производных вдоль оси в одной из них показано на рис. 4.13. Из этого рисунка видно, что вследствие различия потенциалов электроны, пройдя линзу, изменяют свою скорость. Иммерсионная линза имеет две области преломления с разными по знаку вторыми производными потенциала, одна из них собирающая ($U''_0 > 0$), другая — рассеивающая ($U''_0 < 0$). Но поскольку скорость электронов, определяемая значением потенциала, оказывается больше в рассеивающей области, то ее действие проявляется слабее, чем действие собирающей области, так что в целом иммерсионная линза всегда собирающая. Формулы для определения фокусных расстояний тонкой иммерсионной линзы можно найти из (4.46) и (4.47), если учесть, что на границах линзы в силу постоянства потенциалов U_{01} и U_{02} их производные равны нулю, т. е. $U''_{01} = U''_{02} = 0$, поэтому

$$\left.\begin{aligned} \frac{1}{f_2} &= \frac{1}{8\sqrt{U_{02}}}\int_{z_1}^{z_2}\frac{\left(U_0'\right)^2}{U_0^{3/2}}\,dz, \\ \frac{1}{f_1} &= \frac{1}{8\sqrt{U_{01}}}\int_{z_1}^{z_2}\frac{\left(U_0'\right)^2}{U_0^{3/2}}\,dz. \end{aligned}\right\} \qquad (4.51)$$

Иммерсионная линза, образованная двумя соосными цилиндрами с одинаковыми диаметрами, получила наибольшее распространение среди других типов иммерсионных линз, поэтому рассмотрим оптические свойства этой линзы подробнее. Если расстояние между цилиндрами d будет значительно меньше их диаметра D, то распределение потенциала вдоль оси линзы можно аппроксимировать выражением

$$U_0(z) = \frac{U_1 + U_2}{2} + \frac{U_2 - U_1}{2} \operatorname{th} \frac{2{,}63z}{D},$$

где U_1 и U_2 — потенциалы цилиндров. Используя это выражение, можно проинтегрировать уравнение параксиальных траекторий и определить оптические характеристики линзы. Результаты расчетов в виде кривых зависимости положения фокусов и фокусных расстояний от отношения потенциалов U_2/U_1 приведены на рис. 4.14. Положение фокусов F_1 и F_2 определяется расстояниями z_1/D и z_2/D от средней плоскости зазора между цилиндрами, значения фокусных расстояний f_1/D и f_2/D — расстояниями от главных плоскостей до соответствующих фокусов. Расстояния, отложенные в направлении пространства изображения, считаются положительными, а в направлении предметного пространства — отрицательными. На графике все эти расстояния нормированы по отношению к диаметру цилиндров D, образующих линзу. Определяя по графику значения z_1/D и z_2/D для заданного отношения U_2/U_1, найдем положения фокусов F_1 и F_2, а откладывая от них в соответствующих направлениях определенные тоже из графика расстояния f_1 и f_2, найдем положение главных плоскостей. Таким образом, график содержит все данные, необходимые для построения изображений в иммерсионных линзах рассмотренного типа.

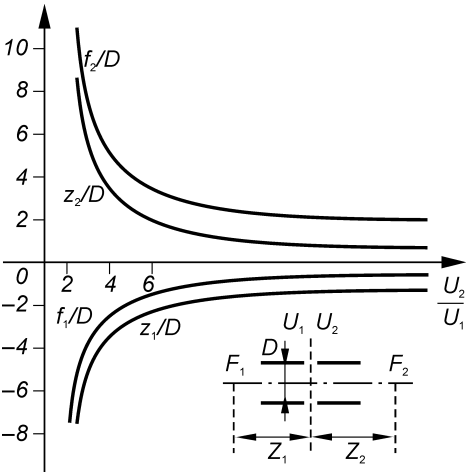


Рис. 4.14
Зависимости положения фокусов и фокусных расстояний от отношения потенциалов иммерсионной линзы

Пример 4.2. Определить положения главных фокусов и плоскостей иммерсионной линзы, образованной двумя соосными цилиндрами с одинаковыми диаметрами, при соотношении потенциалов $U_2/U_1 = 4$.

Р е ш е н и е.

Из графика рис. 4.14 находим $z_1 = -3{,}5D$, $z_2 = 3{,}2D$, $f_1 = -2{,}4D$ и $f_2 = 4{,}8D$. На рис. 4.15 приведены соответствующие построения, из которых видно, что главные плоскости перекрещены между собой и сдвинуты в низковольтную область линзы [24].

Зависимости, изображенные на рис. 4.14, отражают общие свойства иммерсионных линз. Во-первых, фокусные расстояния всегда являются монотонно убывающими функциями отношения потенциалов электродов.

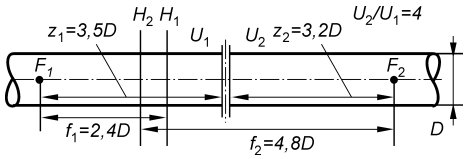


Рис. 4.15
Иммерсионная линза, построенная по результатам расчета

Во-вторых, главные плоскости всегда расположены в низковольтной области линзы, они, как правило, перекрещены между собой, причем их положение мало меняется с изменением отношения потенциалов. В-третьих, фокусное расстояние в пространстве изображения всегда больше фокусного расстояния в предметном пространстве. Дополнительные исследования показывают, что фокусное расстояние линзы, образованной двумя соосными цилиндрами, увеличивается при увеличении промежутка между цилиндрами, а также при увеличении диаметра второго цилиндра по отношению к диаметру первого. Среди различных иммерсионных линз наиболее коротким фокусным расстоянием обладает линза, образованная цилиндром и плоской диафрагмой. С практической точки зрения линзы, образованные цилиндрами, имеют преимущество перед линзами, образованными диафрагмами, которое заключается в том, что электронный пучок, распространяющийся внутри цилиндра, защищен от влияния зарядов, которые могут накапливаться на стеклянных стенках колбы, и, кроме того, эти линзы допускают применение ограничивающих диафрагм (апертур) внутри цилиндров.

Иммерсионный объектив (катодная линза). Иммерсионным объективом называется иммерсионная линза, в которой ускоряющее электрическое поле непосредственно примыкает к катоду, эмитирующему электроны. В простейшем случае она может быть образована двумя электродами, причем одним является катод, а вторым — диафрагма или цилиндр с положительным потенциалом (рис. 4.16). Однако такая электронно-оптическая система будет всегда рассеивающей, в то время как для многих целей необходимо иметь собирающую катодную линзу. Для этого между катодом и анодной диафрагмой диодной структуры размещают еще одну диафрагму (прикатодную, управляющую), на которую подается небольшой положительный или отрицательный потенциал. В результате образуется трехэлектродный иммерсионный объектив. Схема такой системы и распределение потенциала на ее оси показаны на рис. 4.17. Из рисунка видно, что картина поля в системе получена при потенциале прикатодной диафрагмы +10 В и анодной диафрагмы +200 В. Вследствие того, что расстояние между катодом и прикатодной диафрагмой меньше диаметра ее отверстия и что потенциал последней меньше естественного потенциала, поле в области катода оказывается неоднородным и собирающим. Оно фокусирует эмитированные катодом электроны, причем ввиду очень малых скоростей, с которыми электроны движутся в этой области поля, фокусирующее действие его будет сильным. Поэтому если бы электроны выходили из катода с нулевыми скоростями, то они сфокусировались бы на оси системы, где-то между диафрагмой и анодом. Однако электроны покидают катод с некоторыми начальными скоростями, различающимися как по величине, так и по направлению (углу выхода). Поэтому электроны, вышедшие, например,

из точки *O* катода, будут двигаться по разным траекториям и пересекут ось системы в разных точках. То же самое будет происходить и с электронами, вышедшими из точки *C* и других точек катода. В результате фокус оказывается размытым, но все же на участке, где электроны пересекают ось, площадь сечения пучка будет значительно меньше площади эмитирующего участка катода. Это наименьшее сечение сходящегося электронного пучка часто называют плоскостью скрещения траекторий, или *кроссовером* (от английского слова crossover).

Из картины поля в области отверстия анодной диафрагмы видно, что оно действует как рассеивающая линза. Но поскольку скорости электронов в этой области соответствуют значительно большему потенциалу пространства, оптическая сила этой рассеивающей линзы будет значительно меньше оптической силы собирающей линзы в области отверстия прикатодной диафрагмы. Поэтому иммерсионный объектив, изображенный на рис. 4.17, в целом является собирающей электронно-оптической системой.

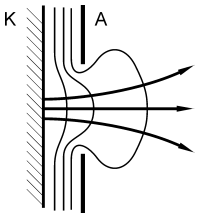


Рис. 4.16
Схема простейшего диодного иммерсионного объектива

Электронное зеркало. Одиночные и иммерсионные электростатические линзы при определенных соотношениях потенциалов на электродах могут быть использованы для отражения электронного пучка, т. е. превращены в электронные зеркала. Поля таких систем действуют на электронные пучки подобно тому, как зеркало на световые лучи. Однако, в отличие от световых зеркал, отражение здесь происходит не от геометрической поверхности, а от некоторой потенциальной области, протяженность которой определяется разбросом скоростей электронов. В зависимости от знака кривизны эквипотенциальных поверхностей в области отражения зеркало может быть собирающим (вогнутым) или рассеивающим (выпуклым). На рис. 4.18 изображена одиночная линза, действие которой зависит от потенциала

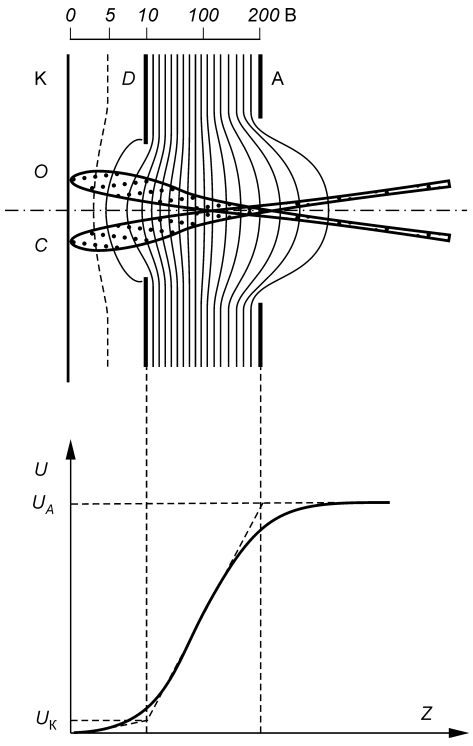


Рис. 4.17
Схема триодного иммерсионного объектива и кривая распределения потенциала на его оси

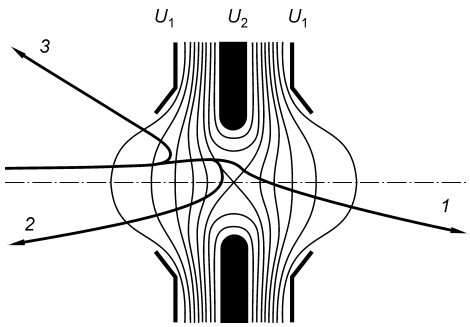


Рис. 4.18
Одиночная линза как электронное зеркало

среднего электрода U_2. При $U_2 \geq 0$ и $U_1 > U_2$ она фокусирует электронный пучок (траектория 1), при $U_2 < 0$ — действует как собирающее электронное зеркало (траектория 2), при $U_2 << 0$ — как рассеивающее зеркало (траектория 3). При переходе от второго случая к третьему существует такое промежуточное значение $U_2 < 0$, при котором собирающее действие промежуточной диафрагмы линзы будет уравновешено рассеивающим действием ее крайних диафрагм. В этом случае линза будет проявлять себя как плоское зеркало. Очевидно, что эффект отражения электронного пучка будет получен и в диодной системе с потенциалом второго электрода $U_2 < 0$, особенно когда этот электрод является сплошным плоским или вогнутым отражателем.

Магнитные линзы

Магнитные линзы с осевой симметрией создаются круглыми магнитными катушками (соленоидами) или постоянными магнитами. При использовании магнитных катушек источником магнитного поля является электрический ток, пропускаемый через ее витки. Значение этого тока определяет уровень магнитной индукции, осевое же распределение индукции $B_0(z)$ зависит от геометрических размеров и конструкции магнитной катушки.

В зависимости от соотношения продольных и поперечных размеров магнитных катушек создаваемые ими магнитные линзы разделяются на длинные и короткие. Первые создаются катушками, длина которых значительно больше их диаметров; вторые — катушками, длина которых не превышает их диаметров. Фокусирующие свойства магнитных линз анализируются с помощью уравнения параксиальных траекторий (4.31), а поворот плоскости движения электронов при прохождении их через линзу — с помощью (4.32).

Тонкая магнитная линза. Простейшей системой, создающей тонкую магнитную линзу, является одиночный виток радиуса R с протекающим по нему током I. Распределение магнитной индукции вдоль оси такой системы, согласно закону Био–Савара, будет характеризоваться формулой

$$B_0(z) = \frac{1}{2}\mu_0 I \frac{R^2}{\left(R^2 + z^2\right)^{3/2}}, \qquad (4.52)$$

где μ_0 — магнитная постоянная.

Для создания с помощью такой системы необходимых для фокусировки электронных пучков требуются очень большие токи. Снизить их

можно путем применения многовитковых систем, т. е. магнитных катушек. На рис. 4.19 изображена простая (неэкранированная) короткая магнитная катушка и распределение магнитной индукции вдоль ее оси. Если длина и толщина намотки будут значительно меньше ее среднего радиуса $R_{ср}$, то выражение для $B_0(z)$ короткой катушки будет по существу повторять формулу (4.52):

$$B_0(z) = \frac{\mu_0}{2} wI \frac{R_{ср}^2}{\left(R_{ср}^2 + z^2\right)^{3/2}}, \qquad (4.53)$$

где w — число витков катушки, wI — магнитодвижущая сила (ампервитки).

Из формулы (4.53) видно, что магнитная индукция, наибольшая в центре катушки ($z = 0$), снижается по мере удаления от центра. На расстоянии $z = 2R_{ср}$ она примерно в 11 раз меньше индукции в центре катушки. Поэтому можно считать, что при $z > 2R_{ср}$ поле уже практически отсутствует. Следовательно, тонкая магнитная линза, созданная катушкой такой конструкции, может рассматриваться как тонкая, если ее фокусное расстояние в несколько раз превышает диаметр катушки. В этом случае, полагая, что поле сосредоточено в узком интервале $z_2 - z_1$ на оси z и что в этом интервале радиальная координата $r \approx r_0 = \text{const}$, после интегрирования (4.31) найдем

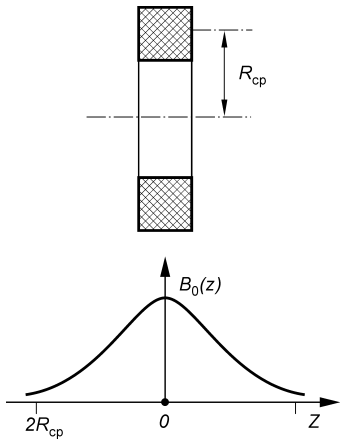


Рис. 4.19
Короткая магнитная катушка и распределение магнитной индукции на оси

$$\left(\frac{dr}{dz}\right)_2 - \left(\frac{dr}{dz}\right)_1 = -\frac{er_0}{8mU_0} \int_{z_1}^{z_2} B_0^2(z)dz.$$

Это уравнение определяет тангенсы углов наклона траектории к оси по разные стороны тонкой линзы. Рассуждая далее так же, как и при анализе тонкой электростатической линзы, убеждаемся в том, что фокусные расстояния тонкой магнитной линзы с обеих сторон равны между собой ($f_2 = -f_1 = f$) и ее оптическая сила определяется выражением

$$\frac{1}{f} = \frac{e}{8mU_0} \int_{-\infty}^{\infty} B_0^2(z)dz. \qquad (4.54)$$

В этом выражении пределы интегрирования перенесены в $\pm\infty$, поскольку вне линзы магнитное поле быстро спадает почти до нуля. Из (4.54) следует, что оптическая сила линзы не зависит от радиальной координаты, поэтому все траектории электронов после линзы сойдутся на одном и том же расстоянии от линзы. Также из (4.54) вытекает, что оптическая

сила не зависит от направления поля, так как входящая в уравнение магнитная индукция B_0 возведена в квадрат. Этим же объясняется и то, что оптическая сила короткой магнитной линзы всегда больше нуля. Если в (4.54) подставить (4.53), то после интегрирования получим выражение

$$\frac{1}{f} = \frac{3}{256}\frac{\pi e \mu_0^2}{m}\frac{(wI)^2}{R_{\text{ср}}\mu_0},$$

которое с учетом численных значений E, m, μ_0 преобразуется в формулу, удобную для практических расчетов фокусного расстояния тонкой магнитной линзы:

$$f = 98\frac{U_0 R_{\text{ср}}}{(wI)^2}. \qquad (4.55)$$

Расчетная формула для угла поворота изображения относительно объекта получается при подстановке (4.53) в (4.33):

$$\theta = 10{,}7\frac{wI}{\sqrt{U_0}}. \qquad (4.56)$$

В формулы (4.55) и (4.56) следует подставлять значения U_0 в вольтах, I — в амперах, $R_{\text{ср}}$ — в сантиметрах; тогда значение f получится в сантиметрах, а θ — в градусах.

Пример 4.3. Дана короткая магнитная катушка, состоящая из $U = 100$ витков проволоки, по которой протекает ток $I = 1$ А; средний радиус катушки $R_{\text{ср}} = 3$ см. В магнитное поле катушки влетает электронный пучок с энергией $U_0 = 1000$ В. Необходимо определить: фокусное расстояние магнитной линзы и угол поворота изображения пучка относительно исходного положения.

Р е ш е н и е.

1. Фокусное расстояние, согласно (4.55):

$$f = 98\frac{U_0 R_{\text{ср}}}{(wI)^2} = 98\frac{10^3 \cdot 3}{(100 \cdot 1)^2} = 29{,}4 \text{ см}.$$

2. Угол поворота изображения определяем по формуле (4.56):

$$\theta = 10{,}7\frac{wI}{\sqrt{U_0}} = 10{,}7\frac{100 \cdot 1}{\sqrt{10^3}} = 34 \text{ град}.$$

Действие тонкой магнитной линзы показано на рис. 4.20. Все траектории электронов пучка AA', входящего в поле линзы, преломляются к оси симметрии линзы (*а*) и одновременно поворачиваются вокруг этой оси (*б*).

Согласно формуле (4.55), для уменьшения фокусного расстояния магнитной линзы необходимо увеличивать магнитодвижущую силу (ампервитки) катушки при сохранении ее среднего радиуса, а также длины катушки. Увеличение последней нежелательно, так как в процессе фокусировки траектории электронов могут пересечь ось линзы еще в области достаточно сильного поля. Расходящийся за фокусом пучок будет снова

фокусироваться оставшейся частью поля, и за линзой получится второй фокус. При большом токе магнитной катушки (большой магнитной индукции) второй фокус может также оказаться внутри линзы, так что за линзой будет третье изображение объекта. Использовать линзу в таком режиме (многократной фокусировки) нецелесообразно из-за сильного искажения изображения. Таким образом, создать короткофокусную магнитную линзу с помощью обычной (неэкранированной) магнитной катушки чрезвычайно трудно.

Весьма перспективным методом укорочения фокусного расстояния и, следовательно, увеличения оптической силы магнитной линзы оказался метод «сжатия» области поля вдоль оси линзы при фиксированном значении числа ампер-витков. Суть его заключается в концентрации энергии магнитного поля, создаваемого ампер-витками, в небольшом объеме. Для этого используются ферромагнитные экраны (панцири), окружающие магнитные катушки со всех сторон, за исключением небольших участков на внутренней поверхности катушки, обращенной к оси симметрии. Благодаря этому уменьшается протяженность области поля вдоль оси и увеличивается максимальное значение $B_0(z)$. Влияние ферромагнитной оболочки на распределение магнитного поля вдоль оси линзы показано на рис. 4.21. Для сравнения приведены три конструкции магнитных линз с одинаковым числом ампер-витков и соответствующие им распределения магнитных полей. Конструкция (*а*) — это уже известная тонкая линза в виде короткой неэкранированной магнитной катушки; конструкция (*б*) — *панцирная,* или *бронированная,* линза, состоящая из аналогичной катушки, или намотки (*1*) и ферромагнитного экрана (*2*); конструкция (*в*) — панцирная линза с магнитными полюсными наконечниками (*3*), имеющими маленькие соосные отверстия. Применение полюсных наконечников

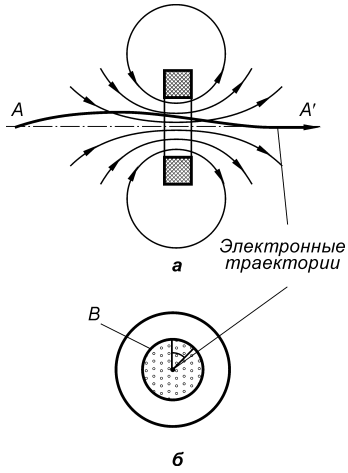


Рис. 4.20
Действие тонкой магнитной линзы

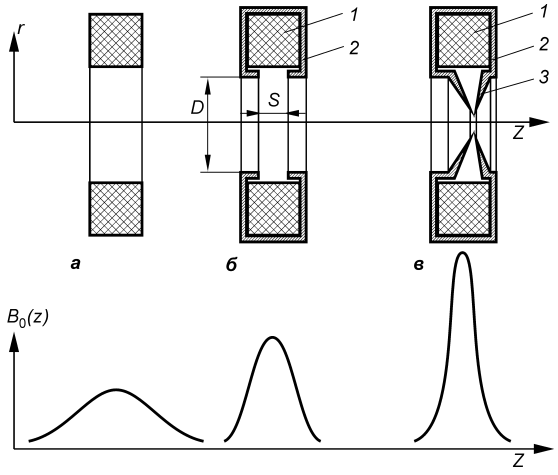


Рис. 4.21
Типы тонких магнитных линз

с узким зазором между ними позволяет до предела сжать кривую распределения магнитного поля вдоль оси и тем самым максимально повысить оптическую силу линзы. Линзы с полюсными наконечниками имеют фокусные расстояния всего в несколько миллиметров и используются в электронных микроскопах. Обладая очень малым фокусным расстоянием, они позволяют получать увеличение до 300 на каждую линзу.

Аналитический расчет параметров панцирных магнитных линз представляет большие трудности. Задачу решают путем подбора функции $B_0(z)$, хорошо аппроксимирующей истинное распределение магнитной индукции вдоль оси линзы и допускающей аналитическое решение основных уравнений. Например, для панцирных линз без полюсных наконечников (рис. 4.21, *б*) при отсутствии насыщения магнитного экрана и выполнения условия $0{,}5 \le D/s \le 2$ осевое распределение магнитной индукции может быть с достаточной степенью точности описано формулой из [22]

$$B_0(z) = \frac{1{,}257 \cdot 10^{-4} wI}{2s}\left[\frac{z + s/2}{\sqrt{(D/3)^2 + (z + s/2)^2}} - \frac{z - s/2}{\sqrt{(D/3)^2 + (z + s/2)^2}}\right],$$

где линейные размеры D, s, z выражаются в сантиметрах, а $B_0(z)$ — в теслах. В общем случае оптические параметры такой магнитной линзы могут быть определены путем численного интегрирования уравнения траекторий (4.31).

При $s/D < 1$ можно воспользоваться колоколообразной аппроксимацией осевого распределения магнитной индукции (аппроксимация Глазера):

$$B_0(z) = \frac{B_m}{1 + (z/d)^2},$$

где B_m — максимальное значение магнитной индукции, Тл.

Подставляя это выражение в (4.54), получаем

$$\frac{1}{f} = \frac{e}{8mU_0} \cdot \frac{\pi d B_m^2}{2}, \qquad (4.57)$$

где

$$d \approx 0{,}48\sqrt{s^2 + 0{,}45D^2} \text{ и } B_m = \frac{\mu_0 wI}{\pi d}.$$

Пример 4.4. Дана панцирная магнитная линза в виде короткой экранированной катушки (рис. 4.21, *б*) с числом витков $w = 200$. Внутренний диаметр экрана $D = 2{,}3$ см, ширина магнитного зазора в экране $s = 1{,}84$ см. При электрическом токе в катушке $I = 1$ А распределение магнитной индукции вдоль оси имеет колоколообразную форму. Определить фокусное расстояние для электронного пучка, влетающего в линзу параллельно ее главной оптической оси с энергией 1000 В.

Р е ш е н и е.

Воспользуемся формулой (4.57), в которой

$$d = 0,48\sqrt{1,84^2 + 0,45 \cdot 2,3^2} = 1,15 \text{ см}$$

и

$$B_m = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{200}{\pi 1,15 \cdot 10^{-2}} = 6,95 \cdot 10^{-3} \text{ Тл.}$$

Тогда

$$f = \frac{16U_0}{\pi (e/m) d B_m^2} = \frac{16 \cdot 1000}{\pi 1,76 \cdot 10^{11} \cdot 1,15 \cdot 10^{-2}} \frac{1}{(6,95 \cdot 10^{-3})^2} = 5,2 \cdot 10^{-2} \text{ м.}$$

Наряду с короткими магнитными катушками, для создания тонких магнитных линз используются постоянные магниты. На рис. 4.22 показаны некоторые варианты кольцевых магнитных линз и соответствующие кривые распределения магнитной индукции на оси. Различие последних обусловлено разной направленностью намагничивания изобра-

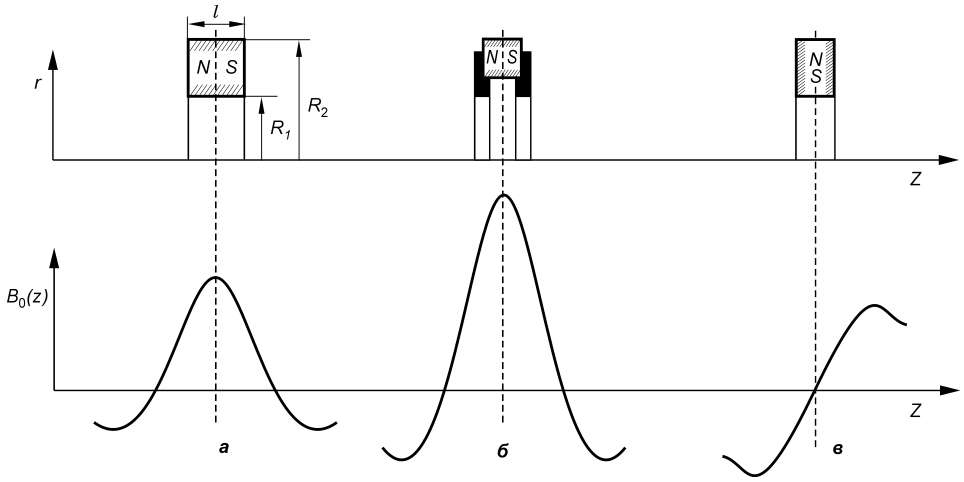


Рис. 4.22
Типы тонких кольцевых магнитных линз на постоянных магнитах

женных колец: *а* — магнит (феррит бария), намагниченный в осевом направлении; *б* — магнит, намагниченный в осевом направлении, с полюсными наконечниками из магнитомягкого материала; *в* — магнит, намагниченный в радиальном направлении. В общем случае расчет магнитного поля и оптических параметров различных кольцевых линз проводится численными методами с использованием соответствующих прикладных программ [22]. В частных случаях используют эмпирически найденные формулы для $B_0(z)$, которые после подстановки в (4.31) позволяют определить фокусные расстояния кольцевых линз. Например, при выполнении условий $l/2R_2 \le 0,2$ и $R_1/R_2 \ge 0,3$ осевое распределение магнитной индукции кольцевой линзы без полюсных наконечников (рис. 4.22, *а*) может быть аппроксимировано функцией

$$B_0(z) = B_m \frac{1 - 2Z}{(1 + Z^2)^{5/2}}, \tag{4.58}$$

где $Z = z/R_{\text{ср}}$ — осевая координата, отсчитываемая от центра линзы и нормированная к ее среднему радиусу $R_{\text{ср}} = (R_1 + R_2)/2$. Подставляя (4.58) в выражение (4.54), получим для электронных пучков формулу

$$\frac{1}{f} = 1,43 \cdot 10^6 \frac{B_m^2 \cdot R_{\text{ср}}}{U_0}, \tag{4.59}$$

в которой B_m представлена в теслах, $R_{\text{ср}}$ — в сантиметрах, U_0 — в вольтах.

Длинная магнитная линза. Такая линза создается электрическим током магнитной катушки, длина которой значительно больше диаметра (рис. 4.23). При равномерной намотке в средней части такой катушки магнитное поле практически однородно (область II) и характеризуется только продольной составляющей индукции $B = B_z = \text{const}$. На концах катушки поле неоднородно (краевое поле, область I). Оно имеет как продольную B_z, так и радиальную B_r составляющие. С помощью магнитного экрана можно уменьшить области краевого поля, но полностью устранить их невозможно. Они всегда будут иметь место в областях входного и выходного отверстий, через которые электронный пучок входит в линзу и выходит из нее. Следовательно, при входе в линзу электроны первоначально взаимодействуют с неоднородным краевым полем и приобретают поперечные составляющие скорости. Благодаря этому в области однородного магнитного поля на электроны начинают действовать силы, направленные к оси линзы, и фокусировать их.

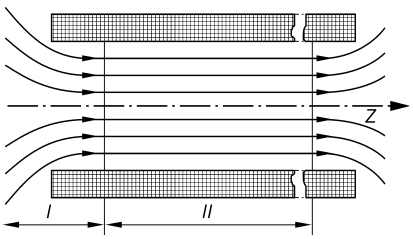


Рис. 4.23
Длинная магнитная линза

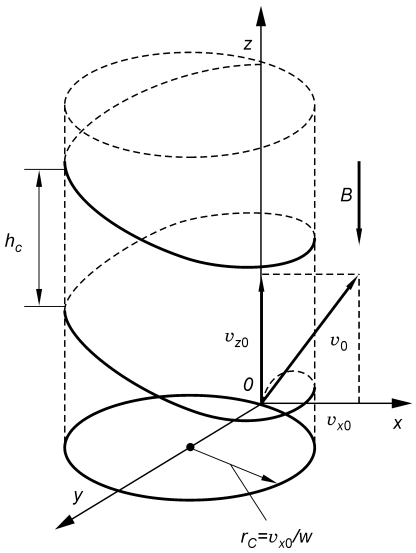


Рис. 4.24
Движение электрона в вакууме в однородном магнитном поле

В § 4.3 при рассмотрении движения электрона в параксиальной (однородной) области аксиально-симметричного магнитного поля было показано, что траектория электрона в таком поле имеет вид пространственной спирали. Каковы параметры спиральной траектории? Для большей наглядности задачу будем решать в прямоугольной системе координат x, y, z, предпола-

гая, что электрон входит в однородное поле линзы, у которого $B_x = B_y = 0$ и $B_z = -B$, со скоростью v_0 под малым углом α к оси симметрии поля (оси z) и уже в момент $t = 0$, находясь в точке начала координат, имеет поперечную компоненту скорости $v_{x_0} = v_0 \sin \alpha$ (рис. 4.24). Исходная система уравнений движения электрона в таком магнитном поле имеет вид

$$\frac{dv_x}{dt} = -\frac{e}{m} B v_y, \quad \frac{dv_y}{dt} = \frac{e}{m} B v_x, \quad \frac{dv_z}{dt} = 0. \tag{4.60}$$

Если продифференцировать по времени первое уравнение этой системы и подставить его во второе уравнение, то получим

$$\frac{d^2 v_x}{dt^2} + \omega_c v_x = 0,$$

где $\omega_c = \dfrac{e}{m} B$ — параметр движения, называемый круговой циклотронной частотой.

Решением этого уравнения, как известно, является выражение

$$v_x = A_1 \cos \omega_c t + A_2 \sin \omega_c t,$$

где A_1 и A_2 — постоянные, определяемые из начальных условий движения. При $t = 0$ $v_x = v_{x_0}$ и $dv_x/dt = 0$, следовательно,

$$v_x = \frac{dx}{dt} = v_{x_0} \cos \omega_c t. \tag{4.61}$$

Дифференцируя это выражение по t и подставляя результат в первое уравнение системы (4.60), найдем

$$v_y = \frac{dy}{dt} = v_{x_0} \sin \omega_c t. \tag{4.62}$$

Наконец, после интегрирования третьего уравнения (4.60) получим

$$v_z = v_{z_0} = \text{const}. \tag{4.63}$$

Таким образом, уравнения (4.61)–(4.63) являются решением системы (4.60). Указанные уравнения в свою очередь можно проинтегрировать и получить параметрические уравнения траектории. С учетом начальных условий $t = 0$, $x = y = 0$, они будут иметь вид

$$\left.\begin{aligned} x &= \frac{v_{x_0}}{\omega_c} \sin \omega_c t, \\ y &= \frac{v_{x_0}}{\omega_c} (1 - \cos \omega_c t), \\ z &= v_{z_0} t. \end{aligned}\right\} \tag{4.64}$$

Переписывая два первых уравнения относительно $\sin \omega_c t$ и $\cos \omega_c t$, после возведения их в квадрат и суммирования найдем

$$x^2 + \left(y - \frac{v_{x_0}}{\omega_c} \right)^2 = \left(\frac{v_{x_0}}{\omega_c} \right)^2 . \qquad (4.65)$$

Выражение (4.65) является уравнением окружности радиуса

$$r_c = \frac{v_{x_0}}{\omega_c} = \frac{m v_{x_0}}{eB} = \frac{m v_0}{eB} \sin \alpha, \qquad (4.66)$$

центр которой находится на оси y на расстоянии r_c от начала координат. Последнее означает, что ось спиральной траектории электрона не совпадает с осью симметрии поля, т. е. осью z. Осью спирали является магнитная силовая линия, на которой электрон оказывается при входе в однородное поле. Вращаясь вокруг этой линии с угловой скоростью, равной ω_c, электрон периодически касается оси z. Расстояние между двумя соседними точками касания $z_ш$ соответствует шагу спирали h_c и определяется из условия $(z_ш v_{z_0}/\omega_c) = 2\pi$. Отсюда

$$h_c = z_ш = 2\pi \frac{m v_0}{eB} \cos \alpha. \qquad (4.67)$$

Таким образом, выражения (4.66) и (4.67) определяют основные параметры цилиндрической спиральной траектории электрона в однородном магнитном поле линзы: радиус и шаг. В том случае, когда в однородное магнитное поле входит не один электрон, а пучок электронов с разными углами входа, спиральные траектории электронов, согласно (4.66) и (4.67), будут различаться по радиусу и шагу, но цилиндрические поверхности, на которых лежат траектории, будут иметь общую образующую, совпадающую с осью симметрии поля (рис. 4.25). На приведенном рисунке электронный пучок, сформированный диодной системой К–А, входит через малое отверстие анода в однородное магнитное поле и движется вдоль оси симметрии z. При этом в продольной плоскости yz проекции спиральных траекторий электронов имеют вид волнистых линий; в поперечной плоскости yx (сечение СС) — вид окружностей с разными радиусами, но проходящих через общую точку. При малых значениях угла α, когда $\sin \alpha \approx \alpha$ и $\cos \alpha \approx 1$, все спиральные траектории, согласно выражению (4.67), будут иметь практически одинаковый шаг. Значит, все электроны, вышедшие из точки O и лежащие на оси z, сойдутся на той же оси в точке O_1; следовательно, точка O_1 будет являться изображением точки O.

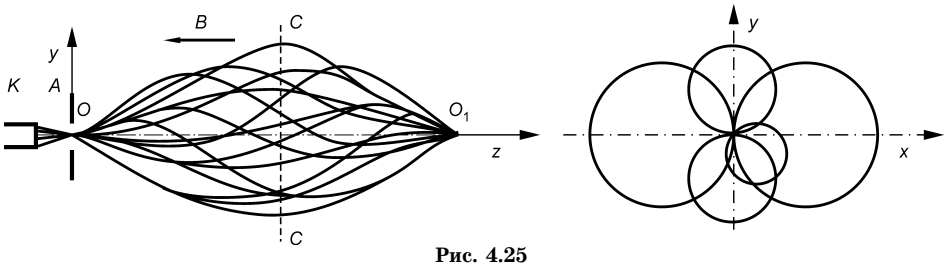


Рис. 4.25

Пучок электронных лучей, выходящих из общей точки О в магнитном поле

Развитием рассмотренной задачи является фокусировка широких электронных пучков (точнее, электронных потоков) продольным однородным магнитным полем, используемая в некоторых электронно-лучевых приборах. Представим себе электронно-лучевое устройство, подобное изображенному на рис. 4.25, которое в то же время отличается большой протяженностью в направлении оси x и, следовательно, формирует широкий ленточный электронный поток. Если этот поток разделить по ширине на множество взаимно параллельных тонких лучей, с одинаковой скоростью входящих через точечные отверстия в аноде (магнитном экране) в продольное однородное магнитное поле, то (при отсутствии действия кулоновских сил) движение электронов в каждом пучке будет происходить так же, как и в ранее показанном случае (рис. 4.25). Траектории электронов, вошедших в поле параллельно оси симметрии ($\alpha = 0$), — основные траектории — будут совпадать с магнитными силовыми линиями, а траектории всех других электронов (смежные траектории) будут навиваться на основные, образуя ряд узлов и пучностей. Располагая приемник электронов (например, в виде плоского люминесцентного экрана) на расстоянии, равном $h_{\text{сп}}$, $2h_{\text{сп}}$ и т. д. от объектов (точечных отверстий), получим прямые (не перевернутые) их изображения, не увеличенные и не уменьшенные. Таким образом, продольное однородное магнитное поле «переносит» изображение из одной плоскости в другую в масштабе 1 : 1 и, следовательно, не является в полном смысле электронной линзой, поскольку не обладает способностью собирать параллельный пучок электронов в точку, а также увеличивать или уменьшать изображение.

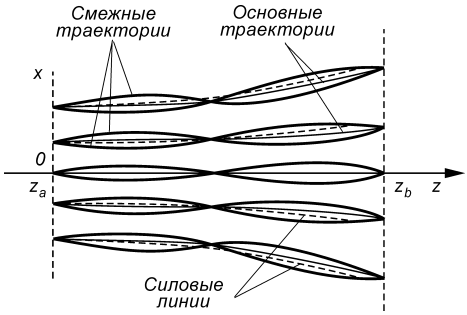


Рис. 4.26
Фокусировка широкого пучка электронов неоднородным магнитным полем

Перенос изображения с изменением его масштаба возможен только неоднородным магнитным полем, в котором силовые линии сходятся или расходятся. В таких полях основные траектории будут близки к силовым линиям, а смежные траектории, «навиваясь» на основные, будут фокусироваться в плоскости приемника электронов. На рис. 4.26 схематически показан пример движения электронов в одном из таких полей. Результат действия этого поля будет зависеть от направления движения электронов. Если предмет будет расположен в плоскости z_a, то электроны, двигаясь слева направо, создадут в плоскости z_b увеличенное изображение. Если же предмет расположен в плоскости z_b и, следовательно, электроны движутся справа налево, то в плоскости z_a будет создано уменьшенное изображение. Подобная система фокусировки применяется в телевизионных передающих трубках с переносом изображения.

Аберрации электронных линз

До сих пор анализ оптических свойств электронных линз связывался с прохождением через них параксиальных электронных пучков. При этом предполагалось, что такие пучки характеризуются не только тем, что распространяются вблизи оси электронно-оптической системы под малыми углами наклона к ней, но также и тем, что все электроны в них имеют одинаковые скорости и концентрация их настолько мала, что эффектом электростатического взаимодействия между ними можно пренебречь. Благодаря этому электроны, вышедшие из одной точки предмета, в точности сходились в одной точке изображения. Формально условие параксиальности выражалось в том, что в решениях уравнения траекторий электронов, представленных в виде степенных рядов, учитывались лишь первые члены, содержавшие радиальную координату r и ее производные в первой степени. Поэтому теорию, принимающую во внимание только параксиальные пучки, называют теорией первого порядка, или гауссовой электронной оптикой. В целом эта теория достаточно хорошо оправдывается на практике, тем не менее обнаруживаются отклонения от предсказываемых ею результатов в виде тех или иных искажений изображения – *аберраций*: нечеткое, не вполне соответствует предмету и т. п. Аберрации имеют первостепенное значение в вопросах качества изображения и разрешающей силы электронно-оптических приборов, поэтому их исследованию уделяется большое внимание. В частности, оно связано с более точным решением уравнений движения непараксиальных электронных пучков, учитывающих члены третьего и более высокого порядка. Такие решения являются весьма сложными, требующими большого объема вычислений, поэтому в дальнейшем ограничимся лишь качественным рассмотрением различных видов аберраций.

В электронной оптике так же, как и в оптике световой, различают много видов аберраций: геометрическую (сферическая, кома, астигматизм, кривизна поля изображения, дисторсия), хроматическую и дифракционную. Среди аксиально-симметричных аберраций электронно-оптических приборов наибольшую роль играют хроматическая и геометрические.

Хроматическая аберрация. Под хроматической аберрацией понимают ошибки изображения, вызванные дисперсией, т. е. зависимостью показателя преломления от длины волны. В электронной оптике используется длина волны Де Бройля, которая связана с массой m и скоростью v движущейся частицы формулой $\lambda = h/mv$, где h — постоянная Планка. При относительно невысоких (не релятивистских) скоростях электрона, когда его масса является постоянной величиной, длина электронной волны λ будет определяться только скоростью v. Таким образом, дисперсионный характер пучка электронов будет проявляться в зависимости показателя преломления от скорости электронов. В реальных условиях пучок электронов, поступающих в линзу, никогда не бывает монохроматичным (односкоростным). Причинами тому являются разброс начальных скоростей электронов, эмитированных катодом, а также пульсации

ускоряющего напряжения при недостаточной его стабилизации. В просвечивающих электронных микроскопах, где электронный пучок перед линзой проходит через слой вещества, разброс скоростей появляется также из-за неодинаковой толщины или плотности в разных местах слоя.

Разные по скорости электроны будут находиться в поле линзы разное время (медленные дольше), поэтому преломление траекторий медленных электронов в любой линзе будет сильнее, чем быстрых. Это показано на рис. 4.27, где траектории наиболее быстрых электронов изображены сплошными линиями, а наиболее медленных — штриховыми. Очевидно, что между фокусом медленных F_1 и фокусом быстрых F_2 электронов будут располагаться фокусы остальных электронов. В результате на экране, где бы он ни был поставлен, вместо точки получается кружок рассеяния; при этом местоположение и размер наименьшего кружка $D_{\text{мин}}$ будет зависеть от распределения скоростей электронов, входящих в линзу, и формы поля линзы. Хроматическая аберрация снижает разрешающую способность электронно-оптической системы, поскольку при наличии ее различить две близко расположенные друг к другу точки объекта можно только при условии, что расстояние между ними будет не менее $D_{\text{мин}}$.

Если разброс скоростей пучка электронов выразить через эквивалентную величину ΔU ускоряющего потенциала U, то, как показывает расчет, радиус кружка рассеяния $r_{\text{хр}}$ хроматической аберрации в плоскости параксиального изображения будет определяться формулой

$$r_{\text{хр}} = C_{\text{хр}} \frac{\Delta U}{U} \cdot r_{\text{а}}, \qquad (4.68)$$

где $C_{\text{хр}}$ — коэффициент хроматической аберрации и $r_{\text{а}}$ — радиус отверстия апертурной диафрагмы, ограничивающей поперечные размеры (диаметр) электронного пучка. Выражение (4.68) показывает, что хроматическая аберрация имеет место для точек предмета, лежащих на оси; она зависит от радиуса отверстия апертурной диафрагмы и поэтому называется отверстной хроматической аберрацией. Уменьшить эту аберрацию можно путем уменьшения диаметра электронного пучка и повышения ускоряющего напряжения. Однако полностью устранить ее невозможно. Наиболее сильно хроматическая аберрация проявляется в иммерсионном объективе, где поле линзы примыкает к катоду, эмитирующему электроны с разбросом начальных скоростей, и напряженность ускоряющего поля у катода, как правило, относительно невелика.

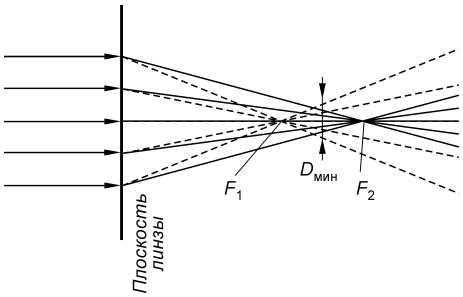


Рис. 4.27
Происхождение хроматической аберрации

Сферическая аберрация. Этот вид аберрации появляется при фокусировке широких электронных пучков. В них траектории

электронов, прошедших через линзу на больших расстояниях от оптической оси, преломляются сильнее, чем траектории параксиальных электронов (рис. 4.28), поэтому они сходятся не в точке параксиального (идеального) изображения, а ближе к линзе. В плоскости же идеального изображения (или гауссовой плоскости) вместо точки появится кружок рассеяния с некоторым радиусом $r_{сф}$. Сферическую аберрацию собирающих линз, у которых фокусное расстояние для периферийных электронов $f_{пер}$ меньше фокусного расстояния для параксиальных электронов $f_{пар}$, т. е. $f_{пер} < f_{пар}$, называют положительной, а сферическую аберрацию рассеивающих линз ($f_{пер} > f_{пар}$) — отрицательной.

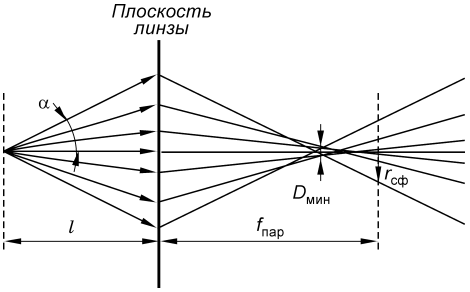


Рис. 4.28
Происхождение сферической аберрации

Сферическая аберрация является результатом проявления нелинейной зависимости преломляющей силы линзы от радиальной координаты. Вблизи оси линзы эта нелинейность пренебрежимо мала, поэтому при выводе уравнений траекторий параксиальных электронов учитывались лишь первые члены разложения в рядах (4.9) и (4.20).

Уравнения траекторий непараксиальных электронов, очевидно, должны, помимо членов, пропорциональных первой степени r, содержать также члены, пропорциональные r^3, r^5 и т. д., которые будут определять ошибки соответствующих порядков. Во многих случаях, когда используются неширокие электронные пучки, обычно ограничиваются оценкой аберраций только третьего порядка.

Анализ электростатических линз показывает, что радиус рассеяния сферической аберрации третьего порядка можно оценить по формуле

$$r_{сф} = C_{сф} \cdot r^3_а, \qquad (4.69)$$

где $C_{сф}$ — коэффициент сферической аберрации и $r_а$ — радиус отверстия апертурной диафрагмы, ограничивающего поперечный размер пучка электронов на входе в линзу. Если предположить, что линза тонкая и апертурная диафрагма расположена близко к ней, то при небольших значениях апертурного угла α радиус отверстия апертурной диафрагмы $r_а = l \cdot tg\ \alpha \approx l \cdot \alpha$, где l — расстояние от предмета до линзы (рис. 4.28). Тогда указанную формулу можно переписать следующим образом:

$$r_{сф} = C_{сф} l^3 \cdot \alpha^3.$$

Из сравнения формул (4.68) и (4.69) видно, что для уменьшения размытия изображения (кружка рассеяния), обусловленного сферической аберрацией, необходимо так же, как и в случае хроматической аберрации, ограничивать поперечный размер электронного пучка, т. е. работать с тонкими пучками.

Как показали исследования, наименьшей сферической аберрацией обладают замедляющие иммерсионные линзы ($U_1/U_2 < 1$), выполненные

из двух цилиндров одинакового радиуса. Ускоряющие иммерсионные линзы, особенно несимметричные, типа цилиндр–диафрагма, наоборот, имеют наибольшую по сравнению с другими электростатическими линзами сферическую аберрацию.

Из всех разновидностей одиночных линз наименьшую сферическую аберрацию имеют линзы, образованные тремя цилиндрами одинакового радиуса. Коэффициент сферической аберрации одиночной линзы можно оценить по эмпирической формуле

$$C_{сф} \approx kf^3/R^2_2,$$

где f — фокусное расстояние линзы, R_2 — радиус внутреннего электрода (цилиндра или отверстия диафрагмы), $k = 2{,}5\ldots5$, причем меньшие значения соответствуют линзам с внутренним электродом в виде цилиндра, бóльшие — в виде диафрагмы.

В иммерсионном объективе на качестве фокусировки заметно сказывается разброс начальных скоростей эмитированных электронов, как по величине, так и по направлению. Вследствие разброса скоростей по направлению электроны, выходящие из одной точки катода, вступают в поле линзы под разными углами к оси линзы (апертурными углами), что приводит к сферической аберрации. Разброс же по величине скоростей вызывает хроматическую аберрацию. Таким образом, на фокусирующие свойства иммерсионного объектива заметно влияет комбинированная сферохроматическая аберрация. Радиус кружка рассеивания в гауссовой плоскости изображения, обусловленного этим видом аберрации, определяется формулой Рекнагеля

$$r_{сф\ хр} = 2M\frac{U_0}{E},$$

где M — коэффициент линейного увеличения, U_0 — наиболее вероятная начальная энергия электрона, выраженная в вольтах, E — напряженность электрического поля у поверхности катода.

Аберрации косых тонких пучков. Если предмет, изображение которого надо получить на экране, велик и, следовательно, некоторые его точки достаточно удалены от оси, то в создании изображения этих точек обязательно будут участвовать электроны, траектории которых сильно наклонены к оси (косые пучки). В гауссовой плоскости каждая из таких точек будет изображаться не точкой, а некоторым пятном, не имеющим форму круга. В результате изображение предмета на краях делается размытым, нечетким, обнаруживаются искажения масштаба. Так проявляются геометрические аберрации электронных линз, известные под названиями: кома, астигматизм, искривление плоскости изображения, дисторсия. На рис. 4.29 приведены изображения квадрата, искаженные различными видами геометрических аберраций: *1* — предмет (или неискаженное его изображение), *2* — сферическая аберрация, *3* — кома, *4* — астигматизм, *5* и *6* — подушкообразная и бочкообразная дисторсия.

Кома — искажение изображения, которое характеризуется тем, что точка предмета изображается в виде несимметричного пятна-капли.

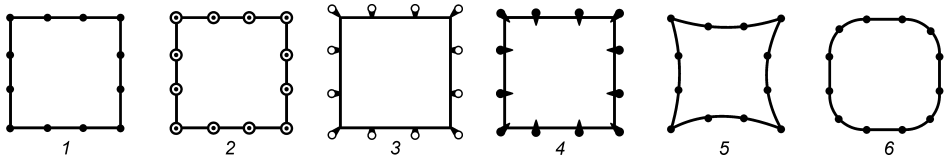


Рис. 4.29
Геометрические аберрации

Астигматизм — искажение изображения, обусловленное тем, что электроны, выходящие из удаленной точки предмета, сходятся в плоскости, проходящей через эту точку и ось линзы, и в плоскости, перпендикулярной к ней, на разных расстояниях от линзы. В результате каждая точка предмета изображается размытым эллипсом, вследствие чего изображение становится нерезким.

Наряду с этим видом астигматизма (третьего порядка) имеет место так называемый приосевой астигматизм (первого порядка), возникающий при нарушении осевой симметрии полей линз вследствие дефектов изготовления или сборки элементов электронно-оптической системы.

Искривление плоскости изображения проявляется в том, что изображение вне осевых точек плоского предмета не является плоским, а имеет некоторую кривизну, причем тем большую, чем дальше находятся точки от оптической оси. Обычно оно исправляется вместе с астигматизмом в специальных системах линз — анастигматах.

Дисторсия — искривление изображения вследствие неравномерного увеличения элементов предмета по полю изображения, от его середины к краям. Если увеличение возрастает от середины к краям, то имеет место подушкообразная дисторсия, если, наоборот, убывает — бочкообразная дисторсия. Оба вида дисторсии устраняются специальными системами линз.

Магнитным линзам также присущи описанные выше геометрические аберрации. Кроме того, они имеют свои, дополнительные виды аберраций, возникающие вследствие того, что при использовании непараксиальных пучков электронов угол поворота изображения зависит от удаления точек предмета от оси. К этим дополнительным видам аберраций относятся: анизотропный астигматизм, анизотропная кома и анизотропная дисторсия. Тем не менее использование магнитных линз дает возможность получать изображения с малыми аберрациями, поскольку эти линзы обычно создаются катушками сравнительно большого диаметра, располагаемыми снаружи электронно-лучевых приборов. При этом электронный пучок, распространяющийся внутри прибора, занимает небольшую приосевую область поля и в значительной степени удовлетворяет требованиям параксиальности.

Эффект пространственного заряда. Суть этого эффекта заключается в том, что при фокусировке электронного пучка в нем увеличивается плотность пространственного заряда, в связи с чем возрастают поперечные электростатические (кулоновские) силы взаимного отталкивания электронов, препятствующие их схождению и, следовательно, ограничивающие возможность достижения предельно малых (расчетных) разме-

ров пятна на экране. Очевидно, что кулоновские силы будут тем больше, чем больше ток электронного пучка. На рис. 4.30 этот эффект проиллюстрирован на примере пучка, который после линзы вплоть до плоскости экрана распространяется в свободном пространстве. Видно, что эффект пространственного заряда является еще одной причиной (помимо сферической и хроматической аберраций), по которой на экране вместо светящейся точки получается кружок рассеяния с минимальным диаметром. Однако в данном случае, в отличие от сферической аберрации, минимальное сечение пучка образуется в плоскости, расположенной на бóльшем расстоянии от линзы, чем гауссова плоскость, положение которой (расстояние b) рассчитано без учета действия пространственного заряда. Это означает, что действие пространственного заряда может сглаживать сферическую аберрацию.

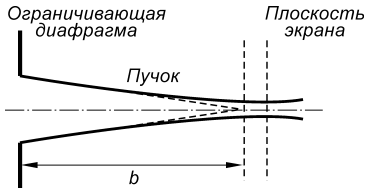


Рис. 4.30
Эффект пространственного заряда

Теоретический анализ влияния пространственного заряда на формирование предельно малых поперечных сечений электронного пучка затруднен из-за сложности уравнений, описывающих процесс формирования. Результаты расчетов оказываются существенно заниженными. Поэтому размер и положение минимального сечения электронного пучка обычно оценивают по экспериментально найденным параметрам пятна на экране, сформированным прожекторами с магнитными линзами, обладающими малыми аберрациями. На рис. 4.31 приведена зависимость диаметра пятна $d_п$ от тока электронного пучка $I_п$, измеренная при исследовании одного из таких прожекторов. Видно, что при малых значениях тока ($I_п < 6$ мкА) $d_п$ практически не зависит от $I_п$. Однако в дальнейшем при увеличении тока диаметр пятна заметно увеличивается.

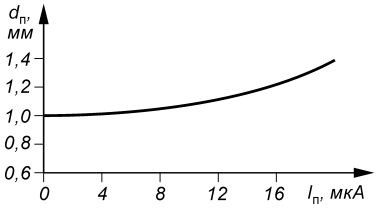


Рис. 4.31
Изменение диаметра электронного пучка в зависимости от его тока

4.6. ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ И КВАДРУПОЛЬНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛИНЗЫ

Цилиндрические линзы. В некоторых типах электронно-лучевых приборов используются не аксиально-симметричные, а плоские неинтенсивные электронные пучки (лучи). Для формирования таких пучков используются плоские же электрические и магнитные поля, распределение которых в прямоугольной координатной системе зависит только от двух координат, например от y и z. Такие электростатические поля по аналогии с аксиально-симметричными могут создаваться диафрагмами со щелью, двумя щелевыми диафрагмами, двумя парами плоских пластин, тремя

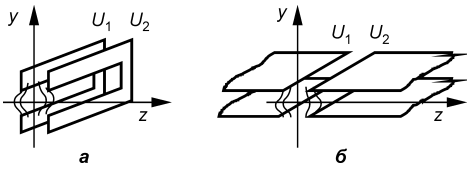


Рис. 4.32
Типы цилиндрических электростатических линз

щелевыми диафрагмами или тремя парами пластин. Магнитные плоские поля создаются вытянутыми магнитными катушками или плоскими постоянными магнитами. На рис. 4.32 в качестве примера показаны электростатические плоские поля, созданные двумя щелевыми диафрагмами (*а*) и двумя парами плоских пластин (*б*). Эквипотенциальные поверхности электростатических полей имеют форму цилиндров, образующие которых параллельны оси x. Движение электронов в таких полях аналогично прохождению света сквозь цилиндрическую стеклянную линзу. На этом основании электронно-оптические системы, образующие плоские поля, получили название *цилиндрических электронных линз*.

Анализ движения электрона в поле цилиндрической линзы $U(y, z)$, $\partial U/\partial x = 0$ без учета пространственного заряда позволяет получить следующее уравнение траектории:

$$\frac{d^2y}{dz^2} + \frac{U'}{2U}\frac{dy}{dz} + \frac{U''}{2U}y = 0, \tag{4.70}$$

которое является основным уравнением цилиндрической оптики. Оно показывает, что в плоскости yz цилиндрическая линза действует аналогично аксиально-симметричной линзе, ибо разница между уравнениями (4.70) и (4.25) состоит лишь в постоянном множителе последнего члена, а в плоскости xy поле линзы не влияет на движение электронов, так как $\partial U/\partial x = 0$, следовательно, пучок электронов, пройдя через цилиндрическую линзу, создаст в ее фокальной плоскости изображение в виде отрезка прямой, параллельной оси x («штрих»-фокус).

В параксиальной области можно тем же способом, что и для аксиально-симметричных линз, определить оптическую силу цилиндрической линзы в пространстве изображения

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{2\sqrt{U_{02}}}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{U''}{\sqrt{U}}dz. \tag{4.71}$$

Если выражение (4.71) сравнить с (4.43), то увидим, что при одинаковых распределениях потенциала вдоль оси оптическая сила цилиндрических линз вдвое больше, чем у аксиально-симметричных линз. По аналогии с последними цилиндрические линзы могут быть выполнены в виде линзы-диафрагмы, иммерсионных и одиночных линз, а для расчета их оптических параметров использованы приближенные выражения, полученные для аналогичных параметров аксиально-симметричных линз, с изменением числового коэффициента. Например, фокусное расстояние линзы-диафрагмы приближенно определяется формулой

$$f \approx \frac{2U_D}{|E_2| - |E_1|},$$

где U_D — потенциал щелевой диафрагмы, а E_1 и E_2 — напряженности электростатических полей слева и справа от диафрагмы.

Цилиндрическая магнитная линза также создает линейный фокус, но с поворотом на 90°. Оптическая сила такой линзы

$$\frac{1}{f} = \frac{e}{2mU}\int_{-\infty}^{\infty} B^2 dz. \qquad (4.72)$$

Из сравнения (4.72) с (4.54) следует, что при одинаковых осевых распределениях магнитной индукции цилиндрическая линза в 4 раза сильнее аксиально-симметричной.

Цилиндрическим линзам так же, как и аксиально-симметричным, присущи геометрические и хроматическая аберрации.

Квадрупольные линзы. Более широкое применение получил другой класс электронных линз, не обладающих осевой симметрией, — квадрупольные линзы. Пример квадрупольной электростатической линзы приведен на рис. 4.33. Она образована четырьмя одинаковыми электродами в виде гиперболических цилиндров, расположенных симметрично на одинаковых расстояниях от оси. Все электроды имеют одинаковый по абсолютному значению потенциал U_1, но знак этого потенциала меняется при переходе от одного электрода к другому. Таким образом, потенциалы противоположно расположенных электродов имеют одинаковые знаки. На рис. 4.33 изображены силовые линии (сплошные) и эквипотенциальные поверхности (пунктирные) поля квадрупольной линзы. Это поле имеет две плоскости симметрии: xz и yz. На оси z, которая направлена перпендикулярно рисунку, напряженность поля равна нулю, так как на ней электрические силы зарядов, расположенных на электродах, компенсируют друг друга. Поэтому потенциал по оси z, вдоль которой направляется электронный пучок, остается равным потенциалу окружающей среды, который обычно полагается равным нулю.

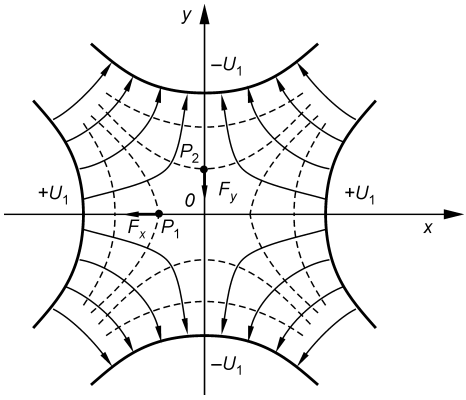


Рис. 4.33
Квадрупольная электростатическая линза

Распределение потенциала в рассматриваемой симметричной линзе описывается уравнением

$$U(x, y) = \frac{1}{2}k\left(x^2 + y^2\right),$$

где $k = 2U_1/A^2$ (A — расстояние от оси до поверхности электродов), а составляющие напряженности поля — линейными функциями координат:

$$E_x = -\frac{\partial U}{\partial x} = -kx,\ E_y = -\frac{\partial U}{\partial y} = -ky,\ E_z = 0;$$

отсюда следует, что градиенты напряженности постоянны. Поэтому квадрупольная линза с гиперболическими электродами называется линзой с постоянным градиентом.

Для качественной оценки действия линзы рассмотрим движение электрона, вошедшего в нее параллельно оси z (рис. 4.33). Если электрон оказывается в поле в точке p_1, то на него действует сила $F_x = -EE_x = Ekx$, направленная от оси линзы. Если же электрон попадет в поле в точке p_2, то под действием силы $F_y = -Eky$ он будет отклоняться к оси. Таким образом, в плоскости xz линза будет рассеивающей, а в плоскости yz — собирающей. На электрон, находящийся в какой-либо иной точке, не лежащей ни в одной из плоскостей симметрии, действует сила, отклоняющая его к плоскости xz и от плоскости yz. В результате воздействия этой силы первоначально параллельный оси z пучок электронов пересечет плоскость xz вдоль линии, параллельной оси x. Таким образом, квадрупольная линза создает линейное изображение предмета. Пучок положительных ионов будет сфокусирован в линию, параллельную оси y.

При практическом осуществлении квадрупольной линзы ее электроды могут иметь форму, отличающуюся от гиперболической (рис. 4.34): либо в виде круглых цилиндров (*а*), либо даже в виде цилиндрической трубы (*б*), разрезанной вдоль оси z на четыре части [24]. В этом случае пропорциональность составляющих поля E_x и E_y координатам x и y соответственно сохранится только в близкой к оси z параксиальной области. Если движение частиц происходит в этой области, то линейное изображение будет четким, в противном случае оно размоется в полосу.

На рис. 4.35 изображено поле магнитной квадрупольной линзы, состоящей из четырех магнитных полюсов с чередующейся полярностью. Эта линза также имеет две плоскости симметрии, которые повернуты на 45° по отношению к указанным на рисунке плоскостям xz и yz. Последние являются плоскостями антисимметрии линзы, так как по отноше-

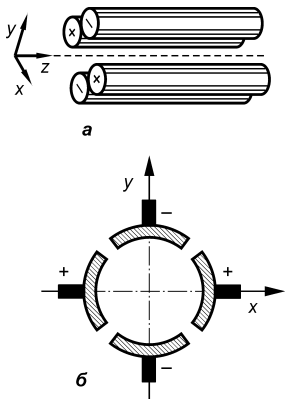


Рис. 4.34
Типы квадрупольных электростатических линз

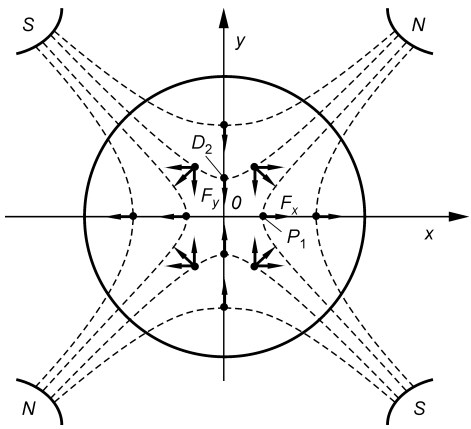


Рис. 4.35
Квадрупольная магнитная линза

нию к ним противоположные по полярности полюса расположены симметрично. Предположим, что электроны входят в линзу параллельно оси z со скоростью $v_z = v_0 = \sqrt{2eU_0 / m}$. Тогда на электрон в точке p_1 будет действовать сила $F_x = Ev_zB_y$, направленная от оси, а на электрон в точке p_2 – сила $F_y = -Ev_zB_x$, направленная к оси линзы. В любой точке, не лежащей в плоскости антисимметрии, на электрон будет действовать сила, составляющая которой будет прижимать его к плоскости xz и отклонять от плоскости yz. В результате первоначально параллельный оси z пучок будет сфокусирован в линию, параллельную оси x; изображение точечного предмета будет линейным. Пучок положительных ионов сфокусируется в линию, параллельную оси y. Таким образом, оптические свойства магнитной квадрупольной линзы подобны оптическим свойствам электростатической линзы.

Важное преимущество квадрупольных линз по сравнению с обычными электростатическими линзами заключается в бóльшей силе воздействия на пучки заряженных частиц, которая обусловлена тем, что линии поля в квадрупольных линзах приблизительно перпендикулярны к траекториям частиц. Благодаря такому свойству квадрупольные линзы называются сильнофокусирующими. Этим они отличаются от аксиально-симметричных линз, в которые заряженные частицы входят под малыми углами к линиям поля, вследствие чего радиальная составляющая силы, отклоняющая частицы, оказывается небольшой.

Следует отметить, что поскольку квадрупольная линза, фокусируя электронный пучок в одном направлении, рассеивает его в другом, для фокусировки пучка в обоих направлениях применяют две расположенные последовательно квадрупольные линзы, поля которых повернуты вокруг главной оптической оси на 90° относительно друг друга. Такая система линз получила название дублета. Однако дублет не вполне идентичен одной аксиально-симметричной линзе, так как коэффициенты увеличения по разным направлениям будут различными. Поэтому при отображении объекта, имеющего осевую симметрию, например небольшого кружка, его изображение будет иметь форму эллипса.

В общем случае квадрупольным линзам присущи те же аберрации, что и аксиально-симметричным линзам. Но в отличие от последних в некоторых типах квадрупольных линз удается скомпенсировать сферическую аберрацию. Возможно также создание комбинированной линзы, составленной из двух квадрупольных линз (электростатической и магнитной) с совмещенными в одной области полями, которая будет свободна от хроматической аберрации по крайней мере в некотором интервале ускоряющего напряжения.

Выбор между электростатическими и магнитными квадрупольными линзами зависит от энергии и массы заряженных частиц. Для фокусировки электронных пучков преимущественно используются магнитные системы, так как благодаря малой массе частиц даже при большой их скорости воздействие на них магнитных полей более эффективно. Кроме того, применение магнитных полей в ряде случаев оказывается более

удобным, поскольку создающие поля полюса могут быть размещены снаружи вакуумной камеры. Преимуществом электростатических линз является простота их конструкции и малая потребляемая мощность. Однако при фокусировке высокоэнергетичных пучков заряженных частиц требуются высокие напряжения на электродах (десятки киловольт). Вероятность электрического пробоя изоляции ограничивает применение электростатических квадрупольных линз.

4.7. ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В СКРЕЩЕННЫХ ОДНОРОДНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

В электронной оптике для формирования электронных пучков различной конфигурации, наряду с аксиально-симметричными электрическими и магнитными полями, используются также скрещенные (взаимно перпендикулярные) однородные электрические и магнитные поля. В таких полях заряженные частицы имеют сугубо криволинейные траектории, зависящие от их скорости и массы, и эта особенность движения используется практически не только для формирования, но и при анализе заряженных частиц в спектрометрах.

В прямоугольной системе координат движение электрона в скрещенных полях описывается следующими уравнениями:

$$\left.\begin{aligned} m\frac{dv_x}{dt} &= -eE_x - e(v_y B_z - v_z B_y),\\ m\frac{dv_y}{dt} &= -eE_y - e(v_z B_x - v_x B_z),\\ m = \frac{dv_z}{dt} &= -eE_z - e(v_x B_y - v_y B_x). \end{aligned}\right\} \qquad (4.73)$$

Рассмотрим плоский диод с междуэлектродным расстоянием d и анодным напряжением U_a, который находится в поперечном однородном магнитном поле (рис. 4.36). Совместим диод с прямоугольной координатной системой так, чтобы ось y была направлена противоположно вектору $\vec{E}$, а ось z противоположно вектору магнитной индукции $\vec{B}$. При таком расположении координатных осей $E_x = E_z = 0$, $E_y = -E$, $B_x = B_y = 0$ и $B_z = -B$. В результате система уравнений (4.73) примет следующий вид:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dv_x}{dt} &= \frac{e}{m}Bv_y,\\ \frac{dv_y}{dt} &= \frac{e}{m}E - \frac{e}{m}Bv_x,\\ \frac{dv_z}{dt} &= 0. \end{aligned}\right\} \qquad (4.74)$$

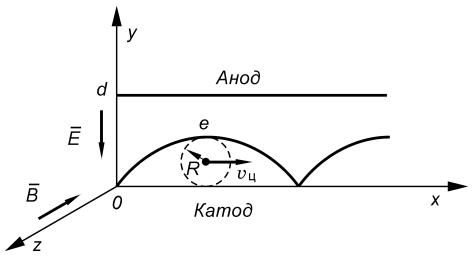


Рис. 4.36
Плоский диод в поперечном однородном магнитном поле

Предположим, что электрон вылетает из точки O (начала координат), имея при $t = 0$ начальную скорость $v_0 = 0$. Тогда интегрирование последнего уравнения системы (4.74) даст $v_z = 0$ и $z = 0$, т. е. покажет, что движение электрона происходит только в плоскости xy. Для нахождения уравнения траектории, лежащей в этой плоскости, продифференцируем второе уравнение системы (4.74) и подставим в него значение производной dv_x/dt из первого уравнения, тогда, обозначая

$$\frac{e}{m}E = a \quad \text{и} \quad \frac{e}{m}B = \omega_c, \tag{4.75}$$

где ω_c — круговая *циклотронная частота*, получаем

$$\frac{d^2v_y}{dt^2} + \omega_c^2 v_y = 0.$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$v_y = A\cos\omega_c t + C\sin\omega_c t.$$

С учетом нулевой начальной скорости

$$v_y = C\sin\omega_c t. \tag{4.76}$$

Константу C можно определить путем дифференцирования (4.76) и последующей подстановки в него производной dv_y/dt из (4.74) с учетом начального условия: $v_{x_0} = 0$. В результате получим $C = A/\omega_c$ и, следовательно,

$$v_y = \frac{a}{\omega_c}\sin\omega_c t. \tag{4.77}$$

Если это выражение подставить в первое уравнение (4.74) и продифференцировать его с учетом $v_{x_0} = 0$, то найдем

$$v_x = \frac{a}{\omega_c}\left(1 - \cos\omega_c t\right). \tag{4.78}$$

Наконец, интегрирование (4.77) и (4.78) приводит к двум уравнениям, характеризующим траекторию электрона в скрещенных полях:

$$\left.\begin{aligned} x &= \frac{a}{\omega_c^2}\left(\omega_c t - \sin\omega_c t\right), \\ y &= \frac{a}{\omega_c^2}\left(1 - \cos\omega_c t\right). \end{aligned}\right\} \tag{4.79}$$

Согласно этим уравнениям, траекторией электрона является циклоида (рис. 4.36), т. е. кривая, описываемая точкой e, расположенной на ободе колеса радиуса

$$R = \frac{a}{\omega_c^2} = \frac{m}{e}\frac{E}{B^2}, \tag{4.80}$$

катящегося вдоль оси x (рис. 4.36) со средней линейной скоростью

$$v_{\text{ц}} = \omega_c R = \frac{E}{B}. \tag{4.81}$$

Величину $v_{\text{ц}}$ часто называют переносной скоростью. Максимальная скорость электрона соответствует вершине циклоиды и равна

$$v_{\text{ц}_{\text{макс}}} = 2\omega_c \cdot R = 2\frac{E}{B}. \tag{4.81а}$$

Магнитное поле, при котором вершина циклоиды касается анода, получило название *критического магнитного поля* $B_{\text{кр}}$. В этом случае радиус $R = d/2$. Подставляя это значение R в (4.80) и учитывая равенство $E = U_{\text{а}}/d$, получим выражение для индукции критического поля

$$B_{\text{кр}} = \sqrt{2\frac{m}{e}\frac{U_{\text{а}}}{d^2}} = 3{,}37 \cdot 10^{-6}\frac{U_{\text{а}}^{1/2}}{d}. \tag{4.82}$$

Решение уравнений движения электрона в цилиндрических координатах приводит к следующему выражению для $B_{\text{кр}}$:

$$B_{\text{кр}} = \frac{\sqrt{8\frac{m}{e}\frac{U_{\text{а}}}{d^2}}}{r_{\text{а}}\left(1-\frac{r_{\text{к}}^2}{r_{\text{а}}^2}\right)} = 6{,}72 \cdot 10^{-6}\frac{U_{\text{а}}^{1/2}}{r_{\text{а}}\left(1-\frac{r_{\text{к}}^2}{r_{\text{а}}^2}\right)}. \tag{4.83}$$

При $B < B_{\text{кр}}$ все электроны, вышедшие из катода, попадут на анод; при $B > B_{\text{кр}}$ — они не достигают анода и двигаются вдоль катода, совершая циклоидальное движение.

Следует заметить, что уравнения циклоиды (4.79) являются частным решением системы (4.74). Если предположить, что в начальный момент времени ($t = 0$) составляющие скорости v_{x_0} и v_{y_0} равны не нулю, а некоторым постоянным значениям, то результатом решения системы (4.74) станет более сложное уравнение траектории, получившей название трохоиды.

Оптические свойства постоянных скрещенных полей легко обнаружить, если допустить в диоде выход электронов не только из точки O, но также из соседней точки O'. Тогда при одинаковых условиях движения электроны будут иметь одинаковые по параметрам, но сдвинутые в пространстве траектории (рис. 4.37). Пространственный сдвиг траекторий приведет к их пересечению в верхней части кривых, т. е. к образованию фокуса. Следовательно, все электроны, вылетающие из катода на участке OO', будут собираться вместе в некоторой плоскости минимального сечения $y_{\text{мин}}$. Последнее означает, что имеет место аберрация, которая будет уменьшаться по мере сокращения участка OO' на катоде.

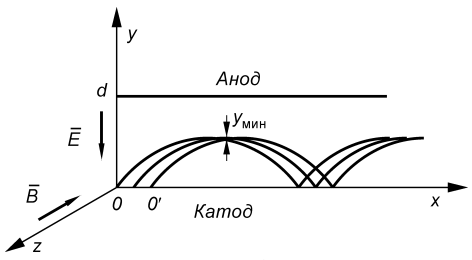


Рис. 4.37
Фокусировка электронов в скрещенных полях

4.8. ТИПЫ ЭЛЕКТРОННЫХ ПРОЖЕКТОРОВ

Электронный прожектор — это электронно-оптическое устройство, предназначенное для формирования и управления током неинтенсивного электронного пучка. Иногда электронный прожектор называют электронной пушкой, хотя обычно термин *электронная пушка* относится к устройствам, формирующим интенсивные электронные пучки. Электронный прожектор является одним из основных узлов электронно-лучевых приборов (ЭЛП) и электронных микроскопов. Поскольку в большинстве этих приборов используются тонкие, остро сфокусированные электронные пучки круглого поперечного сечения, для их формирования применяются аксиально-симметричные электронные линзы.

В зависимости от назначения ЭЛП электронные прожекторы могут иметь разные конструкции и сильно различающиеся параметры. Их электронно-оптические схемы могут содержать различное число и разные типы электронных линз. Используемые в них ускоряющие напряжения имеют значения от нескольких сот вольт (в небольших осциллографических трубках) до десятков киловольт (в проекционных кинескопах), а токи электронных пучков — от долей микроампера (в некоторых передающих телевизионных трубках) до нескольких миллиампер (в кинескопах с большим экраном). Несмотря на различия, электронные прожекторы большинства ЭЛП должны удовлетворять некоторым общим требованиям.

1. Прожектор должен при заданных значениях ускоряющего напряжения и катодного тока формировать электронный пучок с минимальным размером пятна на экране или мишени прибора. В современных ЭЛП размеры электронных пятен лежат в пределах от 10^{-2} до 1,0 мм.

2. В прожекторе должна быть предусмотрена возможность плавной регулировки тока пучка от нуля до максимального значения, соответствующего назначению прибора.

3. Прожектор должен быть достаточно простым по конструкции, экономичным и долговечным.

4. Прожектор должен изготавливаться из немагнитных материалов с хорошими вакуумными свойствами, допускающими прогрев всей конструкции до сравнительно высоких температур при заварке и обезгаживании прибора.

Оптическая система электронного прожектора

Электронно-оптическая система электронного прожектора в современном ЭЛП состоит из двух или трех электронных линз. Первой из них всегда является иммерсионный объектив, обеспечивающий отбор необходимой плотности катодного тока и начальное формирование электронного пучка. Схема простейшей триодной конструкции такого объектива приведена на рис. 4.38, где *1* — катод, *2* — модулятор (прикатодный управляющий электрод), *3* — анод, *4* — ограничивающая диафрагма. В качестве катода, как правило, используется подогревный оксидный катод, позволяющий при наименьшей температуре среди других катодов

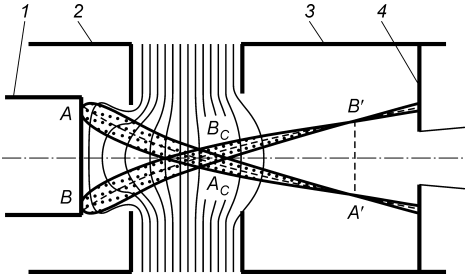


Рис. 4.38
Схема триодного иммерсионного объектива

получить достаточную плотность эмиссионного тока. В электронных микроскопах и других разборных аналитических ЭЛП в качестве источников электронов часто используются металлические термо- и автоэлектронные катоды.

Модулятор и ускоряющий электрод иммерсионного объектива выполняются в виде цилиндров одинакового диаметра, прикрытых со стороны эмитирующей поверхности катода плоскими диафрагмами с круглыми отверстиями. В современных приемных ЭЛП конструктивные размеры иммерсионного объектива имеют следующие значения [25]:

расстояние катод–диафрагма модулятора	0,08–0,2 мм;
толщина диафрагмы модулятора	0,14–0,2 мм;
диаметр отверстия в диафрагме модулятора	0,25–0,9 мм;
расстояние модулятор–анод	0,15–5,0 мм;
диаметр отверстия в диафрагме анода	0,25–1,5 мм.

Из приведенных данных видно, что расстояние катод–диафрагма модулятора в несколько раз меньше диаметра отверстия в диафрагме модулятора. Вследствие этого при потенциалах модулятора $U_м \le 0$ и анода $U >> 0$ поле вблизи катода оказывается крайне неоднородным, поэтому отбор катодного тока осуществляется в условиях проявления островкового эффекта и его расчет может быть осуществлен при помощи формул (3.73)–(3.78). Оптические свойства иммерсионного объектива, как отмечалось (см. § 4.5 и 4.6), обусловлены сильным фокусирующим действием поля этой линзы и заметным проявлением сферохроматической аберрации. На рис. 4.38 это проиллюстрировано на примере движения электронов, вышедших из крайних точек катода AB. Выйдя под разными углами, электроны собираются в узкие пучки. По осям этих пучков проходят главные лучи (прерывистые линии) — траектории электронов, покидающих катод с нулевыми скоростями. Преломляясь в поле линзы, траектории электронов узких пучков пересекают ось и сходятся в точках $A'B'$, образуя изображение катода. В месте пересечения главных лучей с осью линзы общий пучок электронов, покидающих катод с различными начальными скоростями, имеет минимальный диаметр-*кроссовер* A_cB_c, определяемый только начальными скоростями. Влияние этих скоростей снижается по мере увеличения оптической силы линзы, изменяющейся пропорционально напряженности электрического поля в области диафрагмы модулятора. При этом сокращается фокусное расстояние линзы и увеличивается угол схождения электронных траекторий. В результате уменьшаются размеры кроссовера и изображения катода. Однако при этом будет возрастать угол расхождения электронов после кроссовера, под которым они будут входить в следующую, вторую, линзу. Это приведет к

увеличению диаметра электронного пучка в этой линзе, что в свою очередь вызовет возрастание ее аберраций. Во избежание этого внутри анодного цилиндра иммерсионного объектива устанавливается ограничивающая диафрагма, которая вырезает из широкого электронного пучка только центральную, параксиальную его часть. Поскольку при этом из указанной диафрагмы выбиваются вторичные электроны, то для их улавливания вслед за ограничивающей диафрагмой в анодном цилиндре нередко устанавливают еще одну или две дополнительные задерживающие диафрагмы.

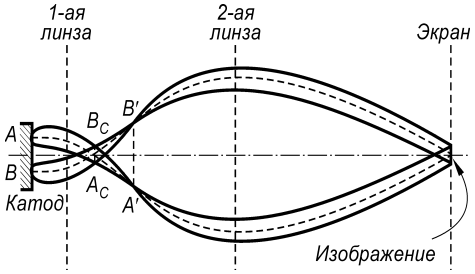


Рис. 4.39
Траектории периферийных электронов в двухлинзовом прожекторе

Следует заметить, что минимальное сечение электронного пучка (кроссовер) является объектом (предметом) для последующих линз, поэтому иммерсионный объектив часто называют также *объект-формирующей системой* (ОФС).

Как уже отмечалось, электронные прожекторы современных ЭЛП строятся по двух- или трехлинзовой оптической схеме. В любом из этих случаев последняя линза (электростатическая или магнитная) обычно называется главной *проекционной линзой*. Она предназначена для отображения кроссовера, созданного иммерсионным объективом, на плоскость экрана или мишени в виде пятна минимального размера. От этого размера, в конечном счете, зависит разрешающая способность электронно-лучевого прибора, количество информации, записанной на его экране. Примерный вид электронных траекторий в двухлинзовом электронном прожекторе показан на рис. 4.39. Применяя в таком прожекторе сильный, короткофокусный иммерсионный объектив и сравнительно слабую, длиннофокусную проекционную линзу, можно получить на экране пятно — изображение кроссовера — радиусом 0,1 мм при радиусе эмитирующей поверхности катода около 1 мм.

Анализ работы прожектора показывает, что проекционная линза практически не уменьшает радиус пятна по сравнению с радиусом кроссовера, а скорее, несколько увеличивает его. К такому результату, в частности, приводят аберрации этой линзы, и прежде всего сферическая аберрация, а также приосевой астигматизм, обусловленный нарушением осевой симметрии поля линзы из-за неточности изготовления

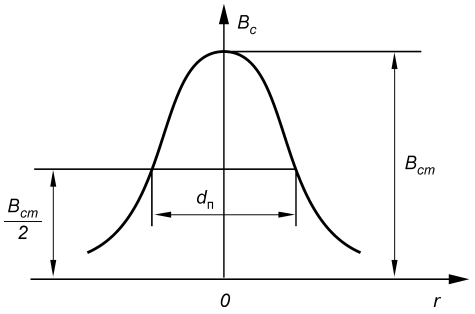


Рис. 4.40
Распределение яркости свечения пятна на экране

или сборки элементов ее конструкции. Определенный «вклад» в увеличение радиуса пятна вносит также эффект пространственного заряда.

Следует заметить, что размер пятна, так же как и размер кроссовера, является условным ввиду отсутствия резкой границы этих фигур. Распределение плотности тока в этих сечениях электронного пучка неравномерно. Плотность тока падает от центра к периферии приблизительно по экспоненциальному закону. Практически по такому же закону изменяется и яркость свечения пятна на экране. В связи с этим за радиус пятна обычно принимают полуширину $d_п$ кривой яркости $B_с(r)$ (рис. 4.40).

Прожектор с электростатической фокусировкой

Как следует из названия, прожектор с электростатической фокусировкой в своей электронно-оптической системе содержит только электростатические линзы. Схема простейшей конструкции такого прожектора приведена на рис. 4.41. В ней использованы две линзы. В качестве второй линзы применена иммерсионная линза, образованная анодами A_1 и A_2 с потенциалами $U_{a2} > U_{a1}$. Прожектор, построенный по этой схеме, обеспечивает формирование электронного пучка с удовлетворительными параметрами, поэтому он широко применялся в конструкциях электронно-лучевых приборов.

Основным недостатком этого прожектора является взаимосвязь между первой и второй линзами, поскольку первый анод одним своим концом формирует поле иммерсионного объектива, а другим — поле проекционной иммерсионной линзы. Вследствие этого изменение потенциала первого анода одновременно изменяет оптические свойства обеих линз, а также катодный ток и ток электронного пучка, определяющего яркость свечения экрана. Такая взаимосвязь создает неудобства в эксплуатации электронно-лучевых приборов. Другим недостатком рассматриваемого прожектора является отсутствие специальных диафрагм, задерживающих вторичные электроны, которые выбиваются из краев ограничивающей диафрагмы. Увлекаемые ускоряющим полем иммерсионной линзы, они могут доходить до экрана и создавать дополнительную засветку, снижающую контрастность и разрешающую способность электронно-оптической системы.

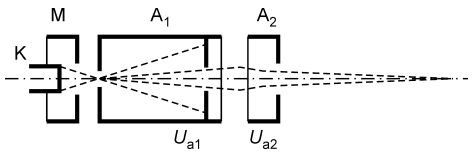


Рис. 4.41
Электронный прожектор с иммерсионной проекционной линзой

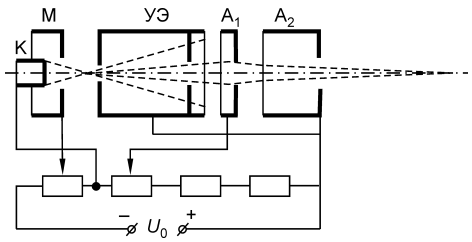


Рис. 4.42
Электронный прожектор с одиночной проекционной линзой

Указанные недостатки в значительной степени устранены в прожекторе, построенном по схеме рис. 4.42. Он отличается от предыдущего тем, что в качестве

второй линзы в нем используется одиночная линза, образованная ускоряющим электродом (УЭ), первым анодом (A_1) и вторым анодом (A_2). При этом электроды УЭ и A_2 имеют одинаковые нерегулируемые потенциалы.

Настройка одиночной линзы производится путем изменения потенциала первого анода, поэтому он часто называется фокусирующим анодом. Это изменение не влияет на оптические свойства первой линзы, так как достаточно протяженный ускоряющий электрод при неизменном потенциале служит хорошим электростатическим экраном, разделяющим первую и вторую линзы. Значения U_{a1} обычно выбирают ниже потенциала двух других электродов одиночной линзы, т. е. $U_{a1} < U_{a2}$. Путем подбора геометрических размеров этой линзы можно получить необходимую оптическую силу даже при потенциале $U_{a1} = 0$.

Важным достоинством рассматриваемого прожектора является также и то, что в нем нет необходимости применять специальные задерживающие диафрагмы, улавливающие вторичные электроны. В области первого анода они оказываются в сильном тормозящем электрическом поле и возвращаются обратно на ускоряющий электрод, откуда были выбиты. Если в первом аноде сделать отверстие диаметром в 2–3 раза больше, чем в ограничивающей диафрагме ускоряющего электрода, то можно полностью исключить перехват этим электродом и первичных электронов фокусируемого пучка, т. е. обеспечить отсутствие тока в цепи первого анода. Такой прожектор получил название прожектора с нулевым током первого анода. Он нашел применение во многих серийных осциллографических трубках, работающих при потенциале U_{a1} порядка нескольких сотен вольт и при $U_{уэ} = U_{a2} = 2...3$ кВ.

На рис. 4.43 изображены модуляционные характеристики одного из таких прожекторов, снятые при двух значениях ускоряющего напряжения $U_{уэ} = U_{a2}$, равных 1000 В и 1500 В. Взаимное расположение кривых (они сходятся кверху) указывает на то, что отбор катодного тока в прожекторе осуществляется при наличии островкового эффекта.

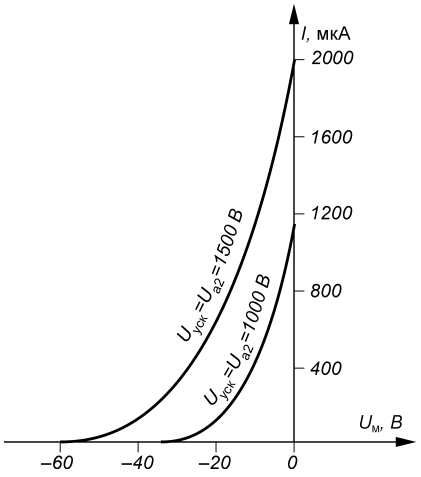


Рис. 4.43
Модуляционные характеристики электронного прожектора с одиночной проекционной линзой

На рис. 4.44 изображена схема другого варианта прожектора с нулевым током первого анода, отличающегося в основном конструкцией и положением первого анода. Как видно из рисунка, этот анод выполнен в виде цилиндра большого диаметра, охватывающего края ускоряющего электрода и второго анода. Указанная конструкция позволяет легче обеспечить работу прожектора при нулевом потенциале первого анода. Такой

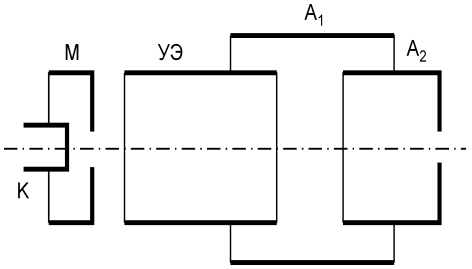


Рис. 4.44
Электронный прожектор с нулевым током первого анода

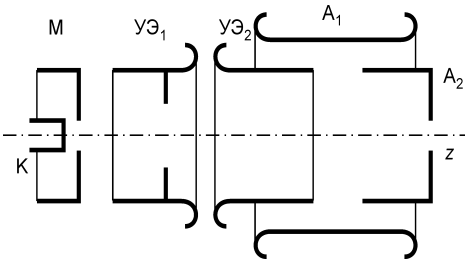


Рис. 4.45
Высоковольтный трехлинзовый электронный прожектор

прожектор нашел широкое применение в современных кинескопах, работающих при ускоряющих напряжениях порядка 10 кВ и выше.

При высоких ускоряющих напряжениях между модулятором и ускоряющим электродом создается очень большой градиент потенциала, могущий легко привести к электрическому пробою. Для снижения этой опасности в указанный промежуток вводят дополнительный электрод со сравнительно небольшим положительным потенциалом (порядка нескольких сотен вольт). В результате электронно-оптическая система преобразуется в пятиэлектродную или трехлинзовую (рис. 4.45), содержащую иммерсионный объектив + иммерсионную линзу + одиночную линзу.

Прожектор с магнитной фокусировкой

Типовая электронно-оптическая система прожектора с магнитной фокусировкой содержит триодный или тетродный иммерсионный объектив, формирующий кроссовер электронного пучка, и магнитную фокусирующую линзу, отображающую кроссовер на экран или мишень. Магнитная линза выполняется в виде короткой панцирной магнитной катушки. На рис. 4.46 схематически изображены два варианта прожектора с магнитной фокусировкой, различающихся типом иммерсионного объектива (*а* — триодный, *б* — тетродный), и показано расположение магнитной линзы (МЛ) относительно электродов объектива и вакуумной оболочки — горловины баллона (ГБ).

Прожектор с магнитной линзой обладает высоким качеством фокусировки. Это объясняется прежде всего меньшими аберрациями магнитной линзы по сравнению с электростатической линзой. Особенно это относится к сферической аберрации. Указанное преимущество магнитной линзы обусловлено тем, что катушка, создающая магнитное поле, всегда имеет большой диаметр (45–50 мм), поскольку размещается снаружи горловины баллона прибора, в то время как иммерсионный объектив прожектора находится внутри баллона. Благодаря этому соотношение диаметров электронного пучка и магнитной линзы составляет приблизительно 1 : 8, вследствие чего нет необходимости в применении ограничивающих диафрагм, без которых нельзя обойтись в прожекторах с электростатической фокусировкой, где, кстати сказать, диафрагмы перехватывают иногда до 80% катодного тока.

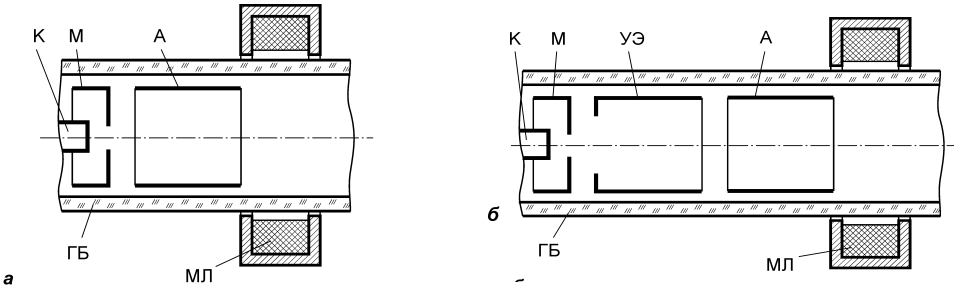


Рис. 4.46
Типы электронных прожекторов с магнитными проекционными линзами

На рис. 4.47 приведена модуляционная характеристика прожектора с магнитной фокусировкой, в котором используется тетродная конструкция иммерсионного объектива. Характеристика была измерена при напряжении ускоряющего электрода $U_{уэ}$ = 250 В и различных значениях анодного напряжения: U_a в интервале 4,0...8,0 кВ.

Независимость формы характеристики и положения ее на графике от напряжения U_a свидетельствует о том, что ускоряющий электрод обладает близкой к нулевой проницаемостью для поля анода, поэтому ток формируемого электронного пучка будет определяться, как и в трехэлектродной системе, лишь напряжениями модулятора и ускоряющего электрода. Однако оптические свойства иммерсионного объектива будут зависеть от напряжения U_a, так как оно определяет оптическую силу иммерсионной линзы, образованной ускоряющим электродом (УЭ) и анодом (А) (рис. 4.46, *б*).

Качество фокусировки в прожекторе с магнитной проекционной линзой во многом зависит от точности изготовления катушки и ферромагнитного панциря, причем панцирь должен изготавливаться из однородных магнитных материалов. Разрешающая способность прожектора зависит также от точности установки магнитной линзы на горловине баллона прибора. Даже незначительные перекосы или несоосность катушки могут нарушить осевую симметрию магнитного поля в области электронного пучка и вызвать приосевые аберрации, увеличивающие диаметр пятна.

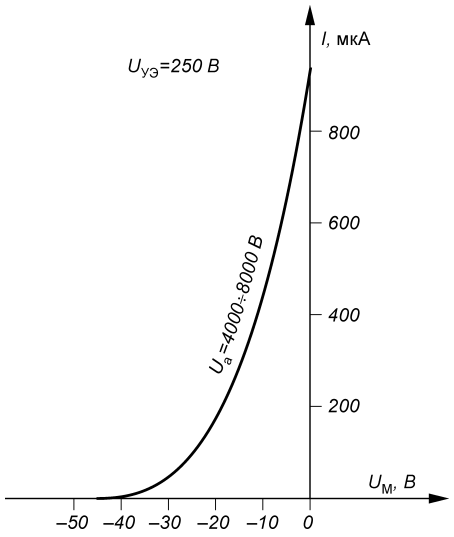


Рис. 4.47
Модуляционная характеристика электронного прожектора с магнитной проекционной линзой и тетродным иммерсионным объективом

Основные недостатки прожектора с магнитной фокусировкой:

1) большой вес и габариты магнитных катушек;

2) необходимость применения специального источника электроэнергии для создания требуемого магнитного поля; следовательно, в эксплуатации соленоидальные магнитные линзы менее экономичны, чем электростатические;

3) сильная зависимость качества фокусировки от колебаний напряжения источника электроэнергии, требующая частой подстройки магнитной линзы, в связи с чем необходимо применять стабилизированные источники питания или специальные электронные схемы стабилизации фокусировки.

Несмотря на эти недостатки, высокие оптические параметры прожекторов с магнитной фокусировкой обеспечили им достаточно широкое распространение в различных электронно-лучевых приборах, особенно в радиолокационных индикаторных трубках и электронных микроскопах, а также в электронно-лучевых сварочных установках.

На рис. 4.48 приведена типовая конструктивная схема электронно-лучевой сварочной установки. Она содержит катодную линзу (*1*), которая обеспечивает отбор необходимого (достаточно большого) катодного тока и начальное формирование электронного пучка, и панцирную магнитную линзу (*2*), которая сжимает (концентрирует) электронный пучок в тонкий луч. На рисунке показана также отклоняющая магнитная система (*3*), обычно входящая в состав электронно-оптической системы сварочных установок. Она позволяет направлять электронный луч на стык свариваемых деталей (*4*) и выполнять сварку по сложному контуру.

Электронные прожекторы в подобных установках предназначены для формирования электронных пучков (лучей) с малыми размерами пятна на свариваемых деталях и достаточно большими значениями плотности тока и мощности. Такие прожекторы работают при ускоряющих напряжениях 30–100 кВ и токах луча 0,1–1,0 А, создавая в фокусном пятне плотность мощности 10^4–10^5 Вт/мм^2. Столь высокая концентрация мощности была бы трудно достижима из-за действия пространственного заряда электронного луча, если бы сжатие электронного луча происходило в высоком вакууме. Однако, как показано в [26], в электронно-лучевых сварочных установках электроны движутся в парогазовой среде. Взаимодействуя с этой средой, они ионизируют ее и тем самым создают положительные ионы, которые накапливаются на оси электронного луча и нейтрализуют его пространственный заряд. Благодаря этому в электронном луче почти на всем его протяжении отсутствуют кулоновские силы поперечного отталкивания, которые в вакууме препятствовали бы концентрации элек-

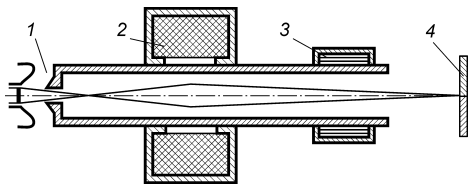


Рис. 4.48
Типовая схема электронно-лучевой сварочной установки

тронов. Исключение составляет лишь область катодной линзы, где отсутствуют условия для накопления положительных ионов из-за наличия разности потенциалов между катодом и анодом линзы. Таким образом, основными факторами, определяющими минимальный размер фокусного пятна в электронно-лучевых сварочных установках, являются: начальная тепловая скорость электронов, зависящая от температуры катода, а также аберрации электронного прожектора и рассеяние электронов при их взаимодействии с парогазовой средой в области стыка свариваемых деталей.

ЗАДАЧИ

1. Тонкая диафрагма с круглым отверстием радиусом 2,5 мм и потенциалом 100 В расположена между двумя плоскими электродами. Левый электрод находится на расстоянии 5 мм от диафрагмы и имеет потенциал 150 В, правый — на расстоянии 8 мм. Определить фокусное расстояние линзы-диафрагмы при двух значениях потенциала правого электрода: 320 В и 160 В.

(Ответы: 4,32 см; –3,68 см)

2. Как изменится фокусное расстояние линзы-диафрагмы в системе, описанной в задаче 1, если радиус отверстия в диафрагме увеличится до 5 мм, а потенциал правого электрода останется равным 320 В.

(Ответ: увеличится до 4,6 см)

3. Дана короткая неэкранированная магнитная катушка, которая состоит из 200 витков проволоки и имеет внутренний и внешний диаметры 2,5 и 3,5 см; через катушку протекает ток 1 А. В магнитное поле катушки параллельно ее оптической оси влетает тонкий электронный пучок с энергией 1000 В. Определить: 1) фокусное расстояние магнитной линзы и 2) угол поворота изображения пучка относительно его исходного положения.

(Ответы: 7,35 см, 78 град)

4. Как изменится фокусное расстояние магнитной линзы, описанной в задаче 3, если магнитную катушку поместить в металлический экран-панцирь, внутренний диаметр которого 2,2 см и ширина магнитного зазора 1,5 см; распределение магнитной индукции вдоль оси линзы имеет колоколообразную форму.

(Ответ: уменьшится до 4,56 см)

5. Дана неэкранированная кольцевая линза, выполненная из постоянного магнита; внутренний и внешний радиусы кольца 2,3 и 2,7 см. Максимальное значение индукции на оси в центре кольца 0,02 Тл. Определить фокусное расстояние электронного луча, входящего в линзу параллельно главной ее оптической оси с энергией 2000 В.

(Ответ: 1,4 см)

6. Изобразить конструктивную и электрическую схемы двуханодного электронного прожектора с электростатической фокусировкой и определить значения резисторов, входящих в электрическую схему при условии, что напряжение модулятора должно изменяться от 0 до – 100 В, напряжение первого анода — от 300 до 500 В, а напряжение второго анода должно быть постоянным, равным 2 кВ. Ток, протекающий через резисторы, равен 5 мА. Определите также напряжение источника питания прожектора.

(Ответы: 20 кОм, 100 кОм, 300 кОм; 2,1 кВ)

ГЛАВА ПЯТАЯ

ФОРМИРОВАНИЕ ИНТЕНСИВНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ. ЭЛЕКТРОННЫЕ ПУШКИ

5.1. ИНТЕНСИВНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ПУЧКИ

Интенсивные электронные пучки характеризуются большой плотностью пространственного заряда. Их первеансы $p = I/U^{3/2}$ могут иметь значения от $5 \cdot 10^{-7}$ до 10^{-5} А/В$^{3/2}$. Поэтому на движение таких пучков значительное влияние оказывает их собственный пространственный заряд. Его влияние проявляется в виде кулоновского взаимодействия, которое приводит к расширению поперечного сечения пучка, или в виде понижения потенциала пространства, уменьшающего продольную скорость электронов и ограничивающего плотность тока пучка, или же одновременно в том и другом.

Основное применение интенсивные электронные пучки находят в микроволновых вакуумных электронных приборах (приборах сверхвысоких частот), предназначенных для генерирования и усиления мощности электромагнитных колебаний в диапазонах длин волн короче 1 м (дециметровом, сантиметровом, миллиметровом и субмиллиметровом). Размеры этих приборов (точнее, их рабочих пространств) определяются условиями взаимодействия электронов с микроволновыми полями и уменьшаются по мере уменьшения длины волны. В соответствии с этим сокращаются и поперечные размеры используемых электронных пучков. Так, если в приборах дециметрового диапазона длин волн диаметры пучков могут иметь несколько сантиметров, то в приборах миллиметрового диапазона — не более 12 мм. Поэтому получение больших выходных мощностей возможно только при использовании электронных пучков с большой плотностью тока, значение которой может достигать тысячи ампер на квадратный сантиметр, а плотность мощности пучков — сотни киловатт в непрерывном и десятки мегаватт на 1 см^2 в импульсном режимах. При таких мощностях пучков не допускается оседание сколько-нибудь существенной их части на стенках рабочего канала. Это важно не только для достижения хороших характеристик приборов (например, высокого КПД), но также для сохранения целостности их конструкций, которые в противном случае могут разрушиться (проплавиться). Поэтому необходимо сохранение заданных поперечных размеров интенсивных пучков на всей длине, которая может в десятки-сотни раз превышать их диаметр. В связи с этим электронно-оптическая система микроволновых

приборов обычно содержит не только электронную пушку, выполняющую начальное формирование интенсивного электронного пучка с заданными электрическими и геометрическими параметрами, но также специальную поперечно-ограничивающую систему, обеспечивающую транспортировку этого пучка в канале прибора без изменений его параметров.

Большое разнообразие типов микроволновых приборов обусловило и разнообразие конфигураций интенсивных электронных пучков, используемых в них. Пучки могут быть прямолинейными и криволинейными, форма поперечного сечения круглая, плоская, кольцевая.

Сложность структуры реальных интенсивных электронных пучков и нелинейность исходных уравнений, описывающих их движение, не позволяют получать точные решения задачи формирования таких пучков. Поэтому с целью упрощения задачи вводят целый ряд физических допущений, сводящих реальный электронный пучок к некоей его модели. В расчетах интенсивных электронных пучков наибольшее распространение получила гидродинамическая модель пучка. Согласно этой модели, электронный пучок рассматривается как ламинарный поток заряженной жидкости с непрерывным распределением плотности вдоль его длины и четко очерченными границами. Ламинарность потока предполагает отсутствие пересечений траекторий электронов и однозначную связь скорости электрона в каждой точке пространства с координатами этой точки. Следовательно, электрон, движущийся на границе потока, будет все время оставаться на ней. Благодаря этому нахождение конфигурации пучка сводится к вычислению траектории крайнего (граничного) электрона.

В общем случае задача формирования электронных пучков ставится следующим образом: заданы электрические и геометрические параметры электронного пучка (сила тока, энергия, форма и размеры поперечного сечения), необходимо определить форму электродов и картину магнитного поля (если оно необходимо), при которых обеспечивается формирование заданного пучка. Для решения таких задач используются методы анализа (проб и поправок) и синтеза. Метод анализа заключается в последовательном изменении геометрии электродов формирующей системы (электронной пушки) и картины магнитного поля до тех пор, пока параметры формируемого пучка не окажутся близкими к заданным. Реализация этого метода включает в себя основные этапы: выбор исходного варианта пушки и картины магнитного поля, проведение траекторного анализа процесса формирования электронного пучка, по результатам которого определяются его параметры. Если они неудовлетворительны, то вносятся изменения в исходную форму электродов пушки и картину магнитного поля и вновь проводится траекторный анализ работы пушки. Подбор необходимых размеров пушки методом анализа представляет довольно трудоемкую работу.

Метод синтеза позволяет определить форму электродов пушки и картину магнитного поля, обеспечивающих формирование электронного пучка с заданными параметрами, прямым способом без применения процедуры подбора. Классическим примером такого метода является предложенный Дж. Пирсом [28] метод расчета электронных пушек, формирующих

интенсивные электронные пучки с прямолинейными траекториями электронов. Он основан на использовании известных соотношений, описывающих движение одномерных электронных потоков в идеальных диодах плоской, цилиндрической и сферической конструкций (см. § 3.3). В соответствии с методом Пирса из бесконечно широкого потока «вырезается» пучок с заданной формой и поперечными размерами, остальная часть потока отбрасывается, а ее действие заменяется эквивалентным действием поля специального прикатодного электрода. С помощью этого электрода вдоль границы пучка создается такое распределение потенциала и его нормальной производной, которое существовало в исходном потоке. Электронные пушки, спроектированные таким методом, получили название *пушек Пирса*.

Реализация метода синтеза предполагает решение двух частных задач: внутренней и внешней. Первая сводится к решению системы уравнений, описывающих распространение электронного пучка в гидродинамическом приближении с целью установления соотношений между электрическими и геометрическими его параметрами. Вторая — к определению конфигурации электрических полей вне пучка с целью установления формы прикатодного электрода, обеспечивающего заданное направление движения электронов. Решение второй, внешней, задачи синтеза сводится к решению краевой задачи (задачи Коши) для уравнения Лапласа с начальными условиями, заданными на границе пучка. Эти условия оказываются известными из решения внутренней задачи.

Рассмотрим применение метода синтеза для решения задачи исходного формирования наиболее распространенных типов интенсивных электронных пучков.

5.2. НАЧАЛЬНОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ЛЕНТОЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

Параллельный ленточный пучок. Такой пучок характеризуется взаимно параллельными траекториями электронов и шириной, намного превышающей его толщину (рис. 5.1). Для создания пучка может быть использована электронная пушка, построенная на основе плоского диода, в котором распространяется прямолинейный бесконечно широкий в плоскости xy электронный поток. В таком диоде плотность катодного тока определяется законом степени 3/2 (см. § 3.3)

$$J_{\text{к}} = 2{,}33 \cdot 10^{-6} \frac{U_0^{3/2}}{d^2}. \quad (5.1)$$

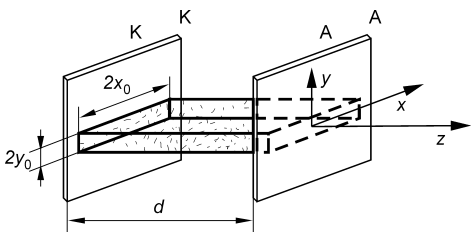


Рис. 5.1
Плоский диод с параллельным ленточным электронным пучком

Если из бесконечно широкого потока вырезать слой (пучок) толщиной $2y_0$ (рис. 5.1), а остальную часть отбросить, то траектории электронов не останутся прямоли-

нейными. Под действием кулоновских сил отталкивания электроны начнут расходиться в плоскости yz. Для сохранения прямолинейного движения электронов в вырезанном пучке необходимо, чтобы на его границе выполнялись те же условия, что и в бесконечно широком потоке:

$$U = Az^{4/3} \quad \text{и} \quad \partial U/\partial y = 0 \quad (A = U_a/d^{4/3}). \tag{5.2}$$

Это можно осуществить с помощью специального прикатодного электрода, форма которого находится из решения внешней задачи для уравнения Лапласа. Воспользуемся тем, что двумерному уравнению Лапласа удовлетворяет любая аналитическая функция комплексного переменного $w = z + iy$, как в целом, так и отдельным ее частям: действительной и мнимой. При этом, очевидно, чтобы выполнить условие (5.2), целесообразно выбрать степенную функцию вида $Aw^{4/3}$. Тогда искомое решение уравнения можно представить в виде

$$U(z, y) = \mathrm{Re}[A(z + iy)^{4/3}] = A \cdot \mathrm{Re}[(z^2 + y^2)^{2/3} e^{4\theta/3}],$$

где $\theta = \mathrm{arctg}\,\dfrac{y}{z}$. Вычисляя реальную часть этой функции, получаем

$$U(z, y) = A(z^2 + y^2)^{2/3} \cdot \cos\frac{4}{3}\theta. \tag{5.3}$$

На рис. 5.2 изображено семейство эквипотенциальных поверхностей $U = \mathrm{const}$, построенное с помощью уравнения (5.3). Эти поверхности, кроме нулевой ($U = 0$), соответствующей потенциалу катода, подходят к границе электронного пучка под прямым углом. Нулевая эквипотенциаль, определяемая условием $\cos(4\theta/3) = 0$, имеет вид плоскости, наклоненной к границе под углом $\theta = 3\pi/8 = 67{,}5°$. Следует заметить, что указанный угол наклона прикатодного электрода является характерным для любых формирующих систем, в которых отбор катодного тока описывается законом степени 3/2. Форма анодного электрода определяется формой эквипотенциали $U = U_a$. Таким образом, найденные формы и положения прикатодного электрода и анода позволяют создать вне электронного пучка картину электростатического поля, необходимую для обеспечения прямолинейного движения электронов.

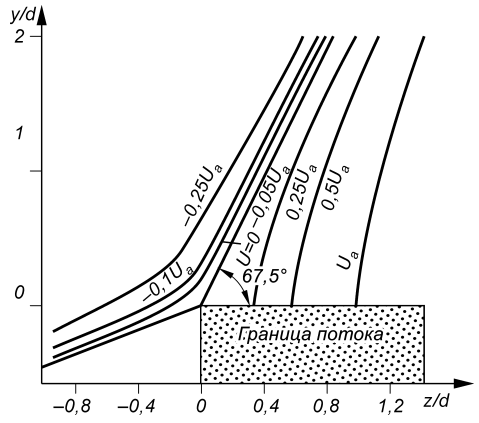


Рис. 5.2
Семейство эквипотенциальных поверхностей в пушке, формирующей параллельный ленточный пучок

Полученные результаты строго справедливы для бесконечно широкого (в направлении оси x) ленточного пучка толщиной $2y_0$. Однако с определенным приближением они могут быть полностью использованы и при расчете ленточных пучков конечной ширины $l = 2x_0$ при условии, что

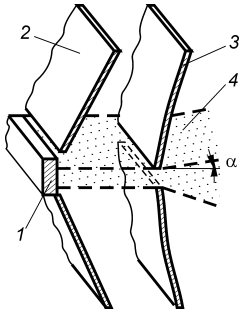


Рис. 5.3
Электронная пушка, формирующая параллельный ленточный пучок

$l >> 2y_0$; в этом случае влиянием краевых эффектов можно пренебречь. Электронная пушка, формирующая параллельный ленточный пучок конечной ширины, схематически изображена на рис. 5.3, где *1* — катод, *2* — прикатодный электрод, *3* — анод, *4* — электронный пучок. Первеанс такой пушки определяется, исходя из закона степени 3/2 (5.1):

$$G = \frac{I_к}{U_а^{3/2}} = \frac{J \cdot 2y_0 l}{U_а^{3/2}} = 2{,}33 \cdot 10^{-6} \frac{2y_0 l}{d^2}. \qquad (5.4)$$

Существенное влияние на движение электронного пучка может оказывать выходное отверстие в аноде пушки. Оно нарушает распределение электрического поля, которое прежде обеспечивало прямолинейное движение электронов. В отверстии образуется неоднородная область поля, действующая как рассеивающая электростатическая линза. Расфокусирующее действие анодного отверстия (щели) можно оценить по формуле для фокусного расстояния щелевой линзы (см. § 4.5):

$$f = \frac{2U}{E_1 - E_2},$$

где U — потенциал электрода щелевой линзы, который в данном случае равен $U_а$; E_1 и E_2 — значения напряженности поля слева и справа от электрода (анода) при отсутствии в нем отверстия. В данном случае $E_2 = 0$, а E_1 определяется путем дифференцирования первого выражения (5.2)

$$E_1 = -\left.\frac{\partial U}{\partial z}\right|_{z=d} = -\frac{U_а}{d^{4/3}} \frac{\partial}{\partial z}\left(z^{4/3}\right) = -\frac{4}{3}\frac{U_а}{d}. \qquad (5.5)$$

В результате получаем фокусное расстояние

$$f = -\frac{3}{2}d.$$

Знак минус указывает на рассеивающее действие линзы.

Угол отклонения граничной траектории электронов от прямолинейной на выходе из пушки (рис. 5.3) в первом приближении можно найти следующим образом:

$$\alpha \approx \operatorname{tg}\alpha = \frac{y_0}{|f|} = \frac{2}{3}\frac{y_0}{d}.$$

Неоднородность поля в области анода пушки приводит не только к расфокусировке электронного пучка, но также и к уменьшению его первеанса по отношению к первеансу пушки, определяемому выражением (5.4). Это связано с неравномерным отбором электронов с поверхности катода, т. е. проявлением островкового эффекта, когда с центральной части катода вследствие ослабления напряженности поля отбирается меньшая плотность тока, чем с периферийной части, поэтому в среднем значение

катодного тока (и, следовательно, первеанса пучка) оказывается меньше расчетного. Это особенно заметно в тех случаях, когда поперечный размер отверстия $2y_0$ сравним с расстоянием d катод–анод.

Сходящийся (клиновидный) ленточный пучок. В тех случаях, когда ленточный пучок должен иметь плотность тока большую, чем допустимая плотность катодного тока, определяющая срок службы катода, формирование пучка осуществляют с помощью электронной пушки, построенной на основе не плоского, а цилиндрического диода с внешним катодом (или внутренним анодом). В таком диоде электроны, распространяясь от катода к аноду по радиальным прямым, создают поток с нарастающей плотностью тока. При этом распределение потенциала по радиусу характеризуется выражением (см. § 3.3)

$$U(r) = U_{\text{а}} \left[\frac{\frac{r}{r_{\text{к}}}(-\beta)^2}{\frac{r_{\text{а}}}{r_{\text{к}}}(-\beta_{\text{а}})^2} \right]^{2/3}, \qquad (5.6)$$

где $(-\beta)^2$ — функция отношения текущего радиуса r, т. е. радиальной координаты, к радиусу катода $r_{\text{к}}$; на рис. 3.9 она приведена в виде графика (левая ветвь); при $r = r_{\text{а}}$ $(-\beta)^2 = (-\beta_{\text{а}})^2$.

Если в таком потоке электронов вырезать сектор с углом 2θ и шириной l вдоль оси цилиндра (рис. 5.4), то катодный ток (он же и ток вырезанного пучка) будет определяться формулой

$$I_{\text{к}} = 14{,}67 \cdot 10^{-6} \frac{2\theta}{360} \frac{l}{r_{\text{а}}(-\beta_{\text{а}})^2} U_{\text{а}}^{3/2}. \qquad (5.7)$$

Как и в предыдущем случае, для сохранения прямолинейности движения электронов в вырезанном секторе диода действие поля отброшенной части радиального электронного потока заменяется действием электростатического поля прикатодного электрода, которое обеспечивает выполнение вдоль границы вырезанного пучка условия (5.6), а также $\partial U/\partial\theta = 0$. Форма прикатодного электрода находится как решение внешней задачи синтеза. На рис. 5.5 показано семейство эквипотенциальных линий,

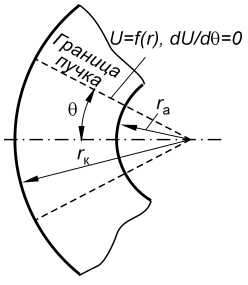


Рис. 5.4
Клиновидный ленточный пучок. Граничные условия

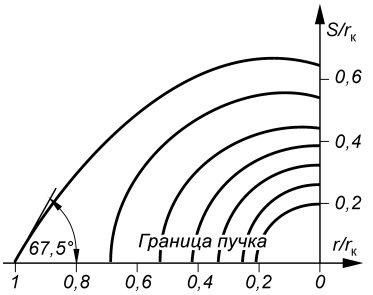


Рис. 5.5
Универсальная карта эквипотенциалей для расчета электродов пушки, формирующей клиновидный ленточный пучок

найденных аналитически [22], где $s/r_к$ = относительное расстояние, отсчитываемое от границы электронного пучка.

При расчете реальных пушек форма прикатодного электрода определяется путем простого пересчета положения соответствующей эквипотенциали ($U = 0$) по известному для рассчитываемой пушки значению $r_к$. Для определения формы анодного электрода следует взять полученное из расчета пушки отношение $r_а/r_к$, найти по приведенной карте эквипотенциаль, пересекающую горизонтальную ось в точке с данным значением $r_а/r_к$, и произвести пересчет ее масштаба. Если же на карте нет необходимой эквипотенциали, то следует построить ее путем интерполяции.

Влияние анодного отверстия на отбор катодного тока и расфокусировку пучка аналогично рассмотренному в предыдущем случае. В частности, заметное отличие катодного тока в реальном пучке с отверстием в анодном электроде от тока, определяемого выражением (5.7), будет наблюдаться в тех случаях, когда поперечный размер отверстия сравним с расстоянием катод–анод пушки: $2r_а\theta \approx r_r - r_а$.

5.3. НАЧАЛЬНОЕ ФОРМИРОВАНИЕ СПЛОШНЫХ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

Цилиндрический электронный пучок. Задачу начального формирования цилиндрического пучка решают аналогично рассмотренной задаче формирования параллельного ленточного пучка, с той лишь разницей, что из бесконечно широкого электронного потока, распространяющегося в идеальном плоском диоде, вырезается область (пучок) в виде цилиндра (рис. 5.6). Для сохранения параллельности траекторий электронов в пучке на его границе должны быть выполнены следующие условия:

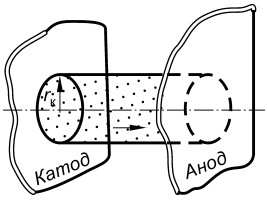


Рис. 5.6
Схема получения аксиально-симметричного пучка в плоском диоде

$$U(z) = U_а\left(\frac{z}{d}\right)^{4/3}, \quad \frac{\partial U}{\partial r} = 0.$$

Формы прикатодного электрода и анода, обеспечивающие выполнение этих условий, определяют по результатам решения внешней задачи для уравнения Лапласа. На рис. 5.7 изображена картина эквипотенциальных линий, являющаяся результатом такого решения, а на рис. 5.8 — схема электронной пушки, формирующей цилиндрический пучок. Первеанс такой пушки выражается формулой

$$G = \frac{I_к}{U_а^{3/2}} = 2{,}33 \cdot 10^{-6}\,\frac{\pi r_к^2}{d^2}, \qquad (5.8)$$

где $r_к$ — радиус катода, равный радиусу пучка.

Расфокусирующее действие анодного отверстия в рассматриваемой пушке можно оценить, считая, что оно эквивалентно действию линзы-диафрагмы с круглым отверстием, фокусное расстояние которой

$$f = \frac{4U_a}{E_1 - E_2}.$$

В рассматриваемом случае $E_2 = 0$ и $E_1 = -\left(\partial U / \partial z\right)_{z=d} = -\frac{4}{3}\frac{U_a}{d}$, следовательно,

$$f = -3d.$$

При этом угол отклонения граничных траекторий электронов на выходе из пушки будет равен

$$\alpha \approx \mathrm{tg}\alpha \frac{r_к}{|f|} = \frac{1}{3}\frac{r_к}{d}.$$

Сходящийся (конический) электронный пучок. Для формирования такого пучка используется электронная пушка, выполненная на основе идеального сферического диода с внешним катодом (внутренним анодом). В таком диоде электроны распространяются по радиальным прямым и образуют поток, распределение потенциала в котором характеризуется выражением (см. п. 3.3)

$$U(r) = U_a\left[\frac{(-\alpha)^2}{(-\alpha_a)^2}\right]^{2/3} = f(r), \qquad (5.9)$$

где $(-\alpha)^2$ — функция отношения $\overline{r} / \overline{r}_к$, которая в виде графика приведена на рис. 3.11 (левая ветвь); $(-\alpha)^2 = (-\alpha_a)^2$ при $\overline{r} = \overline{r}_a$. Если в таком потоке вырезать конус (пучок) с углом при вершине 2θ (рис. 5.9) и отбросить остальную часть потока, то для сохранения в пучке прежнего характера движения электронов необходимо использовать прикатодный электрод, обеспечивающий выполнение вдоль границы пучка условий

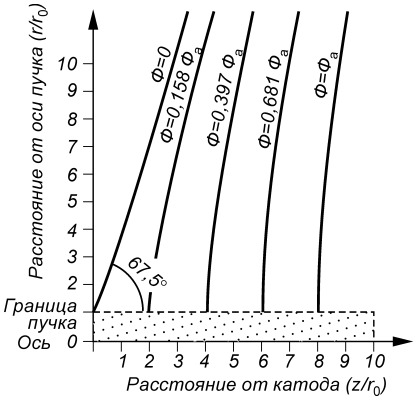


Рис. 5.7
Форма эквипотенциальных поверхностей аксиально-симметричного электростатического поля, обеспечивающая компенсацию силы взаимного расталкивания электронов

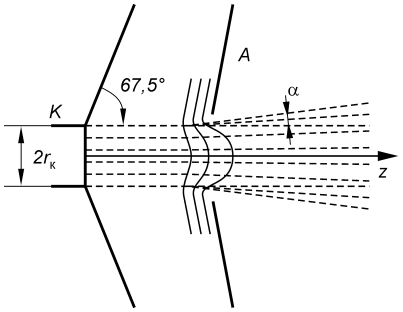


Рис. 5.8
Схема электронной пушки, формирующей цилиндрический пучок

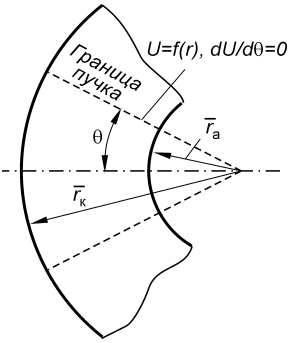


Рис. 5.9
Конический аксиально-симметричный пучок. Граничные условия

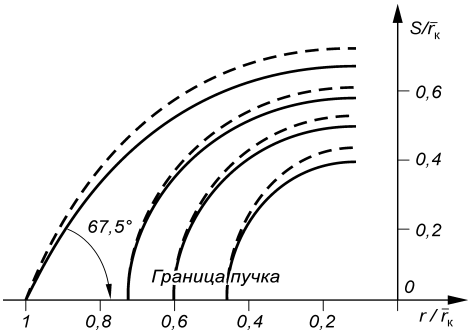


Рис. 5.10
Универсальная карта эквипотенциалей для расчета электродов пушки, формирующей конический пучок электронов

$$U(r) = U_{\text{а}}\left[\frac{(-\alpha)^2}{(-\alpha_{\text{а}})^2}\right]^{2/3}, \quad \frac{\partial U}{\partial \theta} = 0.$$

На рис. 5.10 изображена карта эквипотенциалей, полученная в результате решения внешней задачи для разных углов сходимости пучка (прерывистые линии для $\theta = 10°$ и сплошные линии для $\theta = 40°$); $s/\bar{r}_{\text{к}}$ — относительное расстояние, отсчитываемое от границы пучка. Из рисунка видно, что форма эквипотенциалей слабо зависит от угла сходимости. Угол наклона прикатодного электрода по-прежнему составляет 67,5°.

Связь геометрических параметров пушки $\bar{r}_{\text{к}} / \bar{r}_{\text{а}}$ и θ с током и анодным напряжением определяется законом степени 3/2 (3.24), отсюда первеанс пушки

$$G = 29{,}34 \cdot 10^{-6} \frac{\sin^2(\theta/2)}{(-\alpha_{\text{а}})^2} \qquad (5.10)$$

Расфокусирующее действие анодного отверстия пушки можно оценить так же, как и в предыдущем случае, предполагая, что оно эквивалентно

Таблица 5.1

Значения функций $(-\alpha)^2$ и $(-\alpha)^{4/3}$

$\bar{r}_{\text{к}} / \bar{r}_{\text{а}}$	$(-\alpha)^{4/3}$	$(-\alpha)^2$	$\bar{r}_{\text{к}} / \bar{r}_{\text{а}}$	$(-\alpha)^{4/3}$	$(-\alpha)^2$
1,00	0,000	0,0000	2,1	0,92	0,888
1,05	0,018	0,0024	2,2	1,02	1,036
1.10	0,045	0,0096	2,3	1,12	1,193
1,15	0,076	0,0213	2,4	1,21	1,258
1,20	0,110	0,0372	2,5	1,33	1,531
1,25	0,148	0,0571	2,6	1,43	1,712
1,30	0,185	0,0809	2,7	1,52	1,901
1,35	0,226	0,1084	2,8	1,63	2,098
1,40	0,268	0,1396	2,9	1,74	2,302
1,45	0,309	0,1740	3,0	1,84	2,512
1,50	0,353	0,2118	3,2	—	2,954
1,60	0,443	0,2968	3,4	—	3,421
1,70	0,535	0,3940	3,6	—	3,913
1,80	0,630	0,5020	3,8	—	4,429
1,90	0,730	0,6210	4,0	—	4,968
2,0	0,820	0,7500	4,2	—	5,528

действию линзы-диафрагмы с круглым отверстием, фокусное расстояние которой с учетом (5.9) можно определить по формуле

$$f = -\frac{4(-\alpha_a)^{4/3}}{\left.\frac{\partial}{\partial r}(-\alpha)^{4/3}\right|_{\bar{r}=\bar{r}_a}}. \qquad (5.11)$$

При проведении расчетов значения величин $(-\alpha)^2$ и $(-\alpha_a)^2$, входящих в (5.9)–(5.11), удобнее определять по таблице 5.1.

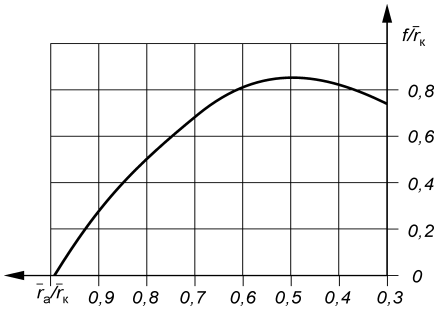


Рис. 5.11
Зависимость фокусного расстояния анодной линзы-диафрагмы от отношения радиусов кривизны анодного и катодного электродов

Таким образом, фокусное расстояние анодной линзы-диафрагмы в данном случае зависит только от отношения радиусов кривизны катода и анода пушки. Эта зависимость в виде графика приведена на рис. 5.11.

Вследствие преломляющего действия анодной линзы полуугол схождения электронных траекторий на выходе пушки γ будет меньше начального полуугла схождения θ (рис. 5.12). Эти углы связаны соотношением

$$\gamma = \theta - \alpha, \qquad (5.12)$$

где α — угол преломления электронных траекторий в линзе, который определяется по формуле

$$\alpha \approx \operatorname{tg}\alpha = \frac{r_a}{|f|},$$

где, в свою очередь, r_a — радиус пучка на входе в анодное отверстие, имеющее радиус $r'_a = (1{,}1\ldots1{,}2)r_a$.

Расфокусирующее действие анодного отверстия можно уменьшить, если закрыть его сеткой, тогда

$$\alpha \approx \operatorname{tg}\alpha = \frac{h}{2f},$$

где h — размер ячейки, который обычно значительно меньше радиуса отверстия ($h << r_a$). Однако при этом сетка будет перехватывать часть электронного пучка и при большой его мощности может сгореть. Поэтому пушки Пирса обычно выполняются с анодами без сеток.

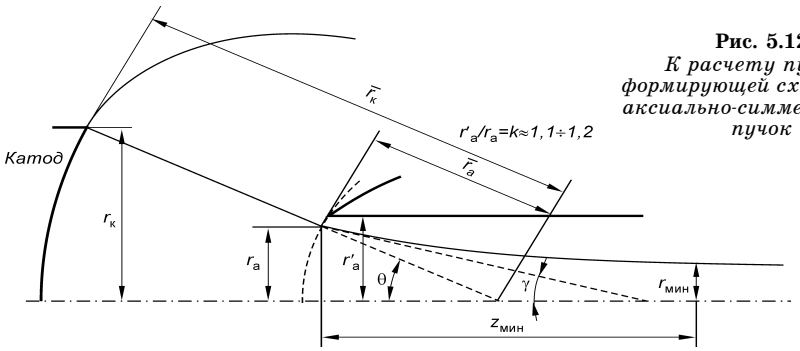


Рис. 5.12
К расчету пушки, формирующей сходящийся аксиально-симметричный пучок

Из геометрических соотношений рис. 5.12 имеем $r_а = \bar{r}_а\, tg\, \theta \approx \bar{r}_а\, \theta$, при этом $\alpha \approx tg\, \alpha \approx \bar{r}_а\, \theta / f$. Подставив это равенство в (5.12), получим

$$\gamma = \theta\left(1 - \frac{r_а}{f}\right) = \theta\left(1 - \frac{\bar{r}_а / \bar{r}_к}{f / \bar{r}_к}\right). \qquad (5.13)$$

По этой формуле, используя график рис. 5.11, можно легко определить угол γ. В частности, из этого графика следует, что при $\bar{r}_а / \bar{r}_к = 0{,}69$ (или при $\bar{r}_к / \bar{r}_а = 1{,}45$) $f / \bar{r}_к = 0{,}69$. Согласно (5.13), при $\bar{r}_к / \bar{r}_а = 1{,}45$ угол $\gamma = 0$, т. е. на выходе из пушки траектории электронов будут параллельны оси симметрии z. При $\bar{r}_к / \bar{r}_а > 1{,}45$ пучок будет сходящимся, при $\bar{r}_к / \bar{r}_а < 1{,}45$ — расходящимся. Кроме отношения $\bar{r}_к / \bar{r}_а$, на величину и знак угла γ большое влияние оказывает пространственный заряд (первеанс электронного пучка p), так как, согласно выражению (5.10), при равенстве $p = G$ первеанс является функцией θ и $\bar{r}_к / \bar{r}_а$. Если отношение $\bar{r}_к / \bar{r}_а$ выразить через p и θ и полученный результат подставить в (5.13), то найдем зависимость γ от θ и p, которая в виде графика представлена на рис. 5.13.

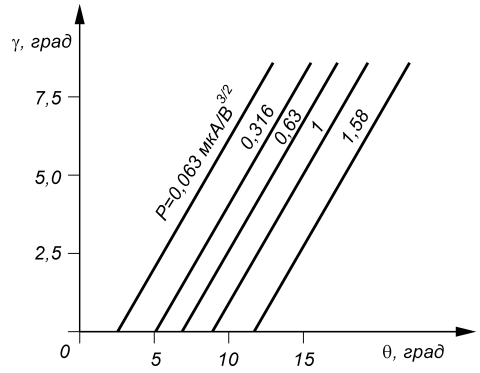


Рис. 5.13
Зависимость угла сходимости пучка на выходе из пушки γ от угла сходимости пучка внутри пушки θ при различных значениях первеанса P

Пример 5.1. Определить параметры пушки Пирса, выполненной на основе сферического диода с радиусами кривизны электродов $\bar{r}_к = 55$ мм, $\bar{r}_а = 28$ мм и углом схождения электронов между электродами $2\theta = 35°$.

Р е ш е н и е.

1. По таблице 5.1 для отношения $\bar{r}_к / \bar{r}_а = 55/28 = 1{,}95$ находим значение $(-a_а)^2 = 0{,}68$.
2. Согласно формуле (5.10), первеанс пушки

$$G = 29{,}34 \cdot 10^{-6}\, \frac{\sin^2(17{,}5/2)}{0{,}68} = 1 \cdot 10^{-6}\ \text{А/В}^{3/2} = 1{,}0\ \text{мкА/В}^{3/2}.$$

3. Радиус электронного пучка на входе в отверстие анода
$r_а = \bar{r}_а \cdot \sin\theta = 28 \sin 17{,}5 = 8{,}4$ мм.
4. Радиус цилиндрической части катода
$r_к = \bar{r}_к \cdot \sin\theta = 55 \cdot 0{,}3 = 16{,}5$ мм.
5. По графику рис. 5.13 для $\theta = 17{,}5°$ и $p = G = 1{,}0$ мкА/В$^{3/2}$ находим $\gamma = 7°$.
6. По графику рис. 5.11 для $\bar{r}_а / \bar{r}_к = 0{,}51$ определяем фокусное расстояние $f \approx 46$ мм.
7. Форма прикатодного электрода определяется по кривым рис. 5.10.

В практических расчетах схождение электронного пучка обычно характеризуется не фокусным расстоянием f, а положением кроссовера $z_{кр}$, в котором пучок имеет минимальный радиус $r_{мин}$ (рис. 5.12). При этом в качестве параметра используется *коэффициент сходимости*, характеризующий изменение пучка либо по радиусу (линейное схождение) G_r, либо по плотности тока G_j. В первом случае этот коэффициент равен отношению радиуса катода $r_к$ к минимальному радиусу пучка $r_{мин}$, т. е. $G_r = r_к/r_{мин}$, во втором — отношению плотности тока в кроссовере $J_{кр}$ к плотности катодного тока $J_к$, т. е. $G_j = J_{кр}/J_к$.

На рис. 5.14 изображена экспериментальная пушка Пирса, предназначенная для формирования сильно сходящегося аксиально-симметричного электронного пучка, которая дает представление о конструкциях реальных пушек такого назначения. Она содержит: *1* — спираль подогревателя, *2* — вогнутый (сферический) оксидный катод, *3* — анод, *4* — прикатодный электрод, *5* — керамический стержень, *6* — изоляционную втулку. Конструкция пушки позволяет менять расстояние катод–анод и формировать электронные пучки с разными значениями первеанса и коэффициента сходимости. Оптимальный режим работы пушки характеризуется следующими данными: анодное напряжение $U_а = 50$ кВ, первеанс пучка $p = 0{,}5$ мкА/В$^{3/2}$, коэффициент сходимости по плотности тока $G_j = 100$ и отсутствие потерь тока на аноде. С повышением первеанса до 1 мкА/В$^{3/2}$ (что достигается путем приближения анода к катоду) коэффициент сходимости уменьшается и появляется ток в цепи анода пушки.

Для получения сходящихся электронных пучков с более высоким первеансом используются различные модификации пушек Пирса. Одна из

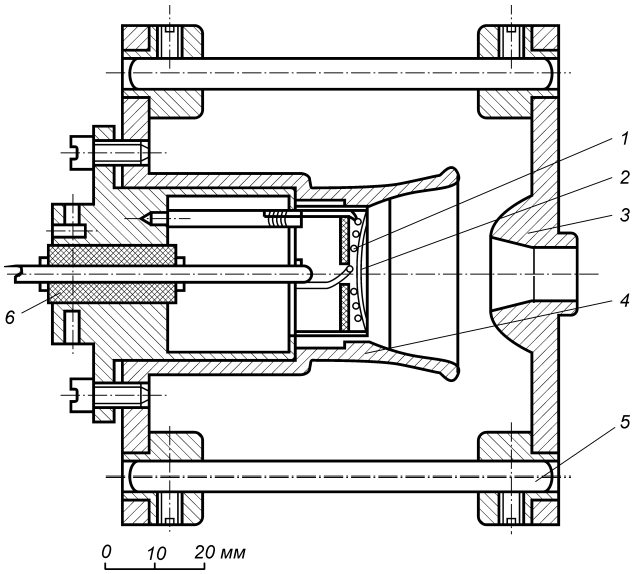


Рис. 5.14
Экспериментальная электронная пушка Пирса

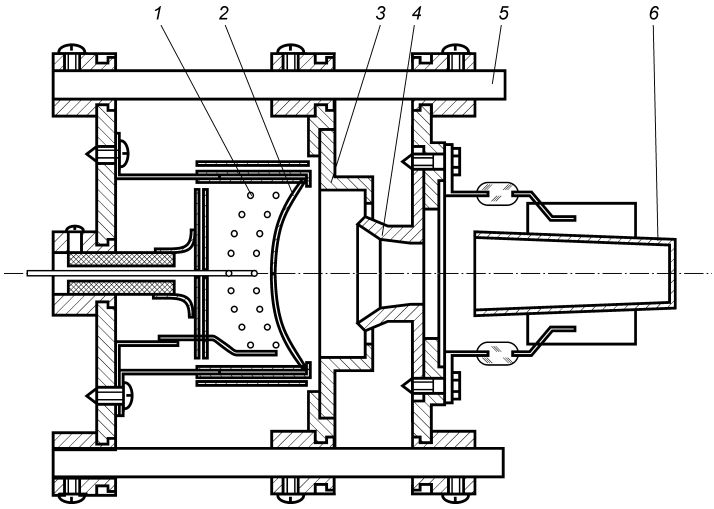


Рис. 5.15
Экспериментальная модифицированная пушка Пирса

экспериментальных моделей таких пушек представлена на рис. 5.15. Она содержит: *1* — подогреватель, *2* — катод, *3* — прикатодный электрод, *4* — анод, *5* — керамический стержень, *6* — коллектор. Особенности этой пушки: небольшое расстояние катод–анод (примерно равное диаметру анодного отверстия) и закрытая конструкция прикатодного электрода. Электрические поля таких по форме прикатодных электродов более эффективно компенсируют поперечные расфокусирующие силы пространственного заряда, возрастающие по мере повышения плотности пространственного заряда электронов, и тем самым обеспечивают формирование высокоперveансных сходящихся пучков с минимальными потерями катодного тока на аноде (не более 1–2%). Однако из-за влияния анодных отверстий, заметно ослабляющих электрические поля в центре катодов и работающих как рассеивающие линзы со сферической аберрацией, формируемые такими пушками пучки оказываются неламинарными, с неравномерным распределением плотности тока в поперечных сечениях пучков. Пушка, изображенная на рис. 5.15, работает при $U_a = 20$ кВ и формирует электронный пучок с $p = 3$ мкА/В$^{3/2}$ и коэффициентом сходимости $C_j = 6$.

5.4. НАЧАЛЬНОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛЫХ (ТРУБЧАТЫХ) АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

Трубчатый цилиндрический пучок. Формирование такого пучка можно осуществить так же, как и формирование сплошного цилиндрического пучка при условии, что из последнего удалена его сердцевина, а для сохранения прямолинейного движения оставшейся, трубчатой части пучка использован дополнительный, внутренний прикатодный электрод, обеспечивающий выполнение вдоль внутренней границы условий

$$U = U_{\text{а}}\left(\frac{z}{d}\right)^{4/3}, \quad \frac{\partial U}{\partial r} = 0.$$

Электронная пушка, формирующая такой пучок, схематически изображена на рис. 5.16, где *1* — кольцевой катод, *2*— прикатодные электроды, *3* — анод с кольцевым отверстием. Форма наружного прикатодного электрода остается такой же, как и в пушке, формирующей сплошной цилиндрический пучок. Определение основных геометрических размеров пушки может быть произведено при помощи выражения закона степени 3/2:

$$I_{\text{к}} = 2{,}33 \cdot 10^{-6} \frac{\pi\left(r_{\text{н}}^2 - r_{\text{в}}^2\right)}{d^2} U_{\text{а}}^{3/2},$$

где $r_{\text{н}}$ и $r_{\text{в}}$ — радиусы наружной и внутренней поверхностей трубчатого пучка.

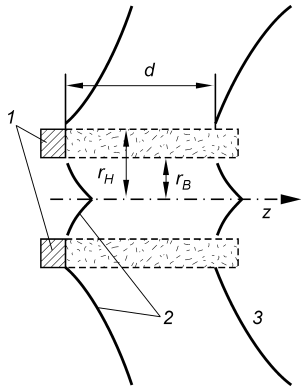


Рис. 5.16
Геометрия пушки, формирующей параллельный трубчатый электронный пучок

Расфокусирующее действие кольцевого отверстия в анодном электроде можно рассматривать как действие щелевой линзы, и угол отклонения крайних электронных траекторий внутри и снаружи пучка на выходе из пушки определить по формуле

$$\alpha \approx \frac{1}{3}\frac{\Delta}{d} = \frac{1}{3}\frac{_{\text{н}} - _{\text{в}}}{d},$$

где $\Delta y = r_{\text{н}} - r_{\text{в}}$ — толщина трубчатого пучка. В трубчатом пучке наружные электроны будут отклоняться от оси, а внутренние — к оси системы.

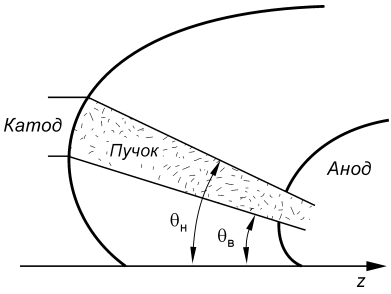


Рис. 5.17
Половина сечения пушки, формирующей полый конический пучок

Трубчатый сходящийся пучок. Формирование такого пучка в простейшем случае можно осуществить таким же путем, как и формирование сплошного сходящегося аксиально-симметричного пучка, из которого удалена внутренняя коническая часть, а ее действие на оставшуюся наружную часть пучка заменено действием внутреннего прикатодного электрода. При этом электронная пушка будет иметь вид, схематически изображенный на рис. 5.17. Форма наружного прикатодного электрода может быть сохранена такой же, как и у пушки, формирующей сплошной сходящийся пучок, форма же внутреннего прикатодного электрода определяется из условий

$$U = U_{\text{а}}\left[\frac{(-\alpha)^2}{(-\alpha_{\text{а}})^2}\right]^{2/3}, \quad \frac{\partial U}{\partial \theta} = 0.$$

Для расчета основных геометрических размеров пушки по-прежнему используется выражение закона степени 3/2, которое в данном случае будет иметь вид

$$I_к = 29{,}3 \cdot 10^{-6} \frac{\sin^2 \frac{\theta_н}{2} - \sin^2 \frac{\theta_в}{2}}{\left(-\alpha_а\right)^2} U_а^{3/2},$$

где $\theta_н$ и $\theta_в$ — углы сходимости наружной и внутренней границ пучка (рис. 5.17).

Расфокусирующее действие кольцевого отверстия в аноде может быть учтено так же, как и в предыдущем случае. Следует иметь в виду, что если не принять специальных мер, то за анодом пушки вследствие отклонения внутренних электронов к оси трубчатый электронный пучок может превратиться в сплошной.

5.5. ФОРМИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

До сих пор рассматривался метод формирования интенсивных электронных пучков, основанный на принципах прямолинейной электронной оптики (метод Пирса). Однако наряду с ним известен также метод формирования плоских и аксиально-симметричных электронных пучков, основанный на принципах криволинейной оптики. Электронные пучки с криволинейными траекториями электронов могут быть созданы на основе некоторых частных случаев криволинейного движения пространственного заряда в постоянных электрических и магнитных полях, для которых имеются аналитические решения. Некоторые примеры формирования таких электронных пучков с помощью электростатических полей приведены в [19, с. 93]. Здесь же будут рассмотрены более распространенные методы формирования плоских и аксиально-симметричных электронных пучков во взаимно перпендикулярных (скрещенных) электрических и магнитных полях.

Ленточный электронный пучок. Один из таких методов, рассматривающих формирование плоского неинтенсивного электронного пучка во взаимно перпендикулярных (скрещенных) полях, уже был описан в предыдущей главе (см. п. 4.7). Для аналитического расчета электронных пушек, обеспечивающих формирование интенсивных ленточных пучков в скрещенных полях, используется частное решение системы уравнений, учитывающей поле пространственного заряда в гидродинамическом приближении. Это решение получено при условии, что ламинарное движение электронов происходит в плоскости yz (т. е. имеется в виду бесконечно широкий в направлении x электронный поток), магнитное поле направлено перпендикулярно этой плоскости ($B_x = B$), а плотности тока и пространственного заряда, потенциал и скорость электронов зависят только от одной координаты, например y. Не останавливаясь на процедуре преобразования исходной системы уравнений (4.73) в соответствии с приня-

тыми допущениями (такая процедура изложена, например, в [19, с. 103]), отметим, что в нормализованных (безразмерных) переменных система уравнений, описывающих движение потока электронов, сводится к виду

$$Z = Z_0 + \frac{u^2}{2} - (1-p)(1-\cos u),$$

$$Y = u - (1-p)\sin u,$$

$$\Phi = \frac{u^2}{2} - (1-p)(u\sin u + \cos u - 1),$$

где

$$Z = \frac{\varepsilon_0\omega_c^3}{\eta J_y} z,\ Y = \frac{\varepsilon_0\omega_c^3}{\eta J_y} y,\ \Phi = \frac{\varepsilon_0\omega_c^3}{\eta J_y} U$$

— нормализованные значения координат и потенциала; $u = \omega t$ — параметр, определяющий время пролета электронов от катода до рассматриваемой точки пространства; Z_0 — нормализованная координата вылета электрона с катода ($u = 0$, $Y = 0$); $p = \varepsilon_0\omega^2{}_c\,\overline{y}_0 / \eta J_y$ — параметр начальных условий. В приведенных выражениях: $\omega_c = eB/m$ — циклотронная частота, $\eta = e/m$, J_y — поперечная составляющая вектора плотности тока, $\overline{y}_0$ — начальная скорость электронов (в плоскости катода).

В зависимости от значения p возможны следующие частные случаи движения электронного пучка:

1) $p \ll 1 \left(\text{или } \dot{y}_0 \ll \dfrac{\eta J_y}{\varepsilon_0\omega_c^2} \right)$

$$Z = Z_0 + \frac{u^2}{2} + \cos u - 1,\ Y = u - \sin u,$$

$$\Phi = \frac{u^2}{2} - u\sin u - \cos u + 1;$$

2) $p \approx 1 \left(\text{или } \dot{y}_0 \approx \dfrac{\eta J_y}{\varepsilon_0\omega_c^2} \right)$

$$Z = Z_0 + \frac{u^2}{2},\ Y = u,\ \Phi = \frac{u^2}{2};$$

3) $p \gg 1 \left(\text{или } \dot{y}_0 \gg \dfrac{\eta J_y}{\varepsilon_0\omega_c^2} \right)$

$$Z = Z_0 + \frac{u^2}{2} + p(1-\cos u),\ Y = u + p\sin u,$$

$$\Phi = \frac{u^2}{2} + p(u\sin u + \cos u - 1).$$

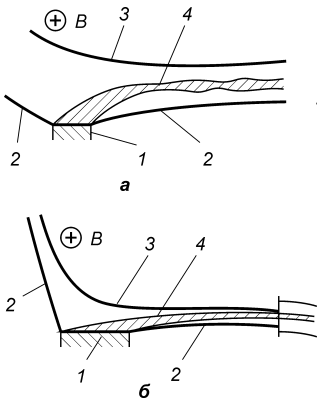


Рис. 5.18
Типы электронных пушек для формирования ленточных пучков в скрещенных полях: 1 – катод, 2 – прикатодный электрод, 3 – анод, 4 – электродный пучок

Практический интерес представляют первые два случая (рис. 5.18, *а, б*), на основе которых и создаются пушки, формирующие ленточные электронные пучки. Первый из них используется для построения так называемой *короткофокусной* пушки, а второй — для построения *длиннофокусной*

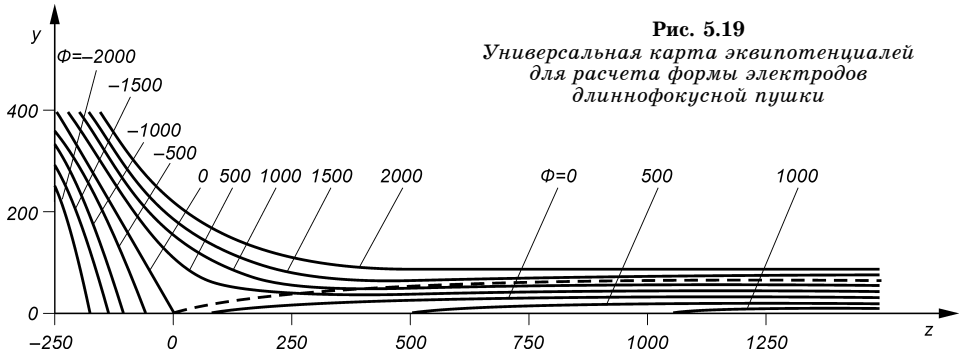


Рис. 5.19
Универсальная карта эквипотенциалей для расчета формы электродов длиннофокусной пушки

пушки. При построении таких пушек из потока электронов «вырезается» область, которая ограничена двумя траекториями, вышедшими из точек катода $Z = 0$ и $Z = Z_0$; остальная часть потока отбрасывается, и ее действие заменено эквивалентным действием прикатодных электродов, формы которых определяются в результате решения внешней задачи. На рис. 5.19 приведены результаты расчета формы электродов для длиннофокусной пушки с параболической формой траекторий электронов [22]. На рисунке траектория периферийного электрона показана пунктирной линией. Используя эти графики, можно определить форму электродов пушки. Обычно в качестве прикатодных электродов берут электроды с нулевым потенциалом. Конфигурация анодного электрода определяется по значению нормализованного потенциала, соответствующего значениям потенциала анода $U_а$ и индукции B, которые предполагаются известными из расчета электронного прибора, а также выбранному значению плотности катодного тока $J_y = J_к$, т. е.

$$\Phi = \Phi_а = \frac{10^{-12} \cdot B^4}{2,35 J_к} U_а \left[\text{Гс, А/см}^2\text{, В}\right]. \qquad (5.14)$$

Заметим, что выбор $J_к$ при известных значениях общего тока с катода $I_к$ и длины катода $l_к$ определяет ширину катода z_0.

Для перехода от абсолютных значений координат y и z к нормализованным и обратно удобно пользоваться, помимо (5.14), также формулами:

$$Z = \frac{10^{-6} \cdot B^3}{3,7 J_к} z, \; Y = \frac{10^{-6} \cdot B^3}{3,7 J_к} y \left[\text{Гс, А/см}^2\text{, см}\right]. \qquad (5.15)$$

Трубчатый цилиндрический электронный пучок. Для формирования в скрещенных электрическом и магнитном полях трубчатого цилиндрического пучка электронов используется диодная система конических электродов, из которых катодом (подогревным) является внутренний электрод (рис. 5.20). На торцах катода, соосно с ним, располагаются прикатодные электроды. Постоянное магнитное поле с индукцией $\overline{B}$ направлено вдоль оси симметрии системы, т. е. под некоторым углом к поверхности катода. Такая формирующая система получила название *магнетронной электронной пушки*.

Аналитический расчет магнетронных пушек, предназначенных для формирования аксиально-симметричных электронных пучков вообще и трубчатых — в частности, базируется на обобщении метода расчета пушек со скрещенными полями, формирующих ленточные пучки. Так же, как и в предыдущем разделе, используется одно из частных решений, описывающих движение электронов в скрещенных полях [19, с. 133].

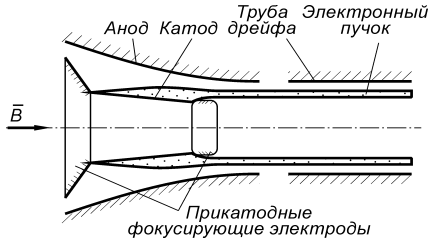


Рис. 5.20
Схема электродов и пучка в магнетронной пушке с конусным катодом и конусным анодом

Рассмотрим принцип действия и особенности магнетронной электронной пушки, изображенной на рис. 5.20, учитывая, что при подведении к аноду постоянного (анодного) напряжения между электродами пушки возникает электрическое поле, которое имеет как поперечную, так и продольную составляющие. При наличии такого электрического поля и продольного магнитного поля с индукцией, несколько превышающей критическое значение, эмитированные катодом электроны, не достигая анода, будут совершать вращательно-поступательное движение по направлению к выходу из пушки, образуя полый электронный пучок. При использовании однородного аксиального магнитного поля внутренний диаметр полого пучка будет равен наименьшему диаметру конического катода, а внешний диаметр пучка — в общем случае больше максимального диаметра катода, что обусловлено влиянием пространственного заряда электронного пучка. Путем выбора величины угла конусности катода θ, т. е. угла между боковой поверхностью катода и его осью, а также индукции магнитного поля и плотности катодного тока можно достичь двух предельных случаев. В первом случае внешний диаметр пучка и, следовательно, его толщина определяются почти целиком значением плотности тока пучка; во втором — формой катода и силовых линий магнитного поля и мало зависят от плотности тока.

В магнетронных пушках, формирующих трубчатые пучки, при величинах угла конусности, лежащих в интервале $0 \lesssim \theta \lesssim 10°$, могут быть получены значения компрессии (сходимости) электронного пучка по площади поперечного сечения до 200 и первеанс пучка по анодному потенциалу пушки до 15 мкА/В$^{3/2}$. Примером аксиально-симметричной магнетронной пушки является конструкция, изображенная на рис. 5.21, где

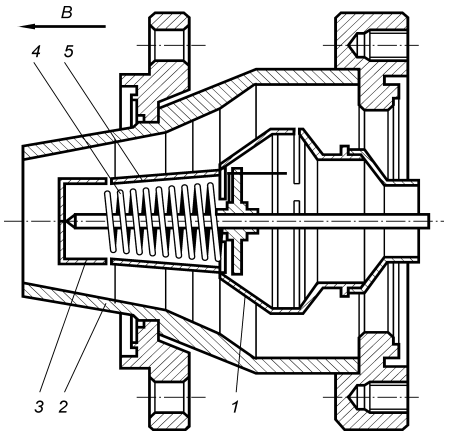


Рис. 5.21
Аксиально-симметричная магнетронная пушка с коническим катодом

1 — задний прикатодный электрод, *2* — анод, *3* — передний прикатодный электрод, *4* — подогреватель, *5* — катод, *B* — вектор магнитной индукции. Эта пушка предназначена для формирования мощного электронного пучка с первеансом 10 мкА/В$^{3/2}$.

Основным недостатком магнетронных пушек является большая флуктуация тока электронного пучка, вызывающая большой шум в приборах, использующих магнетронные пушки. Главными причинами флуктуационного шума, уровень которого намного превышает дробовой шум, являются, во-первых, сложный характер движения электронов в пушке и связанное с ним большое время прохождения (пролета) их через пушку; во-вторых, бомбардировка катода возвращающимися на него электронами. Снижение флуктуационного шума достигается, в частности, путем увеличения угла конусности катода.

Магнетронно-инжекторная (адиабатическая) пушка. В современных микроволновых вакуумных электронных приборах, использующих явление циклотронного резонанса (гиротронах и др.), применяют полые аксиально-симметричные пучки, в которых электроны движутся по спиральным (винтовым) траекториям. Для эффективной работы указанных приборов требуется, чтобы энергия вращательного движения электронов $W_\perp$ и энергия поступательного движения $W_\parallel$ находились в отношении $W_\perp/W_\parallel = 2...4$. Формирование таких электронных пучков осуществляется при помощи *магнетронно-инжекторных пушек*, являющихся разновидностями рассмотренной магнетронной пушки. Конструкция инжекторной пушки (рис. 5.22) представляет собой катодный электрод *1* конусной формы с узким эмитирующим поясом *2*, первый анод *3*, имеющий также форму усеченного конуса, и второй анод *4* цилиндрической конструкции. Для нормальной работы пушка размещается в нарастающем краевом магнитном поле $B(z)$ соленоида и ее анодам задаются потенциалы U_{a1} и $U_{a2} \geq U_{a1}$. Первоначально формирование полого электронного пучка происходит в промежутке катод — первый анод в скрещенных электрическом и магнитном полях (при $B > B_{кр}$), где вышедшие из катода электроны под действием скрещенных полей приобретают вращательное движение и угловой дрейф (снос), а под действием продольной составляющей электрического поля—поступательное движение вдоль оси пушки. При этом связь начальной вращательной скорости электрона с действующими полями определяется соотношением

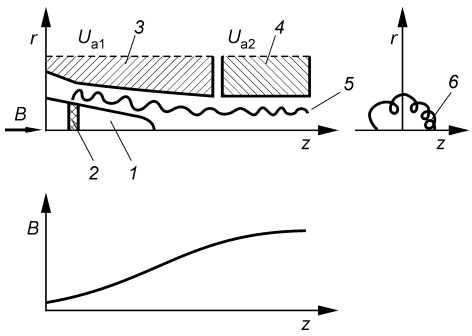


Рис. 5.22
Схема магнетронно-инжекторной пушки и кривая распределения индукции магнитного поля вдоль оси пушки

$$v_{к\perp} = \frac{E_к}{B_к},$$

где $E_к$ — нормальная к поверхности катода составляющая электрического поля, а $B_к$ — параллельная поверхности катода составляющая магнитной индукции.

Сложный характер движения электронов в магнетронно-инжекторной пушке иллюстрирует кривая *5* на рис. 5.22, представляющая собой проекцию траектории электрона на меридиональную плоскость (проходящую через ось пушки и точку, в которой находится электрон), а также кривая *6* — проекция траектории электрона на плоскость, перпендикулярную оси z. По мере продвижения электронов в осевом направлении электрическое поле и угловой дрейф уменьшаются и траектории электронов преобразуются в винтовые линии. Дальнейшее движение электронов происходит в ускоряющем поле второго анода и в плавно нарастающем магнитном поле, когда в пределах шага винтовой траектории электрона параметры пучка изменяются слабо (адиабатическое изменение поля). При этом вращательная скорость электронов возрастает пропорционально индукции магнитного поля

$$\frac{v_\perp}{v_{к\perp}} = \left(\frac{B}{B_к}\right)^{1/2},$$

а продольная скорость $v_\parallel$ — уменьшается. В результате отношение этих скоростей может достигать значения $v_\perp/v_\parallel = 1{,}5...2$, а отношение соответствующих кинетических энергий $W_\perp/W_\parallel = v^2{}_\perp/v^2{}_\parallel = 2...4$.

5.6. ЭЛЕКТРОННЫЕ ПУШКИ С УПРАВЛЯЮЩИМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

Особый класс электронных пушек составляют пушки с управляющими электродами, которые обеспечивают не только начальное формирование интенсивных электронных пучков, но и регулировку их силы тока без изменения энергии электронов. На рис. 5.23 изображены схемы таких пушек с указанием источников постоянного $U_{с0}$ и $U_а$ и управляющего $U_{с\sim}$ напряжений. Простейшей из них является пушка Пирса, у которой прикатодный электрод изолирован от катода и использован в качестве управляющего электрода (рис. 5.23, *а*). Однако, как показали специальные исследования, управление током пучка при помощи напряжения такого электрода малоэффективно, особенно в пушках с большим

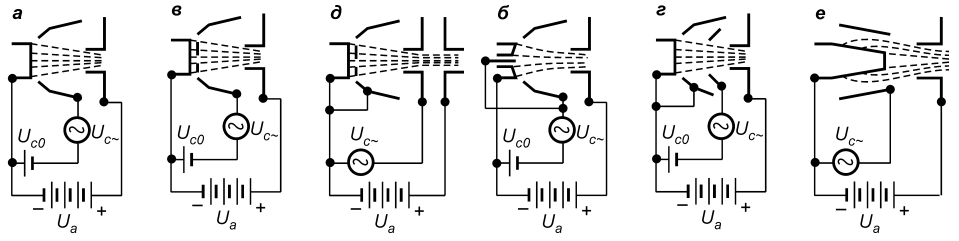


Рис. 5.23
Схемы электронных пушек с управляющими электродами

первеансом. Так, если в пушке с первеансом 1 мкА/В$^{3/2}$ для полного «запирания» электронного пучка, т. е. прекращения катодного тока, требуется сообщить прикатодному электроду потенциал $U_c \approx -0{,}46U_a$, то в пушке с первеансом 3,6 мкА/В$^{3/2}$ — потенциал $U_c \approx -1{,}5U_a$. Уменьшение эффективности управления с повышением первеанса объясняется возрастающим влиянием анодного потенциала на поле у катода, особенно в его центральной части. Достаточно большая эффективность управления током электронного пучка достигается в пушках со специальными управляющими электродами: штырем (см. рис. 5.23, *б*), сеткой (см. рис. 5.23, *в*), тонкой диафрагмой (см. рис. 5.23, *г*), толстой диафрагмой (см. рис. 5.23, *д*), модулирующим анодом (см. рис. 5.23, *е*). В большинстве случаев практического применения триодных пушек управление электронным пучком в них осуществляется в импульсном (или ключевом) режиме, в котором постоянное напряжение смещения U_{c0} равно напряжению «запирания» пушки $U_{c_з}$, а переменное напряжение $U_{c\sim}$ соответствует импульсу «отпирающего» напряжения с амплитудой $U_{c_{макс}}$. Таким образом, в целом $U_c = U_{c_{макс}} + U_{c_з}$, где $U_{c_з}$ подставляется с учетом знака.

На рис. 5.24 показана экспериментальная пушка с управляющим электродом в виде металлического штыря (*1*), пропущенного через центральное отверстие в катоде (*2*); *3* – фокусирующий электрод; *4* – керамический стержень; *5* – коллектор; *6* – изоляционные прокладки; *7* – анод. Радиус этого отверстия равен половине радиуса катода, а радиус штыря — половине радиуса отверстия. Пушка предназначается для формирования сходящегося аксиально-симметричного электронного пучка с импульсной модуляцией. Управляющее напряжение $U_{c\sim}$ подается на штырь и прикатодный электрод одновременно (см. рис. 5.23, *б*). При $U_a = 20$ кВ и $U_c = 0$ пушка формирует аксиально-симметричный электронный пучок с первеансом 0,9 мкА/В$^{3/2}$ и потерями на аноде 2% катодного тока. При $U_{c\sim} = 0$ и $U_{c0} = -0{,}14U_a$ электронный пучок полностью «запирается».

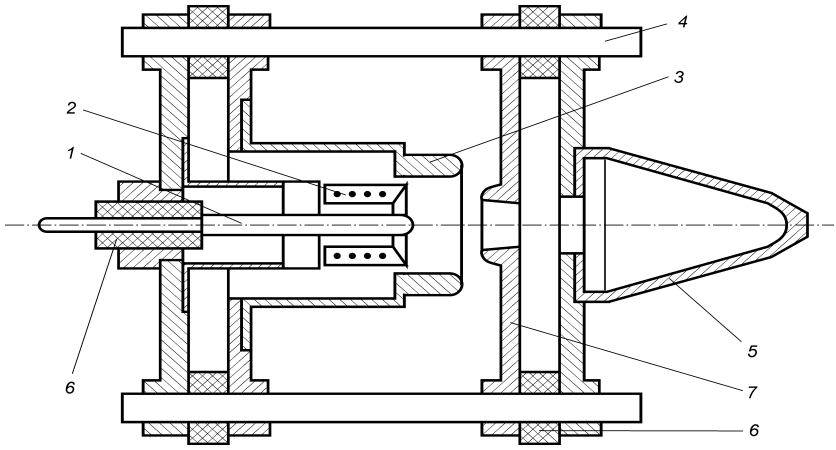


Рис. 5.24
Экспериментальная электронная пушка со штырем

Более эффективное низковольтное управление током электронного пучка достигается в пушках с управляющими сетками. Конструкция одной из таких пушек изображена на рис. 5.25. Она выполнена на основе диодной пушки, представленной на рис. 5.15, путем припаивания сетки к нижней кромке прикатодного электрода. В импульсном режиме управления при $U_a = 20$ кВ и $U_c = +0{,}05U_a$ эта пушка формирует сходящийся аксиально-симметричный электронный пучок с первеансом 3,5 мкА/В$^{3/2}$. При этом потери тока пучка на аноде составляют не более 1% от общего (катодного) тока.

Электронные пушки с управляющими электродами позволяют с помощью потенциалов U_c и U_a в широких пределах независимо изменять ток и энергию электронного пучка и тем самым регулировать его первеанс, достигая таких значений, которые превосходят первеансы исходных диодных пушек. На это указывает сопоставление параметров диодной пушки, изображенной на рис. 5.15, и пушки с сеткой (рис. 5.25), построенной на базе первой. Обе пушки имеют одинаковые геометрические размеры и работают при одном и том же анодном напряжении. Однако благодаря наличию во второй из них дополнительного электрода с положительным потенциалом U_c первеанс электронного пучка на выходе из нее, несмотря на некоторые потери тока пучка на сетке и аноде, увеличился с 3 до 3,5 мкА/В$^{3/2}$ при сохранении неизменным коэффициента сходимости $G_j = 6$.

Для количественного описания работы пушек с управляющими электродами, кроме основных параметров: U_a, первеанса $p = I/U_a^{3/2}$ и коэффициента сжатия по плотности, G_j, вводят параметры, характеризующие процесс управления током пучка: $U_{c_з}$ — потенциал управляющего электрода, при котором происходит «запирание» тока пучка; $U_{c\,макс}$ — максимальный потенциал управляющего электрода; $p_{макс} = I_{макс}/U^{3/2}{}_a$ — максимальный первеанс электронного пучка, рассчитанный по максимальному

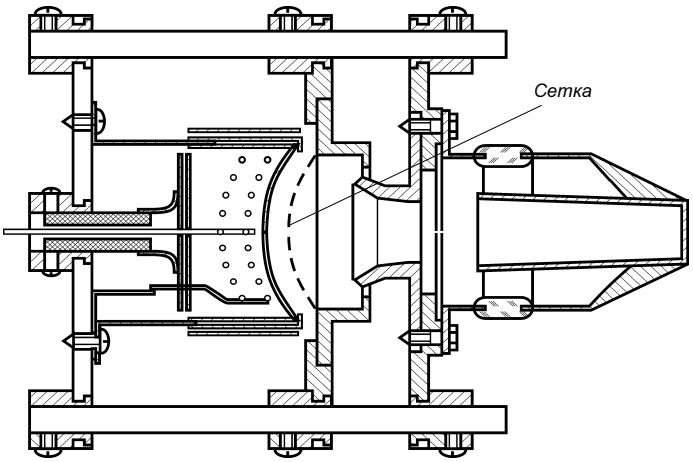


Рис. 5.25
Электронная пушка с управляющей сеткой

току $I_{макс}$ на выходе; $D = |U_{сз}|/U_а$ — коэффициент прямой проницаемости; коэффициент снижения управляющего напряжения по отношению к анодному напряжению

$$K_с = \frac{U_а}{U_с} = \frac{U_а}{U_{с_{макс}} + |U_{сз}|} = \frac{1}{\frac{U_{с_{макс}}}{U_а} + D}. \qquad (5.16)$$

Рассмотрим подробнее особенности пушек с управляющими электродами, которые нашли наиболее широкое применение.

Электронная пушка с управляющей сеткой формирует сходящийся аксиально-симметричный электронный пучок. Ранее (см. п. 3.5) было показано, что если в междуэлектродном пространстве диода (в данном случае сферического) на одну из эквипотенциальных поверхностей поместить тонкую сетку, придав ей форму и потенциал этой поверхности, то исходная картина электрического поля в приборе не изменится. В таких случаях говорят, что сетка имеет естественный потенциал. Очевидно, что электронно-оптические параметры триодной пушки с естественным потенциалом на сетке не должны существенно отличаться от параметров исходной диодной пушки. При потенциалах, отличных от естественного, искажения электрического поля в пушке существенно изменяют ее параметры и осложняют проектирование пушки. Например, снижение потенциала сетки по отношению к естественному прежде всего уменьшает катодный ток и, следовательно, первеанс электронного пучка, формируемого триодной пушкой. Кроме того, ухудшаются электронно-оптические свойства пушки вследствие появления так называемого линзового эффекта ячеек сетки, проявляющегося в отклонении траекторий электронов от прямолинейных.

Влияние потенциала сетки на первеанс электронного пучка p триодной пушки по отношению к первеансу пучка $p_д$ исходной диодной пушки можно легко показать, если иметь в виду, что в диодной пушке ток

$$I_д = I_к = 29{,}34 \cdot 10^{-6} \frac{\sin^2(\theta/2)}{(-\alpha_а)^2} U_а^{3/2},$$

а в триодной — ток, прошедший за сетку,

$$I = \delta I_к = \delta \cdot 29{,}34 \cdot 10^{-6} \frac{\sin^2(\theta/2)}{(-\alpha_с)^2} U_\partial^{3/2},$$

где δ — коэффициент токопрохождения через сетку, U_∂ — действующий потенциал в плоскости сетки, $(-\alpha_с)^2$ — табулированная функция отношения радиуса кривизны катода к радиусу кривизны сетки.

Если учесть, что в сферическом диоде

$$U_\partial = \frac{U_с + DU_а}{1 + \varkappa D},$$

где D — коэффициент прямой проницаемости сетки и $\varkappa = \left[(-\alpha_а)/(-\alpha_с)\right]^{4/3}$, то, обозначая

$$p_д = I_к / U_a^{3/2} \text{ и } p = I / U_a^{3/2},$$

получим

$$\beta = \frac{p_д}{p} = \frac{1}{\delta}\frac{(-\alpha_c)^2}{(-\alpha_a)^2}\left[\frac{U_a + (1+\varkappa D)}{U_c + DU_a}\right]^{3/2} = \frac{1}{\delta}\left(\frac{U_{ce} + DU_a}{U_c + DU_a}\right)^{3/2}, \qquad (5.17)$$

где $U_{ce} = U_a/\varkappa$ — естественный потенциал сетки.

Таким образом, из выражения (5.17) следует, что при потенциале сетки, равном естественному, т. е. $U_c = U_{ce}$, отношение первеансов электронных пучков, сформированных диодной и триодной пушками,

$$\beta_e = \frac{1}{\delta} = \frac{1}{1-\sigma}$$

равно обратной величине коэффициента токопрохождения, который в данном режиме полностью определяется коэффициентом заполнения сетки σ (см. § 3.7). Обычно $\delta = 0{,}8...0{,}95$. Тогда $\beta_e = 1{,}25...1{,}05$.

При $U_c < U_{ce}$ или $U_c > U_{ce}$ первеанс электронного пучка в триодной пушке будет соответственно меньше или больше первеанса пучка в диодной пушке. Например, при $U_c = 0$

$$\beta_0 = \frac{p_д}{p} = \left(\frac{1+\varkappa D}{\varkappa D}\right)^{3/2}, \qquad (5.18)$$

где D вычисляется по формуле (3.37). Очевидно, что в рассматриваемом случае $\sigma = 1$, так как сетка с нулевым потенциалом не перехватывает электроны пучка.

При потенциале сетки, отличном от естественного, неоднородное поле круглой или квадратной ячейки сетки действует на электроны как линза-диафрагма с фокусным расстоянием

$$f = \frac{4U_\partial}{E_1 - E_2},$$

где U_∂ — действующий потенциал в плоскости сетки, а E_1 и E_2 — напряженности электрического поля слева и справа от плоскости сетки. Угол преломления траекторий электронов при этом будет определяться формулой

$$\operatorname{tg}\alpha \approx \frac{h}{2f},$$

где h — поперечный размер ячейки сетки.

Электронная пушка с толстой диафрагмой. Как видно из рис. 5.23, *д*, триодная электронная пушка этого типа по существу является двуханодной пушкой. Первый анод используется в качестве управляющего электрода, второй — как ускоряющий электрод. Проницаемость первого анода обычно равна нулю ($D = 0$), поэтому начальное формирование электронного пучка происходит в области катод–управляющий анод независимо от потенциала второго анода. В этом случае коэффициент снижения управляющего напряжения (см. (5.16))

$$K_{\text{с}} = \frac{1}{\dfrac{U_{\text{с}_{\text{макс}}}}{U_{\text{а}}} + D} = \frac{U_{\text{а}}}{U_{\text{с}_{\text{макс}}}}.$$

При заданных значениях $U_{\text{а}}$ и $K_{\text{с}}$ это выражение однозначно определяет положительное значение управляющего напряжения $U_{\text{с}_{\text{макс}}}$. Если, кроме того, задан максимальный первеанс электронного пучка $\text{Р}_{\text{макс}} = I_{\text{макс}}/U^{3/2}_{\text{а}}$, то тем самым определяется первеанс диодной системы катод—управляющий электрод триодной пушки

$$p_{\text{д}} = p_{\text{макс}} \left(\frac{U_a}{U_{c_{макс}}} \right)^{3/2} = p_{\text{макс}} \cdot K_c^{3/2}. \qquad (5.19)$$

Из (5.19) следует, что для получения значений $K_{\text{с}} > 1$, первеанс диодной системы должен превышать первеанс триода, т. е. $p_{\text{д}} > p_{\text{макс}}$. Это требование ограничивает значение $K_{\text{с}}$ несколькими единицами.

Важной особенностью формирования электронного пучка рассматриваемой триодной пушкой является то, что по выходе из первичной диодной системы пучок попадает в поле иммерсионной линзы, образованной управляющим электродом и анодом пушки. Преломляющая сила такой линзы зависит от соотношения потенциалов $U_{\text{с}}$ и $U_{\text{а}}$, в связи с чем при регулировке тока пучка с помощью потенциала $U_{\text{с}}$ конфигурация пучка, выходящего из пушки, может существенно изменяться. При этом изменится как радиус пучка, так и углы наклона траекторий электронов. Этот факт значительно осложняет задачу согласования пушки с последующей электронно-оптической системой, необходимость в которой появляется при создании длинных интенсивных электронных пучков.

Из выражения (5.19) следует еще одна особенность двухanодных пушек: возможность существенного увеличения первеанса триодной пушки $p_{\text{макс}}$ по сравнению с первеансом $p_{\text{д}}$ путем понижения потенциала $U_{\text{а}}$, т. е. использования режимов, соответствующих $K < 1$. В [22, с. 19] приведена конструкция двухanодной пушки, предназначенной для работы в таком режиме. Она формирует аксиально-симметричный электронный пучок диаметром не более 4 мм. При потенциале первого анода 7 кВ катодный ток составляет приблизительно 1 А, что соответствует первеансу $p_{\text{д}} = 1{,}5$ мкА/В$^{3/2}$. При потенциале второго анода 1,5 кВ ток пучка практически не меняется (коэффициент токопрохождения равен 0,99), но его первеанс возрастает на порядок, т. е. до 15 мкА/В$^{3/2}$. Такие пушки получили название пушек с *продольной компрессией электронного пучка*. Они могут использоваться в различных устройствах, в частности, в электронно-лучевом оборудовании.

Электронная пушка тетродного типа с «теневой» сеткой. С целью улучшения токопрохождения через управляющую сетку при положительном ее потенциале в конструкцию триодной пушки вводят еще одну сетку, располагая ее между катодом и управляющей сеткой и задавая потенциал, равный потенциалу катода. Такая сетка получила название *теневой сетки*. На рис. 5.26 приведена схема тетродной пушки, где *1* —

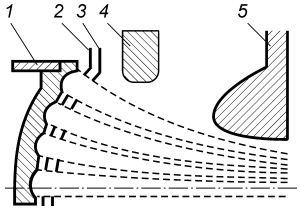


Рис. 5.26
Схема электронной пушки с теневой сеткой

катод, *2* — теневая сетка, *3* — управляющая сетка, *4* — фокусирующий электрод, часто связанный с управляющей сеткой, *5* — анод. Обе сетки имеют одинаковую конструкцию, что позволяет располагать управляющую сетку непосредственно за теневой, т. е. в тени ее витков. При положительных потенциалах управляющей сетки в ячейках теневой сетки образуются неоднородные электростатические поля-линзы, благодаря которым электроны по выходе из катода собираются в тонкие лучи и направляются между витками управляющей сетки. Тем самым до минимума (до 1–2% от $I_к$) снижаются потери катодного тока. В этом состоит главное достоинство пушки с теневой сеткой. Недостатком ее является неизбежное возмущение структуры формируемого электронного пучка, нарушение его ламинарности, приводящее к неравномерному распределению плотности тока в поперечном сечении пучка.

Пушки с теневыми сетками используются также для формирования многолучевых электронных пучков, предназначенных для специальных микроволновых приборов.

5.7. СОБСТВЕННЫЕ ПОЛЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

Сформированный интенсивный электронный пучок по выходе из пушки в свободное от внешних электрических и магнитных полей пространство оказывается в поле действия собственного пространственного заряда. При этом движение электронного пучка будет сопровождаться по крайней мере двумя одновременно протекающими явлениями:

- расширением пучка под действием поперечных электростатических (кулоновских) сил отталкивания;
- понижением потенциала пространства, в котором распространяется пучок.

Первое из этих явлений при наличии окружающих металлических стенок приводит к оседанию на них части электронного пучка, т. е. к уменьшению его тока. Второе явление вызывает понижение скорости и, следовательно, повышение объемной плотности электронов в средней части рассматриваемого пространства. Это еще больше усиливает расширение пучка и потери тока на окружающих стенках. Если пучок ограничить продольным магнитным полем, то расширение его можно предотвратить, однако понижение потенциала пространства сохранится. При сильном увеличении плотности пространственного заряда может возникнуть явление виртуального катода, когда потенциал в области пучка снизится до потенциала катода и нарушится нормальное токопрохождение. Таким образом, действие пространственного заряда — это сложный комплекс взаимосвязанных процессов, степень проявления которых зависит не только от плотности пространственного

заряда, но также от геометрических размеров и конфигурации электронного пучка и каналов, через которые проходит пучок. Исследование всего этого комплекса в общем виде представляет чрезвычайно большие математические трудности, поэтому обычно основные явления пространственного заряда рассматриваются для каждой конфигурации электронного пучка отдельно при определенных допущениях. Начнем это рассмотрение с определения собственных электростатических (кулоновских) и магнитных полей длинных электронных пучков, протяженность которых значительно превосходит размеры поперечного сечения. В таких пучках наиболее существенное влияние на движение электронов оказывает поперечная составляющая кулоновского поля.

Сплошной цилиндрический электронный пучок. Предположим, что в свободное пространство с постоянным потенциалом U_0 входит цилиндрический пучок электронов с током I и радиусом r_0 (рис. 5.27); плотность тока в пучке постоянна во всех точках поперечного сечения и все электроны, движущиеся вдоль оси z, имеют продольную скорость $v_z \approx v = \sqrt{2\frac{e}{m}U_0}$, т. е. падением потенциала в пучке пренебрегаем. Для вычисления радиальной составляющей напряженности кулоновского поля выделим в пучке малый цилиндрический объем $dV = \pi r^2 \Delta z$, в котором плотность пространственного заряда ρ не зависит от координаты z. Согласно теореме Гаусса, поток вектора напряженности электрического поля E_ρ пропорционален заряду q, находящемуся в объеме V, ограниченном этой поверхностью, т. е.

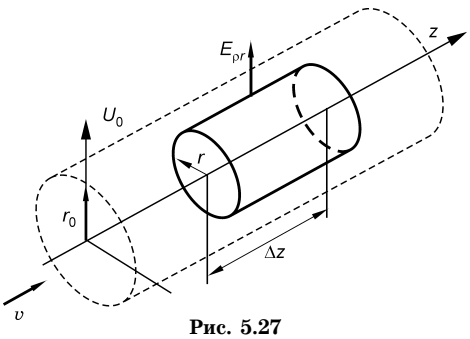


Рис. 5.27
К расчету поля пространственного заряда аксиально-симметричного пучка

$$\oint_S E_\rho dS = \frac{q}{\varepsilon_0} = \frac{1}{\varepsilon_0}\int_V \rho dV. \qquad (5.20)$$

Поток поля через торцевые поверхности цилиндра равен нулю, так как $E_{\rho z} = 0$, а через боковую поверхность — $E_{\rho r} 2\pi r \Delta z$; заряд цилиндра $q = \int \rho dV = \rho \pi r^2 \Delta z$. С учетом всего этого выражение (5.20) сводится к следующему:

$$E_{\rho z} 2\pi r \Delta z = \pi r^2 \Delta z \frac{\rho}{\varepsilon_0}.$$

Выражая плотность пространственного заряда через общий ток и скорость пучка в виде

$$\rho = -\frac{J}{v} = -\frac{I}{\pi r_0^2 \sqrt{2\frac{e}{m}U_0}},$$

найдем, что

$$E_{\rho r} = -\frac{Ir}{2\pi r_0^2 \sqrt{2\frac{e}{m}U_0}}. \qquad (5.21)$$

где r_0 — радиус пучка на входе в рассматриваемое пространство, а $I = J\pi r_0^2$ — ток пучка.

Из выражения (5.21) следует, что внутри пучка ($r \le r_0$) радиальная составляющая напряженности электрического поля пространственного заряда изменяется прямо пропорционально радиальной координате r, достигая максимума на границе электронного пучка ($r = r_0$):

$$E_{\rho r}\Big|_{r=r_0} = -\frac{I}{2\pi r_0 \varepsilon_0 \sqrt{2\frac{e}{m}U_0}}. \qquad (5.22)$$

Выражение (5.22) показывает, что при заданном значении тока напряженность кулоновского поля на границе аксиально-симметричного электронного пучка изменяется обратно пропорционально его радиусу: при схождении пучка она возрастает, при расширении его, наоборот, уменьшается. Следует заметить, что если в формуле (5.22) радиус r_0 заменить на координату $r \ge r_0$, то указанную формулу можно использовать и для оценки радиального кулоновского поля вне пучка, где оно ослабевает обратно пропорционально r.

Таким образом, на электрон, движущийся на границе пучка, действует радиальная сила кулоновского поля $F_{\rho r} = -eE_{\rho r}$, которая с учетом (5.22) может быть определена с помощью выражения

$$F_{\rho r} = \frac{eI}{2\pi r_0 \varepsilon_0 \sqrt{2\frac{e}{m}U_0}} = \frac{eI}{2\pi r_0 \varepsilon_0 \upsilon}. \qquad (5.23)$$

Из (5.23) видно, что эта сила направлена от оси пучка и, следовательно, расширяет его.

Наряду с кулоновским полем, электронный пучок создает и магнитное поле, ибо его (пучок) можно рассматривать как проводник с током. Согласно закону Био–Савара, магнитная индукция на поверхности пучка

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r_0},$$

а радиальная сила магнитного поля, действующая на граничный электрон,

$$F_{Mr} = -e\upsilon B = -\frac{e\mu_0 \upsilon I}{2\pi r_0}. \qquad (5.24)$$

Выражение (5.24) показывает, что радиальная сила, созданная собственным магнитным полем электронного пучка, направлена к его оси и, следовательно, сжимает пучок. Результирующая радиальная сила, действующая на граничный электрон, будет равна сумме указанных сил:

$$F_r = F_{\rho r} + F_{\text{M}r} = \frac{eI}{2\pi r_0}\left(\frac{1}{\varepsilon_0 \upsilon} - \mu_0 \upsilon\right) = \frac{eI}{2\pi r_0 \varepsilon_0}\left(1 - \varepsilon_0 \mu_0 \upsilon^2\right).$$

Если учесть, что $\varepsilon_0\mu_0 = 1/c^2$, где c — скорость света, то получим

$$F_r = \frac{eI}{2\pi r_0 \varepsilon_0 \upsilon}\left(1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}\right),$$

откуда

$$F_{\text{M}r} = -F_{\rho r}\frac{\upsilon^2}{c^2}.$$

Таким образом, радиальная магнитная сила может быть соизмеримой с радиальной кулоновской силой только при релятивистских скоростях электронов, т. е. когда скорость электронов будет близка к скорости света. В нерелятивистской электронике ($\upsilon^2 << c^2$) $F_{\text{M}r} << F_{\rho r}$, и действие собственного магнитного поля на движение электронов можно не учитывать. Этот вывод справедлив для электронных пучков любой конфигурации.

Пример 5.2. В свободное пространство, имеющее потенциал 30 кВ, влетает цилиндрический электронный пучок с током 10 А и радиусом 0,5 см. Определить значения радиальной составляющей напряженности кулоновского поля и индукции магнитного поля на поверхности пучка, а также значения сил этих полей $F_{\rho r}$ и $F_{\text{м}r}$, действующих на граничный электрон, и соотношение этих сил.

Р е ш е н и е.

1. $$E_{\rho r} = -\frac{I}{2\pi r_0 \varepsilon_0 \sqrt{2\frac{e}{m}U_0}} = \frac{10}{6{,}28 \cdot 0{,}5 \cdot 10^{-2} \cdot 8{,}85 \cdot 10^{-12} \cdot 1{,}03 \cdot 10^{8}} =$$
$$= 3{,}53 \cdot 10^{5}\ \frac{\text{В}}{\text{м}}.$$

2. $B = \dfrac{\mu_0 I}{2\pi r_0} = \dfrac{1{,}26 \cdot 10^{-6} \cdot 10}{2\pi \cdot 0{,}5 \cdot 10^{-2}} = 0{,}4 \cdot 10^{-3}$ Тл.

3. $F_{\rho r} = eE_{\rho r} = 1{,}6 \cdot 10^{-19} \cdot 3{,}53 \cdot 10^{5} = 5{,}64 \cdot 10^{-14}$ Н.

4. $F_{\text{M}r} = e\upsilon B = 1{,}6 \cdot 10^{-19} \cdot 1{,}03 \cdot 10^{8} \cdot 0{,}4 \cdot 10^{-3} = 0{,}66 \cdot 10^{-14}$ Н.

5. $F_{\text{M}r}/F_{\rho r} = 0{,}66/5{,}64 = 0{,}117$.

Параллельный ленточный электронный пучок. Рассмотрим движение однородного по плотности и скорости ленточного пучка вдоль оси z в свободном пространстве при тех же условиях, что и движение сплошного цилиндрического электронного пучка: пространство эквипотенциально и скорость движения всех электронов одинакова и равна $\upsilon_z \approx \upsilon = \sqrt{2\frac{e}{m}U_0}$ (рис. 5.28). Будем полагать, что ширина пучка $2x_0$ значительно больше его толщины

$2y_0$ (теоретически не ограничена), а протяженность вдоль оси z (длина) значительно больше ширины. При таком соотношении размеров пучка составляющие напряженности поля пространственного заряда E_ρ будут существенно неодинаковы: $E_{\rho x} << E_{\rho y}$ и $E_{\rho z} << E_{\rho y}$, поэтому изменение потенциала следует рассматривать только в направлении оси y, т. е. полагать $E_\rho \approx E_{\rho y}$. Для определения $E_{\rho y}$ выделим в пучке параллелепипед с ребрами Δx, Δy, Δz, параллельными осям координат. Тогда поток вектора напряженности поля $E_{\rho y}$ через два основания параллелепипеда (верхнее и нижнее) будет равен $2E_{\rho y}\Delta x \cdot \Delta z$, а заряд в объеме параллелепипеда $q = \rho \cdot \Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z$. Отсюда на основании теоремы Гаусса имеем

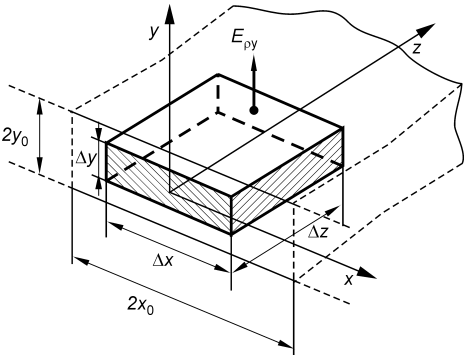


Рис. 5.28
К расчету поля пространственного заряда ленточного пучка

$$E_{\rho y} = \frac{\rho}{2\varepsilon_0} \cdot \Delta y.$$

Если величину ρ выразить через плотность тока J и скорость v, а величину J, в свою очередь, через ток I и площадь поперечного сечения $2x_0 \cdot 2y_0$ всего пучка, т. е.

$$\rho = -\frac{J}{v} = -\frac{I}{2x_0 2y_0}\frac{1}{v},$$

то получим

$$E_{\rho y} = -\frac{I_1}{2\varepsilon_0\sqrt{2\dfrac{e}{m}U_0}}\frac{\Delta y}{2y_0}, \qquad (5.25)$$

где $I_1 = I/2x_0$ — ток, приходящийся на единицу ширины пучка.

Из выражения (5.25) видно, что в ленточном электронном пучке так же, как и в аксиально-симметричном, поперечная составляющая напряженности кулоновского поля внутри пучка ($\Delta y \le 2y_0$) изменяется прямо пропорционально поперечной координате y, достигая максимума на границе пучка ($\Delta y = 2y_0$):

$$E_{\rho y}\Big|_{\Delta y = 2y_0} = -\frac{I_1}{2\varepsilon_0\sqrt{2\dfrac{e}{m}U_0}}. \qquad (5.26)$$

Но в отличие от аксиально-симметричного электронного пучка поперечная составляющая кулоновского поля на границе ленточного пучка при заданном значении ускоряющего потенциала однозначно определяется только током, приходящимся на единицу ширины пучка, и не зависит от толщины пучка. Вне пучка напряженность поля $E_{\rho y}$ имеет то же значение, что и на его границе.

5.8. ДВИЖЕНИЕ ИНТЕНСИВНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Рассмотрим движение электронных пучков, сформированных пушками Пирса, в свободном эквипотенциальном пространстве и оценим влияние поперечных составляющих кулоновских полей на это движение по изменению траекторий граничных электронов.

Сплошной цилиндрический электронный пучок. Уравнение движения граничного электрона такого пучка имеет вид

$$m\frac{d^2r}{dt^2} = -eE_{\rho r}.$$

Если в это уравнение подставить (5.22), заменив предварительно r_0 на r, то получим

$$\frac{d^2r}{dt^2} = \frac{e}{m}\frac{I}{2\pi\varepsilon_0\sqrt{2\dfrac{e}{m}}U_0^{1/2}}\frac{1}{r}. \qquad (5.27)$$

Для перехода к уравнению траектории граничного электрона пучка умножим числитель и знаменатель (5.27) на $2U_0$ и примем во внимание уже известное соотношение $d/dt = \upsilon d/dz$. Тогда

$$\frac{d^2r}{dz^2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0\sqrt{2\dfrac{e}{m}}}\frac{I}{U^{3/2}}\frac{1}{r} = \frac{p}{4\pi\varepsilon_0\sqrt{2\dfrac{e}{m}}}\frac{1}{r}, \qquad (5.28)$$

где $p = I/U_0^{3/2}$ — первеанс электронного пучка. Если движущийся пучок окружен металлическими стенками рабочего канала, то потенциал пространства U_0 можно принять равным потенциалу стенок канала U_a (провисанием потенциала внутри канала пренебрегаем).

Для упрощения записи полученного уравнения и большей наглядности анализа его решения введем нормализованные переменные:

$$R = \frac{r}{r_0} \text{ и } Z = \left(2\frac{p}{4\pi\varepsilon_0\sqrt{2\dfrac{e}{m}}}\right)^{1/2}\frac{z}{r_0} = 0{,}174\sqrt{p_\mu}\,\frac{z}{r_0},$$

где p_μ — первеанс пучка в мкА/В$^{3/2}$, а также обозначения $dR/dZ = R'$ и $d^2R/dZ^2 = R''$. Тогда уравнение (5.28) примет следующий вид:

$$R'' = \frac{1}{2R}. \qquad (5.29)$$

Это уравнение будем решать при следующих начальных условиях:

$$Z = 0, \quad R = R_0 = 1 \quad \text{и} \quad R' = R'_0,$$

(где R'_0 — начальный наклон граничной траектории в плоскости $Z = 0$), что означает совмещение начала отсчета координат с границей ввода пучка в эквипотенциальное пространство.

Если обе части (5.29) умножить на $2R'$ и учесть соотношение

$$2R'R'' = \frac{d}{dZ}\left(R'\right)^2,$$

то указанное уравнение можно представить в виде

$$\frac{d}{dz}\left(R''\right)^2 = \frac{R'}{R} = \frac{dR}{RdZ}.$$

После первого интегрирования получим

$$R' = \frac{dR}{dZ} = \sqrt{\ln R + \left(R'_0\right)^2}, \tag{5.30}$$

откуда

$$dZ = \frac{dR}{\sqrt{\ln R + \left(R'_0\right)^2}}.$$

Интегрирование этого уравнения дает

$$Z = \int_{R_0}^{R} \frac{dR}{\sqrt{\ln R + \left(R'_0\right)^2}}. \tag{5.31}$$

Выражения (5.30) и (5.31) составляют систему уравнений, описывающих огибающую пучка в эквипотенциальном пространстве.

В общем случае пучок, входящий в эквипотенциальное пространство, может быть как расходящимся ($R'_0 > 0$), так и сходящимся ($R'_0 < 0$). В последнем случае по мере схождения пучка будет нарастать поперечная составляющая поля пространственного заряда, препятствующая этому процессу. Поэтому, достигнув на некотором расстоянии $Z = Z_{кр}$ минимального поперечного сечения (кроссовера) с радиусом $R = R_{мин}$, пучок начнет расходиться (рис. 5.29) и в дальнейшем вновь приобретет исходное значение радиуса R_0 в некоторой плоскости, расположенной в два раза дальше от начала координат, чем местоположение кроссовера.

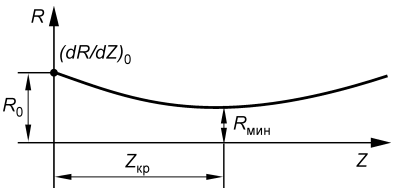


Рис. 5.29
К расчету огибающей аксиально-симметричного пучка

Значение $R_{мин}$ легко найти из (5.30), полагая значение производной $R' = 0$. Тогда

$$R_{мин} = \frac{r_{мин}}{r_0} = R_0 e^{-\left(R'_0\right)^2}.$$

Чем больше начальный наклон траектории R'_0, тем меньше $R_{мин}$. Если начало отсчета координаты перенести в плоскость кроссовера $Z_{кр}$, в которой $R = R_{мин}$ и $R'_0 = 0$, то уравнение граничной траектории, часто называемой также огибающей пучка, примет вид

$$Z = \pm \int_{R_{мин}}^{R} \frac{dR}{\sqrt{\ln R / R_{мин}}}.$$

Отсюда следует, что форма огибающей симметрична относительно $Z_{кр}$. Полагая далее в качестве нормирующего члена минимальный радиус пучка, т. е. $r_0 = r_{мин}$ и $R_{мин} = r_{мин}/r_{мин} = 1$, получаем новую систему уравнений, описывающих огибающую электронного пучка в эквипотенциальном пространстве:

$$Z = \pm \int_1^R \frac{dR}{\sqrt{\ln R}}, \quad \frac{dR}{dZ} = \sqrt{\ln R} = \frac{\operatorname{tg} \gamma}{0{,}174\sqrt{p_\mu}}, \tag{5.32}$$

где $tg\ \gamma = dr/dz$.

Соответствующие им графики (универсальные кривые) приведены на рис. 5.30. На начальном участке ($Z < 3$) кривая $R(Z)$ может быть аппроксимирована аналитическим выражением вида

$$R = 1 + 0{,}25Z^2 - 0{,}017Z^3. \tag{5.33}$$

Указанные графики и выражение (5.33) могут быть в равной мере использованы для приближенного расчета движения электронного пучка; при этом координату Z удобно вычислять по формуле $Z = 0{,}174\sqrt{p_\mu}\, z / r_{мин}$.

Универсальность кривых (рис. 5.30) заключается в том, что они могут быть использованы для определения огибающих пучков, не только первоначально параллельных оси, но и сходящихся. В последнем случае расчет следует начинать с определения наклона граничной траектории при входе в эквипотенциальное пространство $R'_0 = (dR/dZ)_0$, который определяет исходную координату Z.

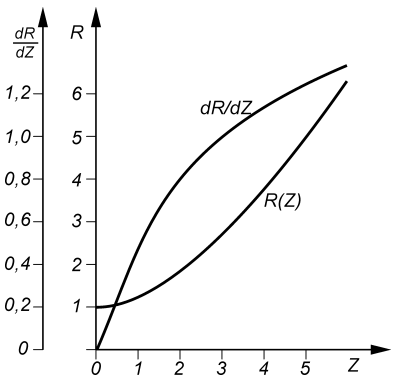


Рис. 5.30
Универсальные кривые для расчета огибающей аксиально-симметричного пучка

Следует отметить, что в реальных электронных приборах, работающих с интенсивными электронными пучками, свободное пространство, в котором движется электронный пучок, — это, как правило, пространство внутри металлических каналов (труб). Поэтому изменение конфигурации электронного пучка в процессе его движения напрямую связано с токопрохождением через эти каналы. А поскольку форма огибающей пучка зависит от начального угла наклона граничной траектории, то, следовательно, от этого угла будет зависеть и максимальное значение тока (первеанса) пучка, который можно пропустить через трубу. Кривая $R(Z)$ (рис. 5.30) показывает, что если в трубу радиусом r_a будет входить параллельный электронный пучок с радиусом $r_0 = r_a$ ($R = 1$), то вследствие расхождения пучка часть его будет оседать на стенках трубы. С увеличением тока (первеанса) пучка расхождение последнего будет возрастать, следовательно, будут возрастать и потери тока на стенках трубы; при этом ток, проходящий через трубу, наоборот, будет снижаться. Потери

тока на стенках трубы можно уменьшить и тем самым повысить ее пропускную способность, если в трубу направлять не параллельный (прямолинейный), а равномерно сходящийся электронный пучок.

Анализ показывает, что существует оптимальный начальный угол наклона граничной траектории $\gamma_{опт}$ пучка, при котором через трубу радиусом $r_а = r_0$ и длиной L можно пропустить максимальный ток. Этот угол определяется из формулы

$$\text{tg}\ \gamma_{опт} = -0{,}162\sqrt{p_\mu}.$$

С другой стороны, из чисто геометрических соотношений следует

$$\left|\text{tg}\ \gamma_{опт}\right| = \frac{2r_а}{L}.$$

Из равенства правых частей этих формул находим максимальное значение микропервеанса пучка

$$\left(p_\mu\right)_{макс} = 38{,}4 \cdot 10^{-6} U_а^{3/2} \left(\frac{2r_а}{L}\right)^2, \text{ А}$$

и соответствующий ему максимальный ток пучка

$$I_{макс} = 38{,}4 \cdot 10^{-6} U_а^{3/2} \left(\frac{2r_а}{L}\right)^2, \text{ А}. \qquad (5.34)$$

Пример 5.3. Рассчитать электронную пушку, формирующую сходящийся аксиально-симметричный пучок электронов, если известны: ток пучка $I = 1{,}8$ А, ускоряющее (анодное) напряжение $U_а = 15$ кВ, радиус минимального сечения пучка $r_{мин} = 0{,}5$ см и расстояние от анода до плоскости кроссовера $r_{кр} = 5$ см.

Р е ш е н и е.

1. Первеанс электронного пучка

$$p = \frac{1{,}8}{\left(15000\right)^{3/2}} = 1 \cdot 10^{-6}\ \text{А/В}^{3/2} \text{ или } p_\mu = 1{,}0\ \text{мкА/В}^{3/2}.$$

2. Нормированное расстояние

$$Z = 0{,}174\sqrt{p_\mu}\,\frac{z_{кр}}{z_{мин}} = 0{,}174\sqrt{1}\,\frac{5}{0{,}5} = 1{,}74.$$

3. Используя универсальные кривые рис. 5.31 или выражение (5.33), определяем радиус пучка на входе в анодное отверстие

$$r_0 = r_{мин}(1 + 0{,}25 \quad 1{,}74^2 + 0{,}01 \cdot 1{,}74^3) = 0{,}85 \text{ см}.$$

4. Угол наклона граничной траектории за анодом

$$\text{tg}\ \gamma = 0{,}174\sqrt{p_\mu \ln\left(r_0 / r_{мин}\right)} = 0{,}174\sqrt{1{,}7} = 0{,}123 \text{ или } \gamma = 7^\circ.$$

5. По графику (рис. 5.13) для $\gamma = 7^\circ$ и $p_\mu = 1{,}0$ мкА/В$^{3/2}$ находим $\theta = 17{,}5^\circ$.

6. По формуле (5.10), учитывая равенство $p = G$, определяем

$$\left(-\alpha_{\text{а}}\right)^2 = 29,34\frac{\sin^2(17,5/2)}{p} = 0,68.$$

7. По таблице 5.1 находим

$$\bar{r}_{\text{к}} / \bar{r}_{\text{а}} = 1,95.$$

8. Радиусы кривизны анода и катода (см. рис. 5.12)

$$\bar{r}_{\text{а}} = r_0/\sin\theta = 0,85/0,3 = 2,8 \text{ см}, \ \bar{r}_{\text{к}} = 1,95 \cdot 2,8 = 5,5 \text{ см}.$$

9. Радиус цилиндрической части катода

$$r_{\text{к}} = \bar{r}_{\text{к}} \cdot \sin\theta = 5,5 \cdot 0,3 = 1,65 \text{ см}.$$

10. Коэффициенты сходимости электронного пучка

$$G_r = \frac{r_{\text{к}}}{r_0} = \frac{1,65}{0,5} = 3,3, \ G_j = \frac{J_{\text{кр}}}{J_{\text{к}}} = \left(\frac{r_{\text{к}}}{r_0}\right)^2 = 10,9.$$

Электронные пушки, формирующие сходящиеся электронные пучки, имеют широкое практическое применение, так как позволяют создавать пучки с плотностью тока, значительно превышающей допустимую плотность тока с катода.

Ленточный электронный пучок. Рассмотрим теперь движение в эквипотенциальном пространстве ленточного пучка, кулоновское поле которого было определено в предыдущем параграфе. Траекторию граничного электрона такого пучка с учетом (5.26) будет описывать уравнение

$$\frac{d^2y}{dz^2} = -\frac{e}{m}E_{\text{р}y} = \frac{e}{m}\frac{I_1}{2\varepsilon_0\sqrt{2\dfrac{e}{m}U_0}},$$

которое после перехода от дифференцирования по t к дифференцированию по z будет иметь вид

$$\frac{d^2y}{dz^2} = \frac{I_1}{4\varepsilon_0\sqrt{2\dfrac{e}{m}}U_0^{3/2}} = \frac{p_1}{4\varepsilon_0\sqrt{2\dfrac{e}{m}}}, \qquad (5.35)$$

где $p_1 = I_1/U^{3/2}{}_0$ — первеанс единичного пучка (А/В$^{3/2}$ · м). Если сравнить это уравнение с уравнением траектории граничного электрона аксиально-симметричного пучка (5.28), то можно заметить, что правая часть уравнения (5.35) не содержит поперечной координаты. Это обстоятельство имеет важное значение, причем не только в математическом отношении, поскольку (5.35) можно решить путем простого интегрирования, но и в отношении физики явления, которая наглядно будет проиллюстрирована после интегрирования.

В рассматриваемое эквипотенциальное пространство ленточный электронный пучок может входить в виде либо параллельного, либо сходящегося пучка. Учитывая, что второй случай является более общим (на рис. 5.31 он проиллюстрирован конкретным примером), решим (5.35) при условии, что на входе в пространство

$$z = 0,\ y = y_0,\ \frac{dy_0}{dz} = y'_0 = \operatorname{tg}\gamma_0,$$

где γ_0 — входной угол наклона граничной траектории.

После двойного интегрирования уравнения (5.35) получим

$$y = y_0 + y'_0 z + Ap_1 z^2, \quad (5.36)$$

где $A = \dfrac{1}{8\varepsilon_0\sqrt{2e/m}}$.

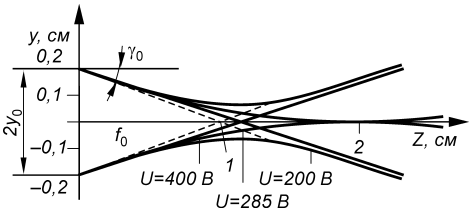


Рис. 5.31
Расхождение плоского конического электронного потока при различных ускоряющих напряжениях

Выражение (5.36) показывает, что траектория граничного электрона ленточного пучка, т. е. контур пучка в плоскости yz, имеет форму параболы. Если на входе в эквипотенциальное пространство траектория граничного электрона имела нулевой наклон к оси z ($y'_0 = 0$), то в дальнейшем пучок будет неограниченно расходиться, и тем быстрее, чем больше первеанс пучка. Если же первоначально пучок был сходящимся, то сначала он будет продолжать сходиться, а затем, достигнув некоторого минимального сечения (кроссовера), начнет расходиться. Положение кроссовера $z_{кр}$ можно определить из уравнения (5.36) путем его дифференцирования и приравнивания $y' = 0$. В результате найдем

$$z_{кр} = -\frac{y'_0}{2Ap_1} = -\frac{\operatorname{tg}\gamma_0}{2Ap_1}, \quad (5.37)$$

а после подстановки (5.37) в (5.36) получим выражение для минимальной толщины пучка

$$\frac{y_{мин}}{y_0} = 1 - \frac{\operatorname{tg}^2\gamma_0}{4Ap_1 y_0}. \quad (5.38)$$

Таким образом, с увеличением входного угла наклона γ_0 минимальное сечение пучка уменьшается и отодвигается от исходной плоскости ($z = 0$). При некотором оптимальном значении угла наклона $\gamma_{0\{опт\}}$ минимальная толщина пучка становится равной нулю, т. е. в отличие от аксиально-симметричного пучка ленточный пучок неограниченной ширины сходится в линию и, следовательно, имеется принципиальная возможность получить линейный фокус. Оптимальное значение входного угла наклона легко получить из (5.38) при условии, что $y_{мин} = 0$. Тогда

$$\operatorname{tg}\gamma_{0_{опт}} = \sqrt{4Ap_1 \cdot y_0}, \quad (5.39)$$

а расстояние от исходной плоскости ($z = 0$) до линейного фокуса

$$f_{макс} = z_{кр}\Big|_{\gamma_{0_{опт}}} = -\frac{\operatorname{tg}\gamma_{0_{опт}}}{2Ap_1}. \quad (5.40)$$

Если бы не было действия пространственного заряда, то граничная траектория электрона пересекла бы ось z на расстоянии

$$f_0 = -\frac{y_0}{\operatorname{tg} \gamma_{0_{опт}}}. \qquad (5.41)$$

Из отношения (5.40) и (5.41) с учетом (5.39) находим

$$f_{макс} = 2f_0.$$

Очевидно, что электронный пучок после минимального сечения начинает равномерно расходиться, достигая на расстоянии $z = 2f_{макс} = 4f_0$ своей первоначальной толщины $2y_0$. Это означает, что если на входе в рассматриваемое пространство ($z = 0$) и на расстоянии $L = 4f_0$ от входа расположить две диафрагмы со щелями высотой $2y_0$, то сходящийся ленточный пучок пройдет сквозь диафрагмы без потерь. При этом максимальный единичный первеанс пучка, согласно (5.39), можно будет определить по формуле

$$p_{1макс} = \frac{\operatorname{tg} \gamma_{0_{опт}}}{2Ay_0} = 10{,}5 \cdot 10^{-6} \frac{y_0}{f_0^2} = 1{,}68 \cdot 10^{-4} \frac{y_0}{L^2}, \text{ А/В}^{3/2} \cdot \text{м}.$$

Таким образом, возможность фокусировки ленточного пучка в прямую линию является отличительной особенностью таких пучков. Она обусловлена тем, что поперечная кулоновская сила отталкивания в этих пучках с уменьшением их толщины (в процессе схождения электронов) остается конечной величиной. В аксиально-симметричных же пучках с уменьшением их радиуса поперечная сила отталкивания стремится к бесконечности, препятствуя получению точечного фокуса. По этой же причине аксиально-симметричный пучок будет расходиться быстрее ленточного пучка.

На рис. 5.32 приведены кривые расходимости ленточного пучка $y/y_0 = \varphi(f/f_0)$ при разных отношениях токов $I_1/I_{1макс} = p_1/p_{1макс}$ и фиксированном значении входного угла наклона граничной траектории. Из рисунка видно, что при $I_1 < I_{1макс}$ траектории пересекают ось z, образуя линейный фокус пучка, при этом в фокальной плоскости имеются точки перегиба. При $I_1 = I_{1макс}$ параболическая кривая вершиной касается оси z. Наконец, при $I_1 > I_{1макс}$ минимальные сечения пучка отличаются от нуля (пунктирная линия), поэтому линейный фокус невозможен.

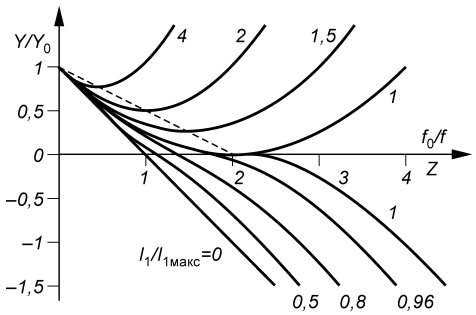


Рис. 5.32
Траектории крайних электронов плоского потока при различных значениях его тока

Расхождение ленточного пучка можно так же, как и расхождение аксиально-симметричного пучка, ограничивать продольным магнитным полем. В этом случае предельное значение первеанса электронного пучка будет определяться условием возникновения виртуального катода.

5.9. ПОТЕНЦИАЛ ПРОСТРАНСТВА, ЗАНЯТОГО ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

Рассмотрим распределение потенциала в аксиально-симметричном пучке, полностью заполняющем проводящую трубу с внутренним радиусом $r_т$ и потенциалом U_a. Предположим, что: 1) длина пучка L значительно больше его радиуса r_0; 2) плотность тока во всех точках любого поперечного сечения пучка одинакова; 3) все электроны пучка движутся параллельно его оси, т. е. расширение пучка отсутствует.

На основании первого допущения ($L \gg r_0$) можно считать, что падение потенциала вдоль пучка невелико и поэтому можно ограничиться рассмотрением только радиального распределения потенциала.

При указанных допущениях распределение потенциала в пучке будет описывать уравнение Пуассона в виде

$$\frac{1}{r}\cdot\frac{d}{dr}\left(r\frac{\partial U}{\partial r}\right) = -\frac{\rho}{\varepsilon_0},$$

где

$$\rho = -\frac{J}{v} = -\frac{I}{\pi r_0^2\sqrt{2\frac{e}{m}U(r)}}.$$

Объединив эти два выражения в одно, получим следующее уравнение:

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\frac{dU}{dr}\right) = \frac{I}{\pi r_0^2\varepsilon_0\sqrt{2\frac{e}{m}}}\frac{1}{U(r)} \qquad (5.42)$$

с граничными условиями

$$U(r)\big|_{r=r_0} = U_a, \quad \left.\frac{dU}{dr}\right|_{r=0} = 0.$$

Второе граничное условие отражает осевую симметрию пучка, благодаря которой радиальное распределение потенциала имеет минимум U_0 на оси (рис. 5.33).

С целью упрощения интегрирования уравнения (5.42) введем новые переменные:

$$\Phi = \frac{U(r)}{U_0} \quad \text{и} \quad R = \frac{r}{r_0}\left(\frac{I}{\pi\varepsilon_0\sqrt{2\frac{e}{m}}U_0^{3/2}}\right)^{1/2}.$$

Тогда уравнение (5.42) и его граничные условия примут вид

$$\frac{1}{R}\cdot\frac{d}{dR}\left(R\cdot\frac{d\Phi}{dR}\right) = \frac{1}{\Phi^{1/2}} \qquad (5.43)$$

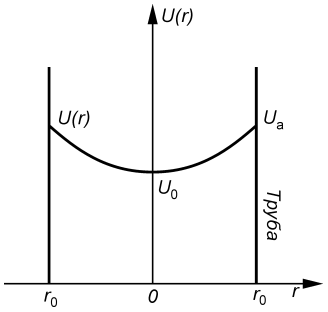


Рис. 5.33
Радиальное распределение потенциала

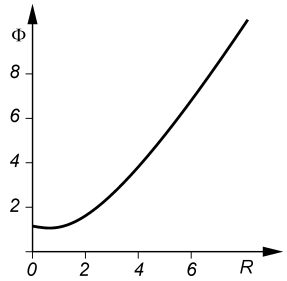


Рис. 5.34
График радиального распределения приведенного потенциала

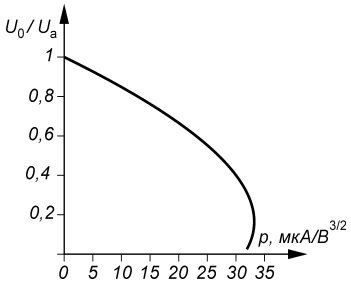


Рис. 5.35
Зависимость потенциала на оси пучка от микропервеанса

и $\Phi\big|_{R=0} = 1$, $\left.\dfrac{d\Phi}{dR}\right|_{R=0} = 0$.

Из уравнения (5.43) с помощью численного интегрирования можно найти функцию $\Phi(R)$, представляющую собой универсальную кривую распределения потенциала по радиусу с учетом первеанса $p = I/U_0^{3/2}$ электронного пучка, заполняющего трубу (рис. 5.34). К сожалению, на этой кривой потенциал в каждой точке поперечного сечения пучка $U(r)$ выражен через неизвестный потенциал на оси пучка U_0, который, в свою очередь, зависит от первеанса пучка. Зависимость U_0 от p, полученная из решения уравнения (5.42), в виде кривой приведена на рис. 5.35, где потенциал U_0 отнесен к известному потенциалу трубы U_a, а первеанс пучка $p = I/U_a^{3/2}$ выражен в мкА/В$^{3/2}$. Из рисунка видно, что с увеличением первеанса (фактически, тока пучка) потенциал на оси пучка быстро снижается по отношению к потенциалу трубы и при $p = 32{,}4$ мкА/В$^{3/2}$ достигает значения $U_0 = 0{,}174U_a$. При этом условии электронный пучок становится нестабильным, потенциал на оси падает до нуля, образуется виртуальный катод.

Предельное значение тока пучка $I_{\text{пред}}$, при котором возникает виртуальный катод, зависит от отношения радиуса трубы $r_т$ к радиусу пучка r_0. Приближенное выражение для этого тока имеет вид

$$I_{\text{пред}} = 32{,}4 \cdot 10^{-6} K_т U_a^{3/2},$$

где U_a — потенциал трубы, $K_т$ — коэффициент заполнения трубы, зависящий от отношения $r_т/r_0$; значениям $r_т/r_0 = 1{,}0$; 2,5; 5 соответствуют значения $K_т = 1{,}0$; 0,22; 0,15. Зависимость $I_{\text{пред}}$ от отношения $r_т/r_0$ обусловлена действием поля наведенных на стенке трубы положительных зарядов, которые частично компенсирует действие кулоновского поля пучка. Наибольший эффект при этом достигается в том случае, когда стенка трубы непосредственно примыкает к поверхности электронного пучка ($r_т = r_0$).

5.10. ВЛИЯНИЕ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ ИОНОВ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

Несовершенство вакуума в электронных приборах приводит к ионизации молекул остаточного газа на пути электронного пучка и к образованию положительных ионов. Их накопление в области, занятой электронным пучком, может привести к частичной или полной нейтрализации кулоновского поля пространственного заряда и таким образом

существенно повлиять на движение электронного пучка: на форму траектории электронов и конфигурацию пучка в целом, особенно когда длина пучка во много раз превосходит его диаметр.

На рис. 5.36 показано распределение потенциала внутри металлического канала радиусом $r_т$, через который проходит электронный пучок радиусом r_0. Из рисунка видно, что потенциальная яма, профиль которой очерчен кривой $U(r)$, является ловушкой для положительных ионов, образующихся в области, занятой пучком. По мере накопления в ней ионов их заряд все в большей степени нейтрализует поле пространственного заряда электронного пучка. В результате этого разность потенциалов между стенкой канала и осью пучка ($U_а$–U_0) уменьшается, вследствие чего создаются благоприятные условия для ухода ионов из ямы на стенку канала. Таким образом, процесс нейтрализации устанавливается в тот момент, когда наступает динамическое равновесие между скоростями образования ионов в пучке и их ухода из пучка.

Скорость образования положительных ионов зависит от давления и природы газа, плотности электронов в пучке и их скорости. Число ионов, образующихся в единицу времени на единице длины пучка, может быть вычислено [22] по формуле

$$N'_{i1} = \varepsilon_i p_г \cdot n_e \upsilon \pi r_0^2 = \varepsilon_i p_г \cdot n_e \sqrt{2\frac{e}{m}U_а}\,\pi r_0^2, \qquad (5.44)$$

где $p_г$ — давление остаточного газа, n_e — концентрация электронов, υ — скорость электронов, $U_а$ — потенциал стенки канала, определяющий энергию и скорость электронов, r_0 — радиус пучка, ε_i — удельная ионизация, которая зависит от рода газа и определяется числом ионов, создаваемых одним электроном определенной энергии на отрезке пути 1 см при давлении газа 1 мм рт. ст.; например, для азота (N_2) $\varepsilon_i = 10$ при энергии электронов 100 эВ, $\varepsilon_i = 4$ — при 1000 эВ и $\varepsilon_i = 2{,}8$ — при 2000 эВ.

Если считать, что ионы внутри пучка образуют ионный газ и что плотность их в центре пучка равна n_{i0}, то радиальное распределение ионов будет определяться формулой Больцмана

$$n_i = n_{i0} e^{\frac{e_i \Delta U}{kT_i}} = n_{i0} e^{\frac{\Delta U}{U_i}},$$

где n_i — плотность ионов на стенке канала, $\Delta U = U_0 - U_а$, k — постоянная Больцмана, T_i — абсолютная температура ионного газа и $U_i = kT_i/e_i$.

Потеря ионов зависит от плотности ионного газа и средней нормальной скорости ионов $\upsilon_i = (e_i U_i/$

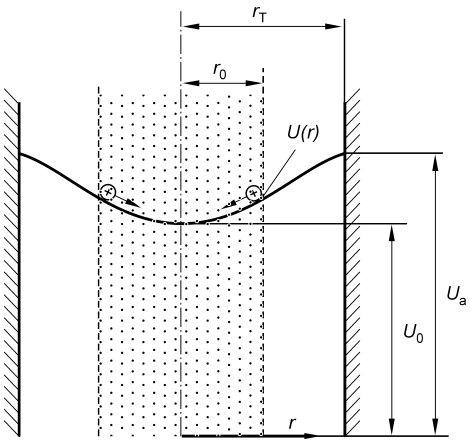


Рис. 5.36
Потенциальная яма, являющаяся ловушкой для положительных ионов

$/2\pi M)^{1/2}$. На этом основании выражение для числа ионов, уходящих из пучка в единицу времени, можно представить в виде

$$N'_{i2} = 2\pi r_{\text{т}} n_{io} e^{\frac{\Delta U}{U_i}} \left(\frac{e_i U_i}{2\pi M} \right)^{1/2}, \qquad (5.45)$$

где $r_{\text{т}}$ — радиус трубки (канала), M — масса ионов.

В условиях установившегося режима $N'_{i1} = N'_{i2}$. Приравнивая (5.44) и (5.45), а также заряды иона и электрона ($E_i = E$), получим

$$p_{\text{г}} = \frac{r_{\text{т}} n_{i0}}{\sqrt{\pi}\varepsilon_i r_0^2 n_e} \left(\frac{m U_i}{M U_{\text{а}}} \right)^{1/2} e^{\frac{\Delta U}{U_i}}. \qquad (5.46)$$

Это выражение связывает давление остаточного газа (в мм рт. ст.) со всеми другими величинами, определяющими нейтрализацию поля пространственного заряда электронного пучка.

Полагая в (5.46) $\Delta U = U_0 - U_{\text{а}} = 0$ и $n_e = n_{i0}$, можно определить давление остаточного газа, при котором обеспечивается полная нейтрализация поля пространственного заряда пучка. Если, например, остаточный газ представлен азотом (N_2) при температуре 300 К, у которого $M/m = 5200$ и $U_i = 0{,}026$ В, а электронный пучок имеет энергию $U_{\text{а}} = 1000$ В, радиус $r_0 = r_{\text{т}} = 1$ см и вызывает удельную ионизацию $\varepsilon_i = 4$, то полная нейтрализация поля пространственного заряда пучка наступит при давлении газа

$$p_{\text{г}} = \frac{1}{\sqrt{\pi}4} \left(\frac{1}{52000} \frac{0{,}026}{1000} \right)^{1/2} = 3{,}2 \cdot 10^{-6} \text{ мм рт. ст.}$$

Процесс накопления ионов в электронном пучке требует определенного времени. Минимальное значение времени, необходимого для выравнивания плотностей ионов и электронов (т. е. полной нейтрализации), можно определить по приближенной формуле

$$\tau_{\text{мин}} \approx \frac{0{,}0169}{p_{\text{г}} \varepsilon_i U_{\text{а}}^{1/2}} \text{ мкс}. \qquad (5.47)$$

Расчеты, проведенные по формуле (5.47), показывают, что при давлении $p_{\text{г}} = 10^{-6}$ мм рт. ст. ($\approx 10^{-4}$ Па) $\tau_{\text{мин}}$ может составлять до ста микросекунд. Следовательно, в электронных приборах, работающих в импульсных режимах при длительностях импульса, значительно меньших $\tau_{\text{мин}}$, заметной нейтрализации постоянной составляющей электронного пространственного заряда наблюдаться не будет.

Все сказанное относится к длинным каналам, в которых нет внешних электрических полей, способных вытягивать ионы из объема канала.

Как ионный фон в пролетных каналах может повлиять на движение электронного пучка? Явление нейтрализации поля пространственного заряда уменьшает расхождение электронных пучков, что подтверждается экспериментально. Например, в [28, с. 168] отмечено, что при давлении остаточного газа в экспериментальном приборе $5 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст.

электронный пучок с током 130 мА при ускоряющем напряжении 5700 В пропускался через канал длиной 36 см. При обеспечении накопления ионов в канале пучок проходил через него без изменения диаметра; при отсутствии же ионов диаметр пучка увеличивался вдвое.

ЗАДАЧИ

1. Электронная пушка в режиме пространственного заряда формирует прямолинейный ленточный пучок электронов толщиной $\Delta = 2$ мм и шириной $l = 20$ мм. Расстояние между катодом и анодом $d = 10$ мм, а размеры выходной щели в аноде равны размерам поперечного сечения электронного пучка. Определить первеанс пушки и угол отклонения границы пучка на выходе пушки.

(Ответ: 0,93 мкА/В$^{3/2}$; 8°)

2. Электронная пушка, выполненная на основе цилиндрического диода с внешним катодом, формирует сходящийся (клиновидный) электронный пучок с углом схождения $2\theta = 40°$; радиус катода $r_к = 2$ см; радиус анода $r_а = 1$ см; длина этих электродов 4 см. Найти первеанс электронной пушки и как он изменится при увеличении радиуса анода до 1,2 см. Значения $(-\beta_а)^2$ определить по кривой рис. 3.9.

(Ответ: ≈7,7 · 10^{-7}; увеличится в 2 раза)

3. Пушка Пирса работает при ускоряющем напряжении 3000 В и формирует сплошной цилиндрический пучок электронов с первеансом 1 мкА/В$^{3/2}$. Радиус кривизны катода $\overline{r}_к = 3$ см, расстояние между катодом и анодом $d = 1{,}5$ см. Определить полуугол и коэффициенты сходимости электронного пучка.

(Ответ: ≈19°; 2; 4)

ГЛАВА ШЕСТАЯ

СИСТЕМЫ ОГРАНИЧЕНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ ИНТЕНСИВНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

6.1. ПРОБЛЕМА ОГРАНИЧЕНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

В предыдущей главе было показано, что интенсивный электронный пучок по выходе из электронной пушки под действием поперечных кулоновских сил расширяется тем быстрее, чем больше первеанс пучка. Вследствие этого часть тока пучка может быть потеряна на стенках металлического канала, обычно окружающих пучок. Поэтому формирование длинных интенсивных электронных пучков всегда связано с решением проблемы сохранения или ограничения их поперечных размеров по всей длине. Решить эту проблему с помощью пушек, формирующих сходящиеся электронные пучки, можно только в случаях применения коротких каналов и сравнительно невысоких значений первеанса пучков. Кардинально указанную проблему решают с помощью внешних магнитных и электростатических полей, обеспечивающих компенсацию поперечных кулоновских сил расталкивания электронов при любых значениях длины и первеанса электронных пучков.

В микроволновых электронных приборах внешние поля должны компенсировать не только поперечные кулоновские силы, но и расфокусирующие силы высокочастотных электромагнитных полей. Свойство постоянных внешних полей сохранять заданную конфигурацию электронного пучка при любых возмущениях его движения получило название *жесткости* фокусировки.

Для создания таких полей используются специальные устройства, получившие название фокусирующих, поперечно-ограничивающих или транспортирующих электронно-оптических систем. В дальнейшем будем использовать термин *поперечно-ограничивающая система* как наиболее точно выражающий функциональное назначение устройства.

Характеризуя влияние фона положительных ионов на распространение электронных пучков, следует отметить, что в нейтрализованных пучках могут возникать сильные электрические колебания различных частот, от звуковых до частот порядка 1–2 МГц [28]. Такие колебания во многих электронных приборах, особенно радиотехнического назначения, являются крайне нежелательными, поскольку создают дополнительные помехи и шумы. Этот фактор, а также нестабильность и неконтролируемость процессов образования и накопления положительных ионов являются основными причинами весьма редкого использования нейтрализованных электронных пучков в электронных приборах.

6.2. СИСТЕМЫ ОДНОРОДНОГО ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В различных классах электронных приборов и установок для ограничения поперечных размеров электронных пучков наиболее широко используются системы, создающие однородные продольные магнитные поля. Такие поля ориентированы вдоль оси пучков (оси z) и характеризуются определенными значениями индукции поля $B_z = B$. В случае аксиально-симметричных пучков магнитная фокусирующая сила $F_{мr}$, уравновешивающая кулоновскую силу $F_{\rho r}$, должна быть направлена по радиусу к оси пучка (рис. 6.1). Для этого электронный пучок должен иметь не только поступательное, но и вращательное движение с определенной азимутальной (угловой) скоростью $\dot{\theta} = d\theta/dt$, так как радиальная магнитная сила определяется формулой

$$F_{мr} = -er\frac{d\theta}{dt}Bz.$$

Не используя пока предположение об однородности магнитного поля, определим азимутальную скорость.

Угловое движение электронов, как было показано в § 4.3, описывается третьим уравнением системы (4.27)

$$\frac{d}{dt}\left(r^2\frac{d\theta}{dt}\right) = \frac{e}{m}\frac{d}{dt}\left(rA_\theta\right). \quad (6.1)$$

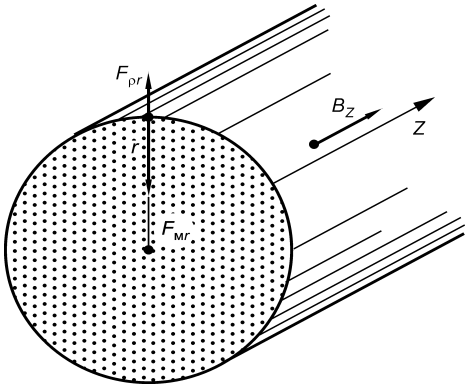


Рис. 6.1
Силы, действующие на аксиально-симметричный электронный пучок в однородном магнитном поле

В аксиально-симметричном магнитном поле векторный потенциал имеет только одну составляющую $A = A_\theta$ (см. § 4.2). Он может быть выражен через магнитный поток ψ, ограниченный окружностью радиуса r. Соответствующее выражение с учетом (4.16) получается следующим образом:

$$\psi = 2\pi\int_0^r B_z r dr = 2\pi\int_0^{rA_\theta}\frac{1}{r}\frac{\partial\left(rA_\theta\right)}{\partial r}rdr = 2\pi rA_\theta. \quad (6.2)$$

Подставляя (6.2) в уравнение (6.1) и интегрируя последнее с учетом начальных условий (при $t = t_0$, $r = r_н$, $d\theta/dt = d\theta_н/dt$ и $\psi = \psi_н$), получаем

$$r^2\frac{d\theta}{dt} - r_н^2\frac{d\theta_н}{dt} = \frac{e}{2\pi m}\left(\psi - \psi_н\right). \quad (6.3)$$

Это уравнение называется *теоремой Буша*. Она утверждает, что изменение углового момента электрона, движущегося в аксиально-симметричном магнитном поле, определяется только изменением магнитных

потоков, сцепленных с круговыми контурами, радиусы которых равны текущей r и начальной $r_н$ радиальным координатам электрона.

Если в качестве начальной точки взята точка, лежащая на краю катода ($r_н = r_к$), то $\psi_н$ будет представлять собой магнитный поток $\psi_к$, сцепленный с круговым контуром радиуса $r_к$, а $d\theta_н/dt$ — начальную азимутальную скорость $d\theta_к/dt$. В случае пренебрежения этой скоростью будем иметь $d\theta_к/dt = d\theta_н/dt = 0$. Тогда уравнение (6.3) примет вид

$$r^2 \frac{d\theta}{dt} = \frac{e}{2\pi m}\left(\psi - \psi_к\right). \tag{6.4}$$

Для параксиальной области поля, в которой значение магнитной индукции практически не зависит от радиальной координаты, можно записать $B(z, r) \approx B(z, 0) = B_0(z)$. С учетом этого выражение для потока индукции (6.2) примет вид

$$\psi = \pi r^2 B_0(z) \quad \text{и} \quad \psi_к = \pi r^2_к B_к,$$

где $B_к$ — магнитная индукция на оси в плоскости катода. Подставляя эти равенства в (6.4), получаем уравнение Буша для параксиальной области магнитного поля

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{e}{2m} B_0(z)\left[1 - \frac{B_к}{B_0(z)}\left(\frac{r_к}{r}\right)^2\right]. \tag{6.5}$$

Таким образом, условия ограничения поперечных размеров электронного пучка за пределами электронной пушки зависят от того, находится ли катод пушки в магнитном поле или он изолирован от этого поля. Рассмотрим возможные варианты.

1. Если в плоскости катода магнитная индукция равна нулю ($B_к = 0$), т. е. катод полностью экранирован от магнитного поля или является точечным источником электронов ($r_к = 0$), то все электроны будут иметь одинаковую азимутальную скорость, определяемую только значением магнитной индукции:

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{e}{2m} B_0(z). \tag{6.6}$$

2. Если катод и выходящий из него электронный пучок находятся в однородном магнитном поле, т. е. $B_к = B_0 = B$, то выражение (6.5) принимает вид

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{eB}{2m}\left[1 - \left(\frac{r_к}{r}\right)^2\right], \tag{6.7}$$

откуда следует, что в этом случае азимутальная скорость электронов пучка будет определяться не только значением магнитной индукции, но и отношением $r_к/r$. При $r = r_к$ скорость $d\theta/dt = 0$, следовательно, и радиальная магнитная сила будет также равна нулю. При $r > r_к$ на электрон действует фокусирующая, а при $r < r_к$ — дефокусирующая магнитная сила. В последнем случае действие силы таково, что она стремится возвратить электрон в начальное положение $r = r_к$, являющееся положением равновесия.

3. Катод частично экранирован от магнитного поля ($B_к < B_0(z)$) — промежуточный вариант магнитного ограничения электронного пучка, в котором магнитное поле в области электронной пушки нарастает от катода к аноду и за анодом переходит в однородное поле $B_z = B = \text{const}$ (рис. 6.2). В этом случае вращательное движение электронного пучка возникает уже в области пушки вследствие пересечения электронами магнитных силовых линий и взаимодействия как с продольной B_z, так и радиальной B_r составляющими магнитного поля (рис. 6.2). При этом для создания необходимой радиальной магнитной силы требуется бóльшая магнитная индукция, чем в системе с неэкранированным катодом.

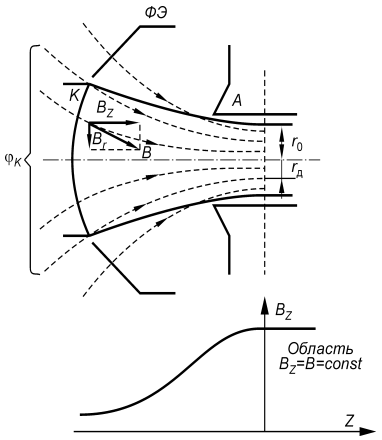


Рис. 6.2
Магнитные потоки в области пушки

Степень экранировки катода характеризуют с помощью коэффициента экранировки $G_э$, называемого также параметром катодных условий, который определяется отношением магнитных потоков, пронизывающих катод $\psi_к$ и плоскость на входе в однородное поле ψ_0:

$$G_э = \left(\frac{\psi_к}{\psi_0}\right)^2 = \left(\frac{\psi_к}{\pi r_0^2 B}\right)^2 = \frac{B_к}{B}\left(\frac{r_к}{r_0}\right)^2,$$

где r_0 — радиус пучка на входе в однородное поле. Иногда для этой цели используют величину, определяемую соотношением

$$r^2_д = \psi_к/\pi B.$$

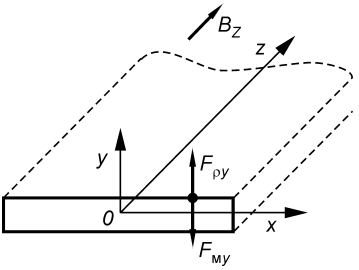


Рис. 6.3
Ленточный электронный пучок в однородном магнитном поле

Если магнитный поток через катод имеет то же направление, что и поток поля в регулярной части, то величина $r_д$ представляет собой радиус трубки постоянного тока $y = y_к$ на входе в область однородного магнитного поля (рис. 6.2). Величина $r_д$ связана с коэффициентом экранировки соотношением

$$r_д = r_0 \sqrt[4]{G_э}.$$

Равенства $G_э = 0$ и $r_д = 0$ соответствуют полностью экранированному катоду, а $G_э = 1$ и $r_д = r_0$ — неэкранированному катоду.

При ограничении продольным магнитным полем поперечных размеров широких ленточных пучков электронов магнитная фокусирующая сила, уравновешивающая кулоновскую силу, должна быть направлена перпендикулярно поверхности пучка (рис. 6.3). Магнитная сила такого направления может возникнуть лишь при условии, что электроны пучка

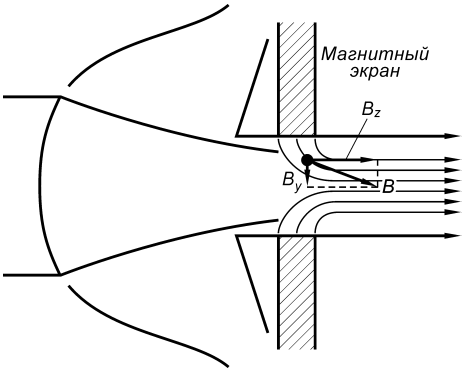


Рис. 6.4
Магнитно-экранированная пушка для формирования плоских пучков

обладают составляющей скорости $v_x = \dot{x}$. В зависимости от условий возникновения этой скорости, так же как и при ограничении аксиально-симметричных электронных пучков, различают три аналогичных типа систем.

В системе с неэкранированным катодом скорость v_x и, следовательно, фокусирующая сила $F_{му} = -ev_xB_z$ могут появиться лишь в результате смещения электронов в направлении оси x.

В системе с экранированным катодом составляющая скорости v_x появляется в результате взаимодействия электронного пучка с y-составляющей магнитного поля в отверстии магнитного экрана (рис. 6.4), т. е. в переходной области, разделяющей экранированную электронную пушку и область однородного магнитного поля. Система обеспечивает принципиальную возможность равновесного движения электронного пучка постоянной толщины, если кулоновские силы расталкивания полностью уравновешиваются фокусирующими силами магнитного поля.

Система частично экранированного катода является промежуточной между двумя рассмотренными системами. В ней составляющая скорости v_x возникает еще в области электронной пушки в результате пересечения электронами магнитных силовых линий.

6.3. ОДНОРОДНАЯ МАГНИТНАЯ СИСТЕМА ПОПЕРЕЧНОГО ОГРАНИЧЕНИЯ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Полностью экранированный катод

Рассмотрим процесс поперечного ограничения аксиально-симметричного электронного пучка в системе однородного (одномерного) продольного магнитного поля с экранированным катодом. Схема такой системы аналогична приведенной на рис. 6.4. Из рисунка видно, что в системе от магнитного поля экранируется не только катод, но и все пространство электронной пушки, от катода до анода; закручивание же электронного пучка происходит в переходной области, где магнитное поле неоднородно. Рассматриваемая система интересна не только тем, что она наиболее экономична среди других магнитных систем в отношении требуемого значения индукции магнитного поля, но и тем, что принципиально позволяет получить равновесное движение электронного пучка, при котором его радиус сохраняется неизменным на всей длине системы.

Равновесный электронный пучок. Составим уравнение движения в радиальном направлении электронов аксиально-симметричного пучка, который распространяется в однородном магнитном поле, где $B_0(z) = B_z = B$. Будем исходить из того, что на электроны действуют две силы: расфокусирующая кулоновская $F_{\rho r}$ и фокусирующая магнитная $F_{мг}$. Для этого используем второе уравнение системы (4.26), в котором $B_\theta = 0$, и прибавим к его правой части выражение кулоновской силы в более общем виде по сравнению с (5.23):

$$F_{\rho r} = e\frac{dU}{dr} = \frac{e\rho}{2\varepsilon_0}r. \tag{6.8}$$

В результате получим

$$\frac{d^2r}{dt^2} - r\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 = -\frac{e}{m}r\frac{d\theta}{dt}B_z + \frac{e}{m}\frac{\rho}{2\varepsilon_0}r. \tag{6.9}$$

Подставляя в это уравнение соотношение (6.6), после несложных преобразований будем иметь

$$\frac{d^2r}{dt^2} + \frac{e^2}{4m^2}B^2r + \frac{e}{2m}\frac{\rho}{\varepsilon_0}r = 0.$$

Полная компенсация сил электростатического (кулоновского) и магнитного полей означает равенство друг другу двух последних членов этого уравнения:

$$\frac{e^2}{4m^2}B^2 = \frac{1}{2}\frac{e}{m}\frac{\rho}{\varepsilon_0}$$

или

$$\rho = \frac{1}{2}\varepsilon_0\frac{e}{m}B^2. \tag{6.10}$$

Верхнее из этих равенств можно также представить в виде

$$\omega_L^2 = \frac{1}{2}\omega_\rho, \tag{6.11}$$

где $\omega_L = \frac{1}{2}\frac{e}{m}B^2$ — *ларморова частота* и $\omega_\rho = \left(\frac{e}{m}\frac{\rho}{\varepsilon_0}\right)^{1/2}$ — *плазменная частота*.

В случае компенсации указанных сил движение электронов будет характеризоваться отсутствием радиального ускорения ($d^2r/dt^2 = 0$). Если при этом электронный пучок будет входить в область однородного магнитного поля с нулевыми радиальными скоростями ($dr/dt = 0$), имея однородное распределение плотности пространственного заряда в поперечном сечении, то дальнейшее движение его будет равновесным. Такой пучок в литературе получил название *потока Бриллюэна* по имени французского физика Л. Бриллюэна, впервые исследовавшего условия возникновения и характеристики такого пучка. При равновесном движении радиальная скорость пучка $dr/dt = 0$, азимутальная $\frac{d\theta}{dt} = -\frac{e}{2m}B$; что касается продольной составляющей скорости v_z, то она может быть найдена из закона сохранения энергии, согласно которому полная энергия

любого электрона пучка определяется потенциалом U точки пространства, в котором электрон находится. На этом основании можно записать

$$v_z^2 + \left(r \frac{d\theta}{dt} \right)^2 = 2 \frac{e}{m} U. \qquad (6.12)$$

Распределение потенциала по радиусу пучка можно определить из уравнения (6.8), которое с учетом (6.10) будет иметь вид

$$\frac{dU}{dr} = \frac{1}{4} \frac{e}{m} B^2 r.$$

Интегрирование этого уравнения при условии, что потенциал на оси пучка $U|_{r=0} = U_0$, приводит к следующему выражению:

$$U = U_0 + \frac{1}{8} \frac{e}{m} B^2 r^2. \qquad (6.13)$$

Из (6.13) видно, что потенциал на оси пучка минимален и к периферии возрастает по квадратичному закону. Подставляя (6.13) и (6.6) в (6.12), получаем

$$v_z^2 + \frac{1}{4} \frac{e^2}{m^2} B^2 r^2 = 2 \frac{e}{m} U_0 + \frac{1}{4} \frac{e^2}{m^2} B^2 r^2,$$

откуда следует

$$v_z = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_0}. \qquad (6.14)$$

Таким образом, продольная скорость электронов в равновесном пучке не зависит от радиальной координаты и равна продольной скорости в центре пучка. Этот результат означает, что часть энергии продольного движения электронов преобразуется в энергию их вращения вокруг оси со скоростью $v_\theta = r d\theta/dt$, и эта часть оказывается тем больше, чем дальше от оси находится электрон (рис. 6.5). В результате продольная составляющая скорости всех электронов оказывается одинаковой независимо от радиальной координаты.

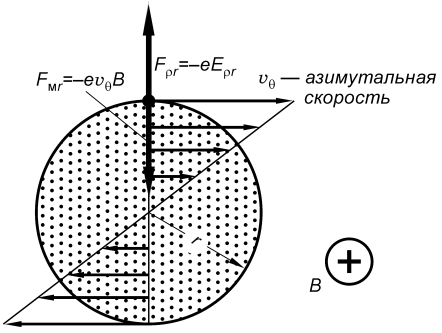


Рис. 6.5
Распределение поперечных азимутальных скоростей электронов в аксиально-симметричном пучке Бриллюэна

Однородность плотности пространственного заряда и продольной скорости электронов в равновесном пучке означает также однородность его плотности тока $J = \rho v_z$. При этом ток пучка радиусом r_0 с учетом (6.10) и (6.14) будет равен

$$I = \pi r_0^2 \rho v_z = \frac{\pi \varepsilon_0}{\sqrt{2}} \left(\frac{e}{m} \right)^{3/2} \times$$

$$\times B^2 U_0^{1/2} r_0^2 = 1{,}45 \cdot 10^{-2} B^2 \cdot U^{1/2} r_0^2. \qquad (6.15)$$

Это выражение связывает между собой все основные параметры равновесного электронного пучка и позволяет

выразить любой из них через известные величины остальных параметров. Так, из (6.15) следует, что выражение для равновесного (бриллюэновского) радиуса пучка будет иметь вид

$$r_0 = r_b = \frac{1}{B}\left(\frac{\sqrt{2}}{\pi\varepsilon_0}\left(\frac{m}{e}\right)^{3/2}\frac{I}{\sqrt{U_0}}\right)^{1/2} = \frac{8{,}3}{B}\frac{I^{1/2}}{U_0^{1/4}}, \qquad (6.16)$$

для бриллюэновской индукции магнитного поля

$$B = B_b = \frac{1}{r_0}\left[\frac{\sqrt{2}}{\pi\varepsilon_0}\left(\frac{m}{e}\right)^{3/2}\frac{I}{\sqrt{U_0}}\right]^{1/2} = \frac{8{,}3}{r_0}\frac{I^{1/2}}{U_0^{1/4}}. \qquad (6.17)$$

В формулах (6.15)–(6.17) величины I, U_0, B, r_0 имеют следующие размерности: А, В, Гс, м.

Несколько неопределенным в этих формулах является значение потенциала U_0. Из (6.13) известно, что оно меньше значения потенциала на краю пучка и тем более значения потенциала U_a на стенке металлической трубы, в которой распространяется электронный пучок. Однако полученная ранее кривая зависимости отношения U_0/U_a от первеанса пучка p (рис. 5.35) показывает, что при обычно используемых значениях первеанса $p \lesssim 3$ мкА/В$^{3/2}$ потенциал U_0 будет отличаться от U_a всего на несколько процентов, поэтому можно принять $U_0 \approx U_a$. Учитывая, что U_0 входит в основные расчетные формулы с показателями $1/2$ и $1/4$, ошибка в расчетах тока I, радиуса r_b и индукции B_b будет еще меньше.

Пример 6.1. В однородной магнитной системе электронная пушка с экранированным катодом при анодном напряжении 1300 В формирует аксиально-симметричный электронный пучок, который на входе в магнитное поле имеет радиус 3 мм и ток 50 мА. Определить значение бриллюэновской индукции магнитного поля.

Р е ш е н и е.

Согласно формуле (6.17), имеем

$$B_b = \frac{8{,}3}{3\cdot 10^{-3}}\frac{(50\cdot 10^{-3})^{1/2}}{(1300)^{1/4}} = 103 \text{ Гс} \approx 0{,}01 \text{ Тл}.$$

Из всего сказанного следует, что для получения строгого равновесного, бриллюэновского электронного пучка необходимо выполнение целого ряда условий, которые практически чрезвычайно трудно осуществить. Например, не удается ввести в однородное магнитное поле электронный пучок с нулевыми радиальными скоростями электронов и точно заданным радиусом, поэтому бриллюэновский электронный пучок до сих пор практически не реализован. Реальные электронные пучки в рассматриваемых магнитных системах являются неравновесными, пульсирующими, и для их ограничения требуются магнитные поля с индукцией большей, чем бриллюэновская. Однако введение понятий потока Бриллюэна и бриллюэновского магнитного поля сильно облегчает изучение многих

явлений в электронных пучках и поэтому является весьма удобным в методическом отношении, как, например, понятие идеального газа при изучении молекулярной физики. На получение бриллюэновского потока, требующего минимального магнитного поля, ориентированы некоторые методы расчета магнитных фокусирующих систем, дающие хотя и приближенные, но часто вполне приемлемые результаты.

Неравновесный электронный пучок. Для оценки пульсаций пучка, возникающих при отклонении его начального радиуса от бриллюэновского ($r_0 \neq r_b$) и при наличии некоторого угла входа γ_0 в область однородного магнитного поля ($dr_0/dz = \operatorname{tg}\gamma_0 \neq 0$), рассмотрим уравнение траектории граничного электрона, полагая структуру электронного пучка по-прежнему ламинарной. Это уравнение легко получить из уравнения движения (6.9) путем использования известного соотношения $d^2r/dt^2 = v_z^2 d^2r/dz$. Если одновременно с этим произвести подстановку

$$\rho = \frac{J}{v_z} = \frac{I}{\pi r^2 v_z},$$

то уравнение траектории будет иметь вид

$$v_z^2 \frac{d^2r}{dz^2} + \frac{1}{4}\frac{e^2}{m^2} B^2 \cdot r - \frac{eI}{2\pi\varepsilon_0 m v_z r} = 0. \qquad (6.18)$$

Если, далее, ввести нормализованный (относительный) радиус r/r_b, где r_b — бриллюэновский радиус, а также параметр

$$\omega_L = \frac{1}{2}\frac{e}{m} B,$$

то после некоторых преобразований с учетом (6.16) уравнение (6.18) примет более компактный вид

$$\frac{v_z^2}{\omega_L^2}\frac{d^2R}{dz^2} + R - \frac{1}{R} = 0. \qquad (6.19)$$

Это уравнение описывает нелинейные колебания граничного электрона около равновесного радиуса $R_b = r_b/r_b = 1$. Если ограничиться малыми амплитудами колебаний граничного электрона, то уравнение (6.19) можно линеаризовать. Для этого положим $R = R_b(1 + \delta) = 1 + \delta$, где $\delta \ll 1$, и учтем, что

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{1+\delta} \approx 1 - \delta \quad \text{и} \quad \frac{d^2R}{dz^2} = \frac{d^2\delta}{dz^2}.$$

Тогда после подстановки этих соотношений в (6.19) получим следующее линеаризованное уравнение

$$\frac{d^2\delta}{dz^2} + 2\frac{\omega_L^2}{v_z^2}\delta = 0. \qquad (6.20)$$

Это стандартное дифференциальное уравнение имеет решение вида

$$\delta = C_1 \cos\sqrt{2}\omega_L \frac{z}{v_z} + C_2 \sin\sqrt{2}\omega_L \frac{z}{v_z}, \qquad (6.21)$$

в котором постоянные C_1 и C_2 находятся из начальных условий на входе в область однородного магнитного поля. При $z = 0$

$$\delta = \delta_0 = R_0 - 1 = \frac{r_0}{r_b} - 1 = \frac{r_0 - r_b}{r_b}, \quad \frac{d\delta}{dz} = \left(\frac{d\delta}{dz}\right)_0 = \frac{dR_0}{dz} = \frac{1}{r_b}\frac{dr_0}{dz},$$

где r_0 и dr_0/dz — начальная радиальная координата и начальный наклон траектории граничного электрона. Подставляя эти соотношения в (6.21), находим

$$C_1 = \frac{r_0 - r_b}{r_b} \quad \text{и} \quad C_2 = \frac{v_z}{\sqrt{2}\omega_L \cdot r_b}\frac{dr_0}{dz}.$$

Тогда

$$\delta = \frac{r_0 - r_b}{r_b}\cos\sqrt{2}\omega_L \cdot \frac{z}{v_z} + \frac{v_z}{\sqrt{2}\omega_L \cdot r_b}\frac{dr_0}{dz},$$

а имея в виду, что $r = r_b(1 + \delta)$, получаем окончательное выражение для траектории граничного электрона

$$r = r_b + (r_0 - r_b)\cos\sqrt{2}\frac{\omega_L}{v_z}z + \frac{v_z}{\sqrt{2}\omega_L}\frac{dr_0}{dz}\sin\sqrt{2}\frac{\omega_L}{v_z}z =$$

$$= r_b + r_m\cos\left(\sqrt{2}\frac{\omega_L}{v_z}z + \varphi_0\right), \qquad (6.22)$$

где

$$r_m = \left[\left(r_0 - r_b\right)^2 + \left(\frac{v_z}{\sqrt{2}\omega_L}\frac{dr_0}{dz}\right)^2\right]^{1/2}, \qquad (6.22а)$$

$$\varphi_0 = \operatorname{arctg}\frac{v_z}{\sqrt{2}\omega_L(r_0 - r_b)}\frac{dr_0}{dz}.$$

Из (6.22) следует, что движение граничного электрона вдоль оси z сопровождается периодическими колебаниями относительно равновесного радиуса r_b с амплитудой r_m и начальной фазой пульсации φ_0. При этом длина волны колебаний

$$\lambda = \frac{2\pi v_z}{\sqrt{2}\omega_L} = \frac{2\pi v_z}{\omega_p},$$

где $\omega_p = \sqrt{2}\omega_L$ — плазменная частота (см. (6.11)). Следует заметить, что отношение длины волны пульсаций к бриллюэновскому радиусу (6.16) определяется только первеансом электронного пучка

$$\frac{\lambda}{r_b} = \left(8\pi^3\varepsilon_0\sqrt{2\frac{e}{m}}\frac{1}{p}\right)^{1/2} \approx \frac{36}{\sqrt{p_\mu}},$$

где p_μ — первеанс пучка, выраженный в мкА/В$^{3/2}$.

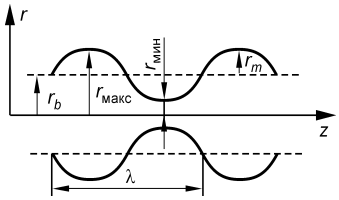


Рис. 6.6
Форма пульсирующего электронного пучка

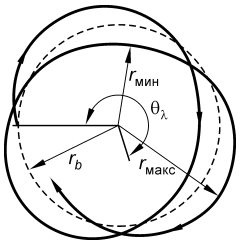


Рис. 6.7
Проекция электронной траектории на плоскость $r\theta$ для потока типа бриллюэновского ($B_к = 0$) при относительных пульсациях $r_m/r_b = 0{,}2$

Проекция контура электронного пучка на плоскость rz показана на рис. 6.6, где $r_{макс} = r_b + r_m$ и $r_{мин} = r_b - r_m$. В поперечной плоскости $r\theta$ движение оказывается более сложным. Согласно (6.6), все электроны, независимо от пульсаций, имеют одинаковую азимутальную скорость $d\theta/dt = eB/2m$. Отсюда следует, что за период пульсаций $T = \lambda/v_z$, где λ — длина волны, пучок успевает повернуться вокруг оси z на угол

$$\theta_\lambda = \frac{1}{2}\frac{e}{m}B\frac{\lambda}{v_z} = \sqrt{2}\pi \approx 4{,}44 \text{ рад},$$

который не зависит от параметров пучка. На рис. 6.7 изображена проекция траектории граничного электрона на плоскость $r\theta$ при относительной амплитуде пульсаций $r_m/r_b = 0{,}2$; θ_λ — угол поворота за время одной пульсации.

Частично экранированный катод

В § 6.2 отмечалось, что при частичной экранировке катода азимутальная скорость электрона определяется выражением (6.5), которое отличается от выражения азимутальной скорости при полной экранировке катода (6.6) множителем $(1 - B_к r_к^2/B_0 r^2)$. Учитывая это, уравнение траектории граничного электрона в данном случае можно записать по аналогии с уравнением (6.18) при $B_0 = B$:

$$v_z^2\frac{d^2r}{dz^2} + \frac{1}{4}\frac{e^2}{m^2}B^2 r\left[1 - \left(\frac{B_к r_к^2}{Br^2}\right)^2\right] - \frac{eI}{2\pi\varepsilon_0 m v_z r} = 0. \qquad (6.23)$$

Преобразование и последующее решение этого уравнения проводится так же, как и уравнения (6.18). Конечным результатом решения является уравнение траектории граничного электрона в виде

$$r = r_e + (r_0 - r_e)\cos\sqrt{2}\alpha\omega_L\frac{z}{v_z} + \frac{v_z}{\sqrt{2}\alpha\omega_L}\frac{dr_0}{dz}\sin\sqrt{2}\alpha\omega_L\frac{z}{v_z} =$$

$$= r_e + r_m\cos\left(\sqrt{2}\alpha\omega_L\frac{z}{v_z} + \varphi_0\right), \qquad (6.24)$$

где

$$r_m = \sqrt{(r_0 - r_e)^2 + \frac{v_z^2}{2\alpha^2\omega_L^2}\left(\frac{dr_0}{dz}\right)^2}, \qquad (6.24а)$$

$$\varphi_0 = \operatorname{arctg} \frac{v_z}{\sqrt{2}\alpha\omega_L (r_0 - r_e)} \frac{dr_0}{dz},$$

r_e — равновесный радиус электронного пучка, определяемый из уравнения

$$r^2_e = r^2_b (1 - r^4_д / r^4_e)^{-1}, \qquad (6.25)$$

где, в свою очередь, r_b — радиус бриллюэновского пучка, $r^2_д = B_к r^2_к / B$ и

$$\alpha = \sqrt{1 + r^4_д / r^4_e} = \sqrt{1 + G_e}.$$

Из выражения (6.24) следует, что движение граничного электрона аксиально-симметричного пучка вдоль оси z сопровождается периодическими колебаниями, в связи с чем радиус пучка пульсирует относительно равновесного его значения r_e. При этом длина волны пульсаций

$$\lambda_п = \frac{2\pi v_z}{\sqrt{2}\alpha\omega_L} = \frac{2\pi v_z}{\sqrt{2}\sqrt{1+G}\omega_L}.$$

Таким образом, выражение (6.24) описывает проекцию контура электронного пучка на плоскость rz, поворачивающуюся вокруг оси z с угловой скоростью $d\theta/dt$, определяемой (6.5). Для того чтобы граничный электрон двигался без колебаний, необходимо выполнение условий: $dr_0/dz = 0$ и $r_0 = r_e$. Первое из этих условий составляет задачу согласования электронной пушки с магнитной системой. Однако точно выполнить его практически не удается. Второе условие можно выполнить, подобрав соответствующее значение магнитной индукции. Вычислим это значение в предположении, что $r_0 = r_e$. Подставим это равенство, а также (6.16) в уравнение (6.25). Тогда будем иметь

$$r_0^2 = r_e^2 = \frac{1}{(1 - r^4_д / r_0^4)} \frac{1}{B^2} \frac{\sqrt{2}}{\pi\varepsilon_0} \left(\frac{m}{e}\right)^{3/2} \frac{I}{\sqrt{U_0}}, \qquad (6.26)$$

отсюда

$$B = \frac{1}{r_0\sqrt{1 - G_э}} \left[\frac{\sqrt{2}}{\pi\varepsilon_0} \left(\frac{m}{e}\right)^{3/2} \frac{I}{\sqrt{U_0}}\right]^{1/2},$$

а после подстановки значений физических констант получим

$$B = \frac{1}{r_0\sqrt{1 - G_э}} \frac{8{,}3 I^{1/2}}{U_0^{1/4}}. \qquad (6.27)$$

Из сравнения (6.27) и (6.17) видно, что в данном случае

$$B = \frac{B_b}{\sqrt{1 - G_э}}. \qquad (6.28)$$

Таким образом, магнитное поле, необходимое для равновесного движения электронного пучка, при частично экранированном катоде превосходит бриллюэновское магнитное поле, возрастая с ростом коэффициента экранировки $G_э$. В том случае, когда катод находится в однородном магнитном поле ($G_э = 1$), равновесное движение пучка возможно только при $B = \infty$. Следовательно, при неэкранированном катоде и конечных

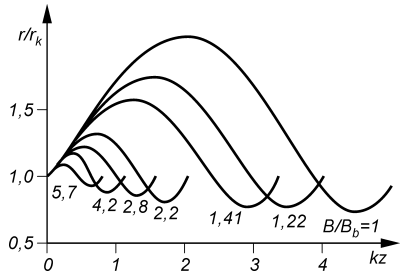


Рис. 6.8
Проекция контура пучка на плоскость rz при $B_к = B$ (неэкранированная пушка) при различной величине магнитного поля

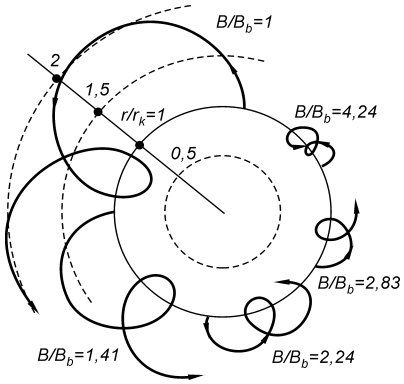


Рис. 6.9
Проекции электронных траекторий на плоскость rθ при $B_к = B$ (неэкранированная пушка с параллельным пучком)

значениях магнитной индукции получить строго равновесный электронный пучок невозможно. Пульсации пучка будут происходить относительно равновесного радиуса r_e, который, согласно (6.26), уменьшается с ростом магнитной индукции. Проекции траекторий граничных электронов пульсирующего пучка на плоскости rz показаны на рис. 6.8. Траектории начинаются на радиусе $r_0 = r_к$, где $r_к$ — радиус катода, и соответствуют разным значениям B/B_b. По оси абсцисс отложены значения нормализованной продольной координаты kz, где $k=0{,}174\sqrt{p_μ}/r_к$. Проекции аналогичных траекторий на поперечной плоскости $rθ$ изображены на рис. 6.9. Угловое перемещение электронов описывает уравнение (6.5), в котором координата r определяется из (6.24). Из рисунков видно, что с ростом магнитного поля уменьшаются: средний диаметр электронного пучка, абсолютные и относительные значения пульсаций, а также средняя угловая скорость перемещения электронов.

Возвратившись к магнитной системе с частично экранированным катодом, следует отметить, что она представляет возможность уменьшать амплитуду пульсаций электронного пучка, вызванных начальными радиальными скоростями (или начальными углами входа), которые практически неизбежны при формировании сходящихся пучков. Такая особенность рассматриваемой магнитной системы видна из выражения (6.24а). Второй член подкоренного выражения, содержащий $dr_0/dz = \mathrm{tg}\ \gamma_0$, может быть уменьшен путем увеличения индукции B, а разность $(r_0 - r_e)$ при этом, согласно (6.26), может быть минимизирована путем подбора коэффициента экранировки $G_э$, который при заданных значениях B и B_b следует вычислять по формуле (6.28). Таким образом, однородная магнитная система с частично экранированным катодом обеспечивает большую стабильность электронного пучка по сравнению с бриллюэновским пучком, снижает среднюю скорость вращения электронов вокруг оси и в целом обеспечивает формирование электронного пучка с лучшими характеристиками, в том числе и с большим первеансом пучка. Благодаря этому такие системы нашли широкое применение в мощных микроволновых приборах: пролетных клистронах, лампах бегущей волны и др.

6.4. ОДНОРОДНАЯ МАГНИТНАЯ СИСТЕМА ПОПЕРЕЧНОГО ОГРАНИЧЕНИЯ ЛЕНТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Решение задачи о движении электронного пучка с прямоугольным поперечным сечением (рис. 5.28), толщина которого Δy соизмерима с шириной Δx, связано с определенными математическими трудностями, возникающими из-за необходимости учета краевых эффектов. Поэтому с целью упрощения задачи предполагают, что $\Delta y << \Delta x$, т. е. электронный пучок аналогичен тонкой и широкой ленте, поэтому $E_{\rho x} \approx 0$ и расхождение ленточного пучка возможно только в направлении оси y.

Ленточные электронные пучки могут быть сформированы различными электронными пушками: как экранированными, так и неэкранированными от магнитного поля.

Система с экранированным катодом. Схема такой системы изображена на рис. 6.4. Как и в случае аксиально-симметричного электронного пучка, получение в однородном магнитном поле прямолинейного ленточного пучка с параллельными оси z траекториями электронов возможно только при взаимной компенсации на границе пучка расталкивающей кулоновской силы $F_{\rho y} = -eE_{\rho y}$ и фокусирующей силы магнитного поля $F_{My} = -ev_x B$, т. е. при условии

$$F_{\rho y} + F_{My} = -eE_{\rho y} - ev_x B = 0. \qquad (6.29)$$

В системе с экранированной электронной пушкой поперечная составляющая скорости v_x появляется в переходной области магнитной системы, где магнитное поле неоднородно (см. рис. 6.4). В этой области электроны пересекают магнитные силовые линии, поэтому на электроны действует сила Лоренца, направленная вдоль оси x, т. е. перпендикулярно плоскости чертежа. В результате электроны отклоняются от первоначального движения и проекция скорости на ось x становится отличной от нуля. Смещение электронов в направлении оси x, получившее название явления «сноса», есть следствие закона сохранения количества движения.

Уравнение поперечного движения электрона (вдоль оси x) при условии $E_{\rho x} = 0$ имеет вид

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{e}{m} v_y B = -\frac{e}{m}\frac{dy}{dt} B.$$

Отсюда после интегрирования при начальных условиях: $t = 0$, $v_x = 0$ и $y = 0$, получаем для скорости «сноса»

$$\frac{dx}{dt} = v_x = -\frac{e}{m} By. \qquad (6.30)$$

Из этого выражения видно, что в равновесном ленточном пучке поперечная скорость должна линейно нарастать от центра пучка к его периферии, достигая максимума на его границе, т. е. при $y = y_0$. Ниже плоскости симметрии скорость v_x меняет знак на обратный и поэтому баланс

сил сохраняется для всех электронов пучка (рис. 6.10). Если выражения (6.30) и (5.26) подставить в (6.29) и положить $y = y_0$, то найдем формулу для полутолщины равновесного ленточного пучка

$$y_0 = y_b = \frac{1}{2\sqrt{2}\varepsilon_0\left(\frac{e}{m}\right)^{3/2}}\frac{I_1}{B^2\sqrt{U_0}} = 5{,}41\cdot 10^{-7}\frac{I_1}{B^2\sqrt{U_0}}. \qquad (6.31)$$

Эта величина получила название бриллюэновской полутолщины ленточного пучка, а магнитная индукция, найденная из (6.31),

$$B^2 = B_b^2 = 5{,}41\cdot 10^{-7}\frac{I_1}{y_b\sqrt{U_0}} \qquad (6.32)$$

— индукции бриллюэновского поля.

Бриллюэновское поле является минимальным, в котором может существовать равновесный ленточный пучок с заданными параметрами. Поскольку для поддержания равновесного состояния ленточного пучка необходимо поперечное смещение электронов (снос) со скоростью v_x, вектор полной скорости граничного электрона $v = \sqrt{v_x^2 + v_z^2}$ оказывается повернутым относительно оси z на некоторый угол χ, который получил название «угла сноса» и определяется из формулы

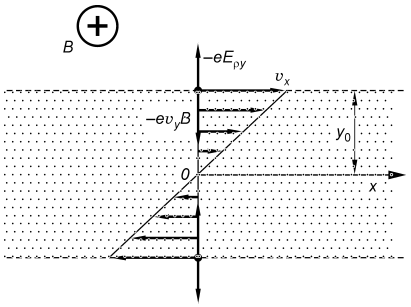


Рис. 6.10
Распределение x-компонент скоростей электронов ленточного пучка Бриллюэна

$$\mathrm{tg}\,\chi = \frac{v_x}{v_z} = \frac{m}{4\varepsilon_0 e}\frac{I_1}{BU_0} = 0{,}16\frac{I_1}{BU_0}. \qquad (6.33)$$

Расчеты, аналогичные проведенным для аксиально-симметричного пучка, показали, что все электроны бриллюэновского ленточного пучка имеют одинаковую продольную составляющую скорости v_z, определяемую потенциалом средней плоскости U_0.

Система с частично экранированным катодом. Схема такой системы изображена на рис. 6.2. Предположим, что магнитное поле системы проникает до катода и магнитная индукция $B(0, z)$ изменяется вдоль оси z. Тогда, пренебрегая начальными скоростями электронов на катоде, уравнение (6.30) можно записать в виде

$$\frac{dx}{dt} = \frac{e}{2m}\left(\psi - \psi_к\right), \qquad (6.34)$$

которое является частным случаем теоремы Буша. В этом уравнении ψ и $\psi_к$ — единичные магнитные потоки, пронизывающие прямоугольные площадки шириной, равной 1, и высотой соответственно $2y$ и $2y_к$, где $2y_к$ — высота катода. В параксиальном приближении $\psi = 2yB_0$ и $\psi_к = 2y_кB_к$, где $B_к$ — магнитная индукция в плоскости катода, поэтому уравнение (6.34) можно представить также в виде

$$\frac{dx}{dt} = v_x = \frac{e}{m} B_0 \left(y - \frac{B_к}{B_0} y_к \right). \qquad (6.35)$$

Далее рассмотрим движение электронов ленточного пучка в однородном магнитном поле, где $B_0 = B$, при отсутствии внешних электрических полей. Уравнение продольного движения в этом случае будет иметь вид

$$\frac{dz}{dt} = v_z \approx \sqrt{2\frac{e}{m}U_0},$$

а движение граничного электрона вдоль оси y — характеризоваться уравнением

$$\frac{d^2y}{dt^2} + \frac{e^2}{m^2} B^2 \left(y - \frac{B_к}{B} y_к \right) - \frac{eI_1}{2m\varepsilon_0 \sqrt{2\frac{e}{m}U_0}} = 0,$$

во второй и третий члены которого входят (6.35) и (5.26). После перехода от дифференцирования по t к дифференцированию по z получим

$$\frac{d^2y}{dz^2} + \frac{e}{2m}\frac{B^2}{U_0}\left(y - \frac{B_к}{B} y_к \right) - \frac{I_1}{4\varepsilon_0 \sqrt{2\frac{e}{m}} U_0^{3/2}} = 0. \qquad (6.36)$$

Это — уравнение траектории граничного электрона ленточного пучка в однородном магнитном поле при произвольной степени экранировки катода $B_к/B$. При $B_к = 0$ и $d^2y/dz^2 = 0$ оно преобразуется в уравнение бриллюэновского пучка, из которого следует выражение (6.31). Если же выполнены начальные условия: при $z = 0$ $d^2y/dz^2 = 0$, $dy/dz = 0$ и $y = y_0 = y_e$, из (6.36) с учетом (6.31) можно получить выражение для полутолщины равновесного ленточного пучка, которая всегда больше бриллюэновской:

$$y_e = y_b + \frac{B_к}{B} y_к. \qquad (6.37)$$

В общем случае, когда $y_0 \neq y_e$ и $dy/dz = \operatorname{tg} \gamma_0 \neq 0$, решение уравнения (6.36) может иметь вид

$$y = y_e + y_m \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_п} z + \varphi_0 \right),$$

где

$$y_m = \sqrt{(y_0 - y_e)^2 + 2\frac{m}{e}\frac{U_0}{B^2}\operatorname{tg}^2\gamma_0}$$

— амплитуда пульсаций,

$$\lambda_п = \frac{4\pi}{\sqrt{2\frac{m}{e}}} \frac{\sqrt{U_0}}{B}$$

— длина волны пульсаций,

$$\varphi_0 = -\operatorname{arctg} \frac{y_0 - y_e}{\sqrt{2\frac{m}{e}U_0}} \frac{B}{\operatorname{tg}\gamma_0}$$

— начальная фаза пульсаций.

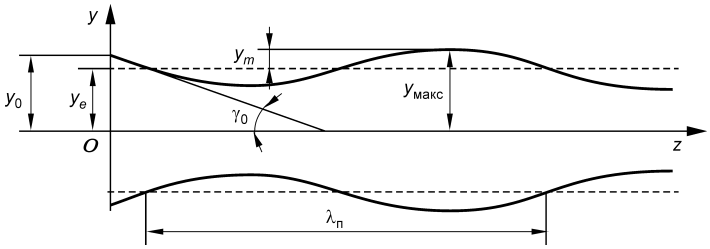


Рис. 6.11 *Контур пульсирующего ленточного пучка*

Таким образом, контур ленточного электронного пучка в общем случае периодически пульсирует относительно некоторого равновесного уровня y_e, как это показано на рис. 6.11 (масштаб по оси z сжат по сравнению с масштабом по оси y).

6.5. ОДНОРОДНАЯ МАГНИТНАЯ СИСТЕМА ПОПЕРЕЧНОГО ОГРАНИЧЕНИЯ ПОЛОГО (ТРУБЧАТОГО) ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Ограничение поперечных размеров полого электронного пучка с помощью продольного магнитного поля имеет особенность, обусловленную отсутствием поперечного электрического поля пространственного заряда пучка на его внутренней границе. В последнем легко убедиться, применив теорему Гаусса к объему полости, ограниченной внутренней поверхностью пучка S_1. Поскольку этот объем не содержит зарядов, т. е. $\int\limits_{S_1} E dS = 0$, то при строгой аксиальной симметрии электродов напряженность кулоновского поля на внутренней границе пучка $E_{\rho r1} = 0$. Это означает, что ограничение поперечных размеров полого пучка с помощью магнитного поля при экранированном катоде не может быть осуществлено, поскольку магнитная фокусирующая сила на внутренней границе пучка ничем не уравновешивается. В результате будет происходить сжатие внутренних слоев электронов и превращение полого пучка в сильно пульсирующий сплошной пучок.

Принципиально создать равновесный полый пучок, подобный бриллюэновскому, можно путем введения внутрь пучка цилиндрического электрода с отрицательным по отношению к внешней границе потенциалом. В этом случае внутренний электрод будет имитировать поле отсутствующей внутренней части сплошного пучка. Однако сложность крепления внутреннего электрода затрудняет практическую реализацию полого бриллюэновского пучка. Поэтому для ограничения поперечных размеров полого электронного пучка используются магнитные системы без внутреннего электрода, которые обеспечивают на внутренней поверхности пучка равенство нулю магнитной фокусирующей силы. Для этого электронный пучок из пушки вводится в однородное магнитное поле таким образом, что электроны, образующие внутреннюю границу пучка, в переходной области системы не пересекают магнитные силовые линии и, следовательно, не приобретают азимутальной скорости.

На рис. 6.12 показана одна из таких систем. Она имеет внешний и внутренний магнитопроводы, создающие трубчатый магнитный поток, начинающийся от передней плоскости кольцевого заряда. Полый электронный пучок входит в магнитное поле в верхней половине этого зазора, при этом электроны, образующие внутреннюю границу пучка, не пересекают магнитных силовых линий. Пусть радиусы внутренней и внешней границ пучка равны r_1 и r_2 соответственно. Тогда азимутальная скорость электронов, удаленных от оси на некоторое промежуточное расстояние r ($r_1 < r < r_2$), может быть определена с помощью теоремы Буша, записанной в виде:

$$r^2 \frac{d\theta}{dt} - r_1^2 \frac{d\theta_1}{dt} = \frac{e}{2\pi m}(\psi - \psi_1), \tag{6.38}$$

где $d\theta_1/dt = 0$ — азимутальная скорость электронов на внутренней границе пучка.

Выражая в (6.38) магнитные потоки через магнитную индукцию B однородного поля в виде

$$\psi = \pi r^2 B \text{ и } \psi_1 = \pi r^2{}_1 B,$$

получим

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{e}{2m} B \left[1 - \left(\frac{r_1}{r} \right)^2 \right]. \tag{6.39}$$

На рис. 6.12 справа показано распределение линейной скорости $v_\theta = rd\theta/dt$ электронов по толщине пучка.

Подставим (6.39) в уравнение движения электронов в радиальном направлении (6.9) и для большей общности учтем соотношение (6.8). Тогда после несложных преобразований уравнение движения примет вид

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{e^2}{4m^2} B^2 r \left[1 - \left(\frac{r_1}{r} \right)^4 \right] + \frac{e}{m} \frac{\partial U}{\partial r}. \tag{6.40}$$

Условием существования равновесного пучка является равенство $dr/dt = 0$ для всех точек сечения пучка. Приравнивая на этом основании к нулю левую часть уравнения (6.40), получаем

$$\frac{\partial U}{\partial r} = \frac{e}{4m} B^2 r \left[1 - \left(\frac{r_1}{r} \right)^4 \right]. \tag{6.41}$$

Это выражение показывает, что равновесный полый пучок может быть создан только при наличии в нем радиального изменения напряженности электрического поля, что возможно лишь при неоднородном распределении плотности пространственного заряда в поперечном сечении пучка. Найти это распределение можно

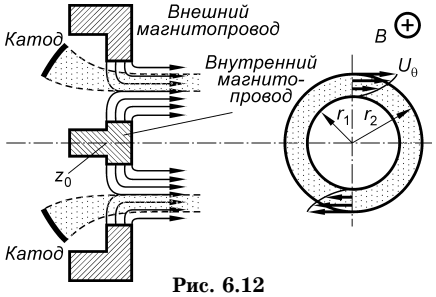


Рис. 6.12
Формирование трубчатого пучка в продольном магнитном поле

с помощью уравнения Пуассона. Для длинного электронного пучка, в котором можно пренебречь изменением потенциала вдоль оси r и положить $I^2B/Ir^2 = 0$, это уравнение имеет вид

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial U}{\partial r}\right) = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}.$$

Подставляя в него (6.41), получаем

$$\rho(r) = \frac{e\varepsilon_0}{2m}B^2\left[1-\left(\frac{r_1}{r}\right)^4\right].$$

Итак, создание равновесного, непульсирующего полого электронного пучка в однородном магнитном поле возможно при выполнении равенства $I\theta/IU = 0$ при $=$ $_1$ и распределении плотности $\rho(\ )$, соответствующем полученному выражению. Обеспечить такое распределение плотности очень трудно, поэтому равновесный полый пучок электронов практически нереализуем. Однако если пучок имеет небольшую толщину, т. е. радиусы $_1$ и $_2$ близки друг другу, и условия равновесного движения выполнены на обеих его границах, то практически возможно осуществить квазиравновесный пучок при $\rho = \text{const}$. В этом случае, подставляя в левую часть уравнения (6.41) ранее найденное выражение для напряженности электрического поля пространственного заряда (5.22), можно вычислить значение магнитной индукции , определяющей условие равновесного движения электронов внешней границы полого пучка. Полагая $=$ $_0 =$ $_2$ и подставляя значения физических констант, получаем

$$= \frac{8{,}3\cdot\ _2}{\sqrt{\ _2^4 - \ _1^4}}\sqrt{\frac{}{\sqrt{\ _0}}}\ [\text{Гс, А, В}]. \qquad (6.42)$$

В квазиравновесном полом пучке внутренние электронные слои пульсируют, но при этом обе границы пучка остаются линейными. В случае нарушения условий ввода пучка в однородное магнитное поле (например, при наличии на входе радиальных скоростей электронов или несоответствии радиусов внешней и внутренней границ пучка равновесным значениям) весь пучок аналогично сплошному аксиально-симметричному будет пульсировать. При этом пульсации внешней границы полого пучка будут описываться уравнением (6.22). Анализ пульсаций внутренней границы показывает, что они в зависимости от начальных условий могут быть как синфазными, так и противофазными пульсациям внешней границы и при значительных нарушениях начальных условий амплитуды пульсаций могут превысить значение $_1$, что приведет к распаду пучка.

В заключение следует отметить, что приведенные соображения и полученные расчетные соотношения могут быть с известным приближением использованы и при анализе ограничения в магнитном поле полых электронных пучков, сформированных магнетронными пушками.

6.6. УСТРОЙСТВО СИСТЕМ, СОЗДАЮЩИХ ОДНОРОДНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Для создания приблизительно однородного магнитного поля используются системы, выполненные в виде длинных сплошных или секционированных соленоидов с экранами из магнитно-мягкого материала (рис. 6.13), а также в виде постоянных магнитов с полюсными наконечниками (рис. 6.14). На приведенных рисунках обозначено: *1* — соленоиды (или постоянные магниты), *2* — экраны или полюсные наконечники, *3* — коллектор, *4* — электронная пушка, $B_0(z)$ — кривые распределения магнитного поля на оси системы (B-кривые). Применение экранов позволяет обеспечить необходимую однородность магнитного поля в рабочей области II системы и требуемую степень экранировки областей пушки I и коллектора III.

Основным недостатком систем с однородными магнитными полями является малая эффективность использования энергии поля. Она оценивается с помощью коэффициента эффективности K_B, равного отношению энергии магнитного поля, сосредоточенной в рабочем объеме $V_\text{р}$, к энергии магнитного поля, сосредоточенной во всем объеме V, занятом полем. Для обеспечения однородности поля на участке длиной l диаметр полюсных наконечников должен быть того же порядка. Следовательно, полный объем V будет иметь значение порядка l^3, в то время как рабочий объем $V_\text{р} = \pi r_\text{т}^2 l$, где $r_\text{т}$ — радиус канала (трубы), в котором распространяется электронный пучок. Отсюда, при условии, что $B \approx \text{const}$, коэффициент $K_B \approx V_\text{р}/V$, т. е. K_B имеет порядок $r_\text{т}^2/l^2$. Обычно $r_\text{т} \ll l$, поэтому K_B в системах с однородным магнитным полем очень низок, что приводит к неоправданно большим массам и габаритам соленоидов и постоянных магнитов, используемых в системах с однородным магнитным полем. Существенно повысить коэффициент использования магнитного поля и улучшить масс-габаритные параметры магнитных систем удается при переходе к неоднородным периодическим фокусирующим системам.

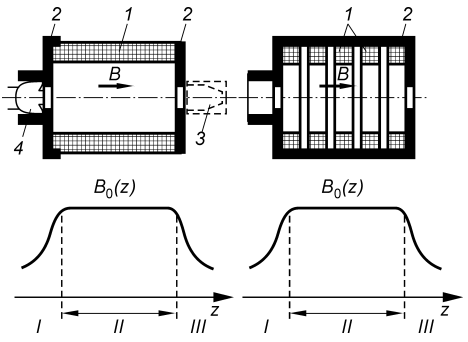


Рис. 6.13
Электромагнитные системы для создания однородного поля

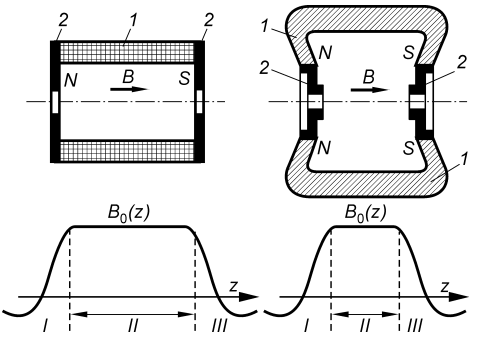


Рис. 6.14
Системы на постоянных магнитах для создания однородного поля

6.7. ОГРАНИЧЕНИЕ ПОПЕРЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ ПЕРИОДИЧЕСКИМИ МАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ

Система, создающая периодическое магнитное поле, представляет собой последовательность соосных магнитных линз, образованных короткими соленоидами (катушками) или кольцевыми постоянными магнитами с полюсными наконечниками, при этом поля соседних линз могут иметь как одинаковые, так и противоположные направления. В литературе такая система получила название магнитной периодической фокусирующей системы (МПФС).

Ранее было показано (например, см. (4.30)), что радиальная фокусирующая сила магнитного поля зависит только от квадрата магнитной индукции и, следовательно, не зависит от ее знака. Это означает, что если направление (знак) магнитного поля периодически изменяется, то все равно существует направленная к оси пучка фокусирующая сила со средним значением, зависящим только от эффективного значения поля. Выбор той или иной конструкции МПФС и закона изменения поля вдоль оси системы зависит от типа электронного прибора, для которого предназначается магнитная система. Наиболее широкое применение в микроволновых вакуумных электронных приборах нашли фокусирующие системы, создающие две разновидности периодических магнитных полей: кусочно-однородное знакопеременное поле, часто называемое также реверсивным полем, и косинусоидальное поле. Рассмотрим ограничение поперечного размера сплошного аксиально-симметричного электронного пучка этими полями.

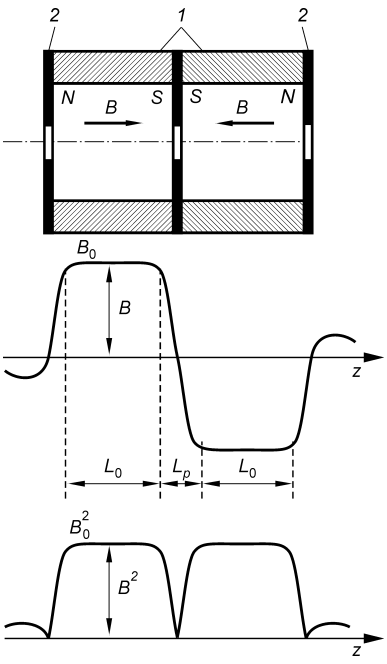


Рис. 6.15
Реверсивная магнитная система на постоянных магнитах и распределение магнитной индукции на оси

Реверсивное магнитное поле. На рис. 6.15 приведена конструкция магнитной системы с однократным реверсом магнитной индукции (*1* — постоянные магниты, *2* — полюсные наконечники) и кривые распределения индукции магнитного поля – B-кривые. Как видно из приведенных кривых, в реверсивных полях, наряду с областями однородного поля (L_0), всегда имеются области неоднородного поля — области реверса L_p. Проходя в таком поле область реверса, где $B_0 < B$, электронный пучок будет испытывать возмущение. Если, например, первоначально (в области L_0) пучок был равновесным, то, пройдя область реверса, станет пульсирующим. Этот эффект может быть значительно ослаблен в ре-

версивной системе с компенсирующими выбросами (рис. 6.16). Действие этих выбросов сводится к сообщению электронам, проходящим зону выбросов L_p, избыточного радиального импульса, который в определенной степени компенсирует снижение магнитной фокусирующей силы в области реверса.

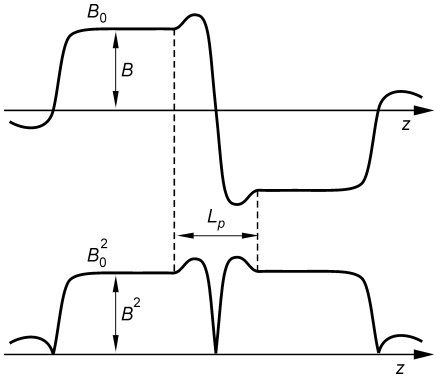


Рис. 6.16
B-кривые для реверсивного поля с компенсирующими выбросами

Применение реверсивного магнитного поля для ограничения поперечного размера электронного пучка позволяет существенно повысить коэффициент использования магнитного поля, благодаря сокращению длины зазоров, в которых создается необходимое по напряженности магнитное поле. В системе с однородным магнитным полем длина зазора между полюсными наконечниками по существу равна длине всей системы l. В МПФС с однократным реверсом длина зазора $L_0 = l/2$. Благодаря этому коэффициент использования магнитного поля $K_{B_1} \approx r^2_{\text{т}}/L^2_0 = 4r^2_{\text{т}}/l^2$ возрос в 4 раза по сравнению с системой без реверса, имеющей ту же длину. В системе с N реверсами поля, или все равно, что с $N + 1$ зазорами, $K_{B_{\text{N}}} \approx r^2_{\text{т}}/L^2_0 = (N + 1)^2 r^2_{\text{т}}/l^2$. Столь эффективное использование магнитного поля в реверсивных системах позволяет существенно, примерно в $(N + 1)^2$ раз, уменьшить массу и габариты фокусирующей системы.

Для оценки возмущений электронного пучка, вносимых областью реверса, можно воспользоваться уже известным параксиальным уравнением траектории

$$v_z^2 \frac{d^2r}{dz^2} + \frac{1}{4}\left(\frac{e}{m}\right)^2 B_0^2 r - \frac{eI}{2\pi\varepsilon_0 m v_z r} = 0. \qquad (6.43)$$

Предположим, что в области однородного поля электронный пучок строго равновесный и на входе в область реверса выполняются условия: $r = r_b$ и $dr/dz = 0$, где r_b — радиус бриллюэновского пучка. Тогда, перейдя к нормализованным величинам $R = r/r_b$ и $b = b(z) = B_0/B$, где B — индукция магнитного поля в однородной области, уравнение (6.43) можно записать в виде

$$\frac{v_z^2}{\omega_L^2}\frac{d^2R}{dz^2} - \frac{1}{R} + b^2(z)R = 0.$$

В области однородного поля ($b(z) = 1$) это уравнение совпадает с (6.19). Обозначая $\omega^2_L/v^2_z = 2A$, получаем

$$\frac{d^2R}{dz^2} = 2a\left[\frac{1}{R} - b^2(z)R\right]. \qquad (6.44)$$

Точное решение (6.44) требует привлечения численных методов, поэтому будем решать его приближенно, полагая, что область реверса имеет малую протяженность и радиальная координата граничного электрона пучка при прохождении области реверса не меняется, т. е. $r = r_b = \text{const}$. Тогда, полагая $R = r/r_b = 1$, из уравнения (6.44) получаем

$$\frac{dR}{dz} = 2a \int_{L_0}^{L_p} \left[1 - b^2(z)\right] dz. \tag{6.45}$$

Распределение поля в области реверса можно аппроксимировать функцией вида

$$b(z) = \cos\left(\frac{\pi z}{L_p}\right), \tag{6.46}$$

что соответствует совмещению начала отсчета координаты z с началом области реверса (рис. 6.17). Подставляя (6.46) в (6.45), находим

$$\frac{dR}{dz} = 2a \int_0^L \left(1 - \cos^2 \frac{\pi z}{L_p}\right) dz = 2a \int_0^L \sin^2 \frac{\pi z}{L_p} dz = aL_p,$$

откуда

$$\frac{dr}{dz} = \frac{1}{2} \frac{r_b \omega_L^2}{v_z^2} L_p.$$

Это выражение определяет угол преломления траектории граничного электрона от оси z.

Таким образом, в рамках принятых допущений получаем следующие значения параметров пучка на выходе из области реверса или на входе в область однородного магнитного поля следующего зазора системы:

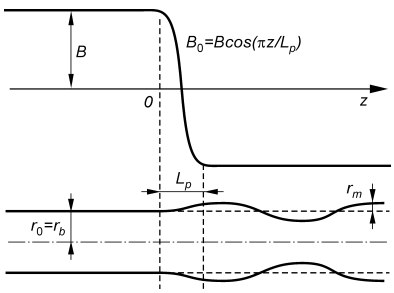


Рис. 6.17
К расчету возмущений, вносимых в пучок областью реверса

$$r_0 = r_b, \quad \frac{dr_0}{dz} = \frac{1}{2} \frac{r_b \omega_L^2}{v_z^2} L_p.$$

При таком условии дальнейшее движение пучка будет неравновесным, пульсирующим, аналогичным тому, что было показано в § 6.3. Поэтому для описания формы траектории граничного электрона можно использовать выражение (6.22), при этом амплитуда пульсаций будет определяться формулой

$$r_m = \frac{r_b \omega_L}{2\sqrt{2} v_z} L_p.$$

С увеличением числа реверсов магнитного поля размер отдельных секций постепенно уменьшается, протяженность областей однородного поля сокращается и реверсивная система вырождается в МПФС с осевым распределением магнитного поля, приближающимся к косинусоидальному (или синусоидальному).

Косинусоидальное распределение магнитного поля. МПФС с косинусоидальным распределением магнитного поля обычно выполняется на основе постоянных кольцевых магнитов с узкими зазорами между полюсными наконечниками (рис. 6.18), при этом поля соседних секций направлены навстречу друг другу.

Процесс ограничения поперечных размеров интенсивного электронного пучка в МПФС можно представить следующим образом.

В области, где индукция поля имеет большое значение, магнитные фокусирующие силы преобладают над кулоновскими силами расталкивания, в результате чего электроны пучка получают радиальные скорости, направленные к оси системы, и пучок сжимается.

В области, где индукция мала, кулоновские силы преобладают над фокусирующими силами, и пучок начинает расширяться. Попав снова в область сильного магнитного поля, пучок вновь сжимается и т. д. Таким образом, в периодическом магнитном поле в среднем за период изменения поля фокусирующие силы уравновешивают расталкивающее действие кулоновских сил и поэтому поперечные размеры пучка не выходят за некоторые, ранее установленные пределы. МПФС, подобные изображенной на рис. 6.18, благодаря высокой концентрации магнитного поля в рабочем объеме и минимальному полю рассеяния обеспечивают наиболее высокий коэффициент использования магнитного поля и резкое снижение массы системы по сравнению с однородными магнитными системами. Осевое распределение магнитной индукции

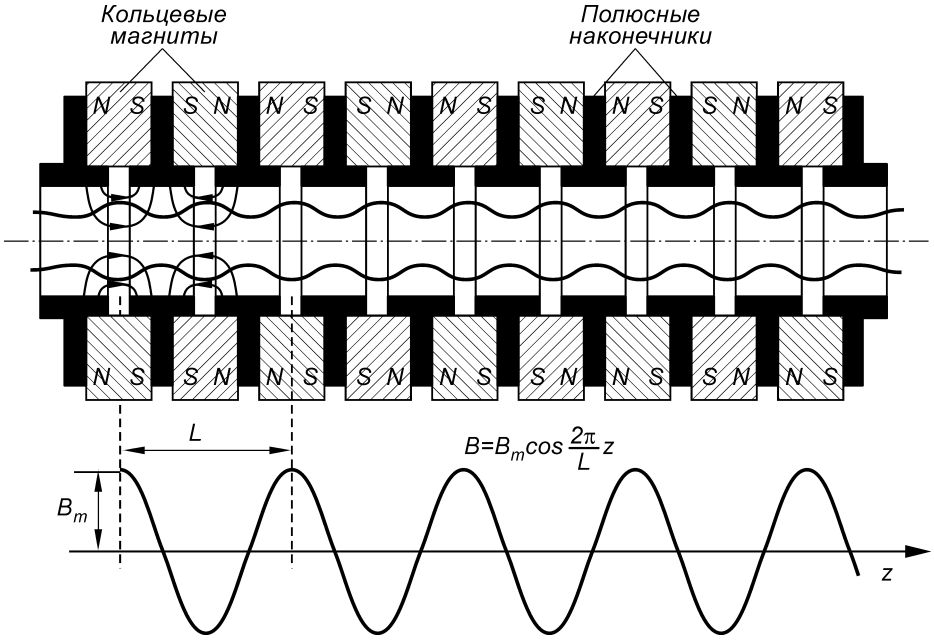


Рис. 6.18
Периодическая магнитная фокусирующая система и соответствующая ей B-кривая

в системах такого типа с достаточной степенью точности описывается косинусоидальным законом

$$B_0 = B_m \cos\frac{2\pi}{L} z,$$

где B_m — амплитуда поля, а L — период системы.

Для описания движения граничного электрона в периодическом поле можно использовать уравнение (6.23) в параксиальном приближении

$$v_z^2 \frac{d^2 r}{dz^2} + \frac{1}{4}\frac{e^2}{m^2} B_0^2 r \left[1 - \left(\frac{B_{0к} r_к^2}{B_0 r^2}\right)^2\right] - \frac{eI}{2\pi\varepsilon_0 m v_z r} = 0.$$

Введем в это уравнение безразмерные (нормализованные) переменные: $R = r/r_0$, $Z = 2\pi z/L$, $b(z) = B_0/B_m$, где r_0 — начальный радиус пучка на входе в регулярную часть системы, т. е. при $z = 0$. Тогда после некоторых преобразований получим уравнение

$$\frac{d^2 R}{dZ^2} + 2\alpha b^2(Z) R - \frac{2\alpha G_э}{R^3} - \frac{\beta}{R} = 0, \qquad (6.47)$$

где

$$\alpha = \frac{1}{32\pi^2}\left(\frac{e}{m}\right)^2 \frac{B_m L^2}{v_z^2} = 2{,}8 \cdot 10^8 \frac{B^2 m L^2}{U_0}$$

— параметр магнитного поля,

$$\beta = \frac{1}{8\pi^3\varepsilon_0}\frac{e}{m}\frac{IL^2}{r_0^2 v_z^3} = 3{,}83 \cdot 10^2 \cdot p\left(\frac{L}{r_0}\right)^2 \qquad (6.47а)$$

— параметр пространственного заряда, $G_э = \dfrac{B_{0к}^2 r_к^4}{B_m^2 r_0^2}$ — коэффициент экранировки катода. В предельных магнитных системах параметры α и β имеют значения порядка десятых-сотых долей единицы.

Принимая во внимание косинусоидальный закон изменения магнитного поля и что $b(z) = B_0/B_m = \cos Z$, последнее уравнение можно переписать в виде

$$\frac{d^2 R}{dZ^2} + \alpha\left(1 + \cos 2Z\right) R - \frac{2\alpha G_s}{R^3} - \frac{\beta}{R} = 0. \qquad (6.48)$$

Это нелинейное уравнение относится к дифференциальным уравнениям типа уравнения Матье. Интегрирование (6.48) требует применения численных методов. Результаты численного интегрирования сводятся к следующему. Существуют оптимальные соотношения между параметрами α, β и $G_э$, при которых пульсации граничной траектории минимальны и могут быть описаны выражением

$$R = R_{ср} + R_m \cos 2Z,$$

где $R_{ср}$ — средний нормализованный радиус и R_m — нормализованная амплитуда пульсаций. Соотношения между α, β и $G_э$, при которых пульсации минимальны, в виде кривых представлены на рис. 6.19, а относительные значения амплитуды пульсаций $\Delta = R_m/R_{ср}$ в зависимости от α и $G_э$ приведе-

ны на графике рис. 6.20. Следует заметить, что для достижения минимальных пульсаций требуется выполнение не только оптимального соотношения параметров α, β и $G_э$, но также оптимальных условий ввода пучка: $R_0 = 1$ и $(dR/dz)_0 = 0$. В системе однородного магнитного поля с экранированным катодом, как известно (см. § 6.3), при выполнении указанных условий ввода пучка его граница в магнитном поле становится гладкой — пучок бриллюэновский. В МПФС получить гладкую границу пучка принципиально невозможно. При отклонении начальных условий от оптимальных появляются дополнительные возмущения, которые при малых значениях коэффициента α будут ограниченными по амплитуде, а при больших α — нарастающими вдоль оси системы. Первый случай соответствует области стабильного (устойчивого) ограничения электронного пучка, второй — области нестабильной фокусировки, ведущей к разрушению пучка.

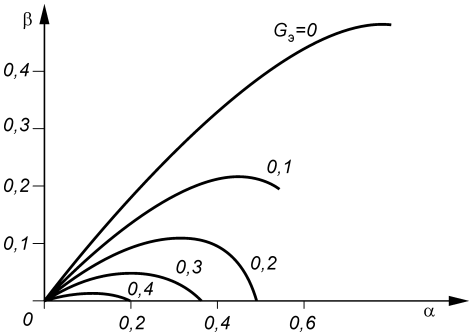


Рис. 6.19
График для расчета параметров периодической фокусировки, обеспечивающих режим минимальных пульсаций

Исследование устойчивости периодических режимов фокусировки при возмущении начальных условий и отклонении параметров магнитной системы от оптимальных проводится путем линеаризации уравнения (6.47) и сведения его к неоднородному дифференциальному уравнению Матье, решения которого хорошо изучены. Анализ общего его решения позволил определить условия устойчивости работы МПФС. Установлено, что в зависимости от значения параметров системы α, β и $G_э$ возможны несколько областей устойчивости. Условие работы в первой области устойчивости определяется следующей формулой:

$$\alpha \le 0{,}4(1 + 1{,}6G_э).$$

На рис. 6.21 приведена экспериментальная кривая зависимости коэффициента токопрохождения

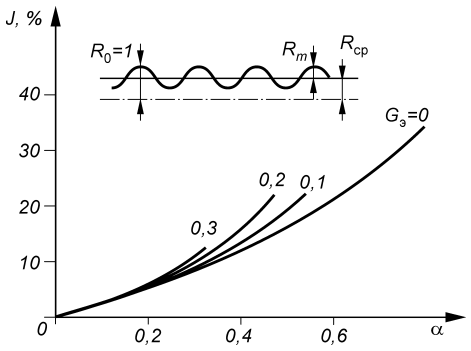


Рис. 6.20
График для расчета пульсаций границы в оптимальном режиме

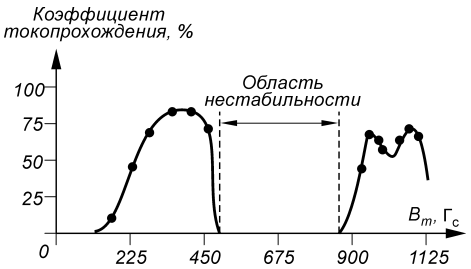


Рис. 6.21
Зоны стабильного и нестабильного поперечного ограничения потока

через канал прибора от амплитуды периодического магнитного поля, снятая при малых значениях параметра пространственного заряда [19]. На рисунке четко обозначена область нестабильности, в которой отсутствует токопрохождение.

МПФС могут быть использованы для ограничения не только сплошных аксиально-симметричных электронных пучков, но также полых (трубчатых) и ленточных пучков. Анализ движения полого пучка в периодических полях показал [29], что жесткое устойчивое ограничение такого пучка с малыми пульсациями его границ требует введения магнитного поля в область катода, большой амплитуды магнитного поля в регулярной части МПФС и малого периода системы. Выполнение всей совокупности этих требований связано с рядом больших трудностей принципиального и конструктивного характера, поэтому к настоящему времени МПФС не получили практического применения для ограничения полых пучков.

Что касается ленточных электронных пучков, то, как показали исследования [27], их ограничение возможно в МПФС с косинусоидальным распределением магнитного поля. Были найдены условия оптимальной фокусировки, обеспечивающие минимальные пульсации границы пучка, и условия устойчивой работы системы. В первой области устойчивости эти условия характеризуются неравенством

$$\frac{B_m L}{U_{\text{а}}^{1/2}} < 24,5 \left[\text{Гс, см, В}\right],$$

где $U_{\text{а}}$ — ускоряющее напряжение.

Общий вывод, вытекающий из анализа процесса ограничения электронных пучков периодическими магнитными полями, сводится к тому, что достигаемая в МПФС результирующая фокусирующая сила приближенно равна фокусирующей силе эквивалентного однородного магнитного поля, значение которого равно среднеквадратичному значению периодического поля. Однако в периодическом магнитном поле всегда имеются некоторые пульсации, а в результате перефокусировки может возникать и неустойчивость пучка.

6.8. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ПОПЕРЕЧНОГО ОГРАНИЧЕНИЯ СПЛОШНЫХ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

Как уже отмечалось, существенным недостатком систем с магнитным полем является их большая масса и габариты, а также потребление значительной мощности соленоидами. Поэтому большой интерес в свое время вызвали разработки и исследования электростатических систем ограничения (фокусировки) интенсивных электронных пучков. Микроволновые приборы (пролетные клистроны, лампы бегущей и обратной волны) с такими системами ограничения были компактными и обладали малым весом. Мощность источников питания, создающих фокусирующие электростатические поля, обычно ничтожно мала, а нередко и вообще не тре-

буется дополнительных источников питания. Наличие электростатических полей в области распространения электронного пучка приводит к непрерывному отводу из пучка положительных ионов, образующихся в результате ионизации остаточных молекул газа в объеме прибора. Благодаря этому значительно ослабевает ионная бомбардировка катода и повышается его срок службы, а также снижается интенсивность паразитных ионных колебаний в пучке.

Электростатические системы ограничения пучка так же, как магнитные системы, могут быть разделены на системы с периодическими полями и системы с однородным полем. Наибольшее применение получили первые из этих систем.

Система, создающая равновесный электронный пучок. Такая электростатическая система может быть построена при использовании метода прямолинейной оптики Пирса, согласно которому строятся электронные пушки. Рассмотрим бесконечно широкий одномерный и однородный по плотности электронный поток, проходящий через плоскопараллельный диодный промежуток, образованный электродами A_1 и A_2 с одинаковыми потенциалами $U_1 = U_2 = U_a$ (рис. 6.22). В указанный промежуток электроны входят со скоростью $v_z = v = \sqrt{2eU_a / m}$. В § 3.8 было показано, что изменение потенциала вдоль оси z внутри промежутка будет выражаться уравнением вида (3.73):

$$z = \pm\left(\frac{4\varepsilon_0}{9}\sqrt{2\frac{e}{m}}\right)^{1/2}\frac{1}{Jd^2}\left(U^{1/2} + 2U_{\text{мин}}^{1/2}\right)\left(U^{1/2} - U_{\text{мин}}^{1/2}\right)^{1/2}. \qquad (6.49)$$

В этом уравнении U — потенциал в произвольной точке с координатой z, $U_{\text{мин}}$ — значение потенциала в центре промежутка ($z = 0$), J — плотность тока, d — длина диодного промежутка. Если в (6.49) положить $z = \pm\, d/2$, $U = U_a$ и возвести обе части в квадрат, то получим уравнение

$$\frac{16}{9}\varepsilon_0\sqrt{2\frac{e}{m}}\left[1 - \left(\frac{U_{\text{мин}}}{U_a}\right)^{3/2}\right]\left[1 + 2\left(\frac{U_{\text{мин}}}{U_a}\right)^{1/2}\right] = \frac{Jd^2}{U_a^{3/2}}, \qquad (6.50)$$

из которого может быть найдена зависимость $U_{\text{мин}}/U_a$ от $Jd^2/U_a^{3/2}$. При этом в поперечном направлении потенциал остается постоянным.

Вырежем из этого потока цилиндрический пучок радиусом r_0 и отбросим остальную часть потока, заменяя ее влияние эквивалентным действием дополнительного (фокусирующего) электрода, который обеспечивает на границе пучка прежние условия:

$$\frac{\partial U}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial U}{\partial \theta} = 0. \qquad (6.51)$$

Определение формы этого электрода сводится к решению уравнения Лапласа во внешней области при начальных условиях, определяемых

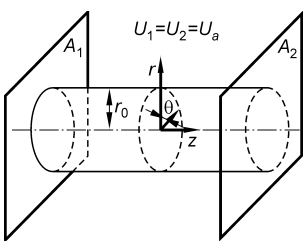


Рис. 6.22
Цилиндрический аксиально-симметричный электронный пучок

формулами (6.49) и (6.51). Простое аналитическое решение этой задачи может быть получено при условии

$$U_{\text{мин}}/U_{\text{а}} > 0{,}7 \text{ (или } Jd^2/U_{\text{а}}^{3/2} > 10 \cdot 10^{-6}).$$

Тогда распределение потенциала в рассматриваемом промежутке с небольшой погрешностью (~0,5%) можно представить приближенным выражением

$$U = U_{\text{мин}} + Cz^2, \quad C = \frac{4}{d^2}(U_{\text{а}} - U_{\text{мин}}).$$

В этом случае граничные условия для решения задачи Коши могут быть представлены следующим образом: при $r = r_0$

$$U = U_{\text{мин}} + Cz^2, \quad \partial U/\partial r = 0.$$

Соответствующее им решение уравнения Лапласа

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial U}{\partial r}\right) + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0$$

имеет следующий вид [22, с. 230]:

$$\left(\frac{z}{d}\right)^2 = \left(\frac{r_0}{d}\right)^2\left[\frac{(r/r_0)^2 - 1}{2} - \ln\frac{r}{r_0}\right] + \frac{U - U_{\text{мин}}}{4(U_{\text{а}} - U_{\text{мин}})}.$$

Используя это выражение, можно рассчитать форму экспоненциальных линий во внешней области. На рис. 6.23 показана форма экспоненциальных линий $U = 0$, $U = U_{\text{а}}$ и $U = U'_{\text{мин}}$ для частного случая, соответствующего $U_{\text{мин}}/U_{\text{а}} = 0{,}73$. Следует заметить, что угол наклона центрального электрода к границе пучка, равный 45°, является столь же характерным, как и угол 67,5° в пушках Пирса, и следует ожидать, что он сохранится и в других системах, построенных по тому же методу, например в системах ограничения ленточных пучков.

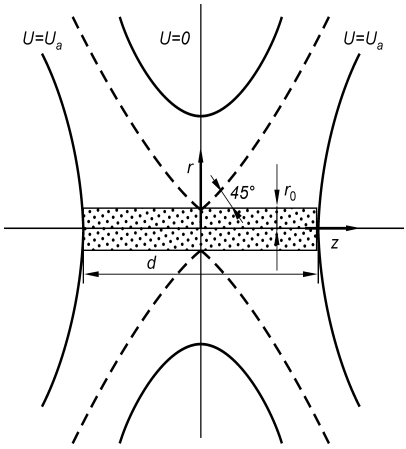


Рис. 6.23
Форма электродов, обеспечивающая формирование аксиально-симметричного пучка электронов

Таким образом, периодическая система, образованная последовательностью электростатических линз Пирса, может обеспечить приблизительно цилиндрический электронный пучок с большой плотностью пространственного заряда. Схематическое изображение подобной системы представлено на рис. 6.24. Для расчета отношения потенциалов электродов линзы по заданному значению первеанса пучка удобно пользоваться графиком, представленным на рис. 3.37, полагая $U_{\partial} = U_{\text{а}}$.

Пример 6.2. Определить потенциал $U_{\text{мин}}$ фокусирующего электрода линзы периодической электростатической системы, если известны: период линзы $d = 2$ см, первеанс пучка $p = 1{,}5 \quad 10^{-6}$ А/В$^{3/2}$, радиус пучка $r_0 = 0{,}5$ см.

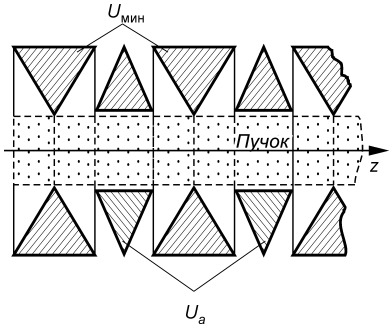


Рис. 6.24
Упрощенная форма электродов системы периодической фокусировки

Р е ш е н и е.

1. Определяем отношение

$$\frac{Jd^2}{U_{\text{а}}^{3/2}} = \frac{d^2}{\pi r_0^2}\frac{I}{U_{\text{а}}^{3/2}} = \frac{1}{3{,}14}\left(\frac{2}{0{,}5}\right)^2 \cdot 1{,}5 \cdot 10^{-6} =$$

$$= 7{,}65 \cdot 10^{-6}\ A / B^{3/2}.$$

2. По кривой рис. 3.37 находим $U_{\text{мин}}/U_{\text{а}} = 0{,}82$, откуда $U_{\text{мин}} = 0{,}82\ U_{\text{а}}$.

Система разнопотенциальных электродов. Такая система, так же как и предыдущая, представляет собой последовательность электростатических линз, расположенных вдоль всей длины электронного пучка. Однако конфигурация этих линз отличается от ранее рассмотренных. В данном случае линзы создаются разнопотенциальными электродами (рис. 6.25), выполненными либо в виде соосных диафрагм (рис. 6.25, *а*), либо проволочных колец (рис. 6.25, *б*), либо в виде ленточной или проволочной двойной спирали (рис. 6.25, *в*).

Для обеспечения достаточно большой оптической силы линз, что необходимо для компенсации кулоновских сил расталкивания высокопервеансных пучков, расстояния между средними плоскостями линз устанавливаются небольшими (обычно они близки к значению внутреннего радиуса электродов). Вследствие этого поля соседних линз в таких периодических системах перекрывают друг друга, и вдоль системы устанавливается некоторое распределение потенциала. При анализе периодических систем истинное распределение потенциала аппроксимируют подходящей периодической функцией и рассчитывают траекторию граничного электрона с учетом действия пространственного заряда.

Рассмотрим периодическую электростатическую систему, образованную последовательностью проволочных колец, потенциал которых периодически меняется от значения $U_{\text{а}}$ до значения U_f, при этом $U_f < U_{\text{а}}$. Картина действия сил электростатического поля на движущиеся вдоль оси системы электроны показана

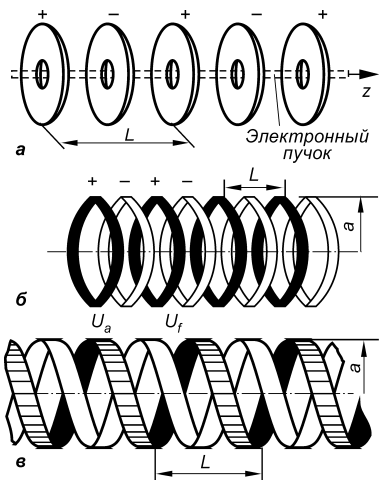


Рис. 6.25
Периодические электростатические системы

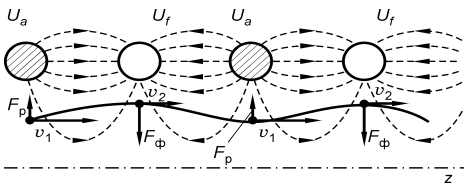


Рис. 6.26
Схема движения электрона в периодическом поле биспирали

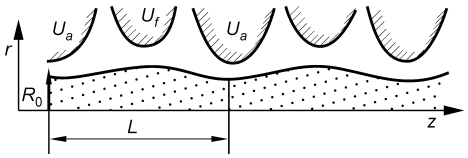


Рис. 6.27
Периодическая электростатическая фокусирующая система

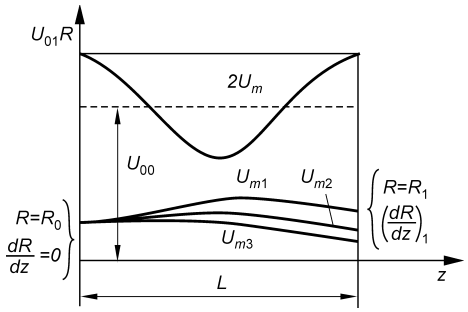


Рис. 6.28
Осевое распределение потенциала в линзе и ход граничной траектории пучка при различных значениях амплитуды потенциала $U_{m3} > U_{m2} > U_{m1}$

на рис. 6.26, где представлена верхняя половина продольного сечения системы.

Предположим, что в некоторый момент времени электрон находится в плоскости кольца с высоким потенциалом и имеет скорость v_1, направленную вдоль оси. В этот момент на электрон действует «расфокусирующая» сила $F_р$, которая отклоняет его от оси. В плоскости следующего кольца, имеющего низкий потенциал, на электрон будет действовать «фокусирующая» сила $F_ф$, направленная к оси. Поскольку при этом скорость электрона v_2 будет меньше, чем в плоскости предыдущего кольца, то фокусирующая сила будет действовать на электрон дольше, чем расфокусирующая сила, и отклонять его к оси больше. Таким образом, в процессе движения электрона эффект фокусировки будет нарастать. В отсутствие кулоновских сил расталкивания электрон будет постепенно отходить от проволок колец и приближаться к оси. Если же вдоль оси колец будет двигаться не отдельный электрон, а пучок электронов с определенной плотностью пространственного заряда, то расталкивающая сила пространственного заряда в среднем может быть уравновешена фокусирующей силой периодического электростатического поля и получен уравновешенный пучок со слабо изменяющимся радиусом. Подробный анализ решения задачи поперечного ограничения электронных пучков в периодических системах кольцевых электродов и ленточной биспирали приведен в [27]. Здесь же остановимся на рассмотрении периодической системы с разнопотенциальными электродами и косинусоидальным распределением потенциала вдоль ее оси. Схема такой системы приведена на рис. 6.27, где L — период системы, а осевое распределение потенциала в пределах одного периода, определяемого выражением

$$U_0 = U_{00} + U_m \cos\frac{2\pi}{L} z,$$

показано на рис. 6.28, где U_{00} — среднее значение потенциала и U_m — амплитуда его изменения. На этом же рисунке показаны траектории граничного электрона, рассчитанные при разных значениях амплитуды потенциала U_m ($U_{m3} > U_{m2} > U_{m1}$) с помощью параксиального уравнения граничной траектории пучка

$$\frac{d^2R}{dz^2} + \frac{1}{2U_0}\frac{dU_0}{dz}\frac{dR}{dz} + \frac{1}{4U_0}\frac{d^2U_0}{dz^2}R = \frac{I}{4\pi\varepsilon_0 R\sqrt{2e/m}U_0^{3/2}},$$

где R — радиус пучка, U_0 — потенциал на оси, I — ток пучка. При заданных значениях I, R, U_{00} и выбранной амплитуде изменения потенциала U_m это уравнение интегрируется численным способом в пределах одного периода с начальными входными условиями: $z = 0$, $R = R_0$ и $(dR/dz)_0 = 0$. Оценка результатов расчета производится по степени приближения выходных параметров траектории: R_1 и $(dR/dz)_1$ к входным. В случае расхождения этих параметров выбирается новое значение U_m, и процедура расчета повторяется до тех пор, пока не будет найдено оптимальное значение U_m, при котором обеспечивается равенство $R_1 = R_0$ и $(dR/dz)_1 = (dR/dz)_0$. На рис. 6.28 таким значением амплитуды потенциала является U_{m2}.

Поиск оптимального значения U_m может быть выполнен компьютерными методами в автоматическом режиме с помощью одной из стандартных процедур поиска экстремума целевой функции. В качестве последней для рассматриваемой задачи берется функция, характеризующая отклонение выходных параметров граничной траектории от входных,

$$\beta = \left[\left(\frac{R_0 - R_1}{L}\right)^2 + \left(\frac{dR}{dz}\right)_1^2\right]^{1/2}.$$

При равенстве входных и выходных условий минимум целевой функции становится равным нулю ($\beta_{\text{мин}} = 0$).

Форма электродов системы определяется в результате решения внешней задачи синтеза. Приближенное решение такой задачи в рассматриваемом случае имеет вид

$$U = U_{00}\left[1 + \frac{U_m}{U_{00}}J_0\left(\frac{2\pi r}{L}\right)\cos\frac{2\pi}{L}z + \frac{0{,}0152}{\sqrt{U_0/U_{00}}}p_\mu\left(1 + 2\ln\frac{r}{R}\right)\right], \quad (6.52)$$

где $p_\mu = I/U^{3/2}{}_{00}$ — первеанс электронного пучка в мкА/В$^{3/2}$, рассчитанный по среднему потенциалу, J_0 — модифицированная функция Бесселя.

Это выражение позволяет рассчитать семейство эквипотенциальных линий в области, внешней к электронному пучку ($r > R$), и определить форму электродов периодической системы. Типичная форма электродов, найденная методом синтеза, показана на рис. 6.27.

Регулярное периодическое движение электронного пучка с периодами L будет происходить лишь в том случае, когда параметры пучка

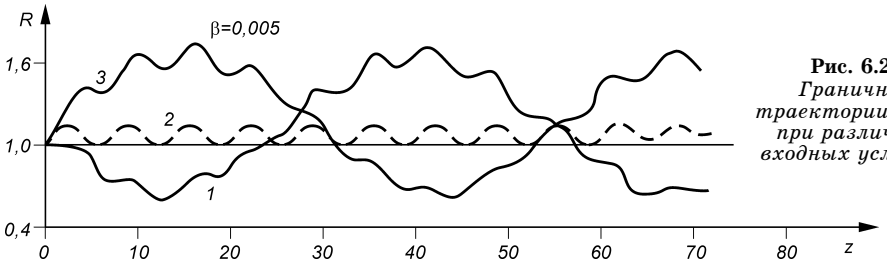


Рис. 6.29
Граничные траектории пучка при различных входных условиях

и условия его ввода в систему строго соответствуют расчетным (рис. 6.29, кривая *2*). В противном случае характер движения пучка усложняется и на его «волнистость» с периодом L накладываются пульсации с существенно большим периодом (кривая *1* при $(dR/dz)_0 < 0$ и кривая *3* при $(dR/dz)_0 > 0$).

Основным недостатком рассмотренных периодических электростатических систем является небольшая жесткость фокусировки электронного пучка, из-за чего в некоторых случаях даже небольшие возмущения пучка (например, высокочастотными полями) могут приводить к его разрушению. Заметное влияние на устойчивость пучка оказывает также неравномерное распределение пространственного заряда по сечению пучка и его первеанс.

Система соосных одиночных линз. Такая система поперечного ограничения электронного пучка представляет собой последовательность одиночных электростатических линз, расположенных относительно друг друга на расстояниях, превышающих толщину линзы. Фрагмент такой системы и ее оптический эквивалент схематически изображены на рис. 6.30. Как видно из рисунка, электроны пучка, проходя область линзы, получают радиальный импульс, направленный к оси симметрии. Между линзами движение пучка в основном определяется действием кулоновских

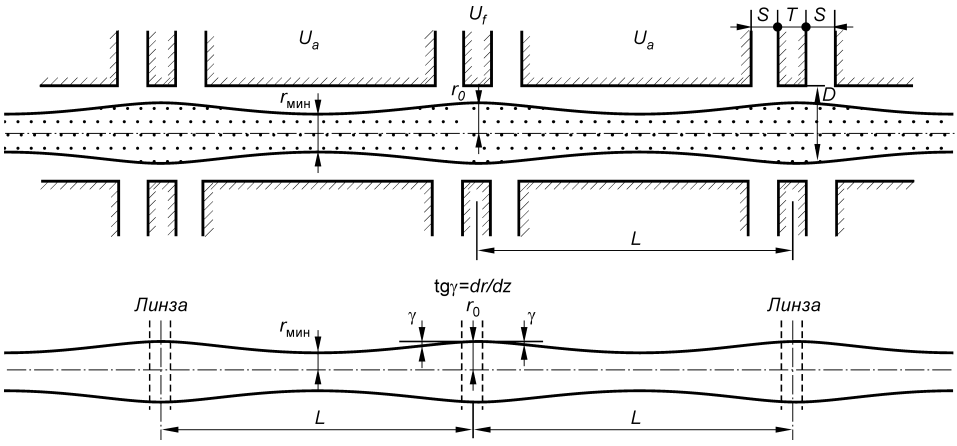


Рис. 6.30
Фокусирующая система, образованная последовательностью однопотенциальных линз, и ее эквивалентная схема

сил расталкивания. В результате по выходе из линзы пучок первоначально сжимается до некоторого минимального сечения радиусом $r_{мин}$, но затем под действием кулоновских сил начинает расширяться вплоть до входа в следующую линзу. В дальнейшем процесс повторяется. Подобрав преломляющую силу линз, можно в принципе обеспечить периодическое движение пучка с ограничением его поперечного размера в заданных пределах. Преломляющая сила линзы в общем случае зависит от ее геометрических размеров и разности потенциалов между ее электродами. Обычно линзы конструируются с таким расчетом, чтобы они обеспечивали необходимый режим фокусировки при нулевом потенциале среднего (фокусирующего) электрода ($U_f = 0$) и потенциале внешних электродов, равном анодному U_a. В этом случае отпадает необходимость в специальном источнике фокусирующего напряжения, поскольку средние электроды линз электрически соединяются с катодом, а внешние электроды — с анодом электронного прибора. Такие параметры линзы как фокусное расстояние f и коэффициент сферической аберрации C_s полностью определяются геометрическими размерами линзы и могут быть найдены с помощью графиков, приведенных на рис. 6.31 и 6.32 (геометрические размеры линзы даны на рис. 6.31).

Основные соотношения, связывающие параметры электронного пучка с параметрами линз, могут быть легко найдены, если предположить, что линзы являются тонкими, а движение пучка в пространстве между ними определяется только действием кулоновских сил отталкивания. Возможны различные варианты схемы расчета в зависимости от того, какие параметры пучка и линзовой системы считаются заданными.

Рассмотрим один из вариантов, наиболее интересный в практическом отношении, когда заданными являются первеанс пучка p, радиус пучка в минимальном сечении $r_{мин}$ и период системы L. Зная эти параметры, можно определить радиус пучка и угол наклона граничной траектории

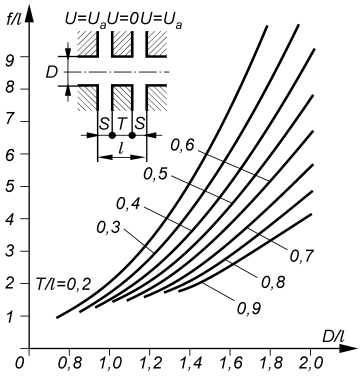


Рис. 6.31
Зависимость фокусного расстояния однопотенциальной аксиально-симметричной линзы от ее геометрии (рис. 6.30) при нулевом потенциале среднего электрода линзы, $U_f = 0$

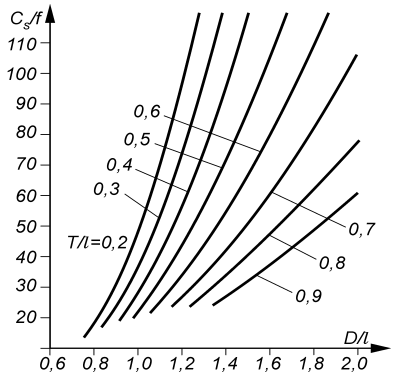


Рис. 6.32
Зависимость коэффициента сферической аберрации однопотенциальной аксиально-симметричной линзы от ее геометрии, $U_f = 0$

в средней плоскости линзы (r_0 и γ). Для этого можно воспользоваться или универсальными кривыми, характеризующими расширение пучка под действием кулоновских сил (см. рис. 5.31), или эквивалентными им аналитическими выражениями:

$$r_0 \approx r_{\text{мин}}(1+0{,}25Z^2 - 0{,}017Z^3), \tag{6.53}$$

где

$$Z = 0{,}174\sqrt{p_\mu}\,\frac{L}{2r_{\text{мин}}}, \tag{6.54}$$

$$\operatorname{tg}\gamma = 0{,}174\sqrt{p_\mu}\cdot\sqrt{\ln\frac{r_0}{r_{\text{мин}}}}. \tag{6.55}$$

В этих выражениях первеанс пучка рассчитывается по потенциалу анода, т. е. $p_\mu = I/U_a^{3/2}$, и выражается в мкА/В$^{3/2}$. Угол преломления траектории граничного электрона в линзе с учетом сферической аберрации определяется уравнением

$$2\gamma = \frac{r_0}{f} + \frac{C_s}{f}\left(\frac{r_0}{f}\right)^3 \cos^2\frac{r_0}{f}, \tag{6.56}$$

которое связывает между собой параметры электронного пучка и линзы. В этой формуле: f — фокусное расстояние линзы, r_0 — радиус пучка в плоскости линзы, C_s — коэффициент сферической аберрации.

Пример 6.3. Определить геометрические размеры одиночных линз периодической электростатической системы фокусировки (рис. 6.30), если известно: $L = 63$ мм, $r_{\text{мин}} = 4$ мм, $p_\mu = 0{,}5$ мкА/В$^{3/2}$.

Р е ш е н и е.

$$Z = 0{,}174\sqrt{p_\mu}\,\frac{L}{2r_{\text{мин}}} = 0{,}174\sqrt{0{,}5}\,\frac{63}{2\cdot 4} = 0{,}98;$$

$$r_0 = r_{\text{мин}}\left(1 + 0{,}25\cdot 0{,}96 + 0{,}017\cdot 0{,}94\right) = 4\cdot 1{,}224 \approx 4{,}9 \text{ мм};$$

$$\operatorname{tg}\gamma = 0{,}174\sqrt{p_\mu \ln\frac{r_0}{r_{\text{мин}}}} = 0{,}174\sqrt{0{,}5\ln 1{,}224} = 0{,}055.$$

Из конструктивных соображений и условий электрической прочности линзы выбираем: $s = 6{,}6$ мм и $T = 2{,}7$ мм. Тогда $l = 2s + T = 15{,}9$ мм, $T/l = 0{,}164$ и $r_0/l = 0{,}308$. Задаваясь различными значениями D/l, по графикам рис. 6.31 и 6.32 подбираем такие значения f/l и C_s/f, при которых правая часть уравнения (6.56) была бы равна найденному значению левой части: $2\gamma = 0{,}11$. При округленном значении $T/l \approx 0{,}2$ находим $D/l \approx 1{,}25$. Отсюда внутренний диаметр фокусирующего электрода $D \approx 20$ мм.

Изложенный метод позволяет найти геометрические размеры одиночных линз лишь в самом первом приближении. Уточнение найденных размеров обычно производится путем компьютерного траекторного анализа движения электронного пучка в системе линз (см. [22, с. 236]).

6.9. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ПОПЕРЕЧНОГО ОГРАНИЧЕНИЯ ПОЛЫХ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

Система центробежной электростатической фокусировки. Если полому аксиально-симметричному пучку задать вращательное движение вокруг оси и возникшую при этом центробежную (расфокусирующую) силу скомпенсировать противоположной по направлению (фокусирующей) силой поперечного электростатического поля, то при небольших значениях кулоновской силы расталкивания электронов пучка можно достигнуть равновесного движения электронов. Такова общая идея рассматриваемого способа поперечного ограничения полого пучка, получившего название центробежной электростатической фокусировки. Эта идея была реализована в электростатических системах, основу которых составляет цилиндрический конденсатор. На рис. 6.33 и 6.34 приведены схемы двух таких систем, различающихся конструкциями электронных пушек, которые формируют вращающиеся спиралевидные пучки электронов. В первой из этих систем (рис. 6.33) используется спиральная пушка (пушка Чернова), состоящая из кольцевого катода (*1*), расположенного между двумя цилиндрическими прикатодными электродами (*2*), и анода (*3*) в виде спирального среза торца цилиндрического конденсатора (*4*). В такой конструкции пушки электронный пучок приобретает вращательное движение благодаря тому, что ускоряющее электрическое поле, формирующее этот пучок, имеет не только продольную, но и азимутальную

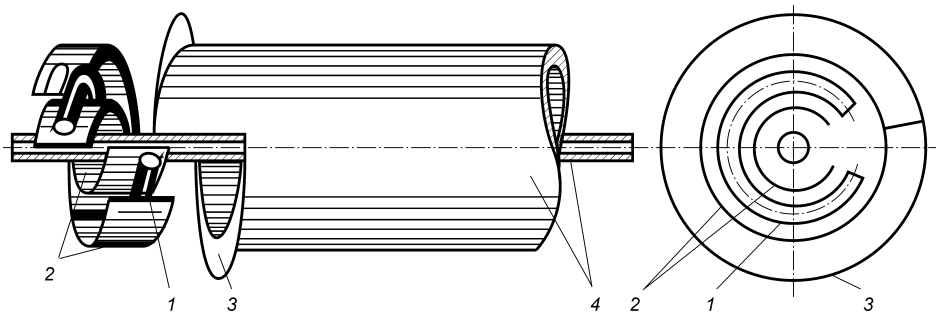


Рис. 6.33
Центробежно-электростатическая система со спиральной пушкой

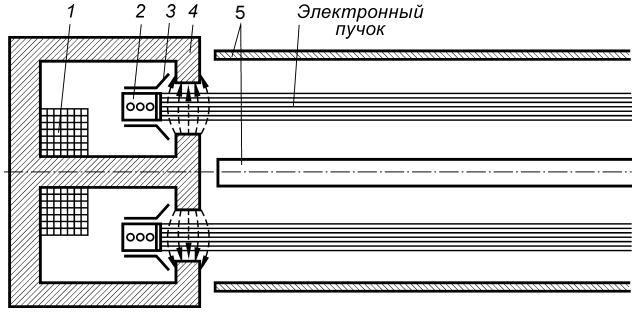


Рис. 6.34
Центробежно-электростатическая система с пушкой Харриса

составляющую. Во второй системе (см. рис. 6.34) используется пушка с магнитным полем (пушка Харриса), содержащая: *1* — магнитную катушку, *2* — кольцевой катод, *3* — прикатодный электрод, *4* — анод, являющийся также магнитным экраном, *5* — цилиндрический конденсатор. Электронный пучок влетает в цилиндрический конденсатор, получив предварительно вращение в кольцевом зазоре (щели) анода благодаря наличию в нем радиального магнитного поля (пунктирные стрелки).

В обеих системах между электродами цилиндрического конденсатора создается однородное поперечное электростатическое поле. При этом внутренний электрод конденсатора имеет более высокий потенциал как по отношению к внешнему электроду, так и по отношению к катоду пушки.

Как отмечалось выше, равновесное движение электронного пучка достигается благодаря балансу центробежной силы вращательного движения и фокусирующей силе электрического поля, т. е. при выполнении равенства

$$\frac{m}{r}\left(r\frac{d\theta}{dt}\right)^2 = -eE_r, \tag{6.57}$$

где $rd\theta/dt$ — азимутальная скорость электронов и $\bar{E}_r = \bar{E}_{Vr} + \bar{E}_{\rho r}$ — напряженность радиального электрического поля, обусловленного разностью потенциалов между электродами конденсатора (E_{Vr}) и полем пространственного заряда (кулоновских сил $E_{\rho r}$).

Из механики известно, что при движении в поле центральных сил действует закон сохранения углового момента количества движения (импульса):

$$\frac{\partial M_\theta}{\partial t} = 0, \quad M_\theta = mr^2\frac{d\theta}{dt} = \text{const},$$

откуда

$$(rd\theta/dt)^2 = (M_\theta/mr)^2.$$

Учитывая это соотношение, выражению (6.57) можно придать следующий вид:

$$\frac{M_\theta^2}{mr^3} = -e(E_{Vr} + E_{\rho r}).$$

При небольших первеансах электронного пучка, когда $E_{\rho r} << E_{Vr}$, из этого выражения получаем простое соотношение

$$\frac{M_\theta^2}{mr^3} = -eE_{Vr} = \frac{eU_{ab}}{r\ln\dfrac{b}{a}}, \tag{6.58}$$

где U_{ab} — абсолютное значение разности потенциалов внешнего и внутреннего электродов цилиндрического конденсатора, радиусы которых равны соответственно b и a. При известном значении начального углового момента M_θ выражение (6.58) позволяет в первом приближении определить равновесный радиус $r = r_e$ или найти значение напряжения U_{ab}, если равновесный радиус известен.

Анализ движения электронного пучка с учетом сил пространственного заряда показывает, что строго равновесное движение электронов пучка

может быть достигнуто лишь при неравномерном распределении плотности пространственного заряда ρ, точнее говоря, при изменении ρ обратно пропорционально четвертой степени радиуса. На практике сформировать столь неоднородный электронный пучок чрезвычайно трудно, поэтому не удается полностью удовлетворить условию получения строго равновесного пучка.

Существует предельный ток пучка, который может быть устойчиво пропущен через рассматриваемую систему. Эксперименты показали, что в приборе с центробежной электростатической фокусировкой через трубку диаметром 0,4 см и длиной 50 см при U_a = 600...800 В и U_{ab} = 200...300 В удавалось пропустить пучок с током 10–15 мА, при этом коэффициент токопрохождения составлял 0,95–0,97. На основе такой системы с пушкой Чернова была создана усилительная лампа бегущей волны, названная спиратроном, которая работала в широком диапазоне волн (100–450 МГц), обеспечивала высокий коэффициент усиления (до 400 дБ) и КПД до 20%.

Периодические электростатические системы. Для поперечного ограничения полых аксиально-симметричных электронных пучков могут быть использованы периодические электростатические системы. Схемы таких систем приведены на рис. 6.35. Особенности этих систем связаны с необходимостью создания условий баланса фокусирующих и расфокусирующих сил не только на внешней границе пучка, где расфокусирующей силой является кулоновская сила расталкивания электронов, но и на внутренней границе пучка, где такая сила отсутствует. Для обеспечения баланса сил используются разные способы: сообщение электронному пучку на входе в периодическую систему вращательного движения (рис. 6.35, *а*); создание дополнительного радиального электростатического поля, отклоняющего электроны от оси симметрии (рис. 6.35, *б*); применение биперiодической системы ограничений (рис. 6.35, *в*). В первом случае равновесное движение электронов на внутренней границе пучка обеспечивается благодаря балансу центробежной силы и силы электростатического поля. Вращение пучка может быть осуществлено с помощью рассмотренных выше пушек Чернова или Харриса. Во втором случае равновесное (в среднем) движение электронов на внутренней границе пучка достигается благодаря балансу периодической фокусирующей силы и радиальной дефокусирующей силы F_p. Третий случай можно рассматривать как аналог периодической фокусировки ленточного пучка.

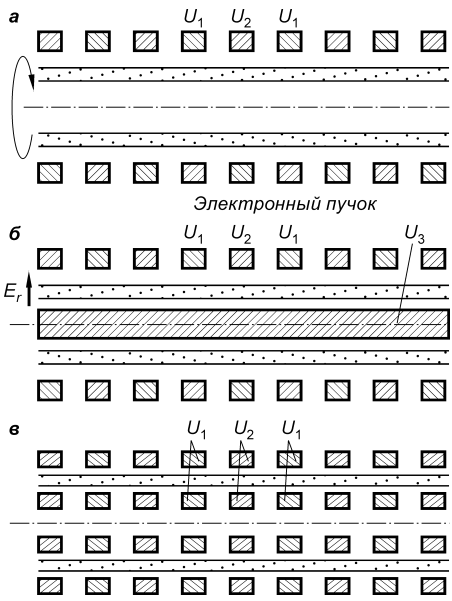


Рис. 6.35
Схема периодических систем ограничения полых электронных пучков

6.10. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ПОПЕРЕЧНОГО ОГРАНИЧЕНИЯ ЛЕНТОЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

Общие принципы ограничения поперечных размеров ленточных электронных пучков с помощью электростатических полей аналогичны тем, какие используются для ограничения аксиально-симметричных пучков. Отсюда следует и аналогия между системами, реализующими эти принципы для пучков разной конфигурации. Например, система, создающая равновесное движение ленточного пучка, также выполняется из электростатических линз, построенных по методу Пирса, а периодические системы с тем или иным законом распределения потенциала вдоль оси симметрии — из разнопотенциальных щелевых диафрагм, одиночных цилиндрических линз и плоских систем лестничного типа.

Среди различных разновидностей систем жесткой периодической электростатической фокусировки ленточных пучков интересна система, названная ее авторами «слалом-поток» (рис. 6.36). Она состоит из двух параллельных пластин и ряда стержней, равномерно расположенных в средней плоскости между пластинами. Для проведения в этой системе ленточного пучка на пластины и стержни, являющиеся одновременно элементами замедляющей системы, подают постоянные потенциалы: на стержни — большой положительный потенциал U_1, а на пластины — потенциал U_2, близкий к потенциалу катода. В результате ленточный пучок, введенный в систему под некоторым углом к ее оси, будет двигаться волнообразно, огибая каждый стержень системы, подобно лыжнику-слаломисту, объезжающему каждое препятствие, поставленное на его пути (отсюда и название «слалом–поток»). Следует заметить, что движение пучка вокруг стержней системы аналогично движению в поле цилиндрического конденсатора, где, как известно, кривизна траектории определяется равновесием между силой электростатического поля и центробежной силой. Таким образом, в системе «слалом-поток» совмещаются принципы периодической и центробежно-электростатической систем поперечного ограничения ленточного пучка. Эксперимент показал, что такая система обеспечивает токопрохождение 97% при первеансе пучка 2 мкА/В$^{3/2}$ и 92% при первеансе 4,2 мкА/В$^{3/2}$. При этом наблюдалась критичность к углу ввода пучка в периодическую систему.

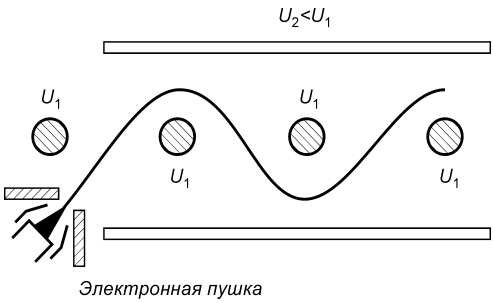


Рис. 6.36
Система «слалом-поток»

ЗАДАЧИ

1. Дать определение электронному потоку Бриллюэна и охарактеризовать условия его возникновения.

2. Аксиально-симметричный электронный пучок, сформированный пушкой Пирса с экранированным катодом и ускоренный при анодном напряжении 1600 В, входит в однородное продольное магнитное поле, имея на входе диаметр 8 мм и первеанс 1 мкА/В$^{3/2}$. Определить значение бриллюэновской индукции магнитного поля.

(Ответ: 83 Гс)

3. В однородной магнитной системе электронная пушка Пирса с экранированным от магнитного поля катодом радиусом 20 мм при ускоряющем напряжении 2500 В формирует сходящийся аксиально-симметричный пучок с коэффициентом сжатия по радиусу 5 мм и током 100 мА. Определить значение бриллюэновской индукции магнитного поля.

(Ответ: 92 Гс)

4. В однородном магнитном поле распространяется полый аксиально-симметричный электронный пучок с током $I = 100$ мА, ускоренный напряжением $U_0 = 3000$ В. Внешний r_2 и внутренний r_1 радиусы пучка равны 5 и 4 мм соответственно. Определить значение индукции магнитного поля B, характеризующего условие равновесного движения электронов внешней границы пучка.

(Ответ: 91,5 Гс)

5. В периодической магнитной системе с периодом $L = 20$ мм и амплитудой магнитного поля $B_m = 0{,}03$ Тл распространяется сплошной аксиально-симметричный электронный пучок, ускоренный напряжением $U_0 = 2000$ В; первеанс пучка $p = 1{,}0$ мкА/В$^{3/2}$ и начальный радиус $r_0 = 1{,}5$ мм. Определить параметры магнитного поля α и пространственного заряда β.

(Ответ: 0,063 и 0,085)

ГЛАВА СЕДЬМАЯ

УПРАВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПОТОКАМИ. УПРАВЛЯЮЩИЕ УСТРОЙСТВА

7.1. СПОСОБЫ УПРАВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПОТОКАМИ

Управление электронным потоком — это изменение во времени по заданному закону его параметров, определяющих выполнение основной функции прибора или устройства. В литературе этот процесс часто называют также процессом *модуляции электронного потока*.

В ламповых усилителях выполнение основной функции (усиление сигнала) связано с модуляцией электронного потока по плотности, в осциллографических и других электронно-лучевых приборах — с модуляцией направления движения потока электронов и т. д. При этом в любом случае модуляция осуществляется с помощью переменных электрических или магнитных полей. Следовательно, способы управления можно классифицировать как по видам (признакам) управляющих полей и условиям, в которых осуществляется процесс управления, так и по названиям измеряемых параметров электронных потоков.

Для выявления способов управления, различающихся признаками полей, проанализируем уравнение движения электронов, связывающее параметры движения с взаимодействующими полями:

$$\frac{m d\bar{v}}{dt} = -e\bar{E} - e\left[\bar{v} \times \bar{B}\right] = \bar{F}_E + \bar{F}_M,$$

где e и m — заряд и масса электрона, $\bar{v}$ — вектор скорости, t — время, $\bar{E}$ и $\bar{B}$ — векторы напряженности электрического и индукции магнитного полей, $\bar{F}_E = -e\bar{E}$ и $\bar{F}_M$ — векторы сил электрического и магнитного полей.

В общем случае векторы $\bar{E} = \bar{E}_0 + \bar{E}_\sim$ и $\bar{B} = \bar{B}_0 + \bar{B}_\sim$ имеют постоянные ($\bar{E}_0$, $\bar{B}_0$) и переменные ($\bar{E}_\sim$, $\bar{B}_\sim$) составляющие. Первые из них задают исходные, стационарные траектории электронов (прямолинейные или криволинейные) и, в конечном счете, определяют параметры невозмущенного электронного потока и условия взаимодействия его с полями. Вторые (переменные) составляющие полей определяют отклонение траекторий от стационарных и законы этого отклонения. Таким образом, все способы управления прежде всего можно разделить на две группы: электрические и магнитные.

Электрические способы управления. Переменные электрические поля по своей природе разделяются на вихревые, создаваемые быстро изменяю-

щимися магнитными потоками, и потенциальные — электрическими зарядами. В пространстве взаимодействия потенциальные поля могут создаваться как поверхностными зарядами, возникающими на электродах при подключении к ним источников ЭДС, так и пространственными зарядами других потоков заряженных частиц, распространяющихся в том же пространстве взаимодействия. При этом поле поверхностных зарядов можно изменять либо путем изменения напряжения на электродах (с помощью источника ЭДС), либо механическим изменением протяженности (емкости) пространства взаимодействия, к которому приложена постоянная разность потенциалов.

Другой классификационный признак управляющих электрических полей связан с их динамикой. Различают переменные поля стоячих и поля бегущих электромагнитных волн. Управление с помощью первых характеризуется, как правило, кратковременным взаимодействием их с электронными потоками, управление же с помощью вторых связано с длительным взаимодействием. Способы управления будут дополнительно различаться в зависимости от того, существуют ли в пространстве управления постоянные электрические и магнитные поля и как они ориентированы. С помощью этих полей, как уже отмечалось выше, задают необходимую форму стационарных траекторий электронов и тем самым обеспечивают эффективное взаимодействие последних с определенной компонентой управляющего поля: продольной, поперечной или азимутальной. Различают следующие варианты условий.

1. Постоянные (статические) поля в пространстве взаимодействия отсутствуют ($E_0 = B_0 = 0$); движение электронов прямолинейное.

2. Векторы постоянных полей и скорости электронов взаимно параллельны и направлены вдоль оси прибора ($\bar{E}_0 \parallel \bar{B}_0 \parallel \bar{v}_0$, в частном случае одна из разновидностей полей отсутствует); движение электронов прямолинейное.

3. Векторы постоянных полей и скорости электронов взаимно перпендикулярны — скрещены ($\bar{E}_0 \perp \bar{B}_0 \perp \bar{v}_0$); движение электронов циклоидальное.

4. Вектор скорости направлен под углом менее 90° к направлению векторов полей ($\bar{v}_0 \angle \bar{B}_0$ или $\bar{v}_0 \angle \bar{E}_0$); движение электронов спиралевидное.

Пункты 1 и 2 часто объединяются в один пункт.

Магнитные способы управления. Разновидности магнитных способов управления нетрудно установить, исходя из анализа формулы магнитной силы (силы Лоренца) $\bar{F}_M = -e[\bar{v}_0 \times \bar{B}_0]$. Видно, что эта сила зависит не только от величины вектора индукции $\bar{B}_0$, но и от его ориентации по отношению к вектору скорости $\bar{v}_0$, т. е. от угла между этими векторами. Следовательно, изменять силу магнитного поля по определенному закону можно, варьируя либо значение индукции B, либо ориентацию вектора $\bar{B}$ относительно вектора $\bar{v}_0$. Изменять значение B в заданном пространстве (или зазоре) взаимодействия можно либо изменением тока соленоида (если магнитное поле создается магнитной катушкой), либо изменением расстояния между полюсными наконечниками.

Комбинированные способы управления. Наряду с рассмотренными способами управления, когда используются только электрические или только магнитные поля, возможны также и комбинированные способы управления электронным потоком, характеризующиеся одновременным использованием переменных электрических и магнитных полей. Например, в кинескопах модуляция электронного луча по плотности тока осуществляется переменным электрическим полем модулятора, а изменение направления распространения электронного луча, т. е. его сканирование, — переменным магнитным полем магнитных катушек.

Классификационная диаграмма, изображенная на рис. 7.1, построена на основании проведенных рассуждений. На ее периферии указаны некоторые типы вакуумных электронных приборов и ускорителей заря-

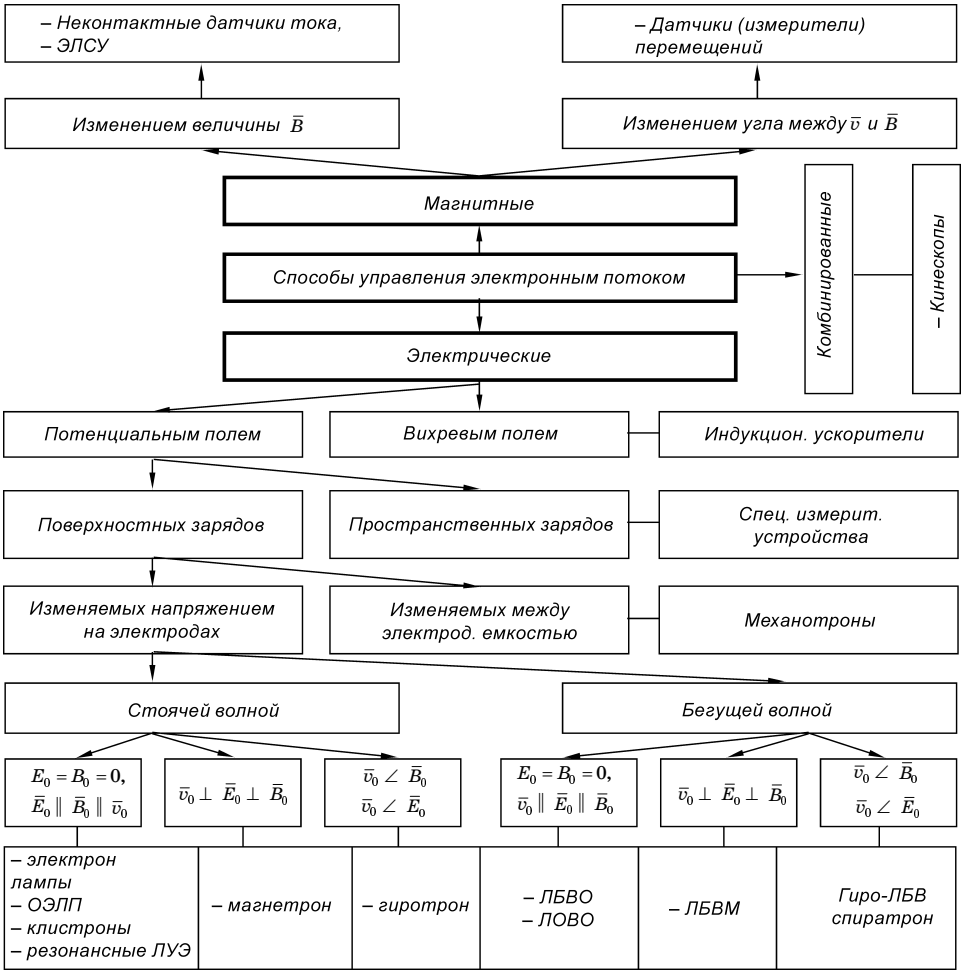


Рис. 7.1
Классификационная диаграмма способов управления электронным потоком

женных частиц, в которых используются те или иные способы управления (модуляции) электронных потоков: ОЭЛП — осциллографические электронно-лучевые приборы, ЛУЭ — линейные ускорители электронов, ЛБВО и ЛБВМ — лампы бегущей волны О и М-типов, ЛОВО — лампа обратной волны О-типа. Эти приборы и установки изучаются в специальных дисциплинах. Некоторые из них описаны в главах 1 и 9 настоящей книги.

Двигаясь по линиям связи от центра диаграммы к ее периферии, можно получить достаточно полную информацию об управляющем поле, способе его изменения и некоторых условиях взаимодействия с электронным потоком в том или ином типе прибора или установки, включая и такие малоизвестные приборы, как механотроны, неконтактные измерители тока и перемещений, а также специальное измерительное устройство, в котором тонкий зондирующий электронный луч отклоняется от положения равновесия под действием электрического поля другого (исследуемого) электронного потока, модулированного по плотности.

7.2. СПОСОБЫ ПОЛУЧЕНИЯ ПЕРЕМЕННОГО КОНВЕКЦИОННОГО ТОКА

Рассмотренная в предыдущем параграфе классификация способов управления электронными потоками, иллюстрируя большое разнообразие этих способов, в то же время не дает представления о том, какие параметры электронных потоков изменяются (или могут изменяться) в тех или иных случаях, тогда как именно эти изменения определяют специфику принципа действия электронных приборов и ускорителей заряженных частиц. Для выявления всего набора изменяемых параметров электронного потока представим последний в виде потока вектора плотности конвекционного тока $\overline{J}$ и получим математическое выражение, связывающее плотность тока с различными параметрами потока.

Предположим, что в некотором пространстве (рис. 7.2) движется элементарный заряд q_1, который первоначально, в исходный момент t_1, имел плотность ρ_1, вектор скорости $\overline{v}_1$ и занимал объем с поперечным сечением dS_1 и длиной $\overline{v}_1\,dt_1$, а затем, после взаимодействия с управляющим полем, разделился на две части q_2 и q_3. Первая из них достигла конечного пункта движения в момент t_2, имея параметры ρ_2, $\overline{v}_2$, dS_2 и dt_2, а вторая — q_3 осела на стенках канала. Тогда по закону сохранения заряда имеем

$$q_1 = q_2 + q_3$$

или

$$\rho_1 \overline{v}_1\, dS_1 dt_1 = \rho_2 \overline{v}_2\, dS_2 dt_2 + q_3,$$

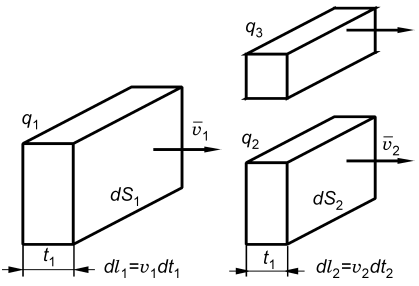


Рис. 7.2
Движение заряда и его деление на составляющие после воздействия на него управляющего поля

откуда следует, что вектор плотности конвекционного тока в интересующий нас момент t_2 будет равен

$$\bar{J}_2 = \rho_2 \bar{v}_2 = \rho_1 \bar{v}_1 \frac{dt_1}{dt_2} \frac{dS_1}{dS_2} \left(1 - \frac{q_3}{q_1}\right).$$

Обозначая

$$\left(1 - \frac{q_3}{q_1}\right) = \frac{q_2}{q_1} = \delta,$$

получаем

$$\bar{J}_2 = \rho_1 \bar{v}_1 \frac{dt_1}{dt_2} \cdot \frac{dS_1}{dS_2} \delta. \qquad (7.1)$$

Таким образом, в процессе управления электронным потоком может изменяться любой из параметров, входящих в (7.1), или даже несколько параметров сразу. В дальнейшем способы управления, характеризующиеся изменением только одного из указанных параметров, будем называть основными, или простыми способами. К их числу относятся следующие:

ρ-mod — модуляция плотности пространственного заряда,

v-mod — модуляция скорости (величины),

$\bar{v}$-mod — модуляция направления вектора скорости (движения),

$\frac{dt_1}{dt_2}$-mod — взаимное смещение (группирование) электронов,

$\frac{dS_1}{dS_2}$-mod — пульсация поперечного сечения потока,

δ-mod — модуляция токопрохождения, или фазовая сортировка электронов.

Следует заметить, что последние три члена в (7.1) являются функциями скорости и поэтому могут изменяться только в связи с изменением этого параметра. Однако всегда можно создать такие условия, при которых значение переменного конвекционного тока в конечном счете будет определяться в основном только одним из трех указанных членов. Решающую роль в создании таких условий играет время пролета электронов $\vartheta = t_2 - t_1$ (где t_1 и t_2 — времена начала и конца движения) и его производная $d\vartheta/dt_2 = 1 - dt_1/dt_2$. Если $d\vartheta/dt_2 = 0$ или $dt_1/dt_2 = 1$, то взаимное продольное смещение электронов отсутствует. Если же производная $d\vartheta/dt_2 \neq 0$, то время пролета электронов ϑ также не равно нулю и различно для разных электронов. В результате может происходить группирование электронов и, следовательно, появление переменной составляющей плотности конвекционного тока. В дальнейшем способы получения переменного конвекционного тока, принципиально не связанные с использованием времени пролета электронов, будем называть *квазистатическими*, а методы, основанные на использовании времени пролета, — *динамическими способами*. Наглядное представление об основных способах получения переменного конвекционного тока дает диаграмма, приведенная на рис. 7.3.

Кроме основных (простых) способов управления электронным потоком, возможны и сложные способы: комбинационные и каскадные. *Комбинационными* будем называть совокупности двух и более основных, одновременно протекающих в заданном пространстве и характеризующихся, следовательно, изменением во времени сразу нескольких членов выражения (7.1). Комбинационные способы получения переменного конвекционного тока используются в электронных лампах, приборах магнетронного типа и др. *Каскадными способами* управления будем называть различные последовательности двух основных или комбинационных способов, определенным образом сфазированных во времени и пространстве. Такие способы реализуются в ламповых устройствах (например, пентодных) с двойным управлением анодным током, в кинескопах, в триод-клистронах и др.

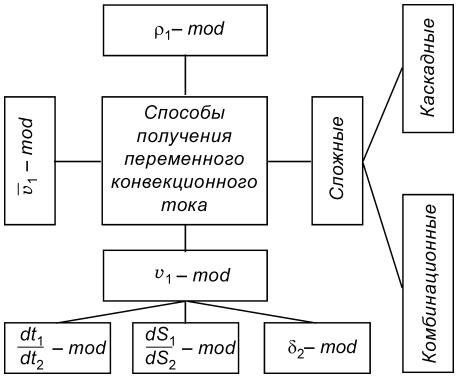


Рис. 7.3
Классификационная диаграмма способов получения переменного конвекционного тока

7.3. ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПАРАМЕТРЫ УПРАВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ

Качество и эффективность управления электронным потоком различными способами оценивается с помощью характеристик и параметров управления. В общем случае *характеристикой управления* (или управляющей характеристикой) называется зависимость изменяемой величины от управляющего сигнала. В подавляющем большинстве случаев изменяемой величиной является конвекционный ток или его плотность, а управляющим сигналом — переменное электрическое напряжение, индукция магнитного поля или ток соленоида, создающий переменное магнитное поле.

Как правило, характеристики управления являются нелинейными. Графики двух таких характеристик приведены на рис. 7.4. Первая из них отражает процесс управления током (или интенсивностью) электронного потока с помощью переменного напряжения (например, в электронных лампах), а вторая — управление током с помощью переменного магнитного поля, его индукции (например, в диодах с магнитным управлением).

Эффективность управления оценивается с помощью параметров управления, определяемых через отношение изменяемой величины к величине управляющего сигнала.

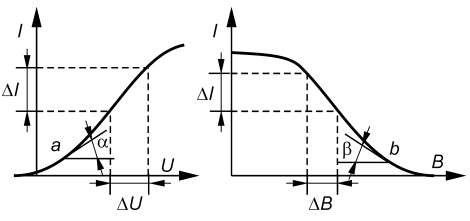


Рис. 7.4
Характеристики управления конвекционным током

Различают дифференциальные, линейные и усредненные параметры управления. Если иметь в виду управляющие характеристики, изображенные на рис. 7.4, то дифференциальные параметры $S_э$ и $S_м$ будут определяться по формулам:

$$S_э = \frac{\partial I}{\partial U}, \ \frac{\text{А}}{\text{В}} \ \text{и} \ S_м = \frac{\partial I}{\partial B}, \ \frac{\text{А}}{\text{Тл}}.$$

Значения этих параметров определяют эффективность управления током в отдельных точках управляющей характеристики (*a* и *b*) и соответствуют тангенсам углов ее наклона (α и β) в этих точках.

На линейных участках рассматриваемых характеристик параметры управления можно определять как отношение приращений тока ΔI к приращению управляющего сигнала ΔU или ΔB, т. е.

$$S_э \approx \frac{\Delta I}{\Delta U} \ \text{и} \ S_м \approx \frac{\Delta I}{\Delta B},$$

Наконец, для приближенной оценки управляющего действия электрического или магнитного поля, особенно в ключевом режиме управления, используются усредненные значения параметров управления:

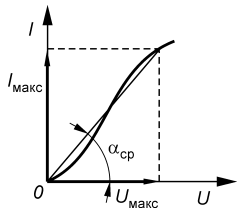


Рис. 7.5
К определению усредненного значения параметра управления

$$S_{э\,ср} = \frac{I_{макс}}{U_{макс}} = \text{tg}\ \alpha_{ср} \ \text{и} \ S_{м\,ср} = \frac{I_{макс}}{B_{макс}},$$

где $U_{макс}$ и $B_{макс}$ — максимальные значения управляющих сигналов, вызывающих в приборах максимальные токи $I_{макс}$, и $\alpha_{ср}$ — средний угол наклона спрямленной управляющей характеристики (рис. 7.5).

В теории электронных ламп рассмотренные параметры управления называются *крутизнами*; имеются в виду крутизны наклонов кривых тока I по отношению к осям U и B.

В теории электронно-лучевых приборов параметры управления вектором скорости электронов $\varepsilon_э$ и $\varepsilon_м$ определяются как отношение максимального отклонения h электронного луча от оси симметрии прибора к значению отклоняющего (управляющего) сигнала $U_{откл}$ или $B_{откл}$, т. е.

$$\varepsilon_э = \frac{h}{U_{откл}}, \ \frac{\text{м}}{\text{В}} \ \text{и} \ \varepsilon_м = \frac{h}{B_{откл}}, \ \frac{\text{м}}{\text{Тл}}$$

и называются *чувствительностями к отклонению*.

7.4. КВАЗИЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ СПОСОБ УПРАВЛЕНИЯ ПЛОТНОСТЬЮ КАТОДНОГО ТОКА

Квазиэлектростатические способы управления электронными потоками — это способы, реализация которых осуществляется при условии, что время пролета электронов ϑ в пространстве взаимодействия пренебрежимо мало по сравнению с периодом T управляющего сигнала, т. е. $\vartheta << T$. При этом условии неравномерностью распределения плотности электронного потока в пространстве взаимодействия и токами смещения можно пренеб-

речь и считать, что происходящие в этом пространстве процессы аналогичны тем, которые происходят при постоянных напряжениях на электродах, т. е. в статическом режиме. Поэтому при анализе процессов управления можно использовать ранее полученные (в главе 3) зависимости токов в цепях различных электродов от постоянных потенциалов на электродах.

Суть способа управления плотностью катодного тока заключается в том, что переменное (управляющее) электрическое поле создается в междуэлектродном промежутке, содержащем катод, и воздействует на электронный поток непосредственно в месте его зарождения. В результате отбираемая с катода плотность тока будет изменяться в соответствии с изменением напряженности этого поля. Таким образом, процессы формирования и управления его плотностью оказываются совмещенными во времени и пространстве (в прикатодной области). В этом заключается главная особенность рассматриваемого способа управления.

Диодное управляющее устройство. Простейшим устройством, реализующим способ управления плотностью катодного тока, является диодное устройство (рис. 7.6). Оно содержит термоэлектронный катод К, сетчатый электрод С и подключенную к этим электродам внешнюю цепь, включающую источники постоянного E_c и переменного (управляющего) $U_{c\sim}$ напряжений; электронный поток на рисунке показан пунктирными стрелками.

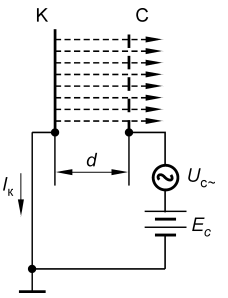


Рис. 7.6
Диодное управляющее устройство

Под действием напряжения управляющего электрода $U_c = E_c + U_{c\sim}$ плотность катодного тока будет так же, как и в статическом режиме, изменяться в соответствии с законом степени 3/2

$$J_к = \frac{4}{9}\varepsilon_0\sqrt{2\frac{e}{m}}\frac{U_c^{3/2}}{d^2}.$$

Если это выражение переписать в виде

$$J_к = \left(\frac{4}{9}\varepsilon_0\frac{U_c}{d^2}\right)\left(\sqrt{2\frac{e}{m}}U_c^{1/2}\right),$$

то можно легко заметить, что в диодном устройстве управление плотностью катодного тока осуществляется благодаря одновременному изменению плотности пространственного заряда (ρ-mod):

$$\rho_c = \frac{4}{9}\varepsilon_0\frac{U_c}{d^2},\ \ \frac{\text{Кл}}{\text{м}^3}$$

и скорости электронов (υ-mod):

$$\upsilon_c = \sqrt{2\frac{e}{m}}U_c^{1/2},\ \ \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

Следовательно, на выходе из диодного управляющего устройства электронный поток будет иметь как плотностную, так и скоростную модуляцию. Однако поскольку ρ_c изменяется пропорционально U_c, а υ пропорционально $U_c^{1/2}$, то можно считать, что управление плотностью электронного потока в диоде осуществляется преимущественно (в основном) за счет

изменения ρ_c, особенно при малом междуэлектродном расстоянии d. Это расстояние сильно влияет на значение дифференциального параметра управления плотностью катодного тока $S_{J_к}$, которое в данном случае определяется выражением

$$_{к} = \frac{\partial\ _{к}}{\partial} = \frac{3}{2}\cdot\frac{4}{9}\varepsilon_0\sqrt{2-}\ \frac{^{1/2}_{c}}{2}. \qquad (7.2)$$

Из сравнения закона степени 3/2 и выражения (7.2) следует, что

$$S_{J_к} = \frac{3}{2}\frac{J_к}{U_c}. \qquad (7.2а)$$

Это соотношение связывает между собой все основные величины, характеризующие процесс управления плотностью электронного потока. Если учесть, что в (7.2а) $J_к = I_к/F_к$, где $F_к$ — площадь эмитирующей поверхности катода, то можно записать аналогичное выражение и для катодного тока

$$I_к = \frac{2}{3}S_{J_к}\cdot F_к\cdot U_c = \frac{2}{3}S_к U_c,$$

и параметра управления катодным током

$$S_к = S_{J_к}\cdot F_к = \frac{2}{3}\cdot\frac{4}{3}\varepsilon_0\sqrt{2\frac{e}{m}}F_к\frac{U_c^{1/2}}{d^2} \approx 3{,}5\cdot 10^{-6}F_к\frac{U_c^{1/2}}{d^2}. \qquad (7.3)$$

Триодное управляющее устройство. Скоростную модуляцию электронного потока на выходе из управляющего устройства можно устранить, если указанный способ управления реализовывать не в диодном, а в триодном устройстве, схематически изображенном на рис. 7.7. В этом устройстве к диодному промежутку К–С добавлен ускоряющий сетчатый электрод $А_с$, источник ускоряющего напряжения $E_а$ и конденсатор большой емкости $C_ш$, шунтирующий на частоте управляющего напряжения междуэлектродный промежуток К–$А_с$ и тем самым не допускающий появления на электроде $А_с$ переменного потенциала.

Изменение плотности катодного тока в триодном управляющем устройстве будет определяться так же, как и в диодном устройстве, законом степени 3/2:

$$J_к = \frac{4}{9}\varepsilon_0\sqrt{2\frac{e}{m}}\frac{U_\partial^{3/2}}{d_{кс}^2},$$

где $U_\partial \approx E_c + U_{c\sim} + DE_а$ — действующий потенциал, изменяющийся в соответствии с изменением управляющего потенциала $U_{c\sim}$, и $d_{кс}$ — расстояние катод–сетка. Следовательно, в первом промежутке триода К–С электронный поток будет промодулирован как по плотности пространственного заряда, так и по скорости. На этом участке электроны приобретают энергию $W_{кс} = e(U_\partial - 0)$, так как потенциал катода равен нулю. В промежутке С–$А_с$ приращение энергии будет определяться равенством

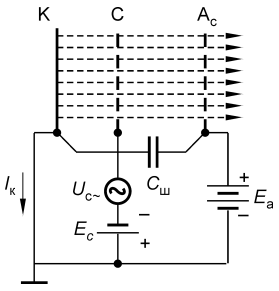


Рис. 7.7
Триодное управляющее устройство

$W_{\text{са}} = e(E_{\text{а}} - U_{\partial})$. Таким образом, по выходе из управляющего устройства энергия электронов будет равна $W_{\text{ка}} = W_{\text{кс}} + W_{\text{са}} = e(U_{\partial} + E_{\text{а}} - U_{\partial}) = eE_{\text{а}}$, т. е. будет постоянной для всех электронов. На этом основании изменение плотности конвекционного тока на выходе из рассматриваемого управляющего устройства можно выразить формулой $J_{\sim} = \rho_{\sim} \cdot \text{const}$. С физической точки зрения полученный результат очевиден, поскольку в рассматриваемом устройстве переменные электрические поля, создаваемые управляющим напряжением $U_{\text{с}\sim}$ на участках К–С и С–$\text{А}_{\text{с}}$, изменяются в противофазе. Поэтому если на участке К–С переменное поле, например, ускоряет электроны и, следовательно, передает им определенную энергию, то на участке С–$\text{А}_{\text{с}}$ оно отбирает от электронов такое же количество энергии. Значит, непосредственно на управление электронным потоком источник управляющего напряжения $U_{\text{с}\sim}$ не будет затрачивать мощности, если, конечно, сетка не перехватывает часть электронного потока.

Дифференциальный параметр управления в данном случае будет определяться формулой, аналогичной (7.2а):

$$S_{J_{\text{к}}} = \frac{3}{2}\frac{J_{\text{к}}}{U_{\partial}}.$$

На рис. 7.8 приведены схемы еще нескольких триодных управляющих устройств, в которых реализуется способ управления ρ-mod. Схемы различаются местом подключения конденсатора $C_{\text{ш}}$ и точкой заземления (катода или сетки). Читателю предлагается самостоятельно проанализировать работу этих устройств и сформулировать условие, при котором исключаются потери мощности на управление электронным потоком в триодных устройствах.

Все рассмотренные выше триодные устройства не содержали в анодной цепи никаких сопротивлений, и поэтому на аноде действовало только постоянное напряжение $E_{\text{а}}$. Такие управляющие устройства используются в тетродных и пентодных усилителях, где роль сетчатого анода выполняют экранирующие сетки. В триодных усилителях управляющее устройство совмещено с преобразующим устройством, и поэтому в анодной цепи всегда включено активное сопротивление $R_{\text{а}}$ (резистор

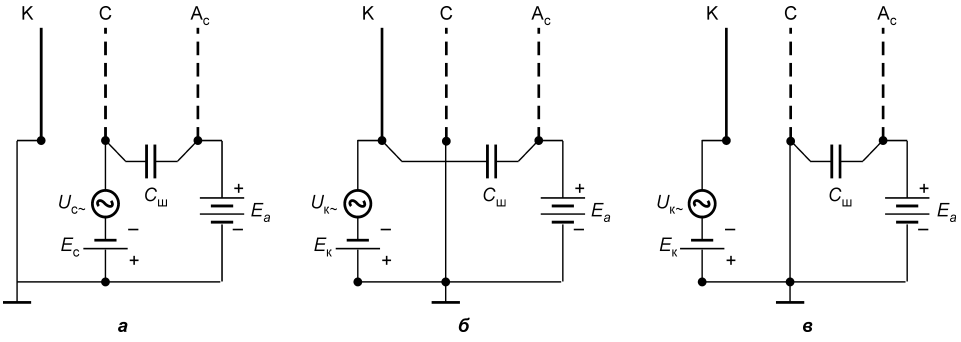


Рис. 7.8
Схемы триодных управляющих устройств

или колебательный контур) (рис. 7.9). Анодный ток $I_а = \delta I_к$ (где δ — коэффициент токопрохождения), протекающий через это сопротивление, создает на нем падение напряжения $U_R = I_а R_а$. В связи с этим анодное напряжение становится равным $U_а = E_а - U_R = E_а - I_а R_а$, а выражение для катодного тока принимает вид

$$I_к = 2{,}33 \cdot 10^{-6} \frac{F_с}{d_{кс}^2}\left[E_с + U_{с\sim} + D(E_а - I_а R_а)\right]^{3/2}.$$

Из этого выражения видно, что падение напряжения на сопротивлении $R_а$ понижает действующий потенциал, а вместе с ним и катодный ток, снижение которого будет тем больше, чем выше значение $R_а$. Этот результат следует рассматривать как проявление внутренней отрицательной обратной связи выходной цепи с входной, приводящей к уменьше-

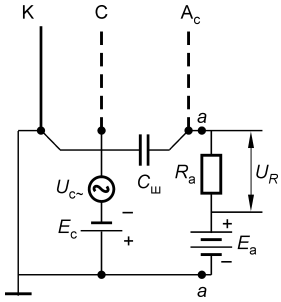


Рис. 7.9
Триодное устройство с анодной нагрузкой

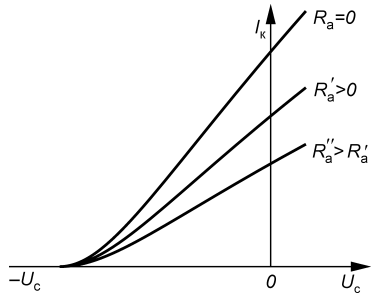


Рис. 7.10
Управляющая характеристика триодного устройства с активной анодной нагрузкой

нию крутизны наклона управляющей характеристики $I_к = f(U_с)$ и одновременно к ее спрямлению (рис. 7.10). В тетродных и пентодных усилителях из-за очень малой общей проницаемости ламп подобного явления не наблюдается. Крутизна и нелинейность их управляющих характеристик практически не зависят от сопротивления анодной нагрузки.

7.5. РЕЖИМЫ УПРАВЛЕНИЯ КАТОДНЫМ ТОКОМ

Известно довольно большое число режимов управления, различающихся соотношением напряжений на электродах управляющего устройства. Все эти режимы можно разделить на две большие группы:

- режимы 1-го рода, характеризующиеся тем, что в процессе управления действующее электрическое поле в промежутке взаимодействия К–С сохраняется положительным в течение всего периода его изменения, и поэтому конвекционный ток проходит через управляющее устройство также в течение всего периода 2π;
- режимы 2-го рода, характеризующиеся тем, что действующее электрическое поле в указанном промежутке сохраняется положительным в течение только части периода, равной $2\theta < 2\pi$, поэтому ток

через управляющее устройство проходит только в течение этого времени. Режимы 2-го рода называют также режимами с «отсечкой» катодного тока, а величину θ — углом отсечки этого тока.

Каковы условия реализации этих режимов? Если учесть, что в пространстве взаимодействия электрическое поле определяется действующим потенциалом U_∂ (в плоскости первой сетки), то условие реализации режимов управления 1-го рода при гармоническом изменении U_∂ можно представить в виде

$$U_\partial > 0 \text{ при } -\pi \le \omega t \le \pi,$$

а условие реализации режимов 2-го рода —

$$U_\partial \ge 0 \text{ при } -\theta \le \omega t \le \theta,$$

при этом равенство $U_\partial = 0$ при $\omega t = \pm\theta$ будет соответствовать условию отсечки катодного тока. Для триодных управляющих устройств, к первой сетке которых подведено напряжение $U_\text{с} = E_\text{с} + U_{\text{с}m}\cos\omega t$, условие отсечки катодного тока можно выразить также в виде

$$U_\partial \approx E_\text{с} + U_{\text{с}m}\cos\theta\, t + DE_\text{а} = 0 \text{ и } I_\text{к} = 0.$$

Отсюда, учитывая, что $DE_\text{а} = -U_{\text{с}_\text{з}}$, где $U_{\text{с}_\text{з}}$ — потенциал запирания триода, получим для угла отсечки

$$\cos\theta = \frac{U_{\text{с}_\text{з}} - E_\text{с}}{U_{\text{с}m}} \text{ или } \theta = \arccos\frac{U_{\text{с}_\text{з}} - E_\text{с}}{U_{\text{с}m}}. \qquad (7.4)$$

В эти формулы значения $U_{\text{с}_\text{з}}$ и $E_\text{с}$ подставляют с учетом их знаков. Если, например, $U_{\text{с}_\text{з}} = -30$ В, $E_\text{с} = -20$ В и $U_{\text{с}m} = 20$ В, то

$$\cos\theta = \frac{-30+20}{20} = -0{,}5 \text{ и } \theta = 120^\circ.$$

Из выражения (7.4) следует, что при $U_{\text{с}_\text{з}}$= const угол отсечки можно менять путем изменения либо $E_\text{с}$, либо $U_{\text{с}m}$. Обычно это делают с помощью $E_\text{с}$. На рис. 7.11 и 7.12 приведены интегральные графики,

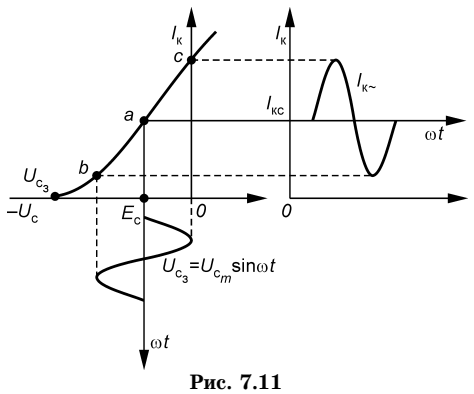


Рис. 7.11
Иллюстрация режима управления 1-го рода

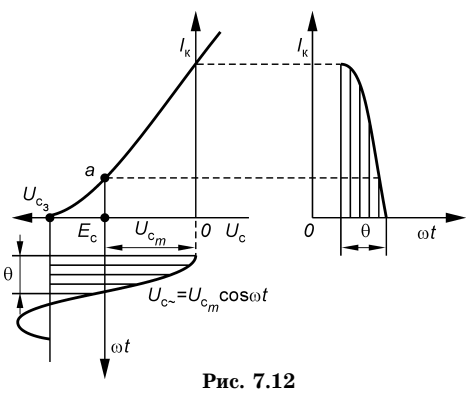


Рис. 7.12
Иллюстрация режима управления 2-го рода

иллюстрирующие режимы управления катодным током 1-го и 2-го родов. Каждый из этих графиков объединяет три частных графика: управляющую характеристику $I_к = f(U_с)$, кривую изменения потенциала сетки $U_с(\omega t)$ и кривую изменения катодного тока $I_к(\omega t)$. Основанием для такого объединения служит общность осей $I_к$ и $U_с$. Режим модуляции задается путем выбора с помощью напряжения смещения $E_с$ положения исходной рабочей точки «а». Ее положение определяет уровни $U_с$ и $I_к$ (оси ωt), относительно которых будут изменяться переменные составляющие этих величин $U_{с\sim}$ и $I_{к\sim}$. На рис. 7.12 для большей наглядности рабочая часть периода управляющего напряжения и соответствующая ей часть импульса катодного тока заштрихованы.

На практике очень часто возникает необходимость конкретизировать (уточнить) тот или иной режим управления. С этой целью в рамках каждого рода колебаний дополнительно различают классы колебаний. В группе режимов 1-го рода таковыми являются классы A, A_1, A_2. Наибольшее распространение получил *класс A*, который характеризуется тем, что при модуляции используется только прямолинейный участок управляющей характеристики, лежащий в области отрицательных значений сеточного напряжения, т. е. $U_с \le 0$. Благодаря этому обеспечиваются минимальные нелинейные искажения огибающей катодного тока. В этом заключается главное достоинство класса A. На рис. 7.11 проиллюстрирован именно этот класс управления катодным током. Недостатками режима класса A являются, во-первых, неполное использование эмиссионной способности катода, так как в процессе управления амплитуда катодного тока составляет небольшую часть эмиссионного тока; во-вторых, постоянная составляющая катодного тока в этом классе не зависит от амплитуды управляющего напряжения; это приводит к низкому КПД усилительных устройств ($\le 10\%$). В классе A_1 используется весь участок управляющей характеристики, лежащий в области $U_с \le 0$ (не только прямолинейный); в классе A_2 — вся управляющая характеристика, в том числе и область $U_с > 0$, при использовании которой в цепи управляющей сетки появляется сеточный ток.

В группе режимов 2-го рода выделяют также 3 класса колебаний, различающихся значениями угла отсечки: класс AB ($\pi/2 < \theta < \pi$), класс B ($\theta = \pi/2$) и класс C ($\theta < \pi/2$). На рис. 7.12 проиллюстрирован класс AB. Из рисунка видно, что этот класс управления реализуется при условии, что $|E_с| < |U_{с_з}|$. Если напряжение смещения увеличить до $E_с = U_{с_з}$, то режим управления катодным током трансформируется в режим класса B, а при $|E_с| > |U_{с_з}|$ — в режим класса C. Для того чтобы при этом сохранить неизменным максимальное значение катодного тока, необходимо повышать амплитуду переменного управляющего напряжения $U_{с_m}$.

Из вышеизложенного следует, что режимы управления 2-го рода сугубо нелинейны. При их использовании электронный поток формируется в виде периодической последовательности импульсов катодного тока. Форму этих импульсов нетрудно определить, используя рис. 7.12 и выражая крутизну управляющей характеристики через среднее ее значение — $S_{к_{ср}}$. Тогда катодный ток приблизительно можно описать с помощью выражения

$$i_к(\omega t) = S_{кср} U_{cm} (\cos \omega t - \cos \theta), \qquad (7.5)$$

учитывающего отсечку тока при $\omega t = \theta$. При $\omega t = 0$ катодный ток достигает максимального (амплитудного) значения $I_{к_m}$, т. е.

$$i_к(0) = I_{к_m} = S_{к_{ср}} \cdot U_{c_m} (1 - \cos \theta).$$

Принимая во внимание это соотношение, выражение (7.5) можно переписать в следующем виде:

$$i_к(\omega t) = I_{к_m} \frac{\cos \omega t - \cos \theta}{1 - \cos \theta}. \qquad (7.5а)$$

Гармонический состав периодической последовательности таких импульсов тока можно определить, раскладывая функцию $I_к(\omega t)$ в ряд Фурье:

$$i_к(\omega t) = I_{к_0} + \sum_{n=1}^{\infty} I_{к_n} \cos n\omega t \cdot d\omega t = I_{к_m} (\alpha_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n \cos \omega t \cdot d\omega t),$$

где $n = 1, 2, 3...$ — номера гармоник тока, $\alpha_0 = I_{к0}/I_{к_m}$ и $\alpha_n = I_{к_n}/I_{к_m}$ — коэффициенты нулевой и n-й гармоник, которые вычисляются с помощью интегралов:

$$\alpha_0 = \frac{1}{\pi I_{к_m}} \int_0^{\theta} i_к(\omega t) d\omega t \quad \text{и} \quad \alpha_m = \frac{2}{\pi I_{к_m}} \int_0^{\theta} i_к(\omega t) \cos n\omega t d\omega t.$$

Для расчета энергетических параметров ламповых усилителей определяющее значение имеют коэффициенты α_0 и α_1. Подставляя под знак интегралов выражение (7.5а), получаем

$$\left.\begin{aligned} \alpha_0 &= \frac{1}{\pi} \frac{\sin \theta - \theta \cos \theta}{1 - \cos \theta}, \\ \alpha_1 &= \frac{1}{2\pi} \frac{2\theta - \sin 2\theta}{1 - \cos \theta}, \\ \alpha_n &= \frac{2}{\pi} \frac{\sin n\theta \cos \theta - n \cos n\theta \sin \theta}{n(n^2 - 1)(1 - \cos \theta)}. \end{aligned}\right\} \qquad (7.6)$$

Расчеты коэффициентов гармоник тока по этим формулам показывают, что максимальные значения $\alpha_{n\text{макс}}$ достигаются при некоторых оптимальных значениях угла отсечки $\theta_{n\text{опт}}$. Для первых десяти гармоник тока в первом приближении

$$\alpha_{n\text{макс}} \approx \frac{0{,}54}{n} \quad \text{и} \quad \theta_{n\text{опт}} \approx \frac{120^\circ}{n}.$$

Пример 7.1. Определить значение коэффициентов α_0 и α_1, соответствующих управлению током в режиме класса *B*.

Р е ш е н и е.

1. Класс *B* характеризуется углом отсечки $\theta = 90^\circ$.
2. Подставляя это значение θ в формулы (7.6), находим

$$\alpha_0 = \frac{1}{\pi} \quad \text{и} \quad \alpha_1 = \frac{1}{2}.$$

7.6. КВАЗИЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ СПОСОБ УПРАВЛЕНИЯ ТОКОПРОХОЖДЕНИЕМ

В общем случае управление токопрохождением (δ-mod) сводится к тому, что управляющее поле периодически изменяет условия распространения электронного потока в междуэлектродном пространстве, поэтому в течение каждого периода только часть электронов потока, соответствующая определенному интервалу фаз управляющего поля, достигает заданного электрода. Остальная же часть электронов отсортировывается: либо отражается в обратную сторону, либо отклоняется в боковом направлении и оседает на других электродах.

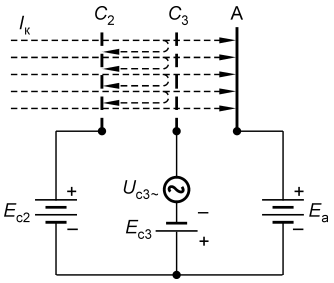


Рис. 7.13 *Схема управления токопрохождением*

Возможность управления токопрохождением с помощью электрических и магнитных полей делает этот способ многовариантным. Рассмотрим один из вариантов: управление токопрохождением с помощью продольного электрического поля в квазистатическом приближении. Такой вариант может быть реализован, например, в трехэлектродной электронной системе, аналогичной второй половине пентода: C_2–C_3–A. На рис. 7.13 приведено управляющее устройство с такой системой электродов, в которую входит конвекционный ток $I_к$. Токопрохождение в ней при $U_{с3} = 0$ уже рассматривалось в п. 3.6, где было показано, что для оценки соответствующих коэффициентов могут быть использованы выражения, аналогичные (3.68) и (3.69), при условии, что в них отношения $U_а/U_с$ заменены на $U'_{дз}/U_{с2}$, где $U'_{дз}$ — приведенный действующий потенциал, равный $U_{дз} - AU_{с2}$.

В рассматриваемом управляющем устройстве $U_{с3} = -E_{с3} + U_{с3\sim}$, поэтому действующий потенциал в плоскости C_3, согласно (3.29), может быть выражен соотношением

$$U_{дз} = AU_{с2} + BU_а + C(-E_{с3} + U_{с3\sim}),$$

где

$$A = \frac{D'_з}{1 + D_з + D'_з},\ B = \frac{D_з}{1 + D_з + D'_з} \text{ и } C = \frac{1}{1 + D_з + D'_з},$$

а его приведенное значение

$$U'_{дз} = U_{дз} - AU_{с2} = BU_а - CE_{с3} + CU_{с3\sim}.$$

Обозначая разность первых двух членов через $(U'_{дз})_0$, получим

$$U'_{дз} = (U'_{дз})_0 + CU_{с3\sim}$$

или в относительных единицах

$$\frac{U'_{дз}}{U_{с2}} = \frac{(U'_{дз})_0}{U_{с2}} + C\frac{U_{с3\sim}}{U_{с2}}.$$

Подставляя это выражение в (3.68) и (3.69), можно найти изменение коэффициентов K, а затем и δ в зависимости от $U_{c3\sim}$ при заданных постоянных значениях U_{c2}, E_{c3} и U_a.

Иллюстрацией процесса управления токопрохождением может служить интегральный график (рис. 7.14), где в качестве управляющей характеристики использована ранее полученная зависимость $\delta = f(U_a/U_{c2})$ при $U_{c3} = 0$ (см. п. 3.6) с заменой независимой переменной U_a/U_{c2} на $U'_{\partial 3}/U_{c2}$ и пересчетом масштаба оси абсцисс в соответствии с равенством $U'_{\partial 3}/U_{c2} = BU_a/U_{c2}$ (см. (3.72)). Положение исходной рабочей точки *a* на управляющей характеристике задается с помощью постоянной составляющей приведенного действующего потенциала $(U'_{\partial 3})_0 = BU_a - CE_{c3}$, а управление коэффициентом δ осуществляется синусоидальным напряжением $U_{c3\sim} = U_{c3_m}\sin \omega t$. При изменении этого напряжения меняется высота потенциального барьера в плоскости сетки C_3 и, следовательно, условие прохождения электронов сквозь эту сетку на анод. В положительный полупериод $U_{c3\sim}$ высота барьера минимальна, поэтому на анод проходит бóльшая часть электронного потока ($I_{a_{макс}} = \delta_{макс} I_к$), в отрицательный полупериод, наоборот, высота потенциального барьера велика и его преодолевает лишь небольшая часть потока электронов ($I_{a_{мин}} = \delta_{мин} I_к$), основная же его часть отражается от плоскости сетки C_3 и возвращается назад, в сторону C_2. Таким образом, управление коэффициентом токопрохождения (δ-mod) сводится к модуляции плотности электронного потока, поступающего на анод, т. е. плотности анодного тока. При этом дифференциальный коэффициент управления (крутизна)

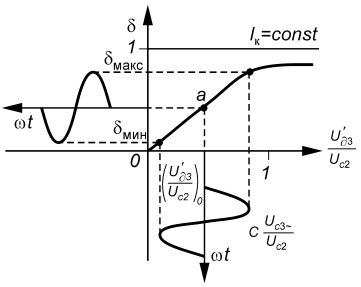


Рис. 7.14
Иллюстрация способа управления токопрохождением

$$S_3 = \frac{\partial I_a}{\partial U_{c3}} = I_к \frac{\partial \delta}{\partial U_{c3}}.$$

Из рис. 7.14 видно, что наибольшего значения S_3 будет достигать при условии, когда управление токопрохождением будет осуществляться в режиме возврата электронов, т. е. в интервале напряжений $0 < (U'_{\partial 3}/U_{c2}) < 1$, в котором зависимость δ от U_{c3} наиболее резкая.

7.7. КАСКАДНЫЙ КВАЗИЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ СПОСОБ УПРАВЛЕНИЯ

Рассмотренные (простые) способы управления электронным потоком могут быть реализованы совместно в определенной последовательности, обусловленной их спецификой. Так, если способ ρ-mod обеспечивает управление катодным током, а способ δ-mod — распределение этого тока между различными электродами, то последовательность реализации этих способов в едином управляющем устройстве должна определяться формулой ρ-mod + δ-mod. В соответствии с этой формулой каскадное управляющее

устройство можно получить путем последовательного соединения триодных устройств, изображенных на рис. 7.7 и 7.13 при совмещении электродов A_c и C_2. В результате образуется пентодная система с двумя управляющими электродами, схема которой приведена на рис. 7.15. Подобные системы использовались в радиоэлектронике для получения амплитудно-модулированных сигналов, а также для преобразования (понижения) несущих частот радиосигналов. При получении амплитудно-модулированных сигналов на первую управляющую сетку C_1 подается сигнал несущей частоты ω, на вторую C_3 — сигнал модулирующего напряжения с частотой Ω. Если пер-

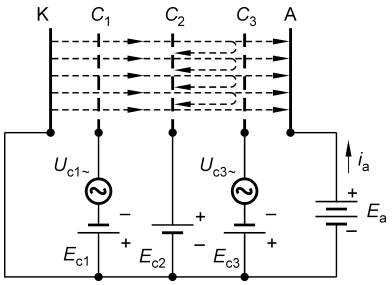


Рис. 7.15
Схема устройства с двойным (каскадным) управлением плотностью электронного потока в пентоде

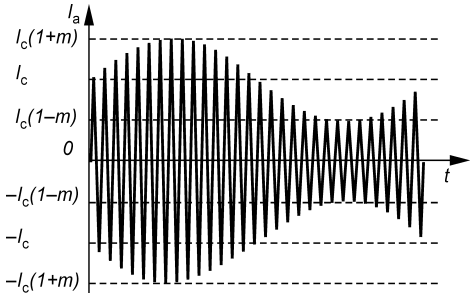


Рис. 7.16
Амплитудная модуляция сигнала

вый из этих сигналов изменяется, например, по закону $u_c = U_c \sin \omega t$, а второй — $u_м = U_м \sin \Omega t$ (где $\Omega << \omega$) и при этом усредненные крутизны первой и второй управляющих характеристик равны соответственно $S_{1ср}$ и $S_{3ср}$, то ток в анодной цепи будет определяться выражением

$$i_a(t) = I_c \sin \omega t + I_м \sin \omega t \sin \Omega t = I_c (1 + m \sin \Omega t) \sin \omega t,$$

где $I_c = S_{1ср} U_c$ — амплитуда тока несущей частоты, $I_м = S_{3ср} U_м$ — амплитуда тока модулирующей частоты, $m = I_м / I_c$ — коэффициент модуляции.

График колебаний анодного тока, соответствующий приведенному выражению, показан на рис. 7.16. Видно, что высокочастотные колебания несущей частоты ω изменяются по амплитуде с модулирующей частотой Ω. График наглядно иллюстрирует результат двойного управления током.

7.8. УПРАВЛЕНИЕ ПЛОТНОСТЬЮ КАТОДНОГО ТОКА ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Рассмотрим процесс управления катодным током переменным электрическим полем на высоких частотах, когда время пролета электронов ϑ между электродами пространства взаимодействия составляет заметную часть периода T управляющего поля, т. е. $\vartheta \sim T$. В этом случае плотность электронного потока в различных плоскостях указанного пространства будет различной, поэтому важное значение приобретают токи смещения,

которые при анализе процесса управления необходимо учитывать наравне с конвекционным током. Иначе говоря, электронный поток в одномерном приближении должен быть представлен плотностью полного тока

$$J = -\rho v + \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t},$$

где E — напряженность электрического поля в пространстве взаимодействия.

Что нового в процессе управления плотностью катодного тока вносит соизмеримость ϑ и T? Обратимся к диодному управляющему устройству, изображенному на рис. 7.6. Согласно ранее принятому допущению, в плоскости катода ($z = 0$) напряженность поля $E|_{z=0} = 0$, поэтому в любой момент времени полный ток в этой плоскости оказывается чисто конвекционным и, следовательно,

$$J|_{z=0} = J_к = \rho v.$$

Здесь и в дальнейшем с целью упрощения записи формул знак минус в правой части опускается.

Согласно дифференциальному закону Гаусса плотность пространственного заряда можно выразить формулой

$$\rho = \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial z},$$

где E — напряженность электрического поля в промежутке катод–анод. Учитывая эту зависимость и представляя скорость в виде $v = dz/dt$, уравнение для катодного тока можно записать в форме

$$J_к = \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial z} \cdot \frac{dz}{dt} = \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}.$$

Как уже отмечалось (см. § 3.1), электрическое поле в прикатодной области слагается из двух составляющих: внешнего поля (поверхностных зарядов) и поля пространственного заряда. Обозначая напряженности этих полей соответственно через E_V и E_ρ, напряженность общего, результирующего поля можно представить в виде $E = E_V + E_\rho$ и выражению для плотности катодного тока придать следующую форму:

$$J_к = \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} = \varepsilon_0 \frac{\partial E_V}{\partial t} + \varepsilon_0 \frac{\partial E_\rho}{\partial t} = J_{кV} + J_{к\rho}. \qquad (7.7)$$

Таким образом, плотность катодного тока в диоде можно представить в виде двух составляющих, из которых составляющая $J_{кV}$ вызывается изменением поля внешних зарядов, а составляющая $J_{к\rho}$ — изменением поля пространственного заряда. Проанализируем эти составляющие и оценим вклад каждой из них в общий катодный ток управляющего устройства. Для этого рассмотрим сначала два частных случая.

I. Предположим, что $\dfrac{\partial E_V}{\partial t} << \dfrac{\partial E_\rho}{\partial t}$. Это означает, что изменение внешнего поля во времени, определяемое частотой управляющего сигнала $\omega = 2\pi/T$, происходит очень медленно по сравнению с изменением поля пространственного заряда, определяемым скоростью движения электронов $v \sim z/\vartheta$.

Иначе говоря, указанное неравенство можно выразить неравенством вида $\vartheta << T$, что соответствует квазистатическому приближению. В этом случае выражение (7.7) сводится к следующему:

$$J_к = \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} \approx \varepsilon_0 \frac{\partial E_\rho}{\partial t} = J_{к\rho}. \tag{7.8}$$

Из уравнения движения

$$m\frac{dv}{dt} = eE.$$

После дифференцирования по t имеем

$$\frac{d^2v}{dt^2} = \frac{e}{m}\frac{dE}{dt}. \tag{7.9}$$

Из сравнения выражений (7.8) и (7.9) следует, что

$$\frac{d^2v}{dt^2} = \frac{e}{m\varepsilon_0} J_к.$$

После трехкратного интегрирования от $t = 0$ до $t = t$ с учетом начальных условий: $(dv/dt)_0 = 0$, $v_0 = 0$ и $z_0 = 0$ получим

$$\frac{dv}{dt} = \frac{e}{m\varepsilon_0} J_к t,$$

$$v = \frac{dz}{dt} = \frac{1}{2}\frac{e}{m\varepsilon_0} J_к t^2, \tag{7.10}$$

$$z = \frac{1}{6}\frac{e}{m\varepsilon_0} J_к t^3. \tag{7.11}$$

Найдем частное от деления (7.11) на (7.10) и подставим полученный результат в (7.11), тогда:

$$J_к = \frac{2}{9}\varepsilon_0 \frac{m}{e}\frac{v^3}{z^2},$$

а поскольку при $z = z_с$ скорость электронов $v = \sqrt{2eU_с / m}$, окончательно получаем

$$J_к = J_{к\rho} = \frac{4}{9}\varepsilon_0 \sqrt{2\frac{e}{m}}\frac{U_с^{3/2}}{z_с^2}.$$

Таким образом, как и следовало ожидать, в рассматриваемом (квазистатическом) случае процесс управления плотностью катодного тока может быть описан с помощью закона степени 3/2 либо выражен через параметры управления (7.2) и (7.3). В последнем случае управление катодным током будет характеризоваться простой формулой

$$I_{к\rho} = S_{к_{ср}} \cdot U_с, \tag{7.12}$$

где $S_{к_{ср}} = \frac{2}{3} S_к$ — среднее значение коэффициента управления (крутизны) по катодному току.

II. Предположим другой крайний случай: $(\partial E_\rho/\partial t) << (\partial E_V/\partial t)$, что соответствует неравенству $\vartheta >> T$, означающему, что время нахождения (пролета) электронов между электродами намного превышает период управляющего напряжения. Такое условие выполняется при управлении электронным потоком на сверхвысоких частотах. В этом случае выражение (7.7) принимает форму:

$$J_к = \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} \approx \varepsilon_0 \frac{\partial E_V}{\partial t} = J_{кV}. \qquad (7.13)$$

В плоском диоде $E_V = \dfrac{U_с}{z_а}$ и

$$\frac{\partial E_V}{\partial t} = \frac{1}{Z_с}\frac{\partial U_с}{\partial t}. \qquad (7.14)$$

Если положить $U_с = E_с + U_{cm}\sin\omega t$, то, подставляя это выражение в (7.14), а полученный результат в (7.13), находим

$$J_к = J_{кV} = \varepsilon_0 \frac{\omega}{z_с} U_{cm}\cos\omega t.$$

При этом катодный ток будет определяться выражением

$$I_{кV} = J_{кV} F_с = \omega \frac{\varepsilon_0 F_с}{z_с} U_{cm}\cos\omega t = \omega C_{кс} U_{cm}\cos\omega t, \qquad (7.15)$$

где $C_{кс} = \varepsilon_0 F_с / z_с$ — емкость диода и $F_с = F_к$.

Таким образом, в данном случае катодный ток сдвинут по отношению к управляющему напряжению на угол $\pi/2$, а его амплитуда численно равна амплитуде емкостного тока через диод. При этом важно то, что катодный ток изменяется пропорционально скорости нарастания управляющего напряжения. Отсюда следует, что отбор катодного тока прекращается как только $U_с$ достигнет максимума. Этот вывод проиллюстрирован рис. 7.17. Причина такого эффекта заключается в том, что при снижении $U_с$ все силовые линии положительно заряженного анода замыкаются на электронах, составляющих движущийся импульс катодного тока, и, следовательно, не проникают в область катода. Это означает, что положительное поле анода не компенсирует отрицательное поле пространственного заряда у катода, препятствующее отбору катодного тока.

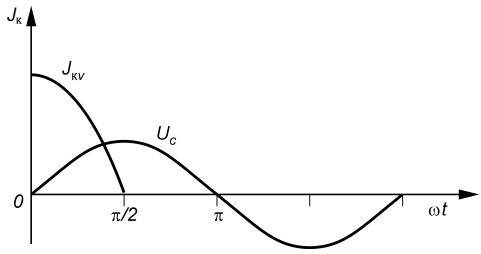


Рис. 7.17
Кривые плотности катодного тока и управляющего напряжения

Новый полный импульс катодного тока появится лишь при условии, что к моменту очередного нарастания напряжения $U_с$ междуэлектродный промежуток диода полностью очистится от электронов, т. е. все они уйдут за плоскость сетки или будут перехвачены ею.

На практике чаще выполняется условие

$$\frac{\partial E_V}{\partial t} \sim \frac{\partial E_\rho}{dt} \text{ или } \vartheta \sim T.$$

В этом случае $I_к = I_{кρ} + I_{кV}$.

При синусоидальном законе изменения управляющего напряжения ($U_{с\sim} = U_{cm}\sin \omega t$), с учетом выражений (7.12) и (7.15), в первом приближении можно записать

$$I_к = S_{к_{ср}}(E_с + U_{cm}\sin\omega t) + \omega C_{кс} U_{cm}\cos\omega t =$$

$$= S_{к_{ср}} U_{cm}\left(\frac{E_с}{U_{cm}} + \sin\omega t + \frac{\omega C_{кс}}{S_{к_{ср}}}\cos\omega t\right).$$

После несложных тригонометрических преобразований получим

$$I_к = S_{к_{ср}} U_{cm}\left[\frac{E_с}{U_{cm}} + A\sin(\omega t + \varphi)\right], \qquad (7.16)$$

где $A = \sqrt{1 + \left(\frac{\omega C_{кс}}{S_{к_{ср}}}\right)^2}$ и $\operatorname{tg}\varphi = \frac{\omega C_{кс}}{S_{к_{ср}}}$.

Следует заметить, что соотношение между $S_{к_{ср}}$ и $\omega C_{кс}$ можно выразить через угол пролета электронов между электродами диода. Действительно, если учесть, что $S_{к_{ср}} = \frac{2}{3}S_к$, где $S_к$ определяется выражением (7.3), то можно найти

$$\frac{\omega C_{кс}}{S_{к_{ср}}} = \frac{\omega C_{кс}}{\frac{4}{9}\frac{\varepsilon_0 F_с}{z_с}\frac{\sqrt{2eU_{cm}/m}}{z_с}} = \frac{9}{8}\zeta_e,$$

где $\vartheta_с = \frac{2z_с}{\sqrt{2\frac{e}{m}U_{cm}}}$ — время пролета электрона между электродами без учета пространственного заряда и $\zeta_с = \omega\vartheta_с$ — угол пролета.

Таким образом, в рассматриваемом случае катодный ток становится комплексной величиной, амплитуда и фаза которого зависят от частоты, точнее от соотношения емкостной проводимости зазора взаимодействия и среднего значения низкочастотного коэффициента управления катодным током. При этом амплитуда катодного тока $I_{к_m} = S_{к_{ср}} \cdot U_{cm} \cdot A$ и модуль коэффициента управления $S_{1ср} = S_{к_{ср}} \cdot A$ возрастают в A раз. Например, при $\omega C_{кс} = S_{к_{ср}}$ $A = \sqrt{2} = 1{,}41$ и $\varphi = 45°$. В этом случае составляющие катодного тока $I_{кρ}$ и $I_{кV}$ равны между собой по амплитуде и сдвинуты по фазе на угол $\pi/2$; амплитуда суммарного тока возрастает в 1,41 раза по сравнению с низкочастотной составляющей катодного тока $I_{кρ}$. Практически реализовать увеличение катодного тока в управляющем устройстве возможно только при условии, что эмиссионный ток I_T катода будет превышать ожидаемое значение амплитуды катодного тока, т. е.

$$I_T = S_{к_{ср}} U_{cm}\ A.$$

7.9. ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ПРОСТРАНСТВЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Диодное устройство (см. рис. 7.6). Импульсы катодного (конвекционного) тока, распространяясь в пространстве взаимодействия в течение достаточного большого времени ($\vartheta \sim T$), будут менять свою форму вследствие разброса скоростей и взаимного расталкивания электронов, составляющих импульсы тока. Проанализировать этот процесс аналитически очень трудно, поэтому задачу движения электронов в диоде при больших переменных напряжениях на его электродах существенно упрощают. Предполагают, что отбор катодного тока производится в режиме насыщения при отсутствии эффекта Шоттки. В этом случае при положительном градиенте потенциала вблизи катода из него в каждую единицу времени вылетает одинаковое число электронов. Предполагают также, что взаимным расталкиванием электронов в импульсе тока можно пренебречь и что управляющее анодное напряжение имеет только переменную составляющую, без постоянного смещения, т. е.

$$U_{\text{с}} = U_{cm} \sin\, \omega t.$$

При этом условии уравнение движения электронов для плоского диода будет иметь вид

$$\frac{md^2z}{dt^2} = e\frac{U_{cm}}{z_{\text{с}}}\sin \omega t, \tag{7.17}$$

где $z_{\text{с}}$ — расстояние между электродами диода. Как и прежде, предполагается, что начальные скорости и ускорение эмитированных электронов равны нулю. Тогда первое интегрирование (7.17) в пределах от t_0 до t даст следующий результат:

$$\frac{dz}{dt} = \upsilon = \frac{e}{m}\frac{U_{cm}}{z_{\text{с}}\omega},$$

а второе интегрирование —

$$z = \frac{e}{m}\frac{U_{cm}}{z_{\text{с}}\omega^2}\left(\omega t - \omega t_0\right)\cos \omega t_0 + \sin \omega t_0 - \sin \omega t. \tag{7.18}$$

Полученные выражения позволяют определить скорость электрона υ и пройденный им путь x в зависимости от времени t при разных значениях времени выхода электрона из катода t_0. В дальнейшем удобнее оперировать не временами, а угловыми единицами ωt и ωt_0.

Для качественного анализа движения электрона в диоде при синусоидальном анодном напряжении (без смещения) можно воспользоваться пространственно-временной диаграммой (ПВД), построенной с помощью выражения (7.18), преобразованного к виду

$$\frac{z/z_{\text{с}}}{\dfrac{e}{m}\dfrac{U_{cm}}{\omega z_{\text{с}}^2}} = (\omega t - \omega t_0)\cos \omega t_0 + \sin \omega t_0 - \sin \omega t = F(\omega t_0, \omega t). \tag{7.19}$$

Такая диаграмма показана на рис. 7.18. На ней по оси ординат отложено относительное (нормализованное) значение пройденного электроном расстояния $F(\omega t_0, \omega t)$, а по оси абсцисс — время в виде ωt. В нижней части рисунка приведен график изменения анодного напряжения. Кривые на диаграмме даны для электронов, выходящих из катода через каждые 30° переменного анодного напряжения. Ордината каждой точки кривой определяет положение электрона в междуэлектродном пространстве в текущий момент времени. Тангенс угла наклона касательной к произвольной точке кривой пропорционален скорости электрона dz/dt в соответствующий момент времени. Наибольший угол наклона имеет траектория, соответствующая $\omega t_0 = 0°$, т. е. началу положительного полупериода анодного напряжения. С увеличением ωt_0 угол наклона траектории уменьшается, следовательно, уменьшается скорость электронов от катода до заданной плоскости с координатой F, например анода. В связи с этим не все электроны, вышедшие из катода в положительный полупериод анодного напряжения, могут достигнуть анода. Если, например, анод расположен на расстоянии $F = 2\pi/3$ от катода, то, как видно из диаграммы, электроны, вышедшие из катода при $\omega t_0 \gtrsim 90°$, не достигнут анода и должны будут возвратиться на катод. Об этом свидетельствует изменение угла наклона траектории с положительного значения на отрицательное. Точки траекторий, в которых угол наклона касательной к оси абсцисс равен нулю, получили название точек возврата. Момент наступления возврата определяется формулой $\omega t = 360 - \omega t_0$. Например, для электрона, вышедшего из катода при $\omega t_0 = 90°$, возврат наступает при $\omega t = 360° - 90° = 270°$. На диаграмме геометрическое место точек возврата показано пунктирной линией. Возврат электронов на катод наступает тем раньше, чем позже они вышли из катода.

Кривые диаграммы являются универсальными, поскольку они связывают расстояние и время, выраженные в относительных единицах

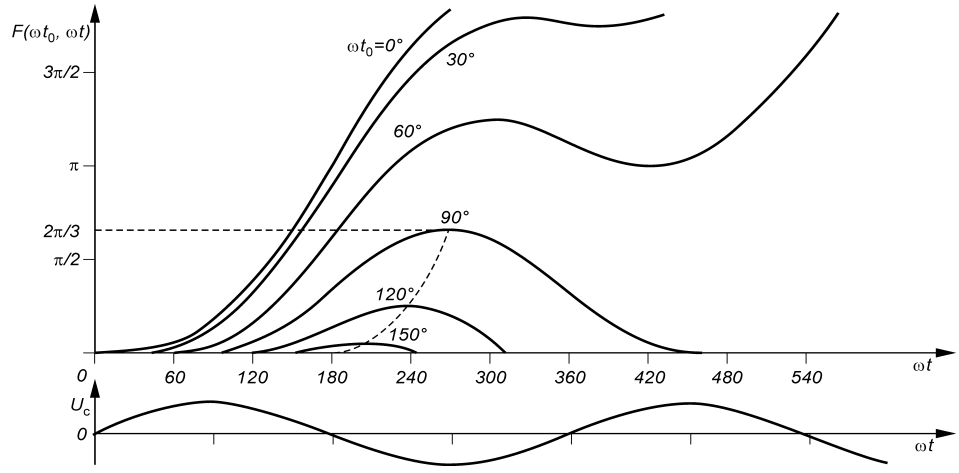


Рис. 7.18

Зависимость расстояний от времени для электронов, движущихся в диоде без смещения и при отсутствии взаимного расталкивания электронов

(радианах), не зависящих от частоты, междуэлектродного расстояния (катод–анод) и анодного напряжения. ПВД позволяет не только проследить особенности движения электронов, вышедших из катода в различное время, но и определить значение конвекционного тока в любой плоскости междуэлектродного пространства, связав этот ток с катодным током. Для этого обратимся к диаграмме и учтем, что каждая кривая-траектория характеризует перенос определенного заряда с катода на анод. Предположим, что область между двумя близко расположенными кривыми (например, вышедшими из катода при $\omega t_0 = 30°$ и $60°$) связана с зарядом dq, который эмитирован катодом за время $d(\omega t_0)$. Из диаграммы видно, что такой же заряд достигнет плоскости $F = 2\pi/3$ (плоскости анода) за время $d(\omega t)$. Согласно закону сохранения заряда

$$dq = I_к d(\omega t_0) = I d(\omega t),$$

тогда конвекционный ток в плоскости анода будет определяться формулой

$$I_с = I_к \frac{d(\omega t_0)}{d(\omega t)}. \qquad (7.20)$$

Непараллельность траекторий, характеризующаяся неравенством $d(\omega t) > d(\omega t_0)$, указывает на расширение импульса прямого конвекционного тока по мере распространения его от катода к аноду. Прямой конвекционный ток — это ток электронов, достигающих анода. После его прекращения начинается обратный конвекционный ток, создаваемый электронами, не достигшими анода и возвращающимися на катод. Очевидно, что действие пространственного заряда электронов, частично компенсирующего вблизи катода положительное поле управляющего электрода (анода), будет способствовать более раннему наступлению процесса отражения электронов и, следовательно, дополнительному сокращению длительности импульса прямого конвекционного тока.

С помощью пространственно-временной диаграммы можно рассчитывать формы импульсов конвекционного тока и скорости электронов в любой плоскости междуэлектродного пространства управляющего устройства. В книге [30] приведена целая серия картин, иллюстрирующих результаты таких расчетов при различных значениях параметров, характеризующих процесс управления:

$$\gamma_1 = \frac{eU_{cm}}{2m\omega^2 d^2} = \frac{\upsilon_1^2}{4\omega^2 d^2} \text{ и } \beta = \frac{E_с}{U_{cm}},$$

где $E_с$ и U_{cm} — постоянное и амплитуда переменного напряжения на управляющем электроде (сетке), d — расстояние катод–сетка, $\upsilon = \sqrt{2eU_{cm}/m}$ — скорость электронов, ω — круговая частота управляющего напряжения. Следует заметить, что параметр γ_1 связан с углом пролета электронов в промежутке катод–сетка $\zeta_с$ следующим образом:

$$\zeta_с = \sqrt{1/\gamma_1},$$

откуда следует, что при $\gamma_1 = \infty$ угол пролета $\zeta_с = 0$.

В качестве примера на рис. 7.19 и 7.20 приведены графики функций катодного тока $f_к(\omega t, \gamma_1, \beta)$ и суммарного тока (прямого и обратного) f_s $(\omega t, \gamma_1, \beta)$ при разных значениях γ_1 и $\beta = 0$. Эти функции характеризуют изменение относительных значений указанных токов во времени согласно выражениям

$$I_к = 10^{-6}\frac{F_к}{d^2}U_{cm}^{3/2}f_к(\omega t,\gamma_1,\beta) \text{ и } I_s = 10^{-6}\frac{F_к}{d^2}U_{cm}f_s(\omega t,\gamma_1,\beta).$$

Кривые рис. 7.19 подтверждают ранее сделанный вывод о том, что при высоких частотах управляющего напряжения (соответствующих малым значениям γ_1) катодный ток может быть значительно больше тока при низких частотах ($\gamma = \infty$).

Импульсы суммарного тока (рис. 7.20) с уменьшением параметра γ_1 начинают все больше запаздывать относительно импульса, соответствующего $\gamma_1 = \infty$. При этом одновременно возрастают отрицательные участки импульсов тока, характеризующих ток электронов, возвращающихся на катод, — обратный ток.

Триодное устройство (см. рис. 7.7). Рассмотренные подходы к расчету конвекционного тока в разных плоскостях диодного устройства могут быть распространены и на триодное устройство, особенно если проницаемость триода D очень мала. В таком случае триод можно представить в виде последовательного соединения двух независимых друг от друга диодов (в данном случае К–С и С–$А_с$) и распространить на него все ранее проведенные рассуждения по поводу управления электронным потоком, тем более что действующий потенциал в плоскости сетки при $D \to 0$ равен напряжению, подведенному к сетке, и ничем не отличается от управляющего напряжения в диодном устройстве. На этом основании, в частности,

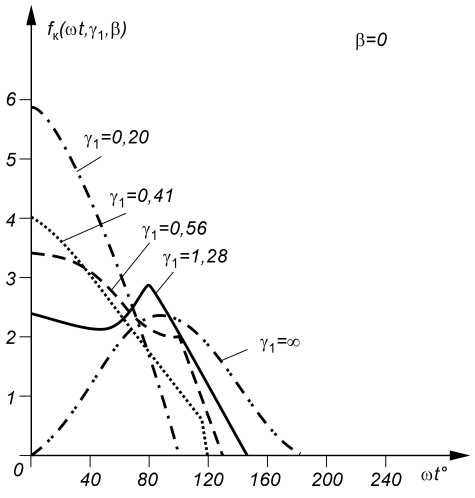


Рис. 7.19
График функции $f_к(\omega t, \gamma_1, \beta)$, определяющий конвекционный ток у катода как функцию времени

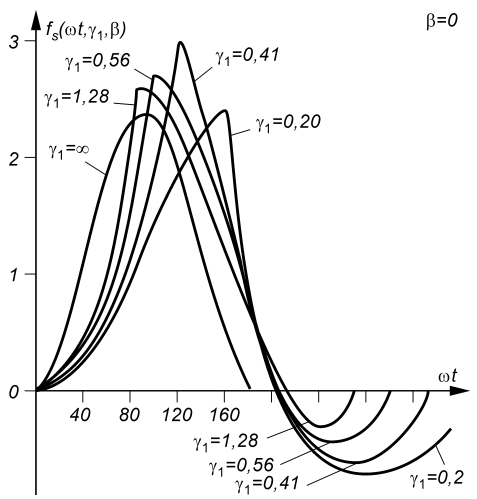


Рис. 7.20
График функции f_s $(\omega t, \gamma_1, \beta)$, определяющий суммарный ток триода как функцию времени

графики, приведенные на рис. 7.19 и 7.20, можно рассматривать как кривые конвекционных токов, протекающих в промежутке К–С триода.

Таким образом, управление плотностью электронного потока на высоких частотах порождает сложное движение электронов в пространстве катод — управляющий электрод. Часть электронов, составляющих катодный ток, не успевает пройти расстояние между электродами за положительный полупериод управляющего поля и возвращается на катод, бомбардируя его поверхность. С увеличением угла пролета количество возвращающихся электронов возрастает, что приводит к усилению пространственной неоднородности электронного потока. При этом, в частности, сокращается длительность импульсов конвекционного тока, достигающих управляющего электрода. Все это в конечном счете снижает эффективность рассмотренного способа управления плотностью электронного потока и, как следствие, ухудшает частотно-энергетические показатели ламповых усилителей, в которых используется этот способ.

В настоящее время расчеты процесса управления плотностью электронного потока в различных системах на высоких частотах проводятся на компьютерах по программам траекторного анализа, позволяющим определять токи и скорости электронов в любой плоскости рабочего пространства. При этом могут быть учтены конструктивные особенности управляющих устройств, структуры их электродов, а также кулоновское взаимодействие электронов, движущихся между этими электродами.

7.10. КВАЗИСТАТИЧЕСКИЕ СПОСОБЫ МОДУЛЯЦИИ НАПРАВЛЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

В электронно-лучевых приборах и сварочных установках используются различные квазистатические способы модуляции направления распространения электронных пучков (лучей) без изменения их токов. Для этого применяют как электрические, так и магнитные управляющие поля, обеспечивающие отклонение электронных пучков от исходного положения по тому или иному закону.

Отклонение однородным электрическим полем. Основой простейшего квазиэлектростатического отклоняющего устройства является плоский конденсатор (рис. 7.21). На приведенном рисунке длина пластин равна l, а расстояние между ними d; отклонение электронного луча h от оси z определяется в плоскости экрана, удаленного от края пластин на расстояние l_0.

Предположим, что при отсутствии отклоняющего напряжения тонкий электронный луч, сформированный электронным прожектором, входит в зазор конденсатора параллельно пластинам со скоростью $v_0 = \sqrt{2eU_0 / m}$ и распространяется вдоль оси z в средней плоскости зазора. При подведении к пластинам отклоняющего

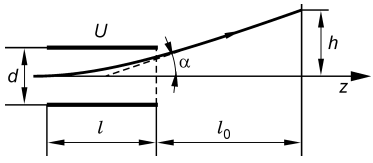


Рис. 7.21
Квазиэлектростатическое отклонение электронного луча

напряжения $U_{\text{откл}}$ электронный луч смещается в сторону положительно заряженной пластины и по выходе из зазора распространяется по прямой, касательной к траектории в точке ее пересечения с плоскостью, проходящей через выходные края пластин. Внутри зазора касательная пересекает ось z на расстоянии $l/2$ от краев конденсатора.

Дифференциальные уравнения для составляющих движения электрона при указанных выше условиях имеют вид:

$$m\frac{d^2y}{dt^2} = -eE,$$

$$m\frac{d^2z}{dt^2} = 0.$$

Начальными условиями служат следующие равенства:

при $t = 0$ $dy/dt = 0$, $y = 0$.
$dz/dt = v_0$, $z = 0$.

Первое интегрирование вышеприведенных уравнений движения дает

$$\frac{dy}{dt} = -\frac{e}{m}Et,$$

$$\frac{dz}{dt} = v_0,$$

а после второго интегрирования получим

$$y = -\frac{e}{2m}Et^2, \quad z = v_0 t.$$

Исключив из двух последних уравнений время t, получим уравнение траектории электрона

$$y = -\frac{e}{2m}E\frac{z^2}{v_0^2} = -\frac{1}{4}\cdot\frac{E}{U_0}z^2,$$

которое является уравнением параболы. Наклон траектории к горизонтальной оси определяется производной

$$\frac{dy}{dz} = \operatorname{tg}\alpha = -\frac{E\cdot z}{2U_0},$$

где α — угол между касательной к параболе и осью z. Если положить $z = l$ и $E = -dU/dy = -U_{\text{откл}}/d$, полученное соотношение можно записать в виде

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{U_{\text{откл}}l}{2U_0 d}. \tag{7.21}$$

С другой стороны, согласно рис. 7.21,

$$\operatorname{tg}\alpha \approx \frac{h}{L},$$

где $L = l_0 + l/2$. Таким образом, отклонение электронного луча от оси в плоскости экрана будет определяться формулой

$$h \approx \frac{U_{\text{откл}}lL}{2U_0 d}. \tag{7.22}$$

При этом коэффициент управления электронным лучом, который обычно называется *чувствительностью к отклонению*, можно представить в виде

$$\varepsilon_э = \frac{h}{U_{откл}} = \frac{lL}{2U_0 d}. \qquad (7.23)$$

Выражение (7.23) является приближенным, поскольку при его выводе не учитывался краевой эффект поля на концах отклоняющих пластин, который фактически удлиняет пространство взаимодействия сверх размера l и, следовательно, приводит к дополнительному увеличению чувствительности на 10–15%.

Пример 7.2. В плоскую отклоняющую систему длиной 5 см и расстоянием между пластинами 0,8 см входит тонкий электронный луч, ускоренный до 1000 В. Мгновенное значение отклоняющего напряжения 20 В. Определить: 1) угол отклонения луча; 2) смещение луча относительно оси на выходе из системы ($L = l/2$); 3) чувствительность к отклонению.

Р е ш е н и е.

1. Из формулы (7.21) имеем

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{20 \cdot 5}{2 \cdot 100 \cdot 0,8} = 0,0625; \quad \alpha \approx 3,6^\circ.$$

2. Из формулы (7.22)

$$h = \frac{20 \cdot 5 \cdot 2,5}{2 \cdot 1000 \cdot 0,8} = 0,153 \text{ см или } h = 1,53 \text{ мм}.$$

3. Чувствительность

$$\varepsilon_э = \frac{h_э}{u} = \frac{1,53}{20} \approx 0,077 \text{ мм/В}.$$

Как видно из формулы (7.23), чувствительность можно повышать путем уменьшения расстояния между пластинами d и увеличения их длины l. Однако при этом следует иметь в виду возможный перехват электронного луча краем пластины на выходе отклоняющей системы.

В большинстве осциллографических трубок отклоняющая система выполняется не из параллельных, а из косо расставленных (рис. 7.22, *а*) или однократно изогнутых (рис. 7.22, *б*) пластин. В таком случае вышеприведенные соотношения уже не применимы, и задача должна решаться заново.

Не проводя новых выводов, отметим, что чувствительность отклоняющей системы с косо расставленными пластинами определяется выражением

$$\varepsilon_э = \frac{1}{2U_0} \cdot \frac{lL}{d_2 - d_1} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1}, \qquad (7.24)$$

а чувствительность системы с однократно изогнутыми пластинами

$$\varepsilon_э = \frac{1}{2U_0} \left(\frac{l_1}{d_1} + \frac{l_2}{d_2 - d_1} \ln \frac{d_2}{d_1} \right), \qquad (7.25)$$

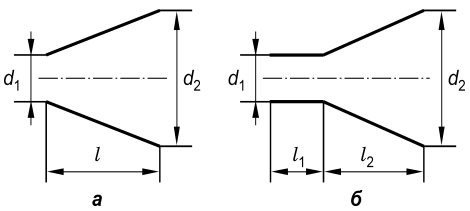


Рис. 7.22
Типы отклоняющих пластин

где d_1 и d_2 — расстояния между концами отклоняющих пластин на входе и выходе системы, а l_1 и l_2 — длины параллельной и косо расставленной частей системы с однократно изогнутыми пластинами.

Сравнение выражений (7.23) и (7.24) показывает, что при одинаковых габаритных размерах, т. е. при одинаковых значениях l и $d = d_2$, чувствительность системы с косо расставленными пластинами будет примерно в 1,5 раза больше чувствительности плоскопараллельной системы.

Максимальная чувствительность системы с изогнутыми пластинами достигается при $l_1 < l_2$. По сравнению с плоскопараллельной системой при $l_1 + l_2 = l$ и $d_2 = d$ ее чувствительность может быть больше примерно в 1,8 раза.

Отклонение однородным магнитным полем. Процесс отклонения (управления) тонкого электронного луча однородным магнитным полем проиллюстрирован рис. 7.23. Магнитное поле с индукцией B создается отклоняющими катушками в области длиной l, ограниченной пунктирными линиями, за ее пределами $B = 0$. На рисунке поле направлено на читателя, направление распространения электронного луча показано стрелками.

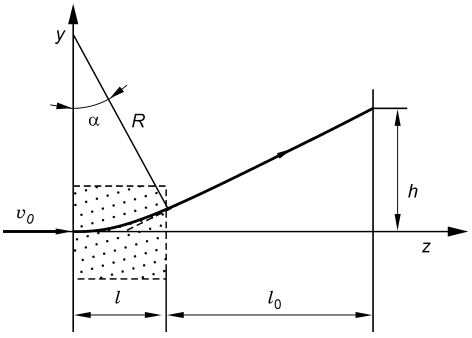


Рис. 7.23
Магнитное отклонение электронного луча

Первоначально электронный луч, ускоренный в электронной пушке до скорости $v_0 = \sqrt{2eU_0 / m}$, где U_0 — ускоряющее напряжение, входит в магнитное поле вдоль оси z. Под действием поля луч начинает отклоняться от оси. Поскольку вектор $\bar{v}_0$ направлен перпендикулярно вектору $\bar{B}$, то, согласно ранее установленной закономерности (см. § 4.5), траектория электронного луча в поперечном однородном магнитном поле должна стать окружностью радиуса

$$R = \frac{mv_0}{eB}. \qquad (7.26)$$

Однако из-за ограниченности размера участка поля электрон при прохождении этого участка успевает описать лишь дугу, угол которой α, согласно рис. 7.23, определяется соотношением

$$\sin\alpha = \frac{l}{R},$$

или с учетом (7.26)

$$\sin\alpha = \frac{eB}{mv_0} l = \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{B \cdot l}{\sqrt{2U_0}} = 4{,}2 \cdot 10^5 \frac{B \cdot l}{\sqrt{2U_0}}. \qquad (7.27)$$

Это соотношение справедливо для любых углов отклонения, вплоть до $\alpha = 90°$.

При малых углах

$$\sin\alpha \approx \operatorname{tg}\alpha. \qquad (7.27а)$$

По выходе из магнитного поля электрон движется по прямой, наклоненной к оси z на угол α. При этом

$$\operatorname{tg}\alpha \approx \frac{h}{L},$$

где $L = l_0 + l/2$. Отсюда, учитывая (7.27) и (7.27а), получаем полное смещение электрона относительно оси z на величину

$$h = L \cdot \operatorname{tg}\alpha = \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{BlL}{\sqrt{2U_0}} = 4{,}2 \cdot 10^5 \frac{BlL}{\sqrt{2U_0}} \qquad (7.28)$$

и коэффициент управления или чувствительность к отклонению магнитным полем

$$\varepsilon_{\text{м}} = \frac{h}{B} = \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{l \cdot L}{\sqrt{2U_0}} = 4{,}2 \cdot 10^5 \frac{l \cdot L}{\sqrt{2U_0}}. \qquad (7.29)$$

Полученные выражения для электрического и магнитного методов управления (отклонения) позволяют провести их сравнительный анализ и оценить достоинства и недостатки каждого из них. Так, из выражений (7.22) и (7.28) следует, что оба метода позволяют в первом приближении обеспечить линейный режим управления, т. е. прямую пропорциональность между смещением электронного пучка и отклоняющим сигналом.

Вместе с тем рассмотренные методы обладают разными свойствами. Если отклонение пучка заряженных частиц электрическим полем не зависит от заряда и массы частиц, то магнитное поле будет по-разному отклонять электроны и ионы. В то же время электрический способ отклонения более критичен к изменению ускоряющего напряжения, поскольку чувствительность к отклонению изменяется пропорционально $1/U_0$, а при магнитном способе отклонения — пропорционально $1/\sqrt{U_0}$. Этим объясняется преимущественное использование магнитного способа отклонения в высоковольтных приборах. Достоинством магнитного способа отклонения являются значительно меньшие аберрации. В случае электрического отклонения заметная дефокусировка электронного пучка начинает проявляться при углах отклонения 15–20°, тогда как при магнитном способе отклонения удовлетворительная разрешающая способность сохраняется при углах отклонения 50–60°. Важным преимуществом электростатического способа отклонения является его экономичность, поскольку на создание необходимого отклоняющего поля практически не затрачивается мощность источника возбуждения, тогда как на создание магнитного поля затраты мощности необходимы. Еще одним преимуществом электрического способа отклонения является малая инерционность систем, реализующих этот способ. Емкость и индуктивность отклоняющих пластин и их держателей могут быть очень небольшими, в то время как распределительная емкость и индуктивность отклоняющих катушек не могут быть малыми. Поэтому управление электрическим полем может осуществляться в широком диапазоне частот управляющего напряжения (вплоть до сотен мегагерц) без существенного снижения

чувствительности. В случае использования магнитного управления заметная инерционность начинает проявляться уже на частотах в несколько десятков килогерц.

Таким образом, оба способа отклонения электронных пучков обладают достоинствами и недостатками и в общем случае отдать предпочтение какому-либо одному из них не представляется возможным. Выбор того или иного способа определяется конкретными требованиями и условиями.

7.11. СКОРОСТНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА И ЕГО ГРУППИРОВАНИЕ В ДРЕЙФОВОМ ПРОСТРАНСТВЕ. КЛИСТРОННОЕ УПРАВЛЯЮЩЕЕ УСТРОЙСТВО

В электронных приборах с квазистатическим управлением соизмеримость времени (или угла) пролета с периодом управляющего поля всегда является вредным фактором, снижающим эффективность работы этих приборов. Этот недостаток в свое время побудил поиск новых способов управления электронными потоками, в которых время пролета играло бы полезную роль. Такие способы были найдены и получили название *динамических способов управления*. Все они основаны на модуляции скорости электронного потока, которая вызывает процессы, преобразующие однородный по плотности электронный поток в неоднородный. К таким процессам, как отмечалось в § 7.2, относится прежде всего процесс взаимного смещения или группирования электронов.

В зависимости от того, происходит группирование в пространстве взаимодействия электронов с высокочастотным (управляющим) полем или вне его, различают два основных динамических способа управления: способ скоростной модуляции с последующим группированием электронов в дрейфовом пространстве и способ скоростной модуляции с группированием электронов в пространстве взаимодействия, т. е. в управляющем поле. В этом параграфе будет рассмотрен первый из них, который используется в таких микроволновых электронных приборах, как пролетные клистроны, поэтому для краткости будем называть его *клистронным способом управления*.

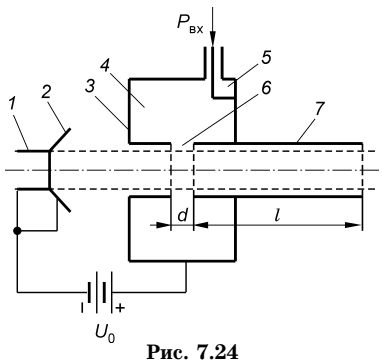


Рис. 7.24
Схема клистронного управляющего устройства

На рис. 7.24 схематически изображено простейшее электронное устройство, реализующее клистронный способ управления электронным пучком. На рисунке обозначены: *1* — катод, *2* — прикатодный электрод, *3* — анод, *4* — колебательный контур в виде объемного резонатора, *5* — индуктивная петля связи резонатора с источником управляющего сигнала, *6* — высокочастотный зазор, являющийся пространством вза-

имодействия, *7* — труба дрейфа, U_0 — источник постоянного ускоряющего напряжения, $P_{вх}$ — мощность входного сигнала. Электронный пучок показан пунктирными линиями.

Собственно управляющее устройство составляют конструктивные элементы *4–7*, а элементы *1–3* образуют электронную пушку. Особенностью конструкции управляющего устройства является то, что длина трубы дрейфа всегда значительно больше ширины высокочастотного зазора d.

Высокочастотный зазор объемного резонатора может иметь разную конструкцию: сеточную или бессеточную. В первом случае зазор образован плоскими сетками, поэтому управляющее электрическое поле в нем можно считать однородным, и длина пространства взаимодействия равна геометрической ширине зазора d (рис. 7.25, *а*). Бессеточный зазор образован торцами толстостенных труб; в нем электрическое поле явно неоднородно, и эффективная сила зазора, на протяжении которой происходит взаимодействие электронов с полем, всегда больше его ширины. Это видно из рис. 7.25, *б*, на котором распределение электрического поля в некоторый момент времени показано пунктирными эквипотенциальными линиями и где $2a$ и $2b$ — диаметры труб и электронного пучка соответственно.

Принцип действия клистронного устройства заключается в следующем. При подведении всех необходимых напряжений электронная пушка формирует однородный по скорости и плотности электронный пучок, который с постоянной скоростью $v = \sqrt{2eU_0 / m}$ входит в высокочастотный зазор резонатора. В этом зазоре электроны взаимодействуют с переменным электрическим полем, возникшим при возбуждении резонатора входным сигналом $P_{вх}$. В результате на выходе из зазора электроны оказываются промодулированными по скорости. В дрейфовом пространстве, благодаря большому времени пролета, ускоренные электроны догоняют ранее замедленные, вследствие чего к концу этого пространства образуются периодически повторяющиеся уплотнения (сгустки) и разрежения электронов, которые характеризуют собой неоднородность электронного пучка по плотности.

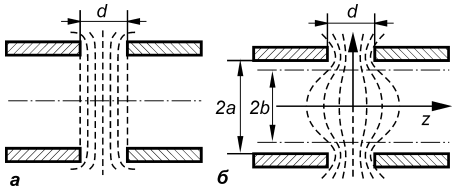


Рис. 7.25
Конструкции высокочастотных зазоров резонаторов

Процесс образования электронных уплотнений аналогичен накатыванию волн на берег во время морского прибоя. Эта аналогия послужила основанием для названия микроволновых приборов, использующих процесс группирования электронов в дрейфовом пространстве, *клистронами* (от греческого слова «клизо», означающего морской прибой). Таким образом, клистронный способ управления слагается из двух связанных между собой процессов: скоростной модуляции и группирования электронов. Эти процессы происходят на разных участках управляющего устройства: первый в зазоре объемного резонатора, второй — в трубе дрейфа. Рассмотрим каждый из этих процессов подробнее.

Скоростная модуляция электронов

Для оценки скоростной модуляции предположим, что электронный пучок и переменное электрическое поле в сеточном зазоре резонатора одномерны, что переменное напряжение на зазоре изменяется по закону $u = U_m \sin \omega t$, а напряженность поля в нем $E = -u/d$, где d — ширина зазора. В таком случае уравнение движения электронов в зазоре будет иметь вид

$$\frac{md^2z}{dt^2} = -eE = e\frac{U_m}{d}\sin \omega t. \tag{7.30}$$

Начало движения, соответствующее моменту t_0, будем отсчитывать от первой сетки зазора, в плоскости которой $z = 0$ и $v = v_0$. Интегрирование уравнения (7.30) в интервале времени от t_0 до t_1 дает

$$\frac{dz}{dt} = v = v_0 + \frac{eU_m}{m\omega d}(\cos \omega t_1 - \cos \omega t_0),$$

а после тригонометрических преобразований

$$v = v_0 + 2\frac{e}{m}\frac{U_m}{\omega d}\sin\frac{\omega(t_1 - t_0)}{2}\cdot\sin\frac{\omega(t_1 + t_0)}{2}. \tag{7.31}$$

Разность $t_1 - t_0$ представляет собой время пролета электронов в зазоре. Для электронов, вошедших в зазор в разные полупериоды поля, оно будет различным. Однако если амплитуда переменного напряжения мала, т. е. $U_m << U_0$, то в первом приближении времена пролета разных электронов можно выразить одинаковым средним значением $t_1 - t_0 \approx \tau_d$, отсюда $t_0 = t_1 - \tau_d$. Учитывая это равенство и обозначая $\omega\tau_d = \zeta_d$, выражение (7.31) можно представить в виде

$$v = v_0 + \frac{1}{2}\frac{U_m}{U_0}\frac{\sin\frac{\zeta_d}{2}}{\frac{\zeta_d}{2}}v_0 \sin(\omega t - \frac{\zeta_d}{2}) = v_0(1 + \nu \sin \omega t_I), \tag{7.32}$$

где

$$\omega t_I = \omega t_1 - \zeta_d / 2,$$
$$\nu = \frac{1}{2}\frac{U_m}{U_0}\frac{\sin(\zeta_d/2)}{(\zeta_d/2)} \tag{7.33}$$

— коэффициент скоростной модуляции, определяющий амплитуду переменной скорости электронов $v_m = \nu_1 v_0$ и зависящий, в частности, от угла их пролета в зазоре взаимодействия $\zeta_d = \omega d/v_0$. При этом отношение

$$\frac{\sin\frac{\zeta_d}{2}}{\frac{\zeta_d}{2}} = M(\zeta_d) \tag{7.34}$$

получило название *коэффициента взаимодействия* электронного пучка с управляющим электрическим полем или коэффициента связи электронного пучка с резонатором. Появление этого коэффициента есть результат усреднения значения переменного напряжения на зазоре за вре-

мя пролета электронов. На рис. 7.26 приведен график зависимостей этого коэффициента от угла пролета электронов вдоль оси резонатора.

Формула (7.34) справедлива только для сеточного зазора взаимодействия. В бессеточном зазоре, вследствие неоднородности управляющего поля, коэффициент взаимодействия будет зависеть также и от радиальной координаты. Чем ближе к оси зазора, тем больше расстояние между крайними эквипотенциалями, следовательно, больше угол пролета и как результат этого меньше коэффициент взаимодействия.

Выражение для коэффициента взаимодействия в бессеточном зазоре можно представить в виде

$$M_r = M\frac{J_0(\gamma r)}{J_0(\gamma a)},$$

где M — коэффициент, определяемый формулой (7.34); $\gamma = \omega/v_0$; a — радиус труб, образующих зазор; J_0 — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка.

При расчетах скоростной модуляции электронного пучка обычно используется усредненное в поперечном сечении пучка значение коэффициента взаимодействия:

$$M_{\text{ср}} = \frac{\sin\dfrac{\zeta_d}{2}}{\dfrac{\zeta_d}{2}}\frac{2}{\gamma b}\frac{J_1(\gamma b)}{J_0(\gamma a)} = M\cdot M_{ab}, \quad (7.35)$$

где b — радиус электронного пучка, J_0 и J_1 — модифицированные функции Бесселя нулевого и первого порядка и

$$M_{ab} = \frac{2}{\gamma b}\frac{J_1(\gamma b)}{J_0(\gamma a)}.$$

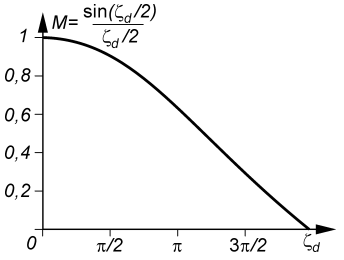


Рис. 7.26
График функции $M(\zeta_d)$

График функции $M_{ab}(\gamma a, b/a)$ для двух значений отношения b/a приведен на рис. 7.27. Из рисунка видно, что при уменьшении радиуса пучка по отношению к радиусу трубы коэффициент M_{ab} падает, что приводит к уменьшению усредненного коэффициента взаимодействия, определяемого формулой (7.35). В литературе отношение b/a часто называют коэффициентом заполнения трубы электронным пучком.

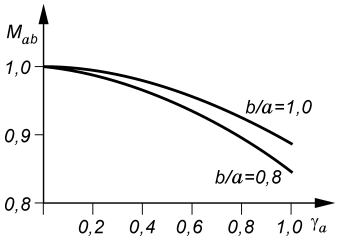


Рис. 7.27
График функции M_{ab} (γa, b/a)

Возвращаясь к (7.32), следует заметить, что изменение скорости электронов на выходе из зазора резонатора отстает по фазе от изменения управляющего напряжения на угол $\zeta_d/2$. Это дает основание считать, что скоростная модуляция электронов происходит в середине зазора взаимодействия и характеризуется изменением фазы ωt_1.

Расходует ли при этом источник управляющего напряжения мощность на скоростную модуляцию электронов? Если бы угол пролета в зазоре взаимодействия был пренебрежимо малым (квазистатическое

приближение), то расход мощности отсутствовал бы, так как ее затраты в ускоряющем полупериоде управляющего напряжения полностью компенсировались бы возвращенной мощностью в тормозящем полупериоде. Когда же угол пролета становится соизмеримым с периодом управляющего напряжения, эффективность процессов ускорения и торможения оказывается различной, поскольку угол пролета в ускоряющий полупериод напряжения будет несколько меньше, а в тормозящий полупериод — больше среднего угла пролета, поэтому коэффициент взаимодействия в ускоряющий полупериод будет выше, чем в тормозящий, отсюда и расход мощности на ускорение будет больше, чем возвращаемая мощность при торможении электронов. Таким образом, в среднем за период источник управляющего напряжения затрачивает на скоростную модуляцию в зазоре взаимодействия некоторую мощность. Последнее означает, что через этот источник протекает электрический ток, который обычно называют наведенным током $i_н$. Наличие такого тока во внешней цепи эквивалентно включению между электродами, образующими зазор взаимодействия, некоей шунтирующей проводимости

$$Y_e = \frac{i_н}{u},$$

получившей название *электронной проводимости*. В общем случае эта проводимость является комплексной величиной

$$Y_e = G_e + jB_e.$$

Активная составляющая проводимости G_e определяет потери энергии в резонаторе, реактивная B_e — изменение его резонансной частоты. Обе эти составляющие зависят от параметров электронного пучка, угла пролета в зазоре и конструкции самого зазора. В случае сеточного зазора

$$G_e = G_0F_1(\zeta_d) \text{ и } B_e = G_0F_2(\zeta_d), \tag{7.36}$$

где $G_0 = I_0/U_0$ — проводимость электронного пучка на входе в зазор взаимодействия, $F_1(\zeta_d)$ и $F_2(\zeta_d)$ — функции, зависящие от угла пролета $\zeta_d = \omega d/v_0$ и имеющие вид:

$$\left.\begin{aligned} F_1(\zeta_d) &= \frac{1 - \cos\zeta_d - \dfrac{\zeta_d}{2}\sin\zeta_d}{\zeta_d^2}, \\ F_2(\zeta_d) &= \frac{\sin\zeta_d - \dfrac{\zeta_d}{2}(1 + \cos\zeta_d)}{\zeta_d^2}. \end{aligned}\right\} \tag{7.37}$$

Графики этих функций, построенные по (7.37), приведены на рис. 7.28. Следует заметить, что влияние реактивной составляющей электронной проводимости всегда можно скомпенсировать соответствующей подстройкой резонатора, поэтому при практических расчетах обычно интересуются только активной составляющей этой проводимости, так как она может оказаться соизмеримой с проводимостью собственных потерь нена-

груженного резонатора и заметно снизить активное эквивалентное сопротивление резонатора.

В случае бессеточного зазора составляющие электронной проводимости G_e и B_e могут быть представлены аналогично (7.36). Однако при этом функции, характеризующие изменение этих составляющих, оказываются значительно сложнее, чем (7.37) [31]; они зависят не только от угла пролета ζ_d, но также от таких параметров, как $\gamma a = \omega a/v_0$ и $\gamma b = \omega b/v_0$, т. е. от радиуса труб, образующих зазор взаимодействия, и радиуса электронного пучка, проходящего через этот зазор. Ограничимся рассмотрением только активной составляющей электронной проводимости

$$G_e = G_0\psi_1(\zeta_d, \gamma a, \gamma b).$$

Функция $\psi_1(\zeta_d, \gamma a, \gamma b)$ в виде графика представлена на рис. 7.29 для углов пролета $\zeta_d \le \pi$, четырех значений γa и наиболее часто используемого отношения $b/a = 0{,}8$. Из рисунка видно, что с увеличением γa, т. е. радиуса трубы, при заданном значении ζ_d активная электронная проводимость возрастает, что обусловлено возрастанием усредненного коэффициента взаимодействия. Потери мощности источника возбуждения резонатора (управляющего сигнала) на проводимости G_e могут быть определены по формуле

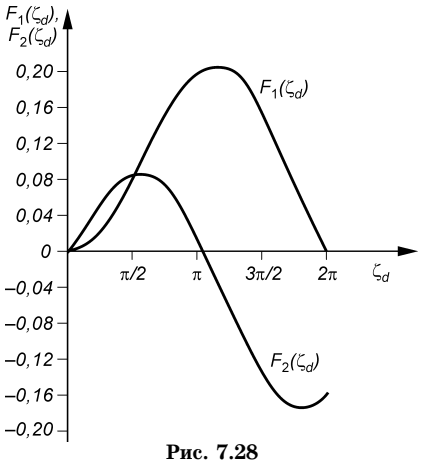


Рис. 7.28
Графики функций $F_1(\zeta_d)$ и $F_2(\zeta_d)$

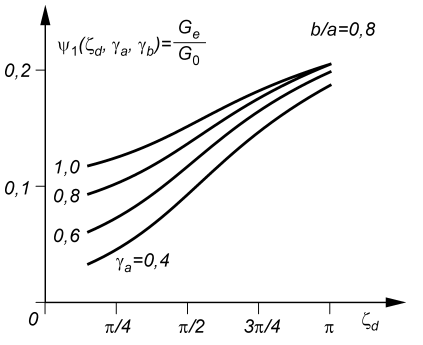


Рис. 7.29
Графики функции, определяющей величину шунтирующей активной проводимости в бессеточном зазоре

$$P_e = \frac{1}{2}U_m^2 G_e \text{ при } G_e > 0, \tag{7.38}$$

где U_m — амплитуда напряжения на зазоре резонатора.

Пример 7.3. Электронный пучок с током $I_0 = 50$ мА, ускоренный постоянным напряжением $U_0 = 1000$ В, проходит через сеточный зазор резонатора шириной $d = 3$ мм, на котором действует переменное напряжение с амплитудой $U_m = 200$ В и частотой $f = 10^9$ Гц. Определить:

1) угол пролета в зазоре ζ_d;
2) коэффициент взаимодействия в зазоре M;
3) коэффициент скоростной модуляции ν;
4) активную электронную проводимость G_e;
5) потери высокочастотной мощности P_e на этой проводимости.

Решение.

1. $\zeta_d = \dfrac{\omega d}{v_0} = \dfrac{2\pi \cdot 10^9 \cdot 3 \cdot 10^{-3}}{5{,}95 \cdot 10^5 \sqrt{10^3}} = 1 \text{ рад} = 57{,}3^\circ.$

2. $M = \dfrac{\sin\dfrac{\zeta_d}{2}}{\dfrac{\zeta_d}{2}} = \dfrac{\sin(57{,}3/2)}{0{,}5} = 0{,}96.$

3. $\nu = \dfrac{1}{2}\dfrac{U_m}{U_0} M = \dfrac{1}{2}\dfrac{200}{1000} = 0{,}1.$

4. $G_e = G_0 \cdot F_1(\zeta_d) = \dfrac{50 \cdot 10^{-3}}{10^3} \dfrac{1 - \cos(57{,}3) - 0{,}5 \cdot \sin(57{,}3)}{1} = 0{,}2 \cdot 10^{-5}$ 1/Ом.

5. $P_e = \dfrac{1}{2} U_m^2 G_e = \dfrac{1}{2}(200)^2 \cdot 0{,}2 \cdot 10^{-5} = 0{,}04$ Вт.

Группирование электронов в дрейфовом пространстве

Рассмотрим процесс группирования электронов первоначально в кинематическом приближении, которое предполагает пренебрежение кулоновскими силами взаимного расталкивания электронов. Это означает, что в дрейфовом пространстве, где нет внешних полей, электроны будут двигаться по инерции со скоростями, полученными в зазоре взаимодействия.

В этом случае группирование электронов можно наглядно проиллюстрировать с помощью пространственно-временной диаграммы, изображенной на рис. 7.30. На ней по вертикальной оси отложено расстояние, по горизонтальной — время ωt. Горизонтальная ось графика соответствует положению электрона в начале пространства группирования, точнее, в середине зазора взаимодействия. Вдоль этой оси показано изменение переменного управляющего напряжения u. Траектории электронов на диаграмме представлены прямыми линиями. Они наклонены под углами к горизонтальной оси, соответствующими скоростям электронов.

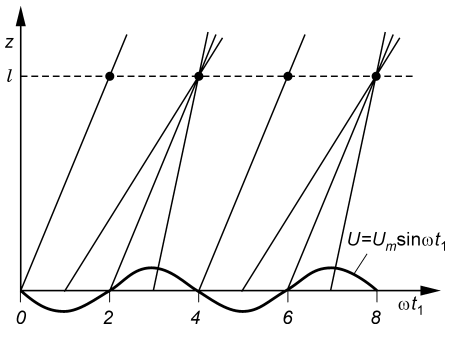


Рис. 7.30
Пространственно-временная диаграмма группирования электронов в дрейфовом пространстве

Итак, предположим, что модулированный по скорости, но еще однородный по плотности электронный пучок входит в дрейфовое пространство длиной l. Выделим в этом пучке 8 одинаковых тонких поперечных слоев (0, 1, 2, ..., 8), следующих друг за другом через промежутки, равные четверти периода, и проследим за их движением. Траектории всех четных электронов

(слоев), прошедших через зазор взаимодействия при нулевых значениях u_1, будут иметь наклон, соответствующий постоянной скорости, приобретенной в электронной пушке. Траектории электронных слоев 1 и 5, прошедших через зазор в отрицательные полупериоды напряжения и потерявшие при этом часть своей энергии (скорости), будут наклонены под меньшим углом, а траектории слоев 3 и 7, прошедших зазор в положительные полупериоды и увеличивших свою скорость, наоборот, будут наклонены под большим углом к горизонтальной оси. Пересечение траекторий слоев 1, 2, 3 и 5, 6, 7 означает, что ускоренные электроны догнали ранее замедленные, в результате чего образовались уплотнения (сгустки) электронов. Очевидно, что в рассматриваемые сгустки войдут все слои электронов, расположенные между точками 1–3 и 5–7. При этом центрами сгустков являются электроны, прошедшие через зазор взаимодействия в моменты перехода управляющего напряжения от отрицательного полупериода к положительному. Электроны, прошедшие зазор в моменты перехода переменного напряжения от положительного полупериода к отрицательному, являются центрами разрежения электронного пучка. По мере дальнейшего движения ускоренные электроны обгоняют замедленные, происходит продольное расширение сгустков и уменьшение их плотности. В результате уменьшается переменная составляющая конвекционного тока.

Процесс группирования электронов в дрейфовой трубе клистронного управляющего устройства дает основание называть такое устройство также клистронным группирователем электронов. Обратимся к более детальному анализу его работы.

Электронный слой, вошедший в дрейфовое пространство в момент t_1, пройдет это пространство длиной l за время

$$t_2 - t_1 = \frac{l}{v} = \frac{l}{v_0}\frac{1}{1 + \nu \sin \omega t_1}, \qquad (7.39)$$

где t_2 — время выхода электронов из дрейфового пространства. Разложив в ряд по малому параметру ν второй множитель в (7.39) (обычно $\nu << 1$) и ограничиваясь двумя членами ряда, получаем

$$t_2 = t_1 + \frac{l}{v_0}(1 - \nu \sin \omega t_1).$$

Умножая обе части этого выражения на ω и обозначая $\omega l / v_0 = \zeta_l$, найдем

$$\omega t_2 = \omega t_1 + \zeta_l - \nu \zeta_l \sin \omega t_1$$

или

$$\omega t_2 - \zeta_l = \omega t_1 - X \sin \omega t_1, \qquad (7.40)$$

где

$$X = \nu \zeta_l = \frac{1}{2}\frac{U_m}{U_0} M \frac{\omega l}{v_0} \qquad (7.41)$$

— параметр группирования, который в конкретных конструкциях регулируется путем изменения амплитуды управляющего напряжения.

Выражение (7.40) называется *уравнением группирования электронов* и представляет собой фазовую характеристику управляющего устройства. На рис. 7.31, *а* приведен график этой характеристики при различных значениях параметра группирования. Значения ωt_1 взяты в пределах одного периода управляющего напряжения u, изменение которого изображено внизу пунктирной линией. Момент $\omega t_1 = 0$ соответствует переходу напряжения от тормозящего к ускоряющему полупериоду. Электрон, пролетающий середину зазора в этот момент, становится центром уплотнения (сгустка) электронов.

Для определения конвекционного тока i в конце дрейфового пространства воспользуемся законом сохранения заряда $i_2 dt_2 = i_1 dt_1$, из которого следует

$$i_2 = i_1 \frac{dt_1}{dt_2} = I_0 \frac{d(\omega t_1)}{d(\omega t_2)}, \qquad (7.42)$$

где $i_1 = I_0$ — конвекционный ток на входе в дрейфовое пространство.

На рис. 7.31, *б* изображен график зависимости относительного значения конвекционного тока i_2/I_0 в конце дрейфового пространства от $\omega t_2 - \zeta_l$, построенный с помощью (7.40) и (7.42) для разных значений параметра группирования. Совокупность графиков (рис. 7.31), имеющих общую ось $\omega t_2 - \zeta_l$, можно рассматривать как единый интегральный график, подобный графикам, иллюстрирующим квазистатические методы управления электронным потоком (см., например, рис. 7.11). Вместе с тем нельзя не видеть и существенной разницы между ними. При квазистатическом управлении электронным потоком управляющей характеристикой является статическая характеристика управляющего устройства, форма которой не зависит от амплитуды модулирующего напряже-

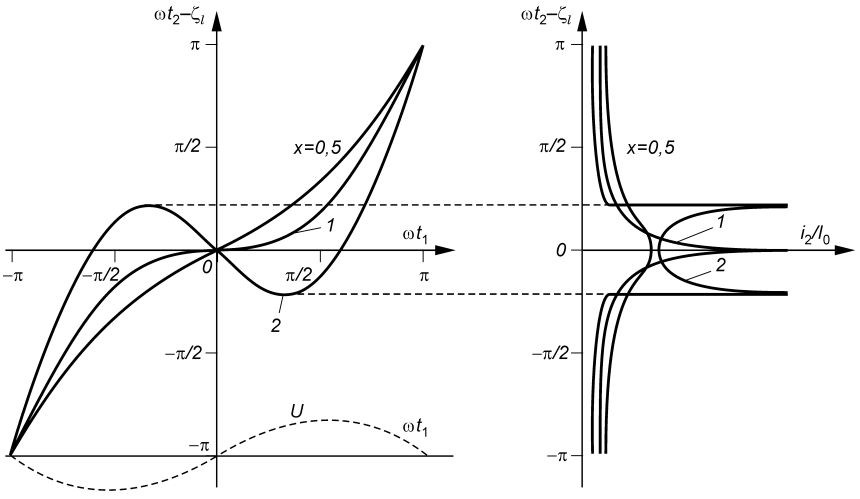


Рис. 7.31

Графики фазовой характеристики и импульсов конвекционного тока в клистронном устройстве

ния (имеются в виду устройства с $R_a = 0$). В случае же скоростной модуляции электронов управляющей характеристикой становится фазовая характеристика, форма которой сильно зависит от амплитуды модулирующего напряжения U_m, влияющей на характеристику через параметр группирования X (см. формулу (7.42)). При $X = 0$ (управляющее напряжение отсутствует) фазовая характеристика линейна ($\omega t_2 - \zeta_l = \omega t_1$), и группирование электронов отсутствует, так как $d(\omega t_1) = d(\omega t)$. При $X > 0$ фазовая характеристика становится нелинейной, и эта нелинейность усиливается по мере увеличения параметра группирования. Происходит периодическое уплотнение электронов — образование импульсов конвекционного тока. При $X = 1$ амплитуда импульсов в точке $\omega t_1 = 0$ (т. е. в центре уплотнения) обращается в бесконечность. С физической точки зрения это объясняется тем, что промодулированные по скорости электроны и вошедшие в дрейфовое пространство в конечный промежуток времени ($d(\omega t_1) \neq 0$) группируются в сгустки бесконечно малой длительности ($d(\omega t_2) \to 0$). При $X = 2$ ускоренные электроны к концу дрейфового пространства перегоняют ранее замедленные, поэтому ток принимает форму раздвоенного бесконечного пика.

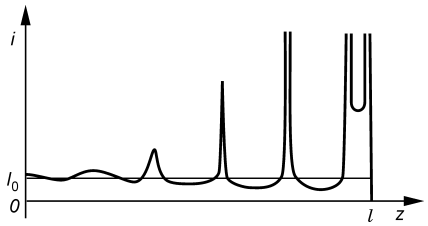


Рис. 7.32
Изменение формы импульса тока вдоль оси

Если учесть, что параметр группирования зависит не только от амплитуды управляющего напряжения, но и от длины дрейфового пространства, то полученные результаты можно использовать также для построения графика зависимости конвекционного тока i от продольной координаты z при постоянном значении амплитуды U_m. На рис. 7.32 изображен такой график, отражающий формирование и изменение импульса тока одного электронного сгустка.

Следует отметить, что образование импульсов тока в виде бесконечных пиков является следствием пренебрежения кулоновскими силами взаимного расталкивания электронов. В реальных условиях эти силы по мере сближения электронов нарастают и не допускают образования сгустков бесконечно малой длительности и, следовательно, импульсов тока с бесконечно большой амплитудой.

Если продифференцировать уравнение (7.40) по ωt_1 и полученный результат подставить в (7.42), то найдем, что

$$i_2 = \frac{I_0}{1 - x\cos\omega t_I}. \qquad (7.43)$$

Анализ этого выражения лишний раз подтверждает указанную выше особенность образования переменного конвекционного тока в дрейфовой трубе. Таким образом, конвекционный ток, образующийся в процессе группирования электронов, в общем случае имеет резко несинусоидальный закон изменения, свидетельствующий о богатом содержании

гармонических составляющих. Поскольку этот ток является периодической функцией ωt_2, его можно представить в виде ряда Фурье

$$i_2 = I_0 + \sum_{n=1}^{\infty} I_n \cos n(\omega t_2 - \zeta_l),$$

где $n = 1, 2, 3...$ — номера гармоник, а I_n — амплитуды гармонических составляющих. Последние, как известно, могут быть определены с помощью интеграла

$$I_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} i \cos n(\omega t_2 - \zeta_l) d(\omega t_2).$$

Вычисление этого интеграла может быть значительно упрощено, если перейти к переменной ωt_1 вместо ωt_2. Используя для этого соотношение (7.40) и закон сохранения заряда (7.42), получим

$$I_n = \frac{I_0}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \cos n(\omega t_{\text{I}} - X \sin \omega t_{\text{I}}) d(\omega t_{\text{I}}) = 2 I_0 J_n(nx),$$

где J_n — функция Бесселя первого рода n-го порядка. Таким образом, для амплитуд гармоник тока ряда Фурье имеем формулу

$$I_n = 2 I_0 J_n(nX), \qquad (7.44)$$

а для конвекционного тока сгруппированного электронного потока —

$$i_2 = I_0 + \sum_{n=1}^{\infty} 2 I_0 J_n(nx) \cos n(\omega t_2 - \zeta_i). \qquad (7.45)$$

На рис. 7.33 приведены кривые зависимости I_n/I_0 от X для разных значений n, рассчитанные по формуле (7.44). Видно, что для каждого n существует оптимальный параметр группирования X_n, при котором достигается максимальное отношение $(I_n/I_0)_{\text{макс}}$. Так, если для $n = 1$ максимальное значение $(I_1/I_0)_{\text{макс}} = 1{,}16$ получается при $X = 1{,}84$, то для $n = 3$ отношение $(I_3/I_0)_{\text{макс}} = 0{,}86$ имеет место при $X = 1{,}40$, а для $n = 10$ $(I_{10}/I_0)_{\text{макс}} = 0{,}6$ — при $X = 1{,}2$. Таким образом, снижение амплитуд гармоник с ростом их номера происходит очень медленно. Однако, как показали эксперименты, в реальных условиях снижение гармоник происходит значительно быстрее, что объясняется приближенным характером рассматриваемой кинематической теории группирования электронов.

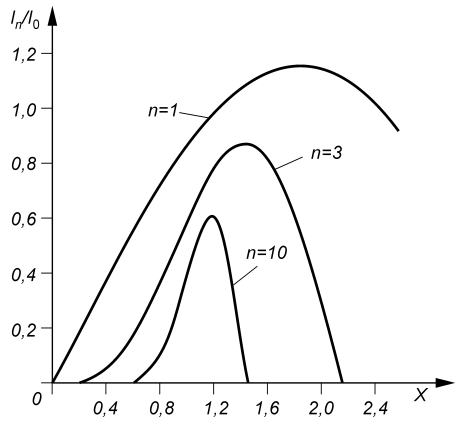


Рис. 7.33
Кривые гармоник конвекционного тока

Влияние пространственного заряда на группирование электронов. Как уже отмечалось, кинематическая теория группирования основана на пренебрежении электростатическими (кулоновскими) силами взаимного расталкивания электронов. Такое пренебрежение допустимо лишь в тех случаях, когда эти силы либо невелики по сравнению с группирующими силами (режим малых конвекционных токов при больших управляющих напряжениях), либо они не успевают проявиться в связи с малой степенью группирования (например, в узком зазоре резонатора). Во всех других случаях действие сил пространственного заряда необходимо учитывать, имея в виду, что их значения зависят не только от плотности пространственного заряда, но также от поперечных размеров электронного пучка и наличия близлежащего металлического экрана — стенки дрейфовой трубы.

Наиболее простой моделью, учитывающей действие пространственного заряда, является модель «бесконечно» широкого электронного потока, в которой постоянная составляющая плотности пространственного заряда компенсирована (нейтрализована) положительными ионами, а электростатическое поле переменной составляющей зависит только от одной, продольной координаты [31]. Расчеты группирования электронов на основе этой модели электронного потока не дают каких-либо новых сведений о форме и гармоническом составе конвекционного тока. При небольших коэффициентах скоростной модуляции ($\nu \ll 1$) они по-прежнему определяются выражениями (7.43) и (7.45). Новым является только расчетная формула для параметра группирования. Она принимает следующий вид:

$$X = \nu\zeta_l \frac{\sin\dfrac{\omega_\rho l}{U_0}}{\dfrac{\omega_\rho l}{U_0}} = \nu\zeta_l \frac{\sin hl}{hl}, \tag{7.46}$$

где

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e}{m}\frac{\rho_0}{\varepsilon_0}} = \sqrt{\frac{e}{\varepsilon_0 m}\frac{J_0}{v_0}} = 1{,}83\cdot 10^8\sqrt{\frac{J_0}{v_0}} \tag{7.47}$$

— плазменная частота колебаний электронного потока, l — длина трубы дрейфа и

$$h = \frac{\omega_p}{v_0} = 307\sqrt{\frac{J_0}{U_0^{3/2}}}. \tag{7.48}$$

Плотность постоянной составляющей тока электронного пучка может быть представлена в виде $J_0 = I_0/F$, где F — площадь поперечного сечения пучка. С учетом этого

$$h = 307\frac{\sqrt{p}}{\sqrt{F}}, \tag{7.48а}$$

где $p = I_0/U^{3/2}{}_0$ — первеанс электронного пучка.

Из сравнения формул (7.41) и (7.46) следует, что действие пространственного заряда на группирование электронов сводится к уменьшению параметра X по отношению к его кинематическому значению $\nu\zeta_l$. Это уменьшение X происходит пропорционально отношению $(\sin hl)/hl$, которое можно рассматривать как коэффициент взаимного продольного

расталкивания группирующихся электронов. Согласно (7.47), указанное действие пространственного заряда (кулоновских сил) всегда может быть скомпенсировано соответствующим увеличением коэффициента скоростной модуляции ν (точнее, амплитуды модулирующего напряжения).

Выражению параметра группирования можно придать и несколько иной вид, если учесть, что

$$hl = \frac{\omega_p}{v_0} l = \frac{\omega_p}{\omega} \frac{\omega}{v_0} l = a\zeta_l,$$

где $a = \omega_p/\omega$. Подставляя это соотношение в (7.46), получим

$$X = \frac{\nu}{a} \sin a\zeta_l. \qquad (7.46а)$$

Из этого выражения следует, что существует оптимальная длина дрейфовой трубы, соответствующая равенству $ar_l = hl = \pi/2$, при которой для компенсации кулоновских сил продольного расталкивания требуется минимальное повышение коэффициента скоростной модуляции.

Влияние поперечного размера электронного пучка. Модель «бесконечно» широкого электронного потока переоценивает действие пространственного заряда на группирование электронов, поскольку в основе этой модели лежит предположение о том, что переменная составляющая поля пространственного заряда имеет только одну, продольную составляющую. При этом условии продольный размер электронного сгустка s (его длина) должен быть бесконечно малым по сравнению с его поперечным размером — радиусом пучка b. Однако в реальных условиях продольный и поперечный размеры электронных сгустков обычно соизмеримы друг с другом ($s \sim b$), поэтому поле сгустков имеет как продольную E_z, так и поперечную E_r составляющие. Соотношение между этими составляющими, т. е. E_r/E_z, в первом приближении определяется отношением размеров s/b: с уменьшением радиуса пучка b уменьшается и составляющая E_z по сравнению с общим полем сгустка; следовательно, ослабевают и кулоновские силы продольного расталкивания. Возросшая при этом поперечная составляющая поля сгустков E_r и связанные с ней силы поперечного взаимного расталкивания электронов могут быть уравновешены внешними статическими полями.

Анализируя влияние поперечного размера электронного пучка на продольную составляющую переменного поля пространственного заряда E_z, следует отметить, что из-за краевых эффектов эта составляющая зависит также и от радиальной координаты r. По мере удаления от оси пучка к его периферии составляющая E_z будет уменьшаться.

На значение составляющей поля E_z заметное влияние может оказывать близость к электронному пучку металлической стенки трубы дрейфа. Электроны группирующегося пучка наводят на стенке положительные заряды, поле которых «провисает» вплоть до оси пучка, компенсируя при этом на разных расстояниях по-разному переменное поле пространственного заряда. Если, например, радиус электронного пучка b будет равен радиусу трубы a, то непосредственно у стенки трубы продольные составляющие полей электронного пучка и наведенных зарядов будут полностью компенсировать друг друга и группирование электронов будет происходить чисто

кинематически. На оси электронного пучка поле наведенных зарядов лишь незначительно снижает продольную составляющую поля пространственного заряда, поэтому группирование электронов будет по-прежнему происходить в условиях достаточно сильного противодействия со стороны кулоновских сил продольного расталкивания. Очевидно, что по мере удаления стенок трубы от поверхности электронного пучка (при $a/b > 1$) влияние стенок трубы на группирование электронов будет ослабевать.

Таким образом, в реальных электронных пучках влияние отрицательного пространственного заряда на группирование электронов в дрейфовом пространстве оказывается более сложным, чем это следует из модели «бесконечно» широкого потока. Конечный размер электронного пучка и близость к нему металлической стенки трубы дрейфа вызывают неравномерное распределение электростатических сил продольного расталкивания по радиусу пучка и, как следствие этого, неравномерную эффективность группирования при заданном значении кинематического параметра группирования $\nu\zeta_l$. При этом условии значения гармоник конвекционного тока в конце дрейфового пространства будут определяться усредненными по радиусу пучка значениями, которые всегда меньше максимальных значений, вычисленных по формуле (7.44).

Строгий аналитический расчет группирования электронов с учетом всех указанных факторов чрезвычайно затруднен, поэтому его обычно проводят компьютерными численными методами с использованием дискретных моделей электронного пучка. Для оценочных расчетов конвекционного тока применяют формулы (7.44) и (7.46). При этом влияние конечного радиуса пучка и близости металлической стенки на электростатические силы продольного расталкивания связываются с изменением плазменной частоты. В формулу (7.47) вместо ω_p подставляют значение пониженной плазменной частоты

$$\omega_q = F\left(\gamma b, \frac{a}{b}\right)\omega_p,$$

где $F_p(\gamma\, b,\, a/b)$ — функция понижения (редукции) плазменной частоты на оси пучка. График этой функции приведен на рис. 7.34, где по оси абсцисс отложены значения радиуса пучка, выраженные в угловых единицах:

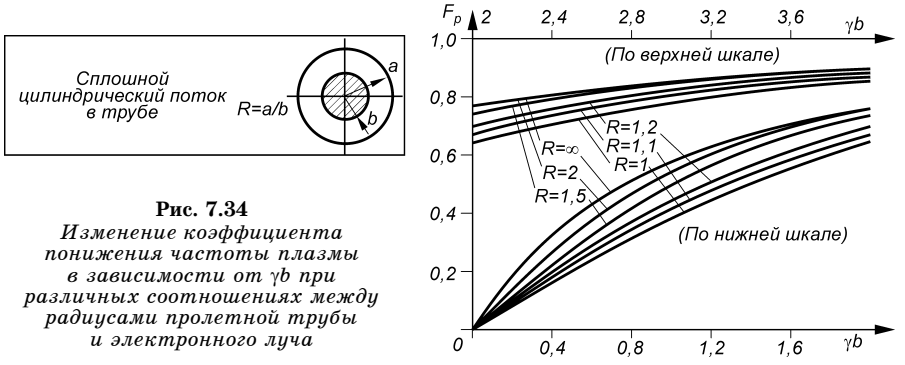


Рис. 7.34
Изменение коэффициента понижения частоты плазмы в зависимости от γb при различных соотношениях между радиусами пролетной трубы и электронного луча

$\gamma b = \omega b/v_0$, а по оси ординат — значения самой функции при разных соотношениях радиусов трубы дрейфа и электронного пучка $R = a/b$. В реальных условиях обычно $R = 1{,}25...1{,}5$.

Коэффициент клистронного управления. Для оценки эффективности рассматриваемого способа управления конвекционным током можно использовать уже известный параметр управления вида $S_{э_n} = I_n/U_m$, где I_n — амплитуда n-й гармоники тока. Для первой (основной) гармоники

$$S_э = \frac{2I_0 J_1(x)}{U_m}. \qquad (7.49)$$

Наибольшим этот коэффициент становится в области малых значений параметра группирования ($X < 0{,}5$), когда $2J_1(X) \approx X$. В этом случае, учитывая (7.46), а также (7.33) и (7.34), можно записать:

$$S_{э_m} = \frac{I_0 X}{U_m} = \frac{1}{2}\frac{I_0}{U_0} M\zeta_l \frac{\sin hl}{hl}.$$

Поскольку $\zeta_l = \omega l/v_0 = 2\pi f l/v_0$, $v_0 = \sqrt{2eU_0/m}$ и параметр h определяется формулой (7.48а), полученное выражение можно преобразовать к виду

$$S_{э_m} = 1{,}73 \cdot 10^{-8}\sqrt{F}\sqrt{p} \cdot M \cdot f \sin hl.$$

Выбрав оптимальную длину трубы дрейфа, исходя из равенства $hl = \pi/2$, т. е.

$$l_{опт} = \frac{\pi}{2h} = 5{,}12 \cdot 10^{-3}\frac{\sqrt{F}}{\sqrt{p}}, \text{ м}, \qquad (7.50)$$

получим

$$S_{э\,m} = 1{,}73 \cdot 10^{-8}\sqrt{F}\sqrt{p} \cdot M \cdot f, \text{ А/м}. \qquad (7.51)$$

где F — площадь поперечного сечения электронного пучка.

Таким образом, из приведенных выражений следует, что для получения предельно больших значений коэффициента $S_э$ при заданной частоте f управляющего сигнала необходимо увеличивать первеанс электронного пучка $p = I_0/U_0^{3/2}$. Введение поправок, связанных с понижением плазменной частоты, не меняет существа сделанного вывода.

Пример 7.4. Клистронное управляющее устройство работает на частоте $f = 3000$ МГц, имея оптимальную длину трубы дрейфа, и управляет цилиндрическим электронным пучком, радиус которого $b = 5$ мм и первеанс $p = 1 \cdot 10^{-6}$ А/В$^{3/2}$, при этом коэффициент взаимодействия $M = 0{,}9$. Определить оптимальную длину трубы дрейфа $l_{опт}$ и коэффициент управления $S_э$.

Р е ш е н и е.

1. По формуле (7.50) имеем

$$l_{опт} = 5{,}12 \cdot 10^{-3}\frac{\sqrt{\pi(5 \cdot 10^{-3})^2}}{\sqrt{1 \cdot 10^{-6}}} = 45{,}5 \cdot 10^{-3} \text{ м} = 4{,}55 \text{ см}.$$

2. Используя формулу (7.51), находим

$$S_{эт} = 1,73 \cdot 10^{-8} \sqrt{\pi (5 \cdot 10^{-3})^2} \cdot \sqrt{1 \cdot 10^{-6}} \cdot 0,9 \cdot 3 \cdot 10^9 = 41,5 \cdot 10^{-5} \text{ А/В}.$$

Полученное в этом примере значение коэффициента $S_{эт}$ соответствует условию $X < 0,5$, т. е. случаю малых управляющих сигналов. С увеличением амплитуды этих сигналов параметр группирования возрастает, и расчет коэффициента $S_{э1}$ необходимо проводить по формуле (7.49). Умножив и разделив правую часть этой формулы на X, получим

$$S_{э1} = S_{эт} \frac{2J_1(X)}{X} Z.$$

Отношение $2J_1(X)/X$ изменяется от 1,0 при $X \to 0$ до нуля при $X = 3,84$. При значении $X = 1,84$, что соответствует максимуму первой гармоники тока $1,16I_0$, указанное отношение равно 0,63. Таким образом, по мере повышения параметра группирования коэффициент управления конвекционным током снижается.

Идеальное группирование электронов. До сих пор процесс группирования электронов в трубе дрейфа рассматривался при условии синусоидальной скоростной модуляции электронного пучка. При этом, как видно из рис. 7.30, в сгустки собирается не более половины электронов, проходящих через зазор взаимодействия за период модулирующего напряжения. При какой форме модулирующего напряжения в узкие сгустки можно собрать все электроны, т. е. обеспечить максимально эффективное, идеальное группирование электронов?

Установим форму кривой $u(t)$ этого напряжения, полагая, что оно действует на бесконечно узком зазоре взаимодействия и модулирует по скорости однородный электронный пучок, входящий в зазор, как и прежде, с постоянной скоростью $v_0 = \sqrt{2eU_0 / m}$. Тогда по выходе из зазора кинетическая энергия электронов будет определяться выражением

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{mv_0^2}{2} + eu,$$

а их скорость

$$v = v_0 \sqrt{1 + \frac{2eu}{mv_0^2}}.$$

По-прежнему будем считать, что центром сгустка должен стать электрон, прошедший зазор в момент перехода модулирующего напряжения от тормозящего полупериода к ускоряющему. Следовательно, время пролета этого электрона до точки образования идеального сгустка, которую иногда называют фазовым фокусом (а группирование электронов — *фазовой фокусировкой*), равно $\tau_0 = l/v_0$, где l — расстояние от зазора взаимодействия до фазового фокуса. Если отсчет времени вести от момента прохождения центрального электрона через зазор взаимодействия, то для любого другого электрона, прошедшего зазор до или

после центрального, время пролета будет равно $\tau = l/v$. При этом условие одновременной встречи всех электронов в фазовом фокусе будет

$$\tau_0 = \tau + t.$$

С учетом вышеприведенного выражения для скорости это условие можно записать в виде

$$\frac{l}{v_0} = \frac{l}{v_0\sqrt{1+\dfrac{2eu}{mv^2}}} + t.$$

Отсюда с учетом соотношения $v_0 = \sqrt{2eU_0/m}$ получим следующее выражение для модулирующего напряжения:

$$u = U_0\left[\frac{1}{\left(1-\dfrac{v_0 t}{l}\right)} - 1\right]. \qquad (7.52)$$

На рис. 7.35 приведен график этого модулирующего напряжения, обеспечивающего идеальное группирование электронов (в кинематическом приближении).

Из графика следует, что электроны, прошедшие зазор взаимодействия задолго до прохождения через него центрального электрона, должны быть почти остановлены, чтобы «дождаться» прибытия в фазовый фокус центрального электрона, а электроны, прошедшие зазор намного позже центрального, наоборот, должны получить бесконечно большое ускорение, чтобы догнать последний (релятивистские поправки при этом не учитываются). При выполнении этих условий импульс конвекционного тока в плоскости фазового фокуса теоретически может иметь сколь угодно малую длительность и описываться δ-функцией. В этом случае амплитуды гармоник конвекционного тока $I_n = 2I_0$.

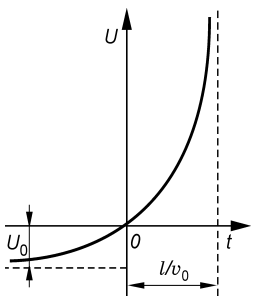


Рис. 7.35
Идеальная форма кривой модулирующего напряжения

Для получения периодической последовательности идеальных электронных сгустков на зазоре взаимодействия нужно иметь пилообразное напряжение. В этом случае «благоприятными» становятся все электроны, поступающие в зазор. Применение такого управляющего устройства в конструкциях пролетных клистронов позволило бы приблизить их КПД к 100%. Однако практическое осуществление пилообразного напряжения в диапазоне сверхвысоких частот оказывается чрезвычайно сложным. Некоторым приближением к такому виду напряжения является сумма двух синусоидальных напряжений, изменяющихся с основной и удвоенной частотами и определенным образом сфазированных между собой. Такое приближение создается в многорезонаторных (каскадных) пролетных клистронах.

7.12. КАСКАДНЫЙ КЛИСТРОННЫЙ СПОСОБ УПРАВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

При рассмотрении простейшего клистронного управляющего устройства (см. рис. 7.24) было отмечено, что собственно управляющее устройство не содержит в своей конструкции катода, поэтому в общем случае в резонатор этого устройства может поступать как однородный электронный пучок, сформированный электронной пушкой, так и неоднородный пучок, ранее промодулированный в каком-либо исходном управляющем устройстве. Таким исходным устройством, в частности, может быть тоже клистронное. В этом случае образуется двухступенчатое пролетное клистронное управляющее устройство, в котором используется каскадный способ скоростной модуляции и группирования электронного пучка. Такое устройство изображено на рис. 7.36, где обозначены: *1* — катод с прикатодным (фокусирующим) электродом; *2* — анод; *3* — первый (входной) объемный резонатор; *4* — первый (сеточный) зазор взаимодействия; *5* — индуктивная петля связи; *6* — первая труба дрейфа; *7* — второй объемный резонатор; *8* — второй зазор взаимодействия; *9* — вторая труба дрейфа; U_0 — источник постоянного ускоряющего напряжения; $P_{вх}$ — источник входного высокочастотного (управляющего) сигнала. Во избежание потерь электронов пучка на стенках пролетных труб вдоль оси устройства обычно создается продольное магнитное поле.

Рассмотрим принцип действия каскадного клистронного управляющего устройства в кинематическом приближении, предполагая, что все резонаторы настроены на частоту управляющего сигнала. При подведении к устройству всех необходимых напряжений электронная пушка формирует однородный электронный пучок, который со скоростью $v_0 = \sqrt{2eU_0 / m}$ входит в первый резонатор. В зазоре этого резонатора переменное напряжение $u_1 = U_{1m} \sin \omega t_1$ модулирует электроны по скорости и вызывает последующее их группирование в дрейфовой трубе. На рис. 7.37 приведена

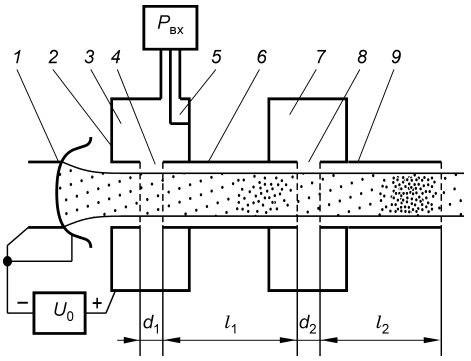


Рис. 7.36
Двухступенчатое каскадное клистронное управляющее устройство

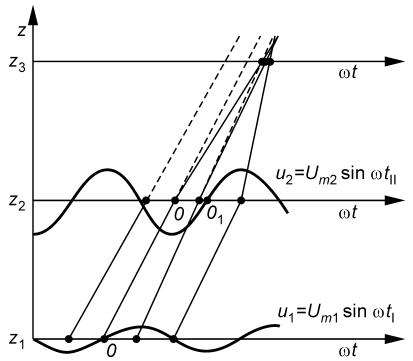


Рис. 7.37
Пространственно-временная диаграмма каскадного группирования электронов

пространственно-временная диаграмма, иллюстрирующая этот процесс. Фазы прибытия группирующихся электронов к средней плоскости зазора второго резонатора будут определяться по аналогии с (7.40) выражением

$$\omega t_{\text{II}} = \omega t_{\text{I}} + \zeta_{\text{I}} - X_1 \sin \omega t_{\text{I}}, \qquad (7.53)$$

где t_{I} и t_{II} — времена пересечения электронами средних плоскостей первого и второго зазоров взаимодействия $X_1 = \nu_1 \zeta_{\text{I}}$, $\zeta_{\text{I}} = \omega l_{\text{I}}/v_0$ — статический угол пролета между средними плоскостями указанных зазоров, расстояние между которыми $l_{\text{I}} = \frac{d_1}{2} + l_1 + \frac{d_2}{2}$ является фактически пространством группирования. Параметр группирования на этом участке обычно невелик ($X_1 << 1$), поэтому переменный конвекционный ток, определяемый в общем случае выражением (7.45), в данном случае может быть представлен только первой гармоникой

$$i_2 = 2I_0 J_1(X_1) \cos(\omega t_{\text{II}} - \zeta_{\text{I}}) \approx I_0 X_1 \cos(\omega t_{\text{II}} - \zeta_{\text{I}}).$$

Проходя через зазор второго резонатора, переменный конвекционный ток возбуждает этот резонатор и создает на его зазоре переменное напряжение

$$u_2 = -U_{m2} \cdot \cos(\omega t_{\text{II}} - \zeta_{\text{I}}), \qquad (7.54)$$

где

$$U_{m2} = I_0 X_1 \cdot M_2 R_{\text{э}2} = \frac{1}{2} \frac{I_0}{U_0} U_{m1} \zeta_I M_1 M_2 R_{\text{э}2}. \qquad (7.55)$$

Знак минус в (7.54) указывает на то, что напряжение u_2 возбуждается в противофазе с током i_2. В формуле (7.55) M_2 — коэффициент взаимодействия во втором зазоре (обычно равный коэффициенту M_1), а $R_{\text{э}2}$ — активное эквивалентное сопротивление второго резонатора. Значение этого сопротивления обычно имеет порядок 10^5 Ом. Благодаря этому амплитуда U_{m2} оказывается во много раз больше амплитуды U_{m1}.

Пример 7.5. Определить коэффициент усиления напряжения μ_U управляющего сигнала в первой ступени каскадного управляющего устройства при условии, что $I_0 = 50$ мА, $U_0 = 1000$ В, $M_1 = M_2 \approx 0{,}9$, $\zeta_I = 16$ рад и $R_{\text{э}2} = 5 \cdot 10^5$ Ом.

Р е ш е н и е.

Исходя из формулы (7.55), находим

$$\mu_U = \frac{U_{m2}}{2U_0} M_2 = \frac{1}{2} \frac{I_0}{U_0} \zeta_I M^2 R_{\text{э}2} = \frac{1}{2} \frac{5 \cdot 10^{-2}}{10^3} 16 \cdot 0{,}9^2 \cdot 0{,}5 \cdot 10^5 \approx 16.$$

Напряжение на зазоре второго резонатора вновь модулирует электроны по скорости, сообщая им дополнительное приращение скорости

$$v_2 = -\nu_2 v_0 \cos(\omega t_{\text{II}} - \zeta_{\text{I}}) = \nu_2 v_0 \sin(\omega t_{\text{II}} - \zeta_{\text{I}} - \pi/2), \qquad (7.56)$$

где

$$\nu_2 = \frac{U_{m2}}{2U_0} M_2 = \frac{1}{2} \frac{I_0}{U_0} X_1 M^2 R_{\text{э}2}.$$

Таким образом, согласно (7.32) и (7.56), полная скорость электронов на входе во вторую дрейфовую трубу будет характеризоваться выражением

$$v_{\Sigma} = v_0\left[1 + \nu_1 \sin \omega t_{\text{I}} + \nu_2 \sin\left(\omega t_{\text{II}} - \zeta_{\text{I}} - \frac{\pi}{2}\right)\right],$$

а фаза выхода электронов из второй трубы дрейфа при $\nu_1 \ll 0{,}1$ и $\nu_2 \ll 1$

$$\omega t_3 = \omega t_{\text{II}} + \frac{\omega l_{\text{II}}}{v_{\Sigma}} = \omega t_{\text{II}} + \zeta_{\text{II}}\left[1 - \nu_1 \sin \omega t_{\text{I}} + \nu_2 \sin\left(\omega t_{\text{II}} - \zeta_{\text{I}} - \frac{\pi}{2}\right)\right], \quad (7.57)$$

где $l_{\text{II}} = \dfrac{d_2}{2} + l_2$, $\zeta_{\text{II}} = \dfrac{\omega l_{\text{II}}}{v_0}$ — статический угол пролета электронов во второй дрейфовой трубе.

Сдвиг по фазе переменных скоростей, полученных электронами в первом и втором зазорах взаимодействия, приводит к такому же сдвигу и центров их группирования. На пространственно-временной диаграмме такими центрами будут являться электроны, проходящие через зазоры в моменты O и O_1. Благодаря тому, что $U_{m2} >> U_{m1}$ (или $\nu_2 >> \nu_1$), группирование электронов во второй дрейфовой трубе будет происходить намного эффективней, чем в первой (об этом свидетельствует резкое изменение наклона траекторий). При этом в образовавшиеся электронные сгустки будут входить электроны, прошедшие через второй зазор в течение полупериода управляющего напряжения u_2 с центром в точке O_1. Значительная часть электронов, группировавшихся вокруг центра O, не попадает в этот полупериод, поэтому концентрация электронов в сгустках на выходе будет практически такой же, как и в сгустках одноступенчатого клистронного устройства (см. рис. 7.24) при таком же значении параметра группирования. Увеличить концентрацию электронов в сгустках можно путем сближения центров группирования. Практически это достигается настройкой второго резонатора на более высокую частоту по сравнению с частотой управляющего сигнала. На пространственно-временной диаграмме это приведет к сдвигу точки O_1 в сторону точки O. Угол сдвига φ_2 обычно называется *углом расстройки* второго резонатора.

При расстройке второго резонатора изменяются не только фазы напряжения u_2 и скорости $v_{2\sim}$, но также и значение активного эквивалентного сопротивления, которое в данном случае будет определяться формулой $R_{э2} = R_{э2}(0)\cos\varphi_2$, где $R_{э2}(0) = R_{э2}|_{\varphi 2=0}$. При этом, согласно (7.55), амплитуда U_{m2} будет уменьшаться, и чтобы сохранить ее неизменной при заданном значении проводимости электронного пучка I_0/U_0, нужно увеличивать амплитуду U_{m1}.

При расстройке второго резонатора на угол φ_2 выражение (7.57) примет следующий вид:

$$\omega t_3 = \omega t_{\text{II}} + \zeta_{\text{II}}[1 - \nu_1 \sin\, \omega t_{\text{I}} + \nu_2 \sin\,(\omega t_{\text{II}} - \zeta_{\text{I}} + \varphi_2 - \pi/2].$$

Для того чтобы выразить фазу ωt_3 только через фазу ωt_1, подставим в это выражение уравнение (7.53). Тогда, используя обозначения

$$X_2 = \nu_2\zeta_{\text{II}} \quad \text{и} \quad X_{13} = \nu_1(\zeta_{\text{I}} + \zeta_{\text{II}}),$$

получим

$$\omega t_з = \omega t_I + \zeta_I + \zeta_{II} - X_{1з}\sin\omega t_I - X_2\sin(\omega t_I + \varphi_2 - \pi/2 - X_1\sin\omega t_I). \quad (7.58)$$

Поскольку при $X_1 << 1$ $\cos(X_1\sin\omega t_I) \approx 1$ и $\sin(X_1\sin\omega t_I) \approx X_1\sin\omega t_I$, последний член уравнения (7.58) можно представить в виде

$$\sin\left(\omega t_I + \varphi_2 - \frac{\pi}{2} - X_1\sin\omega t_I\right) \approx \sin\left(\omega t_I + \varphi_2 - \frac{\pi}{2}\right) -$$

$$-X_1\sin\omega t_1\cos\left(\omega t_I + \varphi_2 - \frac{\pi}{2}\right) =$$

$$= \sin\left(\omega t_I + \varphi_2 - \frac{\pi}{2}\right) - \frac{1}{2}X_1\left[\sin\left(2\omega t_I + \varphi_2 - \frac{\pi}{2}\right) + \sin\left(\varphi_2 - \frac{\pi}{2}\right)\right].$$

Подставляя это выражение в (7.58), получим

$$\omega t_з = \omega t_I + \zeta_I + \zeta_{II} - X_{1з}\sin\omega t_I - X_2\sin\left(\omega t_I + \varphi_2 - \frac{\pi}{2}\right) +$$

$$+\frac{1}{2}X_1X_2\left[\sin 2\omega t_I + \varphi_2 - \frac{\pi}{2}\right] + \sin\left(\varphi_2 - \frac{\pi}{2}\right). \quad (7.59)$$

При расстройке второго резонатора на угол $\varphi_2 \approx \pi/2$ (строгое равенство $\varphi_2 = \pi/2$ недопустимо, так как при этом активное эквивалентное сопротивление резонатора $R_{э2}$ и переменное напряжение на нем u_2 обратятся в нуль) выражение (7.59) можно представить в виде

$$\omega t_з - (\zeta_I + \zeta_{II}) = \omega t_I - (X_{1з} + X_2)\sin\omega t_I + \frac{X_1X_2}{2}\sin 2\omega t_I. \quad (7.60)$$

На рис. 7.38 изображен график фазовой характеристики двухступенчатого клистронного управляющего устройства, построенный на основе уравнения (7.60), и соответствующий ему импульс конвекционного тока $i_з/I_0$, рассчитанный численным методом с использованием (7.60) и соотношения $i_з/I_0 = d(\omega t_I)/d(\omega t_з)$. Из сравнения рис. 7.38 и 7.30 видно, что длительность импульсов тока в обоих случаях практически одинакова и приблизительно соответствует длительности импульса в одноступенчатом клистронном уст-

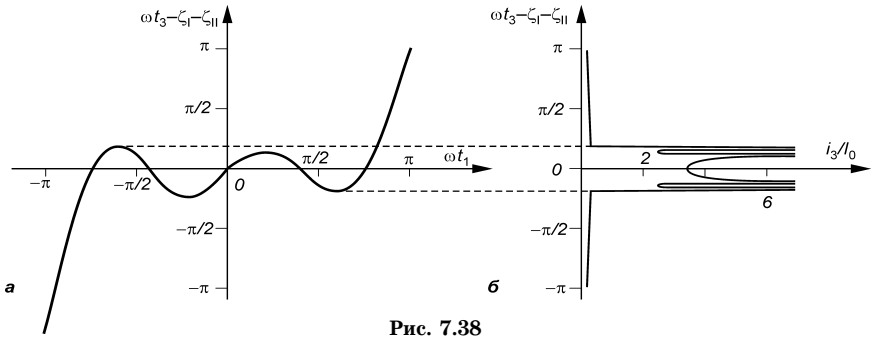


Рис. 7.38

График фазовой характеристики и импульсов конвекционного тока в каскадном клистронном устройстве

ройстве при $X \approx 2$. Однако количество электронов, составляющих эти импульсы, различно, поэтому различными оказываются и амплитуды гармоник тока.

Математические выражения для расчета различных гармоник тока очень сложны, поэтому ограничимся лишь результатами такого расчета, выполненного в свое время автором этой книги. На рис. 7.39 приведены зависимости относительных значений трех гармоник тока ($n = 1, 3, 10$) от параметра группирования в первой ступени X_1 при углах расстройки $\varphi_2 = 0{-}75°$ второго резонатора, равенстве углов пролета $\zeta_{\text{I}} = \zeta_{\text{II}}$ и значении коэффициента усиления первой ступени $\mu_U = U_{m2}/U_{m1} = 15$. Видно, что при $\varphi_2 = 0$ амплитуды гармоник тока будут такими же, как в одноступенчатом клистронном устройстве. С увеличением φ_2 амплитуды гармоник монотонно нарастают. Максимального значения они достигают при $\varphi_2 \approx 90°$. В этом случае, например, первая гармоника тока $I_{m1}/I_0 = 1{,}48$.

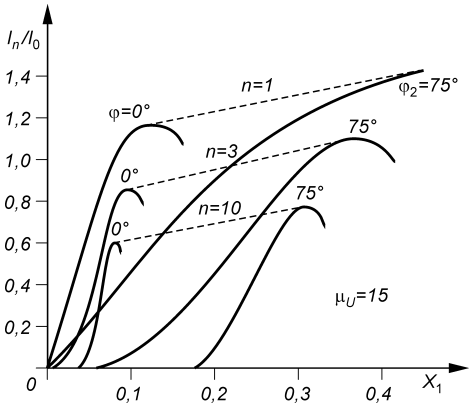


Рис. 7.39
Кривые гармоник конвекционного тока в каскадном клистронном устройстве при разных углах расстройки второго резонатора

Таким образом, наличие в фазовой характеристике (7.60) не только первой, но и второй гармоники угла пролета электронов позволяет повысить эффективность их группирования. При этом амплитуды и фазы гармоник угла пролета должны находиться в определенном соответствии, иначе из-за действия второй гармоники угла пролета амплитуды конвекционного тока будут не увеличиваться (как это показано на рис. 7.39), а уменьшаться.

Аналогичный эффект улучшения группирования электронов может быть достигнут в многорезонаторных клистронных устройствах, которые, помимо резонаторов основной частоты, содержат также резонаторы удвоенной частоты. В этом случае возможно достижение значения $I_{m1}/I_0 = 1{,}6$ и выше. Расчеты процесса группирования в столь сложных системах выполняются по специальным программам с помощью компьютера.

7.13. СКОРОСТНАЯ МОДУЛЯЦИЯ И ГРУППИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ПРОДОЛЬНОМ ПОЛЕ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ

Процессы скоростной модуляции и группирования электронов в высокочастотном электрическом поле бегущей электромагнитной волны реализуются в управляющих устройствах, в которых, в отличие от клистронных устройств, используются широкополостные, нерезонансные электродинамические системы в виде передающих линий. Большинство таких

линий в диапазоне микроволн обладает небольшим эквивалентным (характеристическим) сопротивлением: десятки-сотни ом, поэтому при малых входных сигналах создаваемое на зазоре взаимодействия переменное управляющее электрическое поле оказывается недостаточным для обеспечения необходимой глубины скоростной модуляции и эффективности группирования электронов в пределах этого зазора. Для получения требуемого результата вдоль передающей линии создают большое число высокочастотных зазоров и тем самым обеспечивают многократное, длительное взаимодействие электронного пучка с распространяющимся в линии бегущим электрическим полем. Для того чтобы при этом результаты взаимодействия накапливались, т. е. глубина скоростной модуляции нарастала, электроны в каждом последующем зазоре должны всегда взаимодействовать с одной и той же, «своей» фазой электрического поля. Выполнить это условие возможно лишь при равенстве между постоянной скоростью распространения электронного пучка v_0 и фазовой скоростью $v_ф$ бегущей волны поля. Требование $v_0 \approx v_ф$ обычно называют *условием синхронизма* распространения электронов и бегущей волны. Поскольку скорость электронов не может быть равной скорости света, с которой распространяются электромагнитные волны в обычных передающих линиях, условие синхронизма выполняют путем использования специальных передающих линий, обладающих свойством замедлять распространение бегущих волн до скорости электронного пучка. Такие линии получили название *замедляющих систем*, а отношение скорости света в свободном пространстве к фазовой скорости замедленной волны $v_ф$ называется *коэффициентом замедления*: $k_з = c/v_ф$.

Существует большое разнообразие замедляющих систем (см. Приложение, рис. П. 6). Простейшей из них и наиболее распространенной является спиральная коаксиальная линия. На рис. 7.40 показаны: *а* — конструктивная схема спиральной линии; *б* — картина электрического поля в спирали при некотором значении коэффициента замедления; *в* — распределение амплитуды продольной составляющей электрического поля в поперечном сечении линии. Из рисунка видно, что на одну замедленную волну приходится несколько витков спирали (число витков зависит от коэффициента замедления). Видно также, что продольная составляющая поля E_z неравномерно распределена в поперечном сечении спирали, т. е. по радиусу: она максимальна непосредственно между витками и минимальна на оси. Электрическое поле между спиралью и внешней трубой коаксиальной замедляющей системы (на рисунке — металличе-

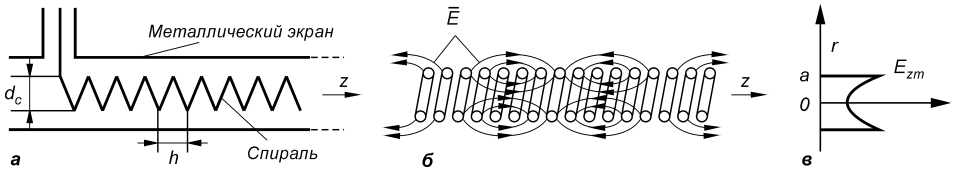


Рис. 7.40
Спиральная замедляющая линия

ский экран) практически не влияет на процесс взаимодействия с электронным пучком, распространяющимся внутри спирали, поэтому его (поле) обычно не рассматривают.

Наличие продольной составляющей электрического поля вдоль оси спирали означает, что замедленная волна в спиральной системе может быть отнесена к волнам типа E или TM, которые могут обеспечить взаимодействие электронного пучка, распространяющегося внутри спирали, с z-составляющей электрического поля.

Замедление бегущей волны в спиральной линии объясняется просто. Если вдоль проволоки спирали волна бежит со скоростью света и обегает виток длиной $l_{\text{с}} = \sqrt{(\pi d_{\text{с}})^2 + h^2}$ за время τ, то за это же время, распространяясь вдоль оси спирали со скоростью $v_{\text{ф}}$, волна проходит путь, равный шагу спирали h. Следовательно,

$$\tau = \frac{l_{\text{с}}}{c} = \frac{h}{v_{\text{ф}}},$$

откуда фазовая скорость волны вдоль оси спирали

$$v_{\text{ф}} = \frac{ch}{\sqrt{(\pi d_{\text{с}})^2 + h^2}} \tag{7.61}$$

и *коэффициент замедления*

$$k_{\text{з}} = \frac{c}{v_{\text{ф}}} = \frac{\sqrt{(\pi d_{\text{с}})^2 + h^2}}{h} = \frac{1}{\sin\psi}, \tag{7.62}$$

где ψ — угол намотки спирали.

Приравнивая полученное выражение для $v_{\text{ф}}$ к известному выражению для постоянной скорости электронного пучка $v_0 = \sqrt{2eU_0 / m}$, найдем оптимальное значение ускоряющего напряжения $U_{0_{\text{опт}}}$, при котором обеспечивается условие синхронизма:

$$U_{0_{\text{опт}}} = \frac{mc^2}{2e} \cdot \frac{h^2}{(\pi d_{\text{с}})^2 + h^2} \approx 2{,}56 \cdot 10^4 \left(\frac{h}{d_{\text{с}}}\right)^2.$$

Пример 7.6. Диаметр спирали 8 мм, шаг 2 мм. Определить значения коэффициента замедления и оптимального ускоряющего напряжения.

Р е ш е н и е.

1. Из (7.62) находим

$$k_{\text{з}} = \frac{\sqrt{(8\pi)^2 + 2^2}}{2} = 12{,}56.$$

2. Оптимальное ускоряющее напряжение

$$U_{0_{\text{опт}}} = 2{,}56 \cdot 10^4 \left(\frac{2}{8}\right)^2 = 1600 \text{ В}.$$

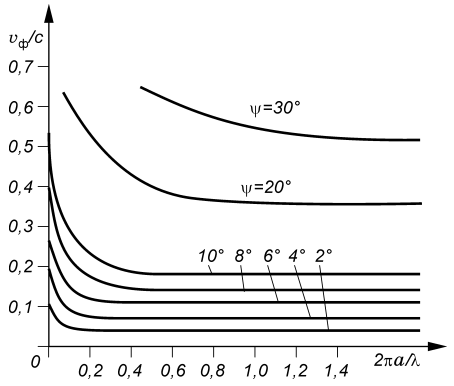


Рис. 7.41
Дисперсионные характеристики спиральной замедляющей системы при различных углах намотки спирали

Формулы (7.61) и (7.62) были получены в предположении отсутствия в спиральной замедляющей системе дисперсии бегущих волн, т. е. зависимости фазовой скорости волны от ее частоты или длины волны. Однако в действительности она проявляется в спиральной системе. Это показывают кривые, приведенные на рис. 7.41, которые были получены при строгом расчете процесса замедления бегущих волн в спиральной системе при различных углах навивки спирали [33]. Эти кривые называются *дисперсионными характеристиками*. Из рисунка видно, что дисперсионные характеристики спиральной замедляющей системы в широком диапазоне длин волн имеют почти горизонтальный участок, свидетельствующий о практической независимости $v_ф$ от λ. В области длинных волн фазовая скорость возрастает по мере увеличения длины волны и при $\lambda \to \infty$ стремится к скорости света. Такая дисперсия называется нормальной, *положительной дисперсией*. В данном случае она обусловлена тем, что с увеличением λ бегущая волна постепенно перестает «чувствовать» периодическую структуру спирали и начинает бежать не по винтовой линии, а напрямую вдоль оси спирали как по сплошному (гладкому) проводнику.

Анализ дисперсионных характеристик спиральной замедляющей системы показывает, что на горизонтальных участках кривых (область нулевой дисперсии) фазовая скорость достаточно точно определяется формулой (7.61). Более точные значения дает выражение

$$v_ф \approx \frac{c \cdot \sin\psi}{\sqrt{1 - \dfrac{\sin^2\psi}{2(ka)^2}}},$$

где a — радиус спирали и $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число свободного пространства.

Управляющее устройство и его принцип действия. На рис. 7.42 схематически изображено управляющее устройство со спиральной замедляющей системой, дополненное электронной пушкой Пирса. На рисунке обозначены: *1* — катод, *2* — прикатодный электрод, *3* — анод, *4* — металлическая труба, *5* — проволочная спираль, *6* — электронный пучок, *7* — согласованная нагрузка — поглотитель энергии бегущей электромагнитной волны, $\overline{B}$ — вектор индукции продольного (фокусирующего) магнитного поля, U_0 — источник постоянного (ускоряющего) напряжения, $P_{вх}$ — источник входного (управляющего) сигнала.

Принцип действия изображенного устройства заключается в следующем. При подведении всех необходимых напряжений электронная пушка формирует однородный пучок электронов, который входит в спиральную коаксиальную линию с постоянной скоростью v_0 и благодаря продольному магнитному полю без потерь распространяется вдоль оси спирали. В том же направлении со скоростью $v_ф \approx v_0$ распространяется электромагнитная волна управляющего сигнала с продольной составляющей напряженности поля E_z. На рис. 7.43 распределение этой составляющей вдоль оси спирали (оси z) представлено в виде синусоиды, а электроны пучка — точками. В начале совместного движения электроны оказываются практически неподвижными относительно волны поля, поэтому на каждый из них действует сила, определяемая фазой поля E_z, в которой находится электрон. Для определенности будем считать, что на рис. 7.43 значение $E_z > 0$ соответствует полю, ускоряющему электроны, а $E_z < 0$ — полю, тормозящему их. Под действием сил поля электроны начинают смещаться относительно исходных фаз волны и группироваться около электронов, находящихся в точках $E_z = 0$, в которых поле изменяется от ускоряющего к замедляющему. В результате на выходе из управляющего устройства появляются уплотнения и разрежения в электронном пучке, он становится неоднородным по плотности. Для того чтобы избежать отражения бегущей волны от открытого конца замедляющей системы, на этом конце устанавливается согласованная нагрузка, поглощающая энергию волны. При этом трубчатая конструкция нагрузки-поглотителя не препятствует выходу сгруппированного электронного пучка из управляющего устройства.

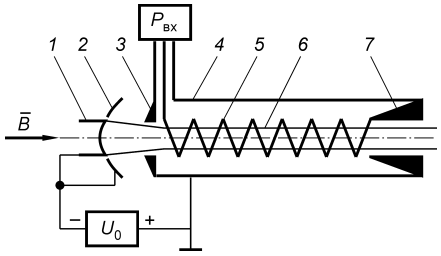


Рис. 7.42
Схема управляющего устройства со спиральной замедляющей системой и электронной пушкой

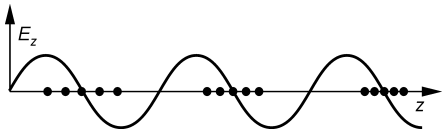


Рис. 7.43
Группирование электронов в поле бегущей волны при $v_ф = v_0$

Проведем количественную оценку процесса группирования электронов в продольном электрическом поле бегущей волны при синхронном распространении электронного пучка и волны в одном направлении. При этом ограничимся режимом малых амплитуд управляющего сигнала, при котором все переменные величины, характеризующие электронный пучок, значительно меньше постоянных составляющих тех же величин. Кроме того, для упрощения анализа будем пренебрегать кулоновскими силами пространственного заряда, а также неравномерностью распределения управляющего поля в поперечном сечении электронного пучка. При указанных условиях скорость электронов v, плотность пространственного заряда ρ, плотность

конвекционного тока J и напряженность продольного электрического поля управляющего сигнала E_z можно представить в виде:

$$v = v_0 + v_1 e^{j\omega t - \Gamma z} \tag{7.63}$$

$$\rho = \rho_0 + \rho_1 e^{j\omega t - \Gamma z} \tag{7.64}$$

$$J = J_0 + J_1 e^{j\omega t - \Gamma z} \tag{7.65}$$

$$E_z = E_1 e^{j\omega t - \Gamma z} \tag{7.66}$$

где $v_1 << v_0$, $\rho_1 << \rho_0$, $J_1 << J_0$ и $\Gamma = \omega / v_\phi$ — постоянная распространения волны, которая в общем случае является комплексной величиной.

Указанные неравенства позволяют при нахождении уравнения для конвекционного тока пренебречь величинами второго порядка малости и представить это уравнение в виде

$$J = \rho v \approx \rho_0 v_0 + \rho_0 v_1 + \rho_1 v_0 = J_0 + J_1 e^{j\omega t - \Gamma z}, \tag{7.67}$$

где $J_0 = \rho_0 v_0$ и $J_1 = \rho_0 v_1 + \rho_1 v_0$.

Выражение для скорости найдем из уравнения движения вида

$$\frac{m dv}{dt} = -eE_1 e^{j\omega t - \Gamma z}. \tag{7.68}$$

Скорость электрона является функцией двух переменных, поэтому ее производная будет иметь следующий вид:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial v}{\partial z}\frac{\partial z}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial t} + v\frac{\partial v}{\partial z},$$

а с учетом (7.63) —

$$\frac{dv}{dt} = j\omega v_1 e^{j\omega t - \Gamma z} - \left(v_0 + v_1 e^{j\omega t - \Gamma z}\right)\Gamma v_1 e^{j\omega t - \Gamma z}.$$

Пренебрегая произведением малых величин, т. е. членом, содержащим квадрат переменной скорости, получаем

$$\frac{dv}{dt} = \left(j\omega v_1 - \Gamma v_0 v_1\right) e^{j\omega t - \Gamma z}.$$

Подставляя это выражение в левую часть (7.68), найдем амплитуду переменной составляющей скорости электронного пучка

$$v_1 = -\frac{e}{m}\frac{E_1}{j\omega - \Gamma v_0}. \tag{7.69}$$

Выражение для амплитуды переменной слагающей плотности пространственного заряда можно определить, исходя из уравнения непрерывности

$$\frac{\partial J}{\partial z} = -\frac{\partial \rho}{\partial t}.$$

Подставляя в него формулы (7.64) и (7.65), получим

$$-\Gamma J_1 e^{j\omega t-\Gamma z} = -j\omega\rho_1 e^{j\omega t-\Gamma z},$$

откуда

$$\rho_1 = -j\frac{\Gamma}{\omega}J_1. \tag{7.70}$$

Имея в виду (7.69) и (7.70), а также равенство $v^2{}_0 = 2eU_0/m$, выражение (7.67) для амплитуды плотности конвекционного тока можно представить в следующей форме:

$$J_1 = -j\frac{\rho_0 v_0 \dfrac{\omega}{v_0}E_1}{2U_0\left(j\dfrac{\omega}{v_0}-\Gamma\right)^2} = -j\frac{J_0\beta_e E_1}{2U_0(j\beta_e-\Gamma)^2}, \tag{7.71}$$

где $\beta_e = \omega/v_0$ — постоянная распространения модулированного электронного пучка; отсюда, умножая обе части этого выражения на площадь поперечного сечения электронного пучка, переходим к выражениям амплитуды конвекционного тока

$$I_1 = -j\frac{I_0}{2U_0}\frac{\beta_e}{(j\beta_e-\Gamma)^2}E_1 \tag{7.72}$$

и его переменной составляющей

$$i = -j\frac{I_0}{2U_0}\frac{\beta_e}{(j\beta_e-\Gamma)^2}E_1 e^{j(\omega t-\Gamma z)}. \tag{7.73}$$

Выражение (7.73) определяет переменный конвекционный ток, возникающий в процессе группирования электронов в электрическом поле бегущей волны. Если аксиальное поле и все другие параметры, входящие в это выражение, известны, то можно найти и переменный ток.

Полученные выражения для конвекционного тока и его плотности соответствуют линейному режиму управления электронным пучком. С ростом амплитуды управляющего сигнала E_1 процесс группирования электронов в поле бегущей волны становится все более интенсивным и, начиная с некоторого уровня этого сигнала, в конвекционном токе появляются гармонические составляющие частоты входного сигнала — режим управления становится нелинейным.

В нелинейном режиме изменяется средняя скорость электронов; она становится меньше постоянной скорости v_0, полученной от ускоряющего напряжения U_0. При этом переменный конвекционный ток, помимо основной гармоники, приобретает дополнительные гармонические составляющие, кратные частоте управляющего сигнала. Анализ нелинейного режима группирования электронов в продольном поле бегущей волны чрезвычайно сложен и обычно рассматривается лишь в специальной литературе (см., например, [31]).

7.14. СКОРОСТНАЯ МОДУЛЯЦИЯ И ГРУППИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛЕ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ ПРИ НАЛИЧИИ ПОСТОЯННЫХ СКРЕЩЕННЫХ ПОЛЕЙ

Управление скоростью электронного пучка с помощью электрического поля бегущей волны при наличии в пространстве взаимодействия постоянных скрещенных полей реализуется, например, в лампах бегущей волны типа М (ЛБВМ), конструкции которых делятся на плоские и цилиндрические. На рис. 7.44 изображена первая половина плоской ЛБВМ, содержащая электронную пушку и управляющее устройство лампы. Цифрами обозначены: *1* и *2* — катод и анод пушки, *3* — замедляющая система (например, типа «гребенки»), *4* — согласованная нагрузка (поглотитель), *5* — плоский электронный пучок, *6* — основание замедляющей системы, *7* — пространство взаимодействия. Часто замедляющая система и ее основание называются соответственно анодом и холодным катодом или отрицательным электродом управляющего устройства. Входной (управляющий) сигнал поступает в устройство через высокочастотный ввод энергии «Вход». На анод электронной пушки и замедляющую систему подают положительные потенциалы U_a и U_0, которые в общем случае различаются по своему значению. Магнитное поле с индукцией B направляют перпендикулярно плоскости чертежа (за эту плоскость).

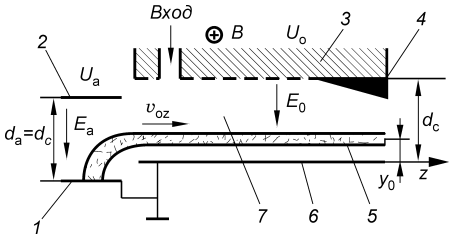


Рис. 7.44
Схема управляющего устройства с постоянными скрещенными полями

Электронная пушка формирует ленточный пучок электронов и направляет его в пространство взаимодействия управляющего устройства со скоростью v_0. Для обеспечения последующего равномерного прямолинейного движения электронов при отсутствии переменных полей необходимо, чтобы их скорость на выходе из пушки имела бы только продольную составляющую ($v_0 = v_{0z}$), равную средней (переносной) скорости v_c в пространстве взаимодействия. Первое из этих условий можно выполнить, если предположить, что электрон, движущийся в пушке по циклоиде (см. п. 4.8), описывает только первую ее половину и на вершине циклоиды выходит из пушки. В этой точке, как было показано в п. 4.8, линейная скорость электрона

$$v_{0z} = v_{\text{ц макс}} = 2\omega_c R = 2\frac{E_a}{B} = 2\frac{U_a}{Bd_a}. \qquad (7.74)$$

В пространстве взаимодействия средняя скорость должна быть

$$v_ц = \frac{E_0}{B} = \frac{U_0}{Bd_c}. \qquad (7.75)$$

Из равенства скоростей ($v_{0z} = v_ц$) следует, что

$$E_0 = 2E_a, \qquad (7.76)$$

т. е. напряженность поля в пространстве взаимодействия должна быть в 2 раза больше напряженности поля в пушке. Такое условие равномерного прямолинейного движения электронов можно выполнить либо когда $d_a = d_c$ и $U_a = U_0/2$, либо при $d_a \neq d_c$ и $U_a \neq U_0$, однако равенство (7.76) должно выполняться всегда.

Наряду с выполнением условия (7.76), важное значение имеет также выбор координаты входа электрона в пространство взаимодействия y_0, от которой зависит сохранение прямолинейного движения. Эта координата однозначно определяется необходимой для взаимодействия с высокочастотным полем скоростью электрона $v_{0z} \approx v_ф$, где $v_ф$ — фазовая скорость распространения поля.

Если в пушке указанную скорость электрон, вышедший из катода, приобретает при прохождении разности потенциалов U_s (потенциал катода равен нулю), то для сохранения этой скорости в пространстве взаимодействия электрон должен влетать в это пространство вдоль эквипотенциали, соответствующей U_s. Обозначая координату этой эквипотенциали через y_0, можно записать следующее соотношение для пространства взаимодействия:

$$E_0 = \frac{U_0}{d_c} = \frac{U_s}{y_0},$$

откуда

$$y_0 = \frac{U_s}{U_0} d_c. \qquad (7.77)$$

Например, при $d_a = d_c = d$ (рис. 7.44) и $U_s = U_a/2$ из формулы (7.77) получим

$$y_0 = \frac{1}{4} d.$$

Потенциал U_s, при котором выполняется условие $v_{0z} = v_ф$, называется *потенциалом синхронизации.*

При введении в замедляющую систему высокочастотного (управляющего) сигнала в ней возникает замедленная бегущая электромагнитная волна, электрическое поле которой можно представить суммой волн пространственных гармоник, имеющих различные фазовые скорости (см. Приложение 1, формула П.15). В ЛБВМ обычно используется основная пространственная гармоника поля (прямая или обратная). На рис. 7.45, *а* изображен фрагмент замедляющей системы (без конкретизации ее

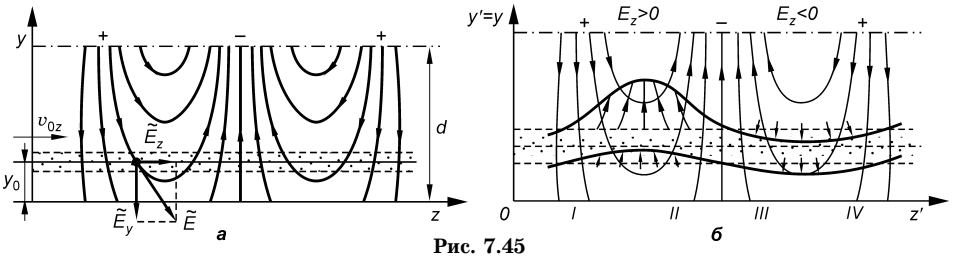


Рис. 7.45

Высокочастотное электричесое поле и электронный пучок в пространстве взаимодействия управляющего устройства

структуры) с изображением картины силовых линий управляющего (высокочастотного) поля основной пространственной гармоники со сдвигом фаз в соседних ячейках системы на 180°. Ленточный электронный пучок входит в пространство взаимодействия системы параллельно координатной оси z, совмещенной с основанием системы, на некотором расстоянии y_0 от нее и распространяется со скоростью $v_{0z} \approx v_{\text{ф}}$. В этом случае для наблюдателя, движущегося вместе с электронным пучком, высокочастотное поле будет неподвижным (независимым от времени), что дает основание анализировать в подвижной координатной системе взаимодействие электронов с высокочастотным полем так же, как и взаимодействие со статическими полями, применяя, в частности, механическую модель катящегося колеса. При этом среднюю (относительную) скорость электронов в подвижной системе координат $v_{\text{п}}$ можно по-прежнему определять по формуле вида (7.75), используя вместо напряженности статического электрического поля E_0 напряженность высокочастотного электрического поля $\tilde{E}$.

Как следует из рис. 7.45, *а*, вектор напряженности $\tilde{E}$ всегда направлен по касательной к силовой линии электрического поля. В общем случае его можно разложить на две составляющие: поперечную E_y и продольную E_z проекции, и рассматривать движение электронов под действием каждой из этих составляющих поля (знак ~ у проекций поля опущен). Тогда составляющие средней (относительной) скорости электронов будут определяться формулами: $v_{\text{ц}y} = E_z/B$ и $v_{\text{ц}z} = -E_y/B$. Пронаблюдаем за движением электронов в подвижной системе координат y', z' при малых переменных полях ($\tilde{E} << E_0$), имея в виду, что $y' = y$ и $z' = z - v_{\text{ф}}t$ (рис. 7.45, *б*).

В области I тормозящего полупериода $E_z > 0$, $E_y < 0$, $v_{\text{ц}z} > 0$ и $v_{\text{ц}y} > 0$ — электроны смещаются вверх и вправо.

В области II тормозящего полупериода $E_z > 0$, $E_y > 0$, $v_{\text{ц}z} < 0$ и $v_{\text{ц}y} > 0$ — электроны смещаются вверх и влево.

В области III ускоряющего полупериода $E_z < 0$, $E_y > 0$, $v_{\text{ц}z} < 0$ и $v_{\text{ц}y} < 0$ — электроны смещаются вниз и влево.

В области IV ускоряющего полупериода $E_z < 0$, $E_y < 0$, $v_{\text{ц}z} < 0$ и $v_{\text{ц}y} > 0$ — электроны смещаются вниз и вправо.

Поскольку напряженность поля $\tilde{E}$ в ячейках замедляющей системы зависит от поперечной координаты, смещение электронов, находящихся в разных точках поперечного сечения электронного пучка, различно. Верхние электроны испытывают воздействие более сильного поля, чем нижние, поэтому их смещение на верхней границе всегда больше, чем на нижней. В результате поперечное сечение пучка оказывается пульсирующим: в тормозящем поле оно увеличивается, а в ускоряющем — уменьшается. Длина волны пульсаций равна длине замедленной волны в системе.

Важно отметить, что скоростная модуляция электронов и последующее их группирование в тормозящий полупериод поля и разгруппирование в ускоряющий полупериод происходит под действием поперечной составляющей поля E_y. При этом, как показывают расчеты [32, с. 76], указанные процессы не приводят к модуляции плотности электронного пучка, как в приборах типа О, а вызывают лишь деформацию его границ. В местах скопления электронов пучок расширяется, а в местах

рассеивания их — сужается. Поэтому плотность пространственного заряда ρ повсюду остается неизменной и равной постоянной плотности ρ_0 (иначе говоря, переменная плотность $\tilde{\rho} = 0$). Пульсации границ электронного пучка не означают колебания электронов в поперечном сечении, границы пучка на рис. 7.45, *б* создаются различными электронами, траектории которых показаны стрелками. Такова картина взаимодействия электронов с высокочастотным полем и последующего их движения в подвижной координатной системе. Конфигурация электронного пучка в неподвижной системе координат для определенного времени показана на рис. 7.46. Видно, что по мере движения электронов вдоль оси системы синхронно с бегущей электромагнитной волной ленточный электронный пучок преобразуется в волнообразный пучок с нарастающей пульсацией поперечного сечения. Находящиеся в тормозящем (продольном) поле электроны непрерывно отдают энергию поступательного движения, и их траектории принимают вид поднимающихся циклоид. Точки M_1, M_2 и M_3 соответствуют положению электронов, начавших движение в максимуме тормозящего высокочастотного поля через промежутки времени, равные периоду поля. Эти электроны в дальнейшем сохраняют направление движения, пока не выйдут из пространства взаимодействия или не попадут на замедляющую систему.

Рассмотренная картина движения электронов относится к случаю управления пучком малыми сигналами, т. е. к линейному режиму управления. При больших амплитудах поля процесс группирования электронов оказывается более сложным. Некоторые электроны, первоначально находившиеся в ускоряющей фазе поля, могут переходить в тормозящую фазу и подниматься вверх, а уплотнения электронов принимать форму спиц пространственного заряда. На рис. 7.47 показаны картины высокочастотного поля и распределение пространственного заряда в нелинейном режиме управления (в подвижной системе координат).

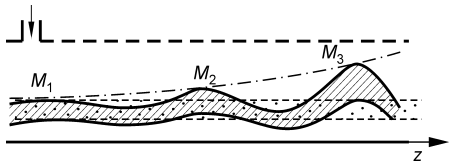


Рис. 7.46
Форма группирующегося электронного пучка при линейном режиме управления

Как образуется переменный конвекционный ток? В линейном режиме управления плотность тока электронного пучка, распространяющегося в направлении z, с учетом известного равенства $\tilde{\rho} = 0$ может быть представлена в виде

$$J_z = \rho v_z = (\rho_0 + \tilde{\rho})(v_{0z} + v_{\text{п}z}) =$$

$$= \rho_0 v_{0z} + \rho_0 v_{\text{п}z} = J_0 + \tilde{J}_z,$$

где J_0 и $\tilde{J}_z$ — постоянная и переменная составляющие плотности тока, последняя появилась благодаря

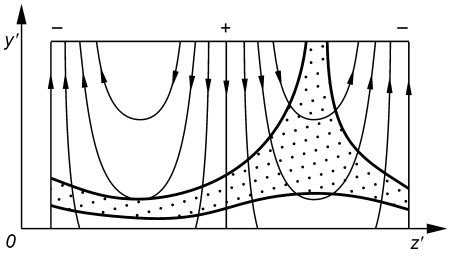


Рис. 7.47
Форма сгруппированного электронного пучка при нелинейном режиме управления

переменной скорости электронов $v_{пz}$, т. е. их скоростной модуляции. Площадь поперечного сечения пучка s, меняющуюся с периодом, равным длине замедленной волны в системе, можно представить в виде $s = s_0 + \tilde{s}$, где s_0 — площадь сечения невозмущенного (однородного) пучка. Тогда для конвекционного тока, текущего в направлении z, при исключении (пренебрежении) величин второго порядка малости получим

$$I_z = J_z s = (J_0 + \tilde{J}_z)(s_0 + \tilde{s}) = J_0 s_0 + J_0 \tilde{s} + \tilde{J}_z s_0 = I_0 + i_z,$$

откуда следует, что переменная составляющая конвекционного тока

$$i_z = J_0 \tilde{s} + \tilde{J}_z s_0 = \rho_0 v_{0z} \tilde{s} + \rho_0 v_{пz} s_0.$$

Первый член этого выражения обусловлен периодическими изменениями поперечного сечения, второй — наличием переменной скорости в направлении z.

Количественно оценить значение переменной составляющей конвекционного тока (при $E_{1y} \ll E_0$) можно по формуле [33]

$$i_z = -\frac{I_0}{E_0} \frac{\beta_0}{\Gamma + j\beta_0} E_{1y} e^{j\omega t + \Gamma z}, \qquad (7.78)$$

где $\Gamma = \gamma + j\beta$, $\beta_0 = \omega / v_0$ и E_{1y} — амплитуда поперечной составляющей высокочастотного электрического поля. Если числитель и знаменатель (7.78) умножить на длину системы l_1, а также учесть, что $\beta = \omega / v_ф$, то амплитуду конвекционного тока в конце системы (точнее, в конце пространства взаимодействия) можно представить в виде

$$I_1 = -\frac{I_0}{E_0} \frac{\beta_0 l_1}{\gamma l_1 + j\Phi_0} E_{1y}, \qquad (7.79)$$

где $\Phi_0 = (\beta_0 - \beta) l_1 = \frac{\omega}{v_0}\left(1 - \frac{v_0}{v_ф}\right)$ — относительный угол пролета электронов в системе. При $v_0 = v_ф$ $\Phi_0 = 0$, в этом случае группирование электронов на заданной длине системы обеспечивает получение наибольшей амплитуды переменного конвекционного тока. В конце системы, т. е. управляющего устройства, энергия бегущей волны практически без отражения поглощается согласованной нагрузкой — поглотителем.

ЗАДАЧИ

1. Дано диодное управляющее устройство с расстоянием катод–анод 0,5 мм. К аноду подведено напряжение $50 + 15\sin \omega t$. Определить при максимальном и минимальном напряжениях: значения коэффициента управления плотностью катодного тока и значения плотности пространственного заряда.

(Ответ: 1,12 и 0,85 А/см²В; 1,02 · 10⁻³ и 5,5 · 10⁻⁴ Кл/м³)

2. Триодное управляющее устройство работает при постоянном анодном напряжении 325 В. Проницаемость сетки 0,08. Напряжение, подведенное к сетке, равно $-26 + 19{,}5\cos \omega t$. Определить угол отсечки катодного тока и каким он станет при уменьшении напряжения смещения до −14 В.

(Ответ: 1,57 рад и 2,23 рад)

3. К отклоняющей системе в виде двух взаимно параллельных пластин подведена постоянная разность потенциалов 80 В; длина пластин 3 см, расстояние между ними 1 см. На расстоянии 20 см от конца пластин расположен светящийся экран. Тонкий электронный луч, ускоренный постоянным напряжением 1600 В, входит в зазор между пластинами параллельно их поверхности. Пренебрегая краевым эффектом, определить: 1) угол отклонения электронного луча на выходе из отклоняющей системы; 2) отклонение луча в плоскости экрана; 3) чувствительность системы к отклонению.

(Ответ: 4,3 рад; 1,62 см; 0,2 мм/В)

4. К взаимно параллельным пластинам отклоняющей системы подведено синусоидальное напряжение. Определить амплитуду этого напряжения, если при чувствительности системы к отклонению 0,16 мм/В на экране появляется линия длиной 24 мм.

(Ответ: 75 В)

5. Определить число витков отклоняющей катушки электронно-лучевой трубки с магнитным отклонением и чувствительностью 0,8 мм/В, если при прохождении через нее тока 60 мА электронный луч на экране отклоняется на 96 мм.

(Ответ: 2000 В)

6. Магнитная катушка электронно-лучевой трубки с магнитным отклонением имеет 1000 витков. При протекании через нее тока 80 мА электронный луч на экране отклоняется на 56 мм. Определить чувствительность трубки.

(Ответ: 0,7 мм/В)

7. Однорезонаторное клистронное управляющее устройство работает на частоте 1 ГГц при ускоряющем напряжении 2,5 кВ. В его резонатор с шириной сеточного высокочастотного зазора 10 мм и активным эквивалентным сопротивлением 20 кОм подан управляющий сигнал мощностью 1 Вт. Определить: 1) амплитуду напряжения на высокочастотном зазоре; 2) статический угол пролета электронов в зазоре; 3) коэффициент скоростной модуляции; 4) длину трубы дрейфа, необходимую для получения на выходе из нее максимального значения амплитуды первой гармоники тока в кинематическом приближении.

(Ответ: 200 В; 2,12 рад; 0,33; 2,63 см)

8. Спиральная замедляющая линия навита из проволоки под углом $\psi = 0{,}08$. Определить значение ускоряющего напряжения электронного пучка, при котором его скорость равна фазовой скорости бегущей электромагнитной волны в «холодной» линии.

(Ответ: 1638 В)

ГЛАВА ВОСЬМАЯ

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА В ЭНЕРГИЮ ВЫХОДНОГО СИГНАЛА. ПРЕОБРАЗУЮЩИЕ УСТРОЙСТВА

8.1. СПОСОБЫ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА

Преобразование энергии электронного потока в энергию выходного сигнала является одним из основных функционально значимых физических процессов, лежащих в основе принципов действия различных электронных приборов и устройств. Для осуществления этого преобразования необходимо, чтобы электронный поток взаимодействовал с электромагнитным полем (как, например, в ламповом усилителе) или с веществом (как, например, в электронно-лучевой или рентгеновской трубке). Выбор той или иной среды, с которой должны взаимодействовать электроны, определяется конкретными требованиями к характеристикам выходного сигнала, и в первую очередь его частотой (или диапазоном частот). Для генерирования выходных сигналов в диапазонах частот рентгеновского и светового излучения, как правило, используются взаимодействия электронных потоков с различными веществами — обычно твердыми телами; для получения же сигналов в радиочастотном диапазоне — взаимодействия с электромагнитными полями, которые возбуждаются самими же электронными потоками.

Известны два общих способа возбуждения электромагнитного поля в преобразующем устройстве: *индукционный* и *радиационный*. В настоящей главе рассматривается индукционный способ, при котором модулированный электронный поток наводит (индуктирует) в цепи преобразующего устройства переменный электрический ток, возбуждающий в этом устройстве электромагнитное поле. Такой подход является традиционным и хорошо разработанным в теории вакуумных электронных приборов.

Радиационный способ основывается на концепции излучающего электрона. Согласно классической электродинамике, всякий ускоренно движущийся электрон излучает электромагнитную энергию. Например, заряженная частица, движущаяся в вакууме по окружности, является источником циклотронного, а при релятивистских скоростях — синхротронного излучения. Известны эффекты Черенкова, а также переходного и тормозного излучения. Все эти эффекты активно исследуются с целью создания на их основе новых источников электромагнитных колебаний миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн и потому представляют самостоятельный интерес, особенно в связи с развитием релятивистской электроники. С видами радиационных эффектов и их применением в релятивистской электронике можно познакомиться в [51].

8.2. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА С ПЕРЕМЕННЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Под энергетическим эффектом взаимодействия электронного потока с переменным электрическим полем обычно понимают усредненную за период колебания работу, которую поле совершает во всем пространстве (объеме) взаимодействия, т. е. среднюю мощность взаимодействия. В одномерном приближении формулу для расчета средней мощности взаимодействия можно легко получить из уравнения движения. Рассмотрим схему преобразующего устройства (рис. 8.1), которое содержит два плоскопараллельных электрода С и А, образующих промежуток (или пространство) взаимодействия протяженностью d, и внешнюю цепь с колебательным контуром $L_к C_к$, к которому с помощью трансформаторной связи могут подключаться другие элементы цепи. Электронный поток (прерывистые стрелки) входит в пространство взаимодействия через сетчатый электрод С и, распространяясь вдоль оси z, взаимодействует с установившимся в этом пространстве электрическим полем напряженностью E. Выделим в электронном потоке поперечный слой заряда q_z с постоянной плотностью заряда ρ и объемом $dV = Fdz$, где F — площадь поперечного сечения потока. Движение этого заряда будет описываться уравнением

$$m_q \frac{dv}{dt} = -q_z E.$$

Если обе части этого уравнения умножить на скорость движения заряда $v = dz/dt$, то после несложных математических преобразований получим

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{m_q v^2}{2}\right) = -\frac{q_z}{dt} Edz = -q_z Ev.$$

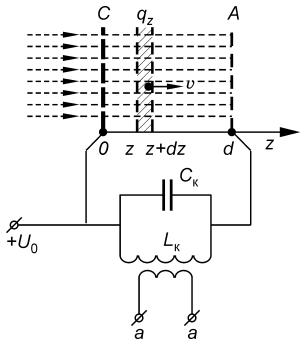


Рис. 8.1
Схема преобразующего устройства

Правая часть этого уравнения представляет собой мощность взаимодействия заряда q_z с полем напряженностью E на пути dz, левая часть — изменение кинетической энергии заряда в единицу времени. Обозначая правую часть через dP_q и подставляя в нее значение $q_z = \rho dV = \rho F dz$, получаем

$$dP_q = -q_z Ev = -\rho v F E dz = iEdz,$$

где $i = -\rho v F$ — конвекционный ток.

Такова мощность взаимодействия на участке пути dz. На всей протяженности пространства взаимодействия d она будет равна

$$P_q = \int_0^d iEdz.$$

а в среднем за период колебаний T поля —

$$P_{\sim} = \frac{1}{T}\int_0^T P_q dt = \frac{1}{T}\int_0^T dt \int_0^d iE dz. \qquad (8.1)$$

Полученное выражение определяет энергетический эффект взаимодействия модулированного электронного потока с переменным электрическим полем в случае, когда величины i и E являются функциями координаты z и времени t, т. е. $i(z, t)$ и $E(z, t)$.

В зависимости от фазовых соотношений между i и E энергетический эффект может иметь различные знаки и тем самым отражать различные режимы взаимодействия. Значения $P > 0$ указывают на то, что электрическое поле совершает положительную работу, в среднем ускоряя электронный поток и, следовательно, увеличивая его кинетическую энергию. Наибольший эффект взаимодействия будет достигаться, очевидно, при синфазном изменении конвекционного тока и напряженности поля. Такой режим взаимодействия используется в ускорителях заряженных частиц и поэтому может быть назван *ускорительным*. В этом режиме для создания в пространстве взаимодействия переменного электрического поля и компенсации потерь мощности этого поля на ускорение электронов к клеммам *аа* (см. рис. 8.1) должен быть подключен сторонний источник возбуждения, а электрод А сделан прозрачным для вывода ускоренного потока. Если $P < 0$, то это значит, что поле в среднем тормозит электронный поток, отбирая от него часть кинетической энергии. В этом случае наибольший эффект взаимодействия достигается при противофазном изменении конвекционного тока и напряженности поля. Такой режим реализуется в генераторных и усилительных устройствах и поэтому может быть назван *генераторным*. В этом режиме переменное электрическое поле в пространстве взаимодействия создается самим электронным потоком (модулированным по плотности), при этом для сохранения стационарной картины этого поля от преобразующего устройства необходимо непрерывно отводить мощность, отбираемую полем у электронного потока, к внешнему потребителю этой мощности, для чего к клеммам *аа* должна быть подключена полезная нагрузка.

При практических расчетах часто используют два вида приближения формулы (8.1). Одно из них — квазистатическое — основывается на предположении, что время пролета электронов в пространстве взаимодействия d/v очень мало по сравнению с периодом колебаний T, т. е. $d/v << T$, поэтому изменением конвекционного тока в указанном пространстве можно пренебречь и считать, что $i(z, t) = i(0, t) = i(t)$. Тогда формула (8.1) примет вид

$$P_{\sim} = \frac{1}{T}\int_0^T i(t)\,dt \int_0^d E(z,t)\,dz = \frac{1}{T}\int_0^T i(t)u(t)\,dt, \qquad (8.2)$$

где

$$u(t) = \int_0^d E(z,t)\,dz$$

— переменное напряжение на промежутке взаимодействия или, точнее, на электроде А по отношению к электроду С.

Таким образом, если, например, $i = I_m \cos\omega t$ и $u = -U_m \cos\omega t$, то, согласно формуле (8.2), средняя мощность взаимодействия будет равна

$$P_{\sim} = \frac{1}{T}\int_0^T I_m U_m \cos^2 \omega t \cdot dt = -\frac{I_m U_m}{2\pi}\int_0^{2\pi} \cos^2 \omega t \cdot d\omega t = -\frac{1}{2} I_m U_m.$$

Второй вид приближения базируется на предположении о том, что пространственный заряд электронного потока не влияет на распределение напряженности электрического поля и поэтому оно в плоском промежутке взаимодействия может быть представлено следующим образом: $E(x, t) = E(0, t) = u(t)/d$. В этом случае формула (8.1) примет следующий вид:

$$P_{\sim} = \frac{1}{T}\int_0^T dt \int_0^d i(z,t) \cdot \frac{u(t)}{d} \cdot dz = \frac{1}{T}\int_0^T i_{\text{нав}}(t) \cdot u(t) dt, \tag{8.3}$$

где

$$i_{\text{нав}}(t) = \frac{1}{d}\int_0^d i(z,t) dz$$

— *наведенный ток*, численно равный усредненному по длине промежутка взаимодействия значению конвекционного тока.

Если величины i и E изменяются во времени по гармоническому закону при произвольных фазовых сдвигах, то, представляя в комплексном виде

$$i = I_1 e^{j\omega t} \text{ и } E = E_1 e^{j\omega t},$$

где I_1 и E_1 — комплексные амплитуды, зависящие от координаты z, после подстановки в (8.1) получим

$$P_{\sim} = \frac{1}{2}\int_0^d I_1 E_1 dz.$$

В случае противофазного изменения i и E формулу для расчета энергетического эффекта можно записать в виде

$$P_{\sim} = \frac{1}{2}\int_0^d i E^* dz, \tag{8.4}$$

где E^* — величина напряженности поля, комплексно сопряженная с E.

Напомним, что два комплексных числа называются взаимно сопряженными, если их действительные части равны, а мнимые различаются по знаку. В общем случае при произвольном сдвиге фаз между i и E средняя мощность взаимодействия имеет как активную, так и реактивную составляющие. Реактивная составляющая характеризует мощность, которой периодически обмениваются электронный поток и электромагнитное поле. Такой обмен приводит к изменению частоты колебаний стоячих волн и к изменению скорости бегущих электромагнитных волн.

Выражения для активной P_a и реактивной P_r составляющих мощности взаимодействия имеют вид

$$P_a = \text{Re}\int_0^d i E^* dz \text{ и } P_r = \text{Im}\int_0^d i E^* dz.$$

8.3. НАВЕДЕННЫЕ ЗАРЯДЫ И ТОКИ ВО ВНЕШНЕЙ ЦЕПИ ПРЕОБРАЗУЮЩЕГО УСТРОЙСТВА

Понятия наведенные заряды и наведенный ток имеют важное значение в электронике, особенно в микроволновой. Рассмотрим их более подробно, а также ответим на вопрос: каким образом в генераторном режиме взаимодействия между электродами, ограничивающими пространство взаимодействия, возникает переменное электрическое поле, которое осуществляет отбор энергии от электронного потока?

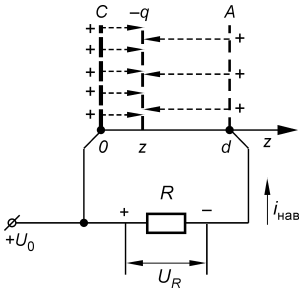


Рис. 8.2
Упрощенная схема диодного преобразующего устройства

Обратимся вновь к преобразующему устройству с диодным пространством взаимодействия и несколько упрощенной внешней цепью. Схема такого устройства приведена на рис. 8.2, где во внешней цепи использован резистор R. Предположим, далее, что сквозь сетку С в пространство взаимодействия со скоростью $v = \sqrt{2eU_0 / m}$ влетает бесконечно тонкий слой заряда электронов $-q$ и движется параллельно оси z. Тогда вследствие электростатической индукции на электродах сразу же появятся противоположные по знаку, т. е. положительные, заряды q_1 и q_2. Такие заряды называют *наведенными*. По мере движения заряда $-q$ в междуэлектродном пространстве наведенные заряды будут изменяться: q_1 уменьшится, а q_2 увеличится, но в сумме должно сохраниться равенство

$$q_1 + q_2 - q = 0. \qquad (8.5)$$

Указанное изменение наведенных зарядов возможно только при условии, что одновременно с движением отрицательного заряда $-q$ между электродами во внешней цепи в том же направлении перемещается положительный заряд q_2, иначе говоря, протекает электрический ток $i_{нав}(t) = dq_2/dt$. Этот ток создает на резисторе падение напряжения $U_R = i_{нав}(t)R$, минусом на электроде А, что порождает между электродами диода тормозящее электрическое поле с напряженностью $E = U_R/d$.

Электрический ток $i_{нав}(t)$ во внешней цепи преобразующего устройства, вызванный перемещением наведенных зарядов, получил название наведенного тока.

Как определяются наведенные заряды и ток? Соответствующие расчетные выражения легко получить, исходя из закона сохранения энергии: работа, совершаемая зарядом $-q$ в электрическом поле напряженностью E на участке пути z, т. е. $W_1 = -qEz$, равна работе поля по перемещению во внешней цепи заряда q_2, т. е. $W_2 = q_2U_r$. Из равенства

$$W_1 + W_2 = -qEz + q_2U_R = 0$$

следует

$$q_2 = q\frac{E}{U_R}z = q\frac{z}{d}, \tag{8.6}$$

а с учетом (8.5)

$$q_1 = q - q_2 = q\left(1 - \frac{z}{d}\right).$$

Формула для определения наведенного тока получается путем дифференцирования (8.6) по t

$$i_{\text{нав}} = q\frac{v}{d}, \tag{8.7}$$

где $v = dz/dt$ — скорость движения заряда электронов.

Согласно выражению (8.7), тонкослойный или точечный заряд, влетающий в междуэлектродное пространство фиксированной протяженности, мгновенно вызывает во внешней цепи ток, значение которого зависит только от скорости заряда. Этот ток протекает в течение всего времени движения заряда между электродами и прекращается, когда заряд достигнет плоскости противоположного электрода. При этом не имеет значения, осядет ли заряд на этом электроде или пройдет сквозь него в случае сетчатой конструкции электрода А. Таким образом, длительность импульса наведенного тока τ будет равна времени пролета заряда между электродами, т. е. отношению d/v, а амплитуда импульса $-i_{\text{нав}} = q/\tau_{\text{и}}$.

В качестве примера на рис. 8.3 показаны импульсы тока, наведенные зарядами, одинаковыми по величине, но имеющими разные скорости пролета междуэлектродного промежутка: v_1 и $v_2 = 2v_1$. При $R = 0$ (резистор закорочен) различие скоростей определило и различие длительностей импульсов тока: $\tau_1 = d/v_1$ и $\tau_2 = d/v_2 = \tau_1/2$; форма импульсов в обоих случаях осталась неизменной — прямоугольной. При $R \neq 0$ тормозящее электрическое поле, возникающее между электродами при движении зарядов, снижает их скорость. В результате изменяются не только длительности (они возрастают: τ'_1 и τ'_2), но и формы импульсов.

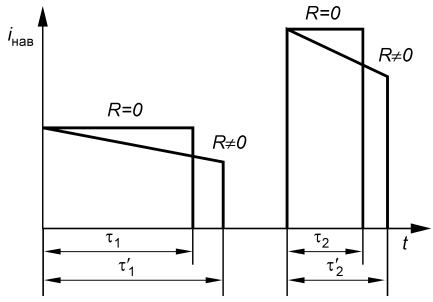


Рис. 8.3
Импульсы наведенного тока

Следует заметить, что полученные выше формулы для наведенных зарядов и тока соответствуют случаю, когда направление движения заряда совпадает с осью z (точнее, с направлением вектора напряженности электрического поля $\bar{E}$). Если же заряд q будет двигаться под углом α к вектору $\bar{E}$, то работа W_1 будет определяться равенством $W_1 = \sim qEz \cdot \cos\alpha$. В этом случае выражение для наведенного тока можно представить в виде

$$i_{\text{нав}} = q\frac{E}{U_R}v \cdot \cos\alpha = q\left(\bar{E}_1 \cdot \bar{v}\right), \tag{8.8}$$

где $E_1 = E/U_R$ и $(\bar{E}_1 \cdot \bar{v})$ — скалярное произведение векторов.

Выражение (8.8) известно как уравнение Шокли–Рамо, в котором $\bar{E}_1$ — единичный вектор напряженности внешнего электрического поля, которое наблюдалось бы в рассматриваемом пространстве, если из него удалить заряд $-q$, на выбранный электрод подать положительный потенциал, равный 1 В, а все остальные электроды заземлить; $\bar{v}$ — вектор скорости, который определяется реально существующими в рассматриваемом пространстве полями и в общем случае не зависит от E_1.

До сих пор рассматривались случаи наведения тока во внешней цепи преобразующего устройства одиночными движущимися зарядами. Предположим, что в междуэлектродном пространстве плоского диода распространяется не одиночный заряд, а модулированный электронный поток, который характеризуется тем, что $\bar{v} \parallel \bar{E}_1$ и в любой момент времени t в различных поперечных сечениях z плотность заряда и скорость различны. Тогда, разделяя весь заряд в междуэлектродном пространстве на тонкие поперечные слои, каждый из которых имеет постоянные значения плотности заряда и скорости, наведенный ток во внешней цепи можно найти как сумму токов, наведенных всеми этими слоями. Действительно, пусть один из таких слоев q_z, расположенный на расстоянии z от сетки — начала координатной системы, имеет толщину dz, плотность заряда ρ_z и скорость v_z. Тогда, представляя заряд этого слоя в виде $q_z = \rho_z F dz$, где F — площадь слоя, по формуле (8.7) сможем найти ток, наведенный этим слоем

$$di_{\text{нав}} = q_z \frac{v_z}{d} = \rho_z v_z F \frac{dz}{d},$$

а затем и общий, суммарный ток, наведенный всеми слоями заряда

$$i_{\text{нав}} = \int_0^d di_{\text{нав}} = \frac{1}{d}\int_0^d \rho_z v_z F dz = \frac{1}{d}\int_0^d i(z,t)dz, \tag{8.9}$$

где $i(z, t) = \rho_z v_z F$ — конвекционный ток.

Пример 8.1. В плоском зазоре диодного устройства шириной d со средней скоростью v_0 распространяется модулированный электронный поток с конвекционным током

$$i = I_0 + I_m \cos\left(\omega t - \frac{\omega}{v_0} z\right). \tag{8.10}$$

Определить наведенный ток при сопротивлении внешней цепи $R = 0$.

Р е ш е н и е.

Подставляя (8.10) в (8.9), получим

$$i_{\text{нав}} = \frac{1}{d}\int_0^d I_0 dz + \frac{1}{d}\int_0^d I_m \cos\left(\omega t - \frac{\omega}{v_0} z\right) dz.$$

Умножим и разделим второе подынтегральное выражение на ω/v_0, а также обозначим: $\omega z/v_0 = \zeta$ и $\omega d/v_0 = \zeta_d$. Тогда получим

$$i_{\text{нав}} = I_0 + \frac{I_m}{\zeta_d}\int_0^{\zeta_d}\cos(\omega t - \zeta)\,d\zeta = I_0 - \frac{I_m}{\zeta_d}\sin(\omega t - \zeta)\Big|_0^{\zeta_d} =$$

$$= I_0 - \frac{I_m}{\zeta_d}\left[\sin(\omega t - \zeta_d) - \sin\omega t\right] = I_0 - \frac{I_m}{\zeta_d}\left[2\cos\left(\omega t - \frac{\zeta_d}{2}\right)\cdot\sin\left(-\frac{\zeta_d}{2}\right)\right] =$$

$$= I_0 + I_m\frac{\sin\zeta_d/2}{\zeta_d/2}\cdot\cos\left(\omega t - \frac{\zeta_d}{2}\right)$$

или

$$i_{\text{нав}} = I_0 + I_m M\cdot\cos\left(\omega t - \frac{\zeta_d}{2}\right), \tag{8.11}$$

где

$$M = \frac{\sin\zeta_d/2}{\zeta_d/2} \tag{8.12}$$

— коэффициент усреднения, зависящий от угла пролета электронов между электродами промежутка взаимодействия.

Из сопоставления (8.10) и (8.11) следует, что постоянные составляющие наведенного и конвекционного токов всегда одинаковы, а амплитуды переменных составляющих в общем случае различны, так как $I_{m_{\text{нав}}} = I_m M(\zeta_d)$, где $M(\zeta_d) < 1$.

График зависимости коэффициента M от угла пролета ζ_d приведен на рис. 7.26. Видно, что при $\zeta_d \to 0$ коэффициент $M \to 1$. В этом частном случае наведенный ток равен конвекционному, что соответствует низкочастотному, квазистатическому режиму преобразования энергии электронного пучка. С увеличением ζ_d коэффициент M уменьшается до нуля, а вместе с ним снижается и амплитуда наведенного тока.

Следует подчеркнуть, что выражение (8.11) выведено при условии неизменности средней скорости электронов v_0 в междуэлектродном промежутке, которое достигается при нулевом сопротивлении внешней цепи ($R = 0$). Если же во внешней цепи преобразующего устройства будет включено сопротивление $R \neq 0$, то использовать (8.11) для практических расчетов наведенного тока можно только при условии, что переменное напряжение на сопротивлении U_R будет малым по сравнению с постоянным U_0 на электродах пространства взаимодействия и поэтому средняя скорость движения электронов останется практически неизменной.

При несинусоидальном изменении конвекционного тока расчет наведенного тока осуществляется путем разложения функции $i_{\text{конв}}$ в гармонический ряд вида

$$i_{\text{конв}} = I_0 + \sum^{n} A_n \sin n\omega t + \sum^{n} B_n \cos n\omega t,$$

последующего пересчета с помощью (8.11) и (8.12) гармоник конвекционного тока в гармоники наведенного тока и затем сложения найденных гармоник. При этом формы кривых конвекционного и наведенного токов обычно оказываются различными, так как для гармоник наведенного тока значения коэффициента M различны.

8.4. НАВЕДЕННЫЕ ТОКИ В ТРИОДНЫХ СИСТЕМАХ

Как определяются наведенные токи в триодных преобразующих устройствах? Рассмотрим схему простейшего плоского триодного устройства (рис. 8.4), которое отличается от ранее рассмотренного устройства (см. рис. 8.2) наличием промежуточного электрода — сетки C_2 с индикатором тока И. Если предположить, что электростатическая проницаемость этого электрода мала, то тогда триод можно представить в виде совокупности двух независимых друг от друга диодов, имеющих общий электрод–сетку C_2, и расчет наведенного тока в цепи каждого диода проводить с помощью ранее полученных формул. Не повторяя процедуры расчета, остановимся на качественном рассмотрении особенности процесса наведения тока в цепи сетки C_2. Эта особенность заключается в том, что ток в цепи C_2 наводят не только заряды, движущиеся к ней от сетки C_1, но и прошедшие сквозь нее и движущиеся к электроду А. При этом важно то, что составляющие сеточного тока с комплексными амплитудами $\bar{I}'_{c1}$ и $\bar{I}''_{c2}$ будут иметь противоположные направления, а при достаточно больших углах пролета электронов в междуэлектродных промежутках еще и дополнительный фазовый сдвиг относительно друг друга. Таким образом, результирующее значение наведенного тока в цепи C_2 будет определяться разностью векторов $\bar{I}'_{c2} - \bar{I}''_{c2} = \bar{I}_{c2}$. Такой ток будет протекать (и регистрироваться прибором И), даже если электроны не будут попадать на сетку. В квазистатическом режиме преобразования энергии электронов, в котором наведенный ток равен конвекционному, токи I'_{c2} и I''_{c2} будут равны между собой по амплитуде и противоположны по направлению, поэтому в цепи сетки C_2 они будут полностью компенсировать друг друга. В этом случае индикаторный прибор И зафиксирует нулевой ток.

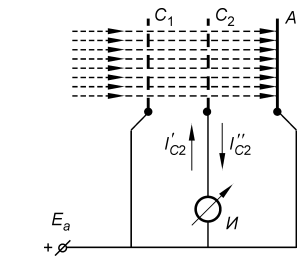


Рис. 8.4
Схема триодного преобразующего устройства

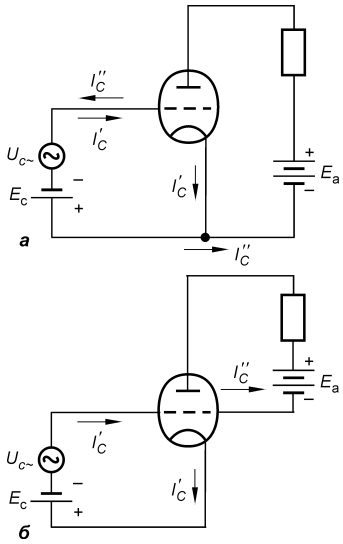


Рис. 8.5
Схемы триодных усилителей

Полученный результат характеризует свойство не только пассивных триодных электронных систем, к которым относится рассмотренное преобразующее устройство. Аналогичный результат можно получить и в активных электронных системах, к которым относятся, например, триодные усилители. На рис. 8.5 приведены две схемы таких усилителей различающиеся вариантами включения триода: *а* — схема с общим катодом и *б* — схема с общей сеткой. Если предположить, что управление катодным током в триодах осу-

ществляется переменным напряжением $U_{c\sim}$ и в течение всего периода его изменения полное напряжение, действующее между катодом и сеткой $U_c = -E_c + U_{c\sim} \le 0$, то конвекционный ток, равный катодному, будет протекать в триодах без потерь электронов на сетках. Распространяясь от катода к сетке, он наводит в цепи сетки ток $\bar{I}'_c$, сдвинутый на угол φ_1, равный некоторому среднему значению угла пролета электронов в указанном промежутке. Протекая далее от сетки к аноду, конвекционный ток наводит в цепи сетки ток $\bar{I}''_c$, отстающий от напряжения U_c на угол $\varphi_2 + \pi$, где φ_2 — угол, равный усредненному значению угла пролета электронов от катода к аноду. Сдвиг на π обусловлен тем, что токи $\bar{I}'_c$ и $\bar{I}''_c$ противоположны по направлению. На рис. 8.6 приведена векторная диаграмма, наглядно показывающая взаимное расположение этих векторов, а также результирующего вектора $\bar{I}_c$. Эта диаграмма полностью отражает процессы, происходящие в сеточной цепи усилителя, собранного по схеме с общей точкой на катоде (рис. 8.5, *а*), где протекают обе составляющие наведенного тока I'_c и I''_c. Из диаграммы видно, что результирующий сеточный ток опережает сеточное напряжение на угол $\psi < \pi/2$ и, следовательно, имеет как активную, так и реактивную (емкостную) составляющие. Эффект протекания в цепи сетки тока $I_{c_{акт}} = I_c \cos\psi$, совпадающего по фазе с управляющим напряжением U_c, можно представить как появление активной составляющей *входной проводимости* усилителя

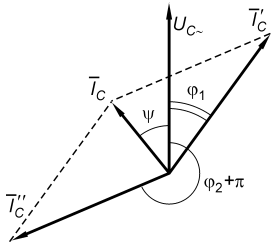


Рис. 8.6
Векторная диаграмма токов, наведенных в сеточной цепи

$$G_{вх_к} = \frac{I_{c_{акт}}}{U_{c\sim}} = \frac{I_c}{U_{c\sim}}\psi \qquad (8.13)$$

и связанных с ней потерь активной мощности на управление электронным потоком $P_{вх} = 0{,}5U^2_{c_m}G_{вх_к}$.

В усилителе, собранном по схеме с общей сеткой, ток, циркулирующий в сеточной цепи, определяется только одной составляющей наведенного тока I'_c. Вторая составляющая I''_c ответвляется в анодную цепь, не проходя через сеточную, и, следовательно, не нагружает источник возбуждения $U_{c\sim}$. Как видно из векторной диаграммы, ток I'_c отстает от сеточного напряжения на угол $\varphi_1 < \pi/2$ и поэтому имеет как активную, так и реактивную (индуктивную) составляющие. При этом активная входная проводимость усилителя будет равна

$$G_{вх_c} = \frac{I_{c_{акт}}}{U_{c\sim}} = \frac{I_c}{U_{c\sim}}\cos\varphi_1. \qquad (8.14)$$

Выражения (8.13) и (8.14) отражают различие свойств рассматриваемых усилителей. В квазистатическом приближении, когда $\varphi_1 = 0$ и $I'_c = I''_c = I_к$, где $I_к$ — катодный ток,

$$G_{вх_к} = 0 \text{ и } G_{вх_c} = \frac{I_к}{U_c} = S_{к_{ср}},$$

где $S_{\text{кср}}$ — средний коэффициент управления катодным током, или средняя крутизна катодно-сеточной характеристики, значения которой обычно лежат в пределах от 10^{-2} до 10^{-1} Ом$^{-1}$.

Таким образом, в квазистатическом режиме управления катодным током, т. е. на относительно низких частотах, расход активной мощности управляющего сигнала в усилителе с общей точкой на катоде отсутствует, а в усилителе с общей точкой на сетке он может быть достаточно большим. В связи с этим коэффициент усиления по мощности $\mu = P_{\text{вых}}/P_{\text{вх}}$ во втором усилителе всегда на несколько порядков ниже, чем в первом, поэтому усилитель с общей точкой на сетке на низких частотах не применяется.

8.5. ПОЛНЫЙ ТОК В ЦЕПИ ПРЕОБРАЗУЮЩЕГО УСТРОЙСТВА

В процессе преобразования энергии модулированного по плотности электронного потока в пространстве взаимодействия, где действует высокочастотное переменное электрическое поле E (см. рис. 8.1), протекает не только конвекционный ток, но и ток смещения; в сумме они составляют полный ток, плотность которого выражается в виде

$$\overline{J}_{\text{п}} = \overline{J}_{\text{конв}} + \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}.$$

Согласно первому уравнению Максвелла, в замкнутом контуре

$$\operatorname{div}\overline{J}_{\text{п}} = \operatorname{div}\left(\overline{J}_{\text{конв}} + \varepsilon_0 \frac{\partial \overline{E}}{\partial t}\right) = 0.$$

Учитывая, что векторы плотности конвекционного тока и тока смещения в плоскопараллельном пространстве взаимодействия имеют только z-составляющие, приведенное уравнение можно упростить:

$$\frac{d}{dt}\overline{J}_{\text{п}} = \frac{d}{dz}\left(\overline{J}_{\text{конв}} + \varepsilon_0 \frac{\partial E(z,t)}{\partial t}\right) = 0.$$

Отсюда следует, что плотность полного тока не зависит от пространственной координаты z, но в общем случае может зависеть от времени t. Очевидно, что то же самое можно сказать и в отношении полного тока $i_{\text{п}}(t) = J_{\text{п}}(t) \cdot F$, представляя его в пространстве взаимодействия следующим выражением:

$$i_{\text{п}}(t) = J_{\text{конв}} \cdot F + \varepsilon_0 F \frac{\partial E(z,t)}{\partial t} = i(z,t) + i_{\text{см}}(z,t). \qquad (8.15)$$

Полный ток во внешней цепи можно определить путем усреднения полного тока в пространстве взаимодействия по ширине d этого пространства. Для этого обе части (8.15) проинтегрируем по z от нуля до d и разделим на d:

$$\frac{1}{d}\int_0^d i_{\text{п}}(t)\,dz = \frac{1}{d}\int_0^d i(z,t)\,dz + \frac{\varepsilon_0 F}{d}\int_0^d E(z,t)\,dz.$$

Тогда, принимая во внимание, что второй интеграл в правой части соответствует разности потенциалов $u(t)$ между электродами пространства взаимодействия, а $\varepsilon_0 F/d = C_{AC}$ — емкости этого пространства, получим

$$i_{\text{п}} = \frac{1}{d}\int_0^d i(z,t)\,dz + C_{AC}\frac{du(t)}{dt} = i_{\text{нав}}(t) + i_{\text{емк}}(t). \qquad (8.16)$$

Таким образом, полный ток во внешней цепи преобразующего устройства слагается из наведенного $i_{\text{нав}}(t)$ и емкостного $i_{\text{емк}}(t)$ токов.

Из сопоставления (8.14) и (8.15) следует, что полный ток в любом сечении преобразующего устройства и в любой момент времени остается неизменным, но его составляющие могут меняться, причем всегда так, что их сумма как в междуэлектродном пространстве, так и вне его должна оставаться неизменной.

8.6. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭНЕРГИИ МОДУЛИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА В УСТРОЙСТВЕ С КОЛЕБАТЕЛЬНЫМ КОНТУРОМ

Рассмотрим преобразующее устройство с плоским промежутком взаимодействия, шириной d, и резонансным колебательным контуром LC, подключенным к этому промежутку и одновременно связанным с внешней (полезной) нагрузкой (рис. 8.7). Такое преобразующее устройство (оно же и выходное устройство) может иметь, например, тетродный усилитель с камерным анодом, работающий с одинаковыми постоянными потенциалами анода и экранирующей сетки. Микроволновым аналогом такого устройства является объемный резонатор с индуктивным выводом энергии (см. рис. 8.9).

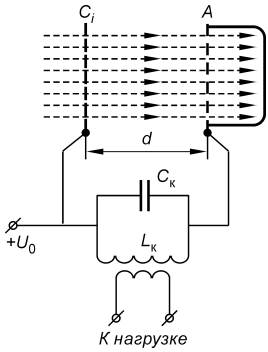


Рис. 8.7
Преобразующее устройство с камерным анодом

Предположим, что модулированный электронный поток (прерывистые стрелки на рисунках) входит в промежуток взаимодействия со скоростью $v_0 = \sqrt{2eU_0/m}$ и при этом конвекционный ток определяется выражением

$$i = I_0 + I_m \cos(\omega t - \zeta),$$

где $\zeta = \omega z/v_0$, или в комплексном виде

$$i = I_0 + I_m e^{j(\omega t - z)}. \qquad (8.17)$$

Распространяясь в промежутке взаимодействия, конвекционный ток наводит электрический ток во внешней цепи преобразующего устройства, который, в свою очередь, возбуждает колебательный контур и создает в нем переменное противофазное напряжение $u_R = -U_{R_m}\cos\omega t$. При этом в промежутке взаимодействия устанавливается электрическое поле с напряженностью

$$E^* = E_m e^{-j\omega t} = \frac{U_{R_m}}{d}e^{-j\omega t}. \qquad (8.18)$$

$$P_{\sim} = \frac{1}{2} M I_1 U_{R_m}. \tag{8.20}$$

При этом эффективность процесса преобразования энергии модулированного электронного потока будет характеризоваться с помощью *КПД преобразования* или электронного КПД:

$$\eta_e = \frac{P_{\sim}}{P_0} = \frac{1}{2} M \frac{I_1}{I_0} \frac{U_m}{U_0} = \frac{1}{2} M \gamma_1 \xi, \tag{8.21}$$

где $P_0 = I_0 U_0$ — *средняя мощность* электронного потока, потребляемая из источника ускоряющего напряжения, $\gamma_1 = I_1/I_0$ — коэффициент использования конвекционного тока, $\xi = U_{R_m}/U_0$ — коэффициент использования постоянного ускоряющего (анодного) напряжения. Коэффициент γ_1 зависит от способа и режима управления конвекционным током, а коэффициент ξ в общем случае — от значения наведенного тока и свойств сопротивления, через которое протекает наведенный ток.

Ламповые усилители с квазистатическим управлением. В этих устройствах при управлении катодным током в режиме колебаний 1-го рода $\gamma_1 \le 1$, а в режимах 2-го рода коэффициент γ_1 является функцией угла отсечки катодного тока θ, поскольку его можно представить в виде отношения коэффициентов первой α_1 и нулевой α_0 гармоник тока ($\gamma_1 = \alpha_1/\alpha_0$), зависящих только от угла θ. При изменении θ в пределах $0 \le \theta \le \pi$ коэффициент γ_1 изменяется в интервале $1 \le \gamma_1 \le 2$.

Коэффициент ξ зависит от свойств сопротивления, включенного во внешнюю цепь преобразующего устройства. В общем случае оно может быть как резонансным, в виде колебательного контура, так и нерезонансным, например, в виде резистора. При протекании во внешней цепи наведенного тока $i = I_0 + I_m \cos \omega t$ на резисторе R будет создаваться падение напряжения

$$u_R = I_0 R + I_m R \cos \omega t = U_{R_0} + U_{R_m} \cos \omega t, \tag{8.22}$$

а на активном эквивалентном сопротивлении резонансного контура $R_э$ —

$$u_{R_э} = I_m R_э \cos \omega t = U_{R_m} \cos \omega t, \tag{8.23}$$

так как постоянный ток практически не создает падения напряжения на контуре ($U_{R_0} = 0$).

Для того чтобы электронный поток, ускоренный постоянным напряжением U_0, мог проходить через пространство взаимодействия, не возвращаясь обратно, падение напряжения на нем не должно превышать U_0, т. е. должно выполняться соотношение $u_R \lesssim U_0$. В предельном случае, когда $u_R \approx U_0$, выражение (8.22) примет вид

$$U_0 = U_{R_0} + U_{R_m} \cos \omega t.$$

Поскольку U_{R_m} не может превышать U_{R_0}, то коэффициент ξ в случае резистора при $\omega t = 0$ будет иметь следующее значение:

$$\xi = \frac{U_{R_m}}{U_0} = 1 - \frac{U_{R_0}}{U_0} \lesssim 0{,}5.$$

При использовании резонансного контура, полагая в (8.23) $u_{R_э} \approx U_0$, будем иметь при $\omega t = 0$

$$\xi = U_{R_m}/U_0 \lesssim 1.$$

Таким образом, использование резонансного контура во внешней цепи преобразующего устройства лампового усилителя позволяет получить по крайней мере вдвое больший КПД преобразования, чем при резистивной нагрузке.

Клистронные усилители. В таких усилителях в преобразующих устройствах используются только резонансные системы (объемные резонаторы) (рис. 8.8), поэтому возможные значения коэффициента ξ в преобразующих устройствах будут определяться соотношением $\xi \le 1$.

Что касается коэффициента использования конвекционного тока γ_1, то он зависит, в конечном счете, от конструкции управляющего устройства, точнее, от числа резонаторов и дрейфовых труб. В простейшем устройстве, содержащем один резонатор и одну дрейфовую трубу, максимальное значение указанного коэффициента, согласно (7.44), будет составлять $\gamma_{1\text{макс}} = 1{,}16$. В более сложных (многорезонаторных) устройствах $\gamma_{1\text{макс}} = 1{,}48...1{,}6$.

При практическом использовании электронных приборов в радиотехнических устройствах (генераторах, усилителях) обычно интерес представляет не столько колебательная мощность и КПД преобразования, сколько выходная мощность $P_{\text{вых}}$ и полный КПД прибора η.

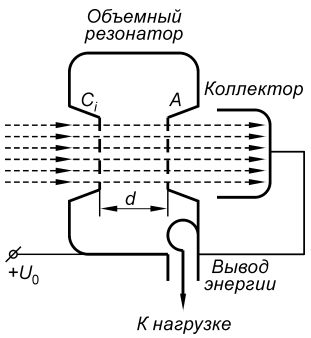


Рис. 8.8
Преобразующее устройство с объемным резонатором

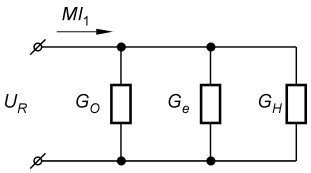


Рис. 8.9
Эквивалентная схема выходной цепи

Выходной мощностью называется высокочастотная мощность, поступающая из резонатора преобразующего устройства (выходного резонатора) во внешнюю цепь, т. е. потребителю мощности (или энергии). Очевидно, что $P_{\text{вых}}$ будет составлять лишь часть колебательной мощности, поскольку в преобразовательном устройстве, точнее в его колебательном контуре, всегда есть потери, поэтому

$$P_{\text{вых}} = \eta_p P_{\sim}, \qquad (8.24)$$

где $\eta_p < 1$ — коэффициент, получивший название *КПД выходного контура* или выходного резонатора.

Для определения η_p рассмотрим эквивалентную схему выходной цепи (рис. 8.9), в которой протекает наведенный ток первой гармоники MI_1 и создает на ее зажимах, т. е. на высокочастотном зазоре, напряжение u_R. На схеме все элементы, в которых теряется колебательная мощность, представлены в виде отдельных активных эквивалентных проводимостей: проводимости потерь в материале колебательного контура G_0, проводимости электронной нагрузки контура G_e и проводи-

мости, внесенной в контур полезной нагрузкой, $G_н$. Общая активная эквивалентная проводимость нагруженной колебательной цепи $G_э$ будет равна сумме этих частных проводимостей:

$$G_э = \frac{1}{R_э} = G_0 + G_e + G_н.$$

Таким образом, если вся колебательная мощность, выделившаяся в контуре, определяется формулой $P_{\sim} = 0{,}5U^2_{R_m}G_э$, то выходная мощность $P_{вых} = 0{,}5U^2_{R_m}G_н$. Следовательно,

$$\eta_p = \frac{P_{вых}}{P_{\sim}} = \frac{G_н}{G_э} = 1 - \frac{G_0 - G_e}{G_э} = 1 - \frac{Q_э}{Q_{0e}}, \qquad (8.25)$$

где $Q_э$ — добротность контура, нагруженного внешней нагрузкой, Q_{0e} — добротность контура без внешней нагрузки, но с учетом электронной нагрузки.

Для получения последнего равенства в (8.25) было использовано соотношение (П.6), приведенное в Приложении 1. Оно связывает активную эквивалентную проводимость колебательного контура $G_э = 1/R_э$ с его добротностью Q при известном характеристическом сопротивлении ρ.

Из выражений (8.20) и (8.21) следует, что

$$P_{вых} = \eta_p\eta_e P_0 = \eta P_0, \qquad (8.26)$$

где $\eta = \eta_p\eta_e$ — *полный КПД преобразующего устройства*, который часто называют также *КПД электронного прибора*, например клистрона или лампового усилителя. Строго говоря, полный КПД вакуумного электронного прибора должен учитывать все затраты электроэнергии, обеспечивающие его функционирование, включая мощность накала катода, мощность, потребляемую электромагнитами (магнитными катушками) электронно-оптической системы и т. д. Но обычно все затраты электроэнергии учитываются лишь при расчете технического КПД мобильной радиоэлектронной системы.

Пример 8.2. В высокочастотный зазор выходного резонатора клистрона входит сгруппированный электронный пучок: параметр группирования $X = 1{,}84$, средний ток $I_0 = 30$ мА, ускоряющее напряжение $U_0 = 1000$ В. Активное эквивалентное сопротивление резонатора, нагруженного полезной нагрузкой, $R_э = 25$ кОм, коэффициент взаимодействия $M = 0{,}95$. Определить: амплитуду первой гармоники конвекционного тока I_1, амплитуду напряжения на зазоре U_{R_m}, колебательную мощность $P_{\sim}$ и КПД преобразования η_e.

Р е ш е н и е.

1. $I_1 = 2I_0J_1(X) = 2 \cdot 30 \cdot 10^{-3}\quad J_1(1{,}84) = 60 \cdot 10^{-3} \cdot 0{,}58 = 35$ мА.
2. $U_{R_m} = MI_1 \cdot R_э = 0{,}95 \cdot 35 \cdot 10^{-3} \cdot 25 \cdot 10^3 = 830$ В.
3. $P_{\sim} = (MI_1U_m)/2 = 0{,}5 \cdot 0{,}95 \cdot 35 \cdot 10^{-3} \cdot 830 = 13{,}7$ Вт.
4. $\eta_e = P_{\sim}/P_0 = 13{,}7/(30 \cdot 10^{-3} \cdot 10^3) = 0{,}457$ или $\eta_e = 45{,}7\%$.

8.7. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭНЕРГИИ МОДУЛИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА В УСТРОЙСТВЕ С ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМОЙ

Рассмотрим преобразующее устройство (рис. 8.10), состоящее из спиральной коаксиальной линии (*1*), коллектора (*2*) и трубчатого поглотителя мощности отраженной волны (*3*). Модулированный по плотности электронный пучок (*4*) входит в замедляющую линию со стороны поглотителя и распространяется вдоль оси спирали к коллектору. При этом в замедляющей линии появляется наведенный ток, который создает на характеристическом сопротивлении линии продольное переменное напряжение, изменяющееся в противофазе с изменением конвекционного тока. Параметры спирали выбраны таким образом, чтобы возникшая бегущая электромагнитная волна распространялась синхронно с электронным пучком. В этом случае длительное взаимодействие электронного пучка с электромагнитной волной приведет к нарастанию амплитуды последней. Для определения энергетического эффекта взаимодействия можно использовать, как и в предыдущем параграфе, выражение (8.4) с учетом подстановки в него уравнения конвекционного тока (7.73) и заданного закона изменения напряженности электрического поля. Однако такой формальный подход не раскрывает физические особенности процесса преобразования энергии электронного пучка при его взаимодействии с бегущим электромагнитным полем. Поэтому рассмотрим процесс преобразования поэтапно. Сначала определим поля бегущей волны в замедляющей системе, возбужденной электронным пучком. Затем, решая совместно уравнения поля и конвекционного тока, определим энергетический эффект взаимодействия.

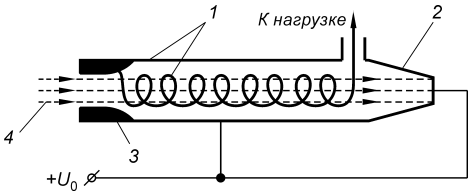


Рис. 8.10
Спиральная преобразующая система с коллектором

Возбуждение замедляющей системы

Особенность возбуждения замедляющей системы модулированным по плотности электронным пучком заключается в том, что электронные сгустки, двигаясь вдоль системы, создают в ней высокочастотные токи, которые добавляются к ранее наведенным токам на каждом новом шаге системы. В результате возникает нарастающая по амплитуде бегущая волна наведенного тока, которая, в свою очередь, создает изменяющуюся вдоль оси системы бегущую волну электрического поля.

На рис. 8.11 приведена эквивалентная схема спиральной замедляющей системы в виде искусственной длинной линии без потерь, где L_1 и C_1 — погонные (единичные) индуктивность и емкость, I и U — ток и напряжение в линии. Индуктивности длинной линии создают витки спирали, а емкости — зазоры между витками. Модулированный элек-

тронный поток, представленный конвекционным током I, наводит ток в каждом зазоре и тем самым обеспечивает нарастание волны напряжения. Если предположить, что ширина зазоров бесконечно мала, то коэффициент взаимодействия (или усреднения) будет равен единице, и поэтому приращение наведенного тока ∂I на каждом последующем элементе линии ∂z можно рассматривать как приращение конвекционного тока ∂i. Таким образом, для элемента линии длиной ∂z будем иметь

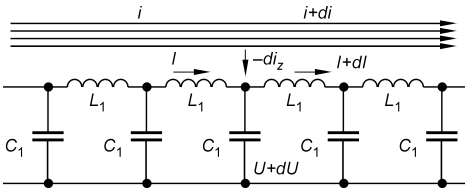


Рис. 8.11
Эквивалентная схема спиральной замедляющей системы с электронным потоком

$$\partial U = -j\omega L_1 \partial z I,\ \partial I = -j\omega C_1 \partial z U - \partial i.$$

Направление токов определяется с учетом отрицательного заряда электронов. При этом уравнения токов и напряжения в длинной линии приобретают следующий вид:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = -j\omega L_1 I,$$

$$\frac{\partial I}{\partial z} = -j\omega C_1 U - \frac{\partial i}{\partial z},$$

а если учесть, что токи и напряжения в этих уравнениях изменяются по закону $e^{-j\omega t - \Gamma z}$, то получим

$$\Gamma U = j\omega L_1 I, \tag{8.27}$$

$$\Gamma I = j\omega C_1 U - \Gamma i, \tag{8.28}$$

где Γ — постоянная распространения волн тока и напряжения в линии. Выражая ток I из (8.28) и подставляя его в (8.27), находим

$$\Gamma^2 U = -\omega^2 L_1 C_1 U - j\omega L_1 \Gamma i. \tag{8.29}$$

При отсутствии электронного пучка, т. е. при $i = 0$, из (8.29) следует, что постоянная распространения в «холодной» линии

$$\Gamma\big|_{i=0} = \Gamma_0 = j\omega\sqrt{L_1 C_1}, \tag{8.30}$$

а из отношения (8.27) к (8.28) следует

$$\frac{U}{I} = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} = Z_0.$$

В теории передающих линий величину Z_0 называют *характеристическим* или *волновым сопротивлением* линии. В теории замедляющих систем, где U соответствует продольному напряжению в системе, отношение напряжения к току называют *сопротивлением связи* $R_{св}$, т. е.

$$R_{св} = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}. \tag{8.31}$$

Значение $R_{св}$ должно определяться на расстоянии от поверхности замедляющей системы, соответствующем положению реального электронного пучка. Решая совместно (8.29), (8.30) и (8.31), получаем

$$U = \frac{\Gamma\Gamma_0 \cdot R_{св}}{\Gamma^2 - \Gamma_0^2} i, \tag{8.32}$$

откуда напряженность аксиального электрического поля

$$E_z = -\frac{\partial U}{\partial z} = \Gamma \cdot U = -\frac{\Gamma\Gamma_0 \cdot R_{св}}{\Gamma^2 - \Gamma_0^2} i. \tag{8.33}$$

Таким образом, выражения (8.32) и (8.33) показывают, что возбуждаемое в замедляющей системе электрическое поле изменяется прямо пропорционально току модулированного электронного пучка, если не учитывать обратного действия поля на пучок.

Совместное решение уравнений поля и конвекционного тока

Длительное синхронное движение модулированного электронного пучка и созданного им переменного электрического поля характеризуется не только действием тока пучка на поле в замедляющей системе, но и обратным действием поля на электронный пучок. Для оценки результата такого двухстороннего взаимодействия пучка и поля необходимо решить совместно уравнения конвекционного тока и поля.

В общем случае в преобразующее устройство в виде замедляющей системы может входить электронный пучок, модулированный различными способами в разных управляющих устройствах: триодном, клистронном, волновом. Переменный конвекционный ток при этом будет выражаться разными формулами. Будем считать, что в рассматриваемое преобразующее устройство входит электронный пучок, модулированный в волновом управляющем устройстве, на выходе которого переменный конвекционный ток определяется уравнением (7.73). В этом случае результаты совместного решения уравнений конвекционного тока и поля будут характеризовать работу лампы бегущей волны типа О (ЛБВО).

Итак, при подстановке (7.79) в (8.33), получаем

$$\left(\Gamma^2 - \Gamma_0^2\right)\left(j\beta_e - \Gamma\right)^2 = -\frac{\Gamma\Gamma_0 R_{св}\beta_e I_0}{2U_0}. \tag{8.34}$$

Выражение (8.34) является уравнением четвертого порядка относительно постоянной распространения Г и называется *дисперсионным уравнением*. В общем виде оно решается численным методом, но его можно представить также аналитически в приближенном виде, если ограничиться волнами, распространяющимися со скоростями, близкими к скорости электронного пучка. В связи с этим предположим, что постоянная распространения волны в «холодной» замедляющей системе в точности равна электронному волновому числу, т. е.

$$\Gamma_0 = j\beta_e. \tag{8.35}$$

Тогда уравнение (8.34) примет вид

$$(\Gamma - j\beta_e)^3(\Gamma + j\beta_e) = 2C^3\Gamma^2\beta^2{}_e, \tag{8.36}$$

где

$$C = \left(\frac{I_0 R_{св}}{4U}\right)^{1/3}. \tag{8.37}$$

Величина C в теории ЛБВ называется *параметром усиления*.

Из (8.36) видно, что в замедляющей линии рассматриваемого устройства распространяются три прямые бегущие волны, соответствующие $e^{-j\beta e}$, и одна обратная бегущая волна, соответствующая $e^{+j\beta e}$. Допустим, под действием электронного пучка постоянная распространения трех прямых волн Γ незначительно отличается от величины $\Gamma_0 = j\beta e$, т. е.

$$\Gamma = j\beta_e - \beta_e C\delta, \tag{8.38}$$

где $C\delta << 1$. Тогда посредством подстановки (8.38) в (8.36) и сокращения членов с учетом неравенства $C\delta << 1$ найдем

$$\delta = (-j)^{1/3}.$$

Из теории комплексных переменных известно, что

$$\delta = (-j)^{1/3} = e^{-j[\pi/2 + 2n\pi/3]} \ (n = 0,\ 1,\ 2). \tag{8.39}$$

$$\left.\begin{aligned} &\text{При } n = 0 \quad \delta_1 = e^{-j\pi/6} = \frac{\sqrt{3}}{2} - \frac{1}{2}j, \\ &\text{при } n = 1 \quad \delta_2 = e^{-j5\pi/6} = -\frac{\sqrt{3}}{2} - \frac{1}{2}j, \\ &\text{при } n = 2 \quad \delta_3 = e^{-j3\pi/2} = j. \end{aligned}\right\} \tag{8.40}$$

Следовательно, постоянные распространения прямых бегущих волн, согласно (8.38) и (8.40), будут определяться выражениями:

$$\left.\begin{aligned} \Gamma_1 &= -\frac{\sqrt{3}}{2}\beta_e C + j\beta_e\left(1 + \frac{C}{2}\right), \\ \Gamma_2 &= \frac{\sqrt{3}}{2}\beta_e C + j\beta_e\left(1 + \frac{C}{2}\right), \\ \Gamma_3 &= j\beta_e\left(1 - C\right). \end{aligned}\right\} \tag{8.41}$$

Постоянная распространения четвертой, обратной, волны была потеряна при решении уравнения (8.38) вследствие предположения, что $C\delta << 1$. Расчет дает следующее выражение для этой постоянной:

$$\Gamma_4 = -j\beta_e - \beta_e C\delta_4 = -j\beta_e(1 - C/4),$$

где $\delta_4 = -jC^3/4$.

Таким образом, из выражений (8.41) видно, что фазовые постоянные первых двух бегущих волн

$$\Gamma_{ф1,2} = \frac{\omega}{v_{ф1,2}} = j\beta_e\left(1 + \frac{C}{2}\right)$$

превышают электронное волновое число $\beta_e = \omega/v_0$, а это означает, что обе волны имеют фазовые скорости меньше скорости электронного пучка v_0, т. е.

$$v_{ф1,2} = \frac{v_0}{1 + C/2}, \qquad (8.42)$$

третья волна, наоборот, имеет несколько большую скорость. Что касается амплитуд, то первая волна экспоненциально нарастает с расстоянием, вторая — экспоненциально затухает, а третья не изменяет своей амплитуды. Так же, без изменения амплитуды, распространяется и четвертая, обратная, волна.

С физической точки зрения эти четыре волны следует рассматривать как составляющие единого волнового комплекса, постоянная распространения которого изменяется вдоль оси замедляющей системы.

Пример 8.3. В преобразующем устройстве со спиральной замедляющей системой распространяется электронный пучок с напряжением $U_0 = 3$ кВ и током $I_0 = 40$ мА, модулированный с частотой $f = 10$ ГГц; сопротивление связи замедляющей линии $R_{св} = 10$ Ом. Определить значения параметра усиления C, электронного волнового числа β_e и фазовой скорости нарастающей волны $v_{ф1}$ по отношению к первоначальной скорости электронного потока v_0.

Р е ш е н и е.

1. Параметр усиления определяем по формуле (8.37)

$$C = \left(\frac{I_0 R_{св}}{4U_0}\right)^{1/3} = \left(\frac{40 \cdot 10^{-3} \cdot 10^3}{4 \cdot 3 \cdot 10^3}\right)^{1/3} = 3{,}23 \cdot 10^{-2}.$$

2. Электронное волновое число

$$\beta_e = \frac{\omega}{v_0} = \frac{2\pi \cdot 10^{10}}{5{,}93 \cdot 10^5 \sqrt{3 \cdot 10^3}} = 1{,}93 \cdot 10^3 \ \frac{\text{рад}}{\text{м}}.$$

3. Фазовую скорость нарастающей волны определяем по формуле (8.39)

$$v_ф = \frac{v_0}{1 + \dfrac{C}{2}} \approx v_0\left(1 - \frac{C}{2}\right) \approx 0{,}98.$$

Параметры процесса преобразования

Допустим, что структура замедляющей системы подобрана так, что обратная волна в ней отсутствует, что, как правило, часто встречается на практике. Тогда энергия, передаваемая сгруппированным электронным пучком в замедляющую систему, с самого начала будет распределяться между тремя прямыми волнами, которые часто называются парциальными:

$$E = E_1 e^{-\Gamma_1 z} + E_2 e^{-\Gamma_2 z} + E_3 e^{-\Gamma_3 z} = \sum_{n=1}^{3} E_n e^{-\Gamma_n z}. \qquad (8.43)$$

С целью упрощения записи индекс z у напряженности поля опущен. Здесь и в дальнейшем в этом параграфе имеется в виду только продольная составляющая напряженности поля. Входной конвекционный ток, возбуждающий это поле, определяется выражением (7.73), которое с учетом (8.43) и $z = 0$ может быть записано в виде

$$i(0) = j\frac{I_0}{2U_0 C^2}\sum_{n=1}^{3}\frac{E_n}{\Gamma_n^2}. \qquad (8.44)$$

Условия возбуждения всех прямых волн одинаковы, поэтому при $z = 0$ их амплитуды должны быть равны друг другу:

$$E_1 = E_2 = E_3 = \frac{E(0)}{3}, \qquad (8.45)$$

где $E(0)$ — амплитуда суммарной волны. Из этих волн только первая является нарастающей. Остальные две создают лишь начальные потери высокочастотной энергии.

При достаточно большой длине l замедляющей системы амплитуда нарастающей волны будет практически равна амплитуде общей (суммарной) волны. Это обстоятельство позволяет, после подстановки в (8.43) соотношения для Γ_1 из (8.41) и равенства (8.45), получить выражение для напряженности поля на выходе (при $z = l$):

$$E(l) = E_1(l) = \frac{E(0)}{3} e^{\frac{\sqrt{3}}{2} C\beta_e l} \cdot e^{-j\beta_e (1+C/2) l}. \qquad (8.46)$$

Рабочая длина замедляющей системы обычно выражается числом N электронных длин волн λ_e, т. е. $l = N\lambda_e$, поэтому

$$\beta_e l = \frac{\omega}{v_0} l = \frac{2\pi}{\lambda_e} l = 2\pi N. \qquad (8.47)$$

Подставляя (8.47) в (8.46), получаем выражение для амплитуды поля на выходе

$$E(l) = \frac{E(0)}{3} e^{\sqrt{3}\pi NC} \qquad (8.48)$$

и для коэффициента усиления мощности на длине замедляющей системы в децибеллах

$$\mu_p = 10 \lg \left[\frac{E(l)}{E(0)}\right]^2 = -9{,}54 + 47{,}3 \cdot NC, \text{ дБ}. \qquad (8.49)$$

Число −9,54 дБ соответствует внутренним потерям мощности сигнала и является следствием разделения энергии входного сигнала на три волны, из которых только одна нарастающая.

Мощность высокочастотного сигнала в конце замедляющей системы можно определить по формуле:

$$P = \frac{1}{2}\frac{\left[E(l)\right]^2}{\beta_e^2 \cdot R_{\text{св}}}, \tag{8.50}$$

где $\beta_e = \omega/v_0$.

Полученные выражения справедливы только для линейного режима, когда все переменные величины малы по сравнению с постоянными составляющими, на входе в замедляющую систему выполняется условие синхронизма и действием кулоновских сил на группирование электронов можно пренебречь.

Из выражений (8.49) и (8.50) видно, что коэффициент усиления и высокочастотная мощность зависят от длины замедляющей системы и возрастают с ее увеличением. Однако реально рабочая длина замедляющей системы всегда ограничена. Это обусловлено тем, что по мере передачи электронами своей кинетической энергии полю бегущей волны их скорость уменьшается, при этом электронные сгустки смещаются из области тормозящего в область нулевого поля волны. В результате процесс передачи энергии прекращается и наступает так называемый режим *насыщения амплитуды волны*, который ограничивает активную (рабочую) длину замедляющей линии (т. е. число длин волн N) и, как следствие этого, значения энергетических параметров. Из сказанного следует, что передаваемая полю нарастающей волны часть кинетической энергии электронов $\Delta\mathcal{E}$ определяется разностью скоростей v_0 и $v_{\text{ф}1}$, точнее

$$\Delta\mathcal{E} = \frac{mv_0^2}{2} - \frac{mv_{\text{ф}_1}^2}{2}, \tag{8.51}$$

где $v_{\text{ф}1}$ — фазовая скорость нарастающей волны.

При выполнении условия синхронизма (8.35) указанная разность скоростей очень мала, поэтому малыми оказываются выходная мощность и КПД преобразования.

Пример 8.4. Оценить предельное значение КПД преобразования кинетической энергии электронного пучка в линейном режиме при условии, что исходное соотношение между фазовой скоростью нарастающей волны высокочастотного электрического поля $v_{\text{ф}1}$ и средней скоростью электронного пучка v_0 определяется выражением (8.42).

Р е ш е н и е.

Согласно формуле (8.51), КПД преобразования можно определить из соотношения

$$\eta_e = \frac{\Delta\mathcal{E}}{\mathcal{E}_0} = \left(1 - \frac{v_{\text{ф}_1}^2}{v_0^2}\right),$$

где $\mathcal{E}_e = mv^2{}_0/2$ — кинетическая энергия электронного пучка.

После подстановки в эту формулу выражения (8.42), в котором $C \ll 1$, получим

$$\eta_e = 1 - \left(\frac{1}{1 + C/2}\right)^2 \approx 1 - \left(1 - \frac{C}{2}\right)^2 \approx C.$$

Эффективность преобразования энергии электронного пучка может быть повышена, если с самого начала движения в замедляющей системе средняя скорость электронов v_0 будет превышать фазовую скорость волны $v_{ф0}$ в «холодной» системе. Принято отклонение v_0 от $v_{ф0}$ характеризовать параметром начальной несинхронности (или начального рассинхронизма)

$$b = \frac{v_0 - v_{ф_0}}{v_{ф_0} C}, \tag{8.52}$$

отсюда

$$v_0 = v_{ф0}(1 + bC).$$

Решение задачи взаимодействия электронного пучка с полем бегущей волны при наличии рассинхронизма их движения показало, что экспоненциальное нарастание амплитуды поля вдоль замедляющей системы сохраняется лишь при условии, что параметр b не превосходит 1,89. При $b > 1{,}89$ нарастание амплитуды поля замедляется, поскольку электронные сгустки начинают проскакивать области тормозящего поля волны. Значение b, соответствующее получению максимального коэффициента усиления, называют оптимальным ($b_{опт}$).

Строгий расчет КПД преобразования требует учета не только рассинхронизма движения электронов и поля волны, но также действия кулоновских сил отталкивания электронов и их неравномерности в поперечном сечении электронного пучка.

Действие пространственного заряда учитывают с помощью параметра

$$QC = \frac{1}{4C^2}\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2, \tag{8.53}$$

где ω_p — круговая плазменная частота, определяемая формулой (7.57).

Параметр C, находящийся в знаменателе (8.53), характеризует интенсивность взаимодействия электронов с бегущей волной, а отношение ω_p/ω — действие кулоновских сил. Таким образом, в целом параметр QC характеризует соотношение группирующих и разгруппирующих сил, действующих на электроны в пространстве взаимодействия. Для учета конечных поперечных размеров электронного пучка, как и в случае пролетных клистронов, в формулу (8.53) вместо ω_p следует подставлять редуцированную плазменную частоту $\omega_q = F_p(b, R)\omega_p$, определяя $F_p(b, R)$, например, по графику рис. 7.34.

Анализ условий получения максимального КПД преобразования показывает, что они соответствуют нелинейному режиму взаимодействия, когда переменные величины, его характеризующие, оказываются соизмеримы с постоянными. Нелинейные уравнения весьма сложны, и их строгое решение возможно лишь численными методами с помощью компьютера. Расчеты максимального КПД преобразования на основе этих уравнений и данные экспериментальных исследований приводят к следующему окончательному результату [36]:

$$\eta_{e\,макс} \approx (2...2{,}5)C. \tag{8.54}$$

При максимальных значениях параметра $C = 0{,}1...0{,}15$ $\eta_{e\text{макс}} = 0{,}2...0{,}3$, если при этом не приняты специальные меры для увеличения КПД. Эти меры сводятся к увеличению времени пребывания электронных сгустков в тормозящем поле нарастающей волны и, следовательно, к увеличению части кинетической энергии электронного пучка, передаваемой полю волны. Одной из таких мер является использование *изохронных замедляющих систем* с постепенно нарастающим коэффициентом замедления. Другой мерой является применение секционированных замедляющих систем с одинаковым коэффициентом замедления каждой секции, но с разными ускоряющими напряжениями, нарастающими к последней из них. Из-за больших технических трудностей обычно ограничиваются небольшим числом секций (двумя–тремя), поэтому не удается поднять максимальный КПД выше 0,4. Наибольший результат в повышении КПД достигается при использовании рекуперации энергии электронного пучка. Сущность этого процесса излагается в п. 8.9.

8.8. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭНЕРГИИ МОДУЛИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В УСТРОЙСТВЕ СО СКРЕЩЕННЫМИ ПОЛЯМИ

Рассмотрим преобразующее устройство (рис. 8.12), состоящее из плоской замедляющей системы (*1*) (например, «гребенки») с поглотителем отраженной волны (*2*), коллектора (*3*) и основания системы (*4*). К верхнему электроду замедляющей системы — аноду приложено положительное напряжение U_0; магнитное поле B направлено перпендикулярно плоскости рисунка. Модулированный (пульсирующий) электронный пучок (*5*) входит в пространство взаимодействия со стороны поглотителя и распространяется со средней скоростью v_{0z} вдоль системы к коллектору. При этом в системе появляется наведенный ток, который возбуждает бегущую электромагнитную волну. Электрическое поле этой волны изменяется в противофазе с изменением конвекционного тока. Если фазовая скорость волны будет близка или равна средней скорости электронов, то электронные сгустки, образовавшиеся ранее в управляющем устройстве, будут дополнительно уплотняться и отдавать энергию электрическому полю волны, смещаясь при этом вверх, к положительно заряженному электроду замедляющей системы, и попадая в конце пути на коллектор или анод системы.

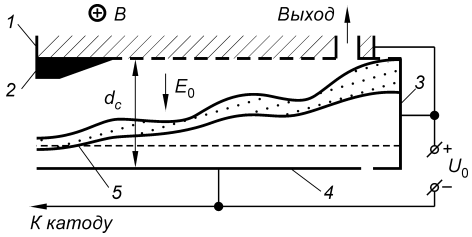


Рис. 8.12
Схема преобразующего устройства с постоянными скрещенными полями

Определим мощность взаимодействия модулированного электронного пучка с полем в линейном режиме. Для такого режима в предыдущей главе конвекционный ток был выражен формулой (7.79), которую с учетом значения $\Gamma = \gamma - j\beta$ можно записать в виде

$$i_z = -\frac{I_0}{E_0}\frac{\beta_0}{\gamma + j(\beta_0 - \beta)} E_{1y} e^{j(\omega t - \beta z) + \gamma z}.$$

Продольная составляющая высокочастотного поля, связанная с отбором энергии электронов, может быть представлена в виде

$$E^*_z = E_{1z} e^{-j(\omega t - \beta z) + \gamma z}.$$

Тогда, используя (8.4), найдем мощность взаимодействия

$$P_{\sim} = \frac{1}{2}\int_0^l i_z E_z^* dz = -\frac{I_0}{2}\frac{E_{1y}E_{1z}}{E_0}\frac{\beta_0}{\gamma + j(\beta_0 - \beta)}\int_0^l e^{2\gamma z} dz =$$
$$= -\frac{I_0}{4\gamma}\frac{E_{1y}E_{1z}}{E_0}\frac{\beta_0}{\gamma + j(\beta_0 - \beta)}\left(e^{2\gamma l} - 1\right). \qquad (8.55)$$

Если учесть, что $E_0 = U_0/d_c$ и $I_0 = P_0/U_0$, где P_0 — средняя мощность электронного пучка, а также разделить и умножить полученное выражение на $(\gamma - j(\beta_0 - \beta))$ и l^2 (l — длина пространства взаимодействия), то выражение (8.55) можно разделить на действительную и мнимую части и тем самым найти активную P_a и реактивную P_r составляющие мощности взаимодействия:

$$P_a = -\frac{P_0}{4}\xi_y\xi_z\frac{\beta_0 d_c}{(\gamma l)^2 + \Phi_0^2}\left(e^{2\gamma l} - 1\right), \qquad (8.56)$$

$$P_r = \frac{P_0}{4}\xi_y\xi_z\frac{\beta_0 d_c}{\gamma l}\frac{\Phi_0}{(\gamma l)^2 + \Phi_0^2}\left(e^{2\gamma l} - 1\right), \qquad (8.57)$$

где $\xi_y = (E_{1y}l)/U_0$, $\xi_z = (E_{1z}l)/U_0$, $\Phi_0 = (\beta_0 - \beta)l$.

Из полученных выражений следует, что значение P_a достигает максимального отрицательного значения при относительном угле пролета $\Phi_0 = 0$, т. е. когда $\beta_0 = \beta$, или все равно что $v_0 = v_\Phi$. При этом условии

$$\left.\begin{aligned} P_a &= -\frac{P_0}{4}\xi_y\xi_z\frac{\beta_0 d_c}{(\gamma l)^2}\left(e^{2\gamma l} - 1\right), \\ P_r &= 0. \end{aligned}\right\} \qquad (8.58)$$

Равенство реактивной энергии нулю означает, что процесс преобразования происходит без изменения кинетической энергии электронов, так как в местах нахождения электронных сгустков поперечная составляющая высокочастотного поля равна нулю, и поэтому электроны двигаются с постоянной скоростью $v_{0z} = E_0/B$. При этом тормозящее действие продольной составляющей высокочастотного поля будет сводится к изменению y-координаты электронов, т. е. к изменению их потенциальной энергии. Перемещаясь к положительно заряженному аноду, электроны теряют свою потенциальную энергию, и эти потери полностью передаются полю бегущей волны.

Если на вход преобразующего устройства поступает слабо сгруппированный электронный пучок, то возбужденное им электромагнитное поле

также оказывается слабым и недостаточным для отбора всей потенциальной энергии электронов; в конце своего пути электроны, не достигнув анода замедляющей системы, выделяются на коллекторе. С увеличением входного возбуждающего сигнала эффективность процесса преобразования потенциальной энергии возрастает, и показателем этого является нарастающее число электронов, попадающих на анод системы.

Как определить КПД преобразования? Воспользуемся энергетическим методом расчета. Если электрон распространяется в замедляющей системе прямолинейно (циклоидальное движение отсутствует), то его кинетическая энергия будет равна

$$\frac{mv_{0z}^2}{2} = eU_s, \tag{8.59}$$

где U_s — потенциал синхронизации, зависящий от y-координаты электрона (см. формулу (7.78)). С другой стороны, максимальная потенциальная энергия электрона по отношению к замедляющей системе равна eU_0, где U_0 — постоянное напряжение, приложенное между замедляющей системой и катодом. Следовательно, электрон, после взаимодействия с высокочастотным полем попавший на анод замедляющей системы, должен отдать полю энергию, равную $e(U_0 - U_s)$. Отсюда максимальный КПД преобразования энергии электрона будет определяться формулой

$$\eta_e = \frac{e(U_0 - U_s)}{eU_0} = 1 - \frac{U_s}{U_0}. \tag{8.60}$$

Чем больше расстояние между анодом замедляющей системы и уровнем входа электронного пучка при заданном значении d_c (см. рис. 8.12), тем больше запас потенциальной энергии электронов и тем выше значение КПД преобразования.

Если исходить из условия синхронизма $v_{0z} = v_ф$ и учесть (8.59), а также равенство $v_ф = k_з c$, где $k_з$ — коэффициент замедления волны, то можно найти соотношение

$$U_s = \frac{mc^2}{2ek_з^2} = \frac{25,6 \cdot 10^4}{k_з^2}, \tag{8.61}$$

а после подстановки его в (8.60) получить еще одну формулу для максимального КПД:

$$\eta_e = 1 - \frac{25,6 \cdot 10^4}{k_з^2 U_0}. \tag{8.62}$$

Из (8.62) следует, что КПД преобразования возрастает с увеличением коэффициента $k_з$ и напряжения U_0. Принципиальных ограничений здесь нет, но следует помнить, что при повышении U_0 необходимо одновременно повышать индукцию магнитного поля для того, чтобы переносная скорость электронов (E_0/B) осталась неизменной.

Пример 8.5. Замедляющая система преобразующего устройства с постоянными скрещенными E и B полями имеет коэффициент замедления

$k_з = 10$ и потенциал анода $U_0 = 8{,}2$ кВ. Определить значения потенциала U_s и КПД преобразования η_e.

Р е ш е н и е.

1. Согласно (8.61), имеем

$$U_s = \frac{25{,}6 \cdot 10^4}{10^2} = 2550 \text{ В}.$$

2. По формуле (8.60) находим

$$\eta_e = 1 - \frac{2560}{8200} = 0{,}7.$$

Практически КПД преобразования оказывается меньше значения, рассчитанного по формулам (8.60) или (8.62). Это объясняется тем, что в реальных условиях не удается обеспечить прямолинейное движение электронов в преобразующем устройстве. Движение оказывается либо циклоидальным, либо трохоидальным. В связи с этим формула (8.60) приобретает следующий вид:

$$\eta_e = 1 - k\frac{U_s}{U_0},$$

где k — коэффициент, значения которого лежат в пределах $1 \le k \le 4$; при прямолинейном движении $k = 1$, при циклоидальном $k = 4$. Максимальное значение η_e в рассматриваемом преобразующем устройстве при использовании аналогичного управляющего устройства может составлять 40–50%.

8.9. РЕКУПЕРАЦИЯ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Рекуперация энергии электронного пучка означает возврат этой энергии (или ее части) в источник питания, из которого она была получена ранее. Необходимость практической реализации этого процесса возникает всякий раз, когда достаточно мощный электронный прибор или устройство обладает низким КПД преобразования энергии электронов в энергию выходного сигнала. Тогда бóльшая часть средней мощности электронного пучка остается неиспользованной и рассеивается в коллекторе.

В вакуумных электронных приборах реализация процесса рекуперации заключается в торможении электронного пучка по выходе его из преобразующего устройства. Для этого между преобразующим устройством и отделенным от него коллектором создают тормозящее электростатическое поле. При торможении электронов часть их кинетической энергии переходит в энергию электростатического поля, т. е. возвращается в источник питания.

Принципы использования рекуперации энергии в вакуумных электронных приборах были предложены еще в 40-х годах двадцатого столетия, но практическая реализация их началась лишь в 70-х годах [38].

Рассмотрим процесс рекуперации на примере электронно-лучевого устройства, в котором осуществляется рекуперация энергии однородного

(немодулированного) электронного пучка (рис. 8.13). Устройство содержит: катод (К), прикатодный электрод (ПЭ), анод (А) и коллектор (Кл), а также два источника постоянного напряжения: U_0 и $U_{Кл}$, из которых $U_{Кл} < U_0$. В верхней части рисунка приведена кривая распределения потенциала U на оси устройства. Согласно этому распределению, в первой половине устройства электронный пучок ускоряется и приобретает энергию, соответствующую U_0; во второй половине электронный пучок тормозится и его энергия снижается до уровня, соответствующего $U_{Кл}$. Если предположить, что все электроны пучка, вошедшие в пространство анод–коллектор, т. е. в зону торможения, доходят до коллектора, не отражаясь, и что мощность пучка на входе в указанное пространство $P_0 = I_0U_0$, а на выходе из него $P_{Кл} = I_0U_{Кл}$, то тогда разность мощностей $P_0 - P_{Кл} = P_{рек}$ будет соответствовать мощности рекуперации, а отношение

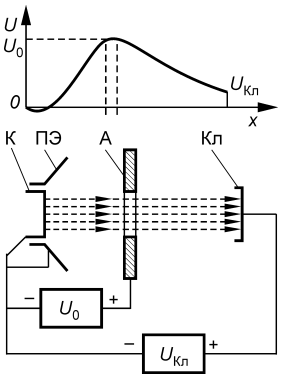


Рис. 8.13
Электронно-лучевое устройство с рекуперацией энергии электронов

$$\frac{P_{рек}}{P_0} = \frac{P_0 - P_{Кл}}{P_0} = 1 - \frac{U_{Кл}}{U_0} = \eta_{рек} \qquad (8.63)$$

— КПД рекуперации.

Из выражения (8.63) следует, что для получения большого значения $\eta_{рек}$ необходимо до минимума снижать потенциал коллектора. Минимальное значение $U_{Кл}$ ограничивается двумя основными факторами: возникновением явления возврата электронов из области коллектора в сторону анода и появлением потока вторичных электронов с коллектора, также направляющихся к аноду. И те, и другие электроны ускоряются электрическим полем анода и тем самым снижают мощность и КПД рекуперации.

Появление обратного потока электронов еще до того, как $U_{Кл}$ приблизится к нулю, обусловлено разбросом продольных скоростей прямого электронного потока, т. е. распространяющегося к коллектору. Начальный разброс этих скоростей задается процессом электронной эмиссии с катода, но в еще большей степени он вызывается линзовым эффектом анодного отверстия, рассеивающим электроны. Определенную роль в «преждевременном» появлении потока обратных электронов играет также пространственный заряд электронного пучка, действие которого может приводить к возникновению вблизи коллектора минимума потенциала $U_{мин} < U_{Кл}$ и даже виртуального катода.

Проявление линзового эффекта анодного отверстия может быть скомпенсировано действием сильного продольного магнитного поля, а интенсивность потока вторичных электронов значительно ослаблена путем выполнения коллектора в виде глубокого стакана с узким конусным входом и покрытия его внутренней поверхности материалом с малым коэффициентом вторичной эмиссии. Одна из возможных конструкций такого коллектора приведена на рис. 8.14. При выполнении указанных условий

в устройствах с рекуперацией энергии немодулированного электронного пучка был получен КПД рекуперации, равный 0,95.

В усилительных электронных приборах реализация процесса рекуперации значительно осложнена тем, что в зону торможения электронный пучок входит после взаимодействия с переменным электрическим полем в преобразующем устройстве, где электроны приобретают сильный разброс скоростей. На рис. 8.15 изображена схема выходной части микроволнового усилителя, которая содержит преобразующее устройство (ПУ) в виде объемного резонатора с выводом мощности $P_{\text{вых}}$, коллектор (Кл) и два источника постоянных напряжений U_0 и $U_{\text{Кл}} < U_0$. Предположим, что в усилительном приборе обеспечивается стопроцентное токопрохождение от катода до коллектора, обратные потоки отраженных и вторичных электронов отсутствуют и в зазор преобразующего устройства входит модулированный электронный пучок со средней мощностью P_0. Тогда в процессе взаимодействия с переменным электрическим полем резонатора он отдаст полю колебательную мощность $P_{\sim}$ и по выходе из зазора будет иметь мощность

$$P_{\text{а}} = P_0 - P_{\sim} = P_0(1 - \eta_e), \qquad (8.64)$$

где $\eta_e = P_{\sim}/P_0$ — электронный КПД (см. формулу (8.21)). С такой мощностью отработанный электронный пучок входит в область коллектора — зону торможения, где от него (на этот раз с помощью постоянного электрического поля) отбирается дополнительная мощность — мощность рекуперации

$$P_{\text{рек}} = P_{\text{а}} - P_{\text{Кл}}. \qquad (8.65)$$

Отношение этой мощности к входной мощности отработанного электронного пучка

$$\frac{P_{\text{рек}}}{P_{\text{а}}} = \eta_{\text{Кл}} \qquad (8.66)$$

получило название КПД коллектора-рекуператора. Подставляя в (8.66) выражения (8.64) и (8.65), получаем более полную формулу для этого коэффициента:

$$\eta_{\text{Кл}} = 1 - \frac{P_{\text{Кл}} / P_0}{1 - \eta_e}. \qquad (8.67)$$

Если же мощность рекуперации отнести не к мощности отработанного электронного пучка, а к средней мощности P_0, то найдем КПД рекуперации $\eta_{\text{рек}}$. С учетом (8.64) и (8.66) выражение для этого коэффициента будет иметь следующий вид:

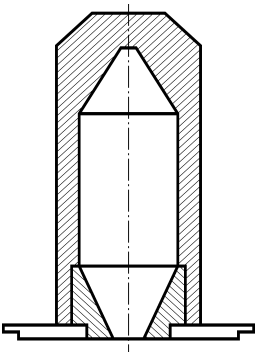


Рис. 8.14
Конструкция коллектора, снижающая выход вторичных электронов

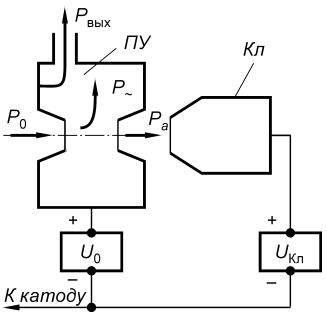


Рис. 8.15
Микроволновое преобразующее устройство с коллектором

$$\eta_{\text{рек}} = \frac{P_{\text{рек}}}{P_0} = \frac{P_{\text{рек}}}{P_{\text{а}}}\frac{P_{\text{а}}}{P_0} = \eta_{\text{Кл}}(1 - \eta_e). \qquad (8.68)$$

Как влияет процесс рекуперации на общий (полный) КПД усилительного прибора? По самому определению процесс рекуперации должен снижать общий расход мощности источника питания на величину $P_{\text{рек}}$, поэтому при расчете общего КПД прибора с учетом рекуперации выходную мощность $P_{\text{вых}}$ следует относить не к P_0, как прежде, а к разности $P_0 - P_{\text{рек}}$. Тогда с учетом (8.68) получим

$$\eta_1 = \frac{P_{\text{вых}}}{P_0 - P_{\text{рек}}} = \frac{P_{\text{вых}}}{P(1 - \eta_{\text{рек}})} = \frac{\eta_p \eta_e}{1 - \eta_{\text{Кл}}(1 - \eta_e)}, \qquad (8.69)$$

где $\eta_{\text{р}}$ — КПД контура (резонатора) преобразующего устройства (формула (8.25)).

Из трех частных КПД, входящих в выражение (8.69), η_e и $\eta_{\text{р}}$ определяются известными выражениями. Что касается коэффициента $\eta_{\text{Кл}}$, то его расчет по формуле (8.67) осложнен неопределенностью величины $P_{\text{Кл}}$, поэтому его обычно определяют экспериментально для заданного распределения электронов по энергии в отработанном пучке.

На рис. 8.16 приведена типичная кривая, характеризующая энергетический спектр электронов в отработанном пучке. Она соответствует случаю взаимодействия электронов с противофазным переменным полем в зазоре ПУ, когда электронные сгустки затормаживаются не полностью, а лишь до некоторого минимального уровня $U_{\text{мин}}/U_0$, при этом абсолютное большинство электронов отработанного пучка имеет разброс энергий в пределах от $U_{\text{мин}}/U_0$ до $U/U_0 = 1$. В этом случае во избежание появления обратного потока электронов потенциал коллектора не может быть меньше $U_{\text{Кл}} = U_0 - U_{\text{мин}}$ (при $U_{\text{мин}} \to 0$ $U_{\text{Кл}} \to U_0$), но при этом полный отбор кинетической энергии возможен только у самых медленных электронов. Для того чтобы практически полностью отобрать кинетическую энергию у других групп электронов, необходимо использовать секционированный, многоступенчатый коллектор-рекуператор (МКР), в котором каждая ступень-электрод имеет определенную конфигурацию и свой постоянный потенциал, соответствующий энергии определенной группы электронов. Число ступеней МКР зависит от требуемого повышения КПД рекуперации. Чем выше это требование, тем больше ступеней должен иметь коллектор, поскольку при этом распределение тормозящего потенциала вдоль оси коллектора можно ближе подогнать к кривой распределения энергии электронов в отработанном электронном пучке и тем самым полнее рекуперировать энергию каждой груп-

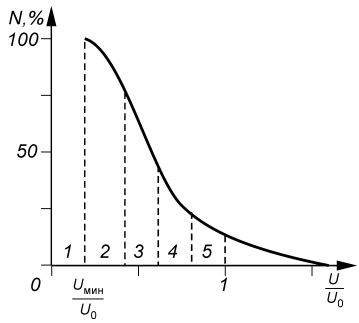


Рис. 8.16
Распределение электронов по энергии на выходе из преобразующего устройства

пы электронов, оседающих на электродах коллектора. Однако сложность конструкции МКР и системы его электропитания, которые нарастают с увеличением числа ступеней, заставляют разработчиков ограничиваться некоторым оптимальным их числом: от трех до пяти в зависимости от типа электронного прибора и режима его работы. Наиболее широко используются пятиступенчатые коллекторы-рекуператоры. На рис. 8.17 схематически изображена конструкция такого коллектора. Стрелка P_a указывает направление движения отработанного электронного пучка мощностью P_a. Цифрами указаны номера ступеней электродов, потенциалы которых понижаются в направлении движения пучка согласно формуле

$$\left(\frac{U_{Кл}}{U_0}\right)_n = 1 - \left(\frac{U}{U_0}\right)_n,$$

где n — номер ступени.

Для электронного пучка, энергетический спектр которого представлен на рис. 8.16, возможными значениями $(U/U_0)_n$ могут стать координаты соответствующих пунктирных вертикалей. Неоднородное электрическое поле коллектора будет сортировать входящий в его пространство пучок электронов по энергиям, при этом электрод *1* будет собирать электроны с минимальной энергией, а электрод *5* — электроны с энергиями, соответствующими высокоэнергетическому концу кривой распределения (траектории электронов внутри коллектора показаны пунктирными стрелками, рис. 8.17).

В работе [38] приведены результаты исследования пятиступенчатых коллекторов-рекуператоров для ЛБВ типа О и, в частности, показано, что КПД коллектора может достигать 97% в статическом режиме работы лампы, т. е. при отсутствии возбуждения. При работе лампы в режиме усиления входного сигнала значение $\eta_{Кл}$ медленно снижается по мере роста электронного КПД η_e, но таким образом, что сумма этих коэффициентов сохраняется приблизительно постоянной: $\eta_{Кл} + \eta_e = \text{const}$. Приведены также экспериментальные данные, показывающие на примере конкретной лампы возможность повышения общего КПД в широкой полосе частот от 10–18% до 40–50%. Столь большой выигрыш в общем КПД ЛБВ обусловлен небольшим разбросом скоростей электронов в отработанном пучке, поступающем в коллектор, поскольку даже в режиме насыщения амплитуда высокочастотного напряжения на выходе ЛБВ значительно меньше ускоряющего напряжения. В пролетных клистронах и им подобных приборах, работающих с электронным КПД 50–60% и потому имеющих большой разброс скоростей электронов в отработанном пучке, рекуперация энергии электронов позволяет дополнительно поднять общий КПД

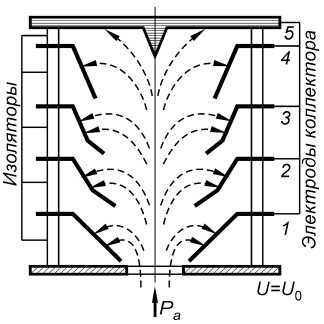


Рис. 8.17
Конструкция 5-ступенчатого коллектора-рекуператора

прибора обычно не более чем на 20–25% по отношению к максимально достигнутому значению КПД (без рекуперации).

ЗАДАЧИ

1. Через триодную систему плоских электродов с сетками проходит конвекционный ток, изменяющийся по гармоническому закону с частотой 800 МГц. Потенциалы на электродах одинаковы и равны 1000 В; ширина первого междуэлектродного зазора 10 мм, а второго — 5 мм. Определить амплитуду наведенного тока в цепи среднего электрода, если амплитуда конвекционного тока равна 1 А.

(Ответ: 1,4 А)

2. Низкочастотный триодный усилитель работает с анодной нагрузкой сопротивлением 1 кОм в режиме колебаний 1-го рода. Средняя крутизна управляющей характеристики триода с нагрузкой 20 мА/В. Определить колебательную мощность, выделяющуюся в сопротивлении анодной нагрузки при амплитуде управляющего напряжения 100 В.

(Ответ: 2 кВт)

3. Через плоский зазор преобразующего устройства со скоростью v_0, определяемой потенциалом на электродах 10 кВ, проходит конвекционный ток, амплитуда которого составляет 2 А. К зазору подключено сопротивление 2 кОм. Найти колебательную мощность, выделяющуюся на этом сопротивлении, если известно: рабочая частота 800 МГц, ширина зазора 15 мм; изменением скорости электронов в зазоре пренебречь. Определить также, во сколько раз изменится значение этой мощности, если ширина зазора увеличится в 2 раза.

(Ответ: 3483 Вт; в 1,55 раза)

4. Триодный усилитель с сопротивлением анодной нагрузки 2 кОм работает в режиме колебаний 2-го рода. Напряжение запирания триода $U_{c_з} = -20$ В, напряжение смещения на управляющей сетке $U_0 = -10$ В и амплитуда переменного напряжения на ней $U_{c_m} = 15$ В. Определить амплитуду первой гармоники анодного тока, если постоянная составляющая этого тока равна 1 А, а также найти колебательную мощность, выделяющуюся на сопротивлении анодной нагрузки.

(Ответ: 1,227 А; 1,5 кВ)

5. Выходной объемный резонатор (преобразующее устройство) клистрона имеет плоский сеточный высокочастотный зазор шириной 2 мм, активное эквивалентное сопротивление без электронной и внешней нагрузок 40 кОм, резонансную частоту 3 ГГц и потенциал относительно катода 2,5 кВ. В зазор резонатора входит модулированный на указанной частоте электронный пучок с постоянной составляющей тока 40 мА и оптимальным параметром группирования 1,84. Определить амплитуду высокочастотного напряжения на зазоре резонатора, среднюю колебательную мощность и КПД преобразования.

(Ответ: 1733 В; 37,6 Вт; 0,376)

6. Преобразующее устройство ЛБВ типа О работает на частоте $f = 10$ ГГц, имеет относительную длину $N = 40$, сопротивление связи $R_{св} = 10$ Ом и постоянный потенциал $U_0 = 3$ кВ. В это устройство входит слабомодулированный электронный пучок с постоянной составляющей тока $I_0 = 50$ мА. Определить параметр усиления C и коэффициент усиления по мощности μ_p.

(Ответ: $3{,}46 \cdot 10^{-2}$; 46 дБ)

ГЛАВА ДЕВЯТАЯ

ОБОБЩЕННЫЙ ПОДХОД К ПОСТРОЕНИЮ ПРИНЦИПИАЛЬНЫХ КОНСТРУКЦИЙ ВАКУУМНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ. МИКРОВОЛНОВЫЕ ПРИБОРЫ

9.1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ОБОБЩЕННОГО ПОДХОДА

Проведенные в главе 1 анализ и обобщение принципов действия различных групп вакуумных электронных приборов и устройств дают основание сделать выводы, которые можно рассматривать как основные положения обобщенного подхода к изучению и принципиальному конструированию указанных приборов и устройств.

1. Вакуумные электронные приборы и электронно-лучевые установки — это технические устройства, работа которых основана на использовании различных физических процессов взаимодействия заряженных частиц с электромагнитными полями и веществом.

2. Все процессы, происходящие в этих устройствах, можно разделить на две группы: о с н о в н ы е, составляющие самые принципы действия устройств, и п о б о ч н ы е (сопутствующие), которые выступают в виде своеобразных издержек реализации основных процессов и снижают их эффективность.

3. Конструкции вакуумных электронных приборов и установок можно представить в виде системы двух групп функционально связанных узлов (подсистем): б а з о в ы х, обеспечивающих осуществление основных физических процессов, т. е. самих принципов действия, и д о п о л н и т е л ь н ы х, предназначенных для устранения (или ослабления) побочных явлений, а также для выполнения специальных функций, необходимых при использовании приборов в конкретных схемах или системах.

4. Принципы действия вакуумных электронных приборов и установок допускают совмещение основных физических процессов во времени и пространстве, поэтому базовые узлы, реализующие эти процессы, могут иметь общие конструктивные элементы. Например, в работающих электронных лампах процессы формирования и управления электронным потоком совмещены в одном и том же промежутке катод–управляющая сетка, поэтому стержни (витки) управляющих сеток могут быть элементами разных узлов. В электронно-лучевых приборах преобразующий узел (светящийся экран) одновременно является и коллектором, рассеивающим остаточную (не преобразованную в светящееся изображение) энергию электронного пучка.

5. Разнообразие классов и типов вакуумных электронных приборов и установок обусловлено существованием различных способов и средств реализации основных и нейтрализации побочных физических процессов.

Например, для получения свободных заряженных частиц в вакууме могут быть использованы различные виды эмиссии из веществ, находящихся в различных состояниях (твердом, жидком, газообразном—плазменном). Для формирования потоков заряженных частиц и их управления используются электрические и магнитные поля, создаваемые различными по конструкции устройствами. Наконец, для преобразования энергии потока заряженных частиц в энергию выходного сигнала в ЭВП используются различные виды взаимодействия этих частиц как с электромагнитными полями (например, в ламповых усилителях), так и с различными веществами (в электронно-лучевых, фотоэлектронных и рентгеновских приборах).

6. При реализации принципа действия вакуумных электронных приборов (см. рис. 1.14) могут возникать обратные связи: корпускулярная и электромагнитная. Корпускулярная связь образуется за счет потоков вторичных и отраженных первичных электронов, а также потока ионов, распространяющихся в сторону катода. Электромагнитная обратная связь возникает вследствие неидеальности развязки колебательных систем преобразующих и управляющих узлов радиоэлектронных устройств. Обратные связи могут вызвать целый ряд нежелательных побочных явлений, таких как динатронный эффект, бомбардировка катода положительными ионами, нестабильность и самовозбуждение усилителей.

7. Структура принципа действия обобщенного вакуумного электронного прибора инвариантна по отношению к типу энергоносителя, используемого в приборе. Это означает, что перечень основных функциональных узлов фактически не изменится, если вместо электронного потока будет использован поток ионов или даже поток фотонов. Изменится лишь техническое содержание этих узлов. В структурах конкретных (не обобщенных) приборов могут быть уточнены названия функциональных узлов.

8. Инвариантность к типу энергоносителя допускает возможность одновременного использования в приборах и устройствах двух рабочих потоков энергоносителей, например фотонного и электронного. Примером такого устройства может служить лазертрон — мощный генератор микроволн. Он представляет собой комбинацию оптической подсистемы, содержащей лазер и модулятор лазерного излучения, и электронной вакуумной подсистемы, содержащей фотокатод и преобразующее устройство в виде объемного резонатора и коллектора. Оптическая подсистема создает модулированный поток фотонов в виде периодической последовательности кратковременных (пикосекундных) видеоимпульсов. В электронной подсистеме этот оптический поток с помощью фотокатода преобразуется в модулированный электронный поток, который после ускорения постоянным электрическим полем поступает в зазор объемного резонатора и отдает высокочастотному полю этого резонатора часть своей энергии (как в клистроне). Неиспользованная энергия электронного потока рассеивается на коллекторе, расположенном за резонатором. Следовательно, в структурах систем, использующих два взаимосвязанных потока разных энергоносителей, наряду с уже известными основными функциональными узлами, должен также присутствовать узел, преобразующий один тип энергоносителя в другой. В лазертроне таковым является оптико-электронный узел.

Положения обобщенного подхода создают общую ориентировочную основу при изучении вакуумных электронных приборов различного назначения (обычно разбросанных по разным специальным дисциплинам), а также научно-методическую базу для разработки методов принципиального конструирования таких приборов и их классификации по способам реализации основных физических процессов, составляющих принципы действия. Примером такой классификации является диаграмма, приведенная на рис. 7.1.

9.2. ПОСТРОЕНИЕ ПРИНЦИПИАЛЬНЫХ КОНСТРУКЦИЙ КАСКАДНЫХ УПРАВЛЯЮЩИХ УСТРОЙСТВ

Для получения высокого усиления сигнала нередко прибегают к построению каскадных (многоступенчатых) усилительных систем (приборов, устройств). При этом используются два подхода к созданию таких систем. Один из них сводится к последовательному соединению нескольких автономных одноступенчатых систем, в каждой из которых используется свой электронный пучок и реализуются все основные процессы, определяющие принцип действия прибора (например, каскадные широкополосные ламповые усилители). Другой подход к каскадированию систем основан на использовании единого для всех ступеней электронного пучка и многократного повторения процессов управления и преобразования энергии этого пучка. Примером такого подхода может служить многорезонаторный пролетный усилительный клистрон.

Преимущество второго подхода к построению каскадных систем очевидно: упрощается конструкция каскадной системы, поскольку не требуется применения нескольких катодов; снижается мощность источников питания благодаря использованию в системе одного электронного пучка; уменьшаются потери мощности сигнала при передаче его из одной ступени в другую. Практическое использование такого подхода в усилительных приборах обусловлено применением энергоносителей только одного вида (например, электронного пучка), а также использованием в последующих ступенях каскадной системы управляющих устройств (подсистем), не содержащих катода. Таковыми являются, например, устройства, реализующие модуляцию скорости или направления движения потока частиц.

При создании каскадных управляющих систем необходимо также соблюдение принципов внешнего и внутреннего согласования объединяемых подсистем. Внешний принцип согласования требует, чтобы во всех объединяемых подсистемах единый поток частиц модулировался только одной составляющей высокочастотного (управляющего) электрического поля, например продольной, как во всех приборах типа О, или поперечной составляющей, как в приборах типа М. Согласовать подсистемы типа О и типа М в единой каскадной системе трудно.

Внутренний принцип согласования требует упорядоченного расположения объединяемых подсистем внутри создаваемой каскадной системы,

согласования режимов работы, скоростей частиц на разных участках системы и т. д. Например, при объединении в каскадную систему подсистем с квазистатическим и динамическим способами управления первая из названных подсистем должна предшествовать второй. Результатом такого объединения явилась, в частности, триод-клистронная система, результаты исследования которой приведены в [40, 41].

Рассмотрим способ построения принципиальных конструкций каскадных пакетирующих устройств на примере подсистем типа О. Пакетирующими названы устройства, объединяющие в себе формирующие и управляющие узлы и, следовательно, способные генерировать электронные пакеты (сгустки) с частотой управляющего сигнала. Иллюстрацией такого способа построения является морфологическая таблица 9.1. В левой колонке этой таблицы приведены схемы простых (одноступенчатых) пакетирующих устройств: *1* — триодного, *2* — клистронного, *3* — вол-

Таблица 9.1

Построение принципиальных конструкций каскадных пакетирующих устройств

Простые пакетирующие устройства \ Управляющие узлы	2	3
1	12	13
2	22	23
3	32	33

нового. В этих схемах обозначены: *1* — катод, *2* — анод (ускоряющий электрод) и *3* — колебательная система (объемный резонатор или замедляющая система), U_a и U_{c0} — постоянные напряжения. В верхней строке таблицы изображены конструктивные схемы управляющих узлов (клистронного и волнового), которые рассматриваются как дополнительные ступени управления. Способ построения принципиальных конструкций каскадных устройств сводится к согласованному (соосному) объединению пакетирующих устройств с дополнительными управляющими подсистемами. При этом последние примыкают к первым, образуя единую систему каскадного пакетирующего устройства. Результатом такого объединения явились шесть типов каскадных пакетирующих устройств: однородных и комбинированных. Однородные каскадные системы объединяют подсистемы, реализующие один и тот же способ управления, например клистронный 22 или волновой 33. Комбинированные системы включают подсистемы с различными способами управления.

9.3. ПОСТРОЕНИЕ ПРИНЦИПИАЛЬНЫХ КОНСТРУКЦИЙ МИКРОВОЛНОВЫХ ПРИБОРОВ С ЛИНЕЙНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ (ТИПА О)

В мировой практике *микроволновыми* называются электронные приборы, работающие в диапазоне длин волн $\lambda \leq 1$ м или частот $f \geq 300$ Мгц. В общем спектре частот, применяемых в радиоэлектронике (см. Приложение 2), микроволновый диапазон охватывает дециметровый (10–1 дм), сантиметровый (10–1 см), миллиметровый (10–1 мм) и субмиллиметровый (1–0,1 мм) поддиапазоны. Им соответствуют ультравысокие (300–3000 МГц), сверхвысокие (3–30 ГГц), крайне высокие (30–300 ГГц) и гипервысокие (300–3000 ГГц) частоты.

В России еще на ранней стадии развития микроволновой электроники широкое распространение получил термин электроника сверхвысоких частот (СВЧ), который до настоящего времени используется как синоним термина микроволновая электроника, несмотря на то, что в частотном спектре микроволновой электроники название сверхвысокие частоты относится только к одному из четырех поддиапазонов. Поэтому в дальнейшем, во избежание недоразумений, в основном будут использоваться термины микроволновая электроника и микроволновые приборы, не исключая понятия СВЧ-электроника и приборы СВЧ.

За более чем полувековую историю развития микроволновой электроники было разработано и изучено огромное разнообразие приборов, различающихся способами и средствами реализации основных физических процессов, определяющих принципы действия приборов. Общее представление об этом разнообразии можно получить, если, следуя третьему из основных положений обобщенного подхода (п. 9.1), рассмотреть возможные сочетания (объединения) различных базовых подсистем, составляющих конструктивную основу приборов: разнообразных катодов,

формирующих (электронно-оптических), управляющих и преобразующих узлов, различных коллекторов. Однако осуществить такой методический прием на практике очень трудно из-за большого многообразия базовых подсистем и, следовательно, чрезвычайно большого числа их сочетаний. Поэтому ограничимся рассмотрением только приборов с линейным электронным пучком (типа О) и одновременно упростим указанный методический прием, сведя его к объединению (синтезу) только двух укрупненных базовых подсистем: пакетирующих устройств (рассмотрены в параграфе 9.2) и преобразующих устройств с коллекторами. В таблице 9.2 принципиальные конструкции пакетирующих устройств (простых и каскадных) изображены в клетках 1–5 второй колонки, а преобразующие устройства с коллекторами — в клетках 1–4 верхней строки. Из приведенных конструктивных схем преобразующих устройств три первые (однозазорный резонатор, двухзазорный резонатор и отрезок замедляющей системы) рассматривались в главе 8 и описаны в Приложении 1. В клетке 4 изображено устройство в виде отрезка коаксиальной линии (или коаксиального резонатора), в зазоре которого размещена полупроводниковая структура (ПС) в виде диода с обратно смещенным p–n переходом ($U_{см}$ — напряжение смещения). Такая структура при бомбардировке ее ускоренным электронным пучком работает как многократный усилитель тока пучка, поэтому мощность выходного сигнала может во много раз превышать высокочастотную мощность электронного пучка.

В клетках таблицы 9.2 с двойной нумерацией изображены синтезированные принципиальные конструкции усилительных приборов, при этом номер клетки составлен из номеров пакетирующего и преобразующего устройств, объединенных в единую конструкцию прибора. Таким образом, конструкции приборов различаются типом пакетирующего устройства (левая цифра) и типом преобразующего устройства (правая цифра).

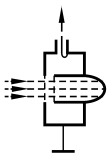
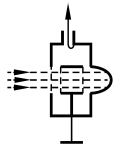
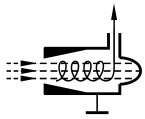
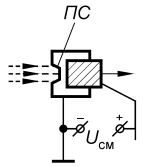
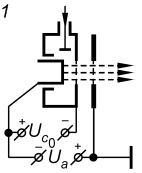
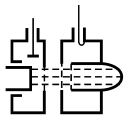
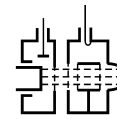
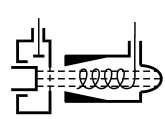
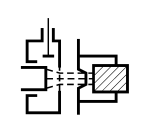
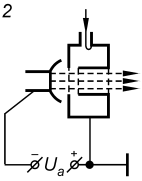
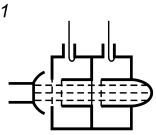
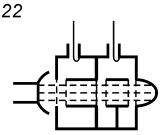
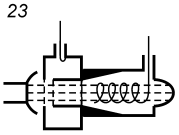
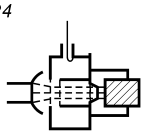
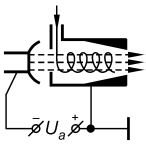
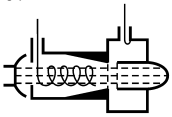
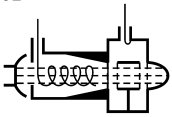
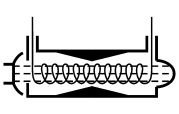
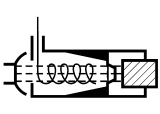
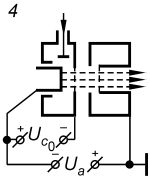
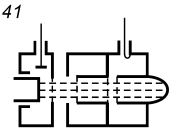
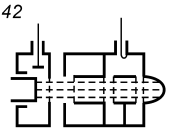
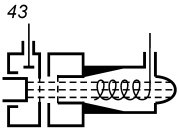
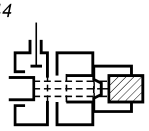
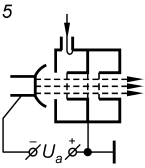
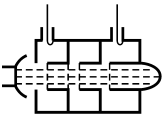
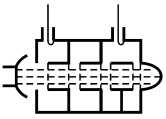
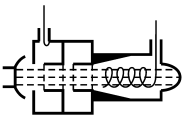
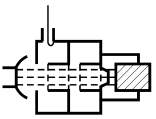
Часть изображенных конструкций относится к хорошо известным (классическим) приборам микроволновой электроники: лампа с индуктивным выходом (11), двухрезонаторный пролетный клистрон (21), лампа бегущей волны (33), трехрезонаторный пролетный клистрон (51). Остальные конструкции относятся к так называемым модифицированным (использующим двухзазорные и более сложные резонаторы) и комбинированным, или гибридным приборам. В последних объединяются устройства, реализующие разные способы управления и преобразования энергии электронного пучка. Среди них наиболее известны твистрон (53) (английский термин Twystron происходит от слов Travelling wave и klystron) [42], усилитель с электронной бомбардировкой полупроводника (14) [43], триод (тетрод)-клистрон (41) [40, 44].

Совокупность приведенных в таблице 9.2 принципиальных конструкций приборов типа О не охватывает всего возможного разнообразия хотя бы потому, что в перечень использованных пакетирующих устройств вошли не все каскадные устройства из таблицы 9.1.

Критерием дальнейшей классификации принципиальных конструкций, полученных в таблице 9.2, может стать тип формирующего (элек-

Таблица 9.2

Построение принципиальных конструкций микроволновых приборов с линейным электронным пучком

Пакетирующее устройство \ Преобразующее устройство	1	2	3	4
				
Триодное					
Клистронное					
Волновое					
Триод-клистронное					
Каскадное клистронное					

тронно-оптического) устройства с катодом. В этом случае морфологическая таблица приобретает третье измерение, т. е. становится трехмерной.

Аналогичным образом можно подойти и к построению принципиальных конструкций микроволновых приборов со скрещенными полями (типа М), а также и других вакуумных электронных приборов и установок:

электронно-лучевых и рентгеновских приборов, линейных ускорителей заряженных частиц и др.

Таким образом, обобщенный подход к построению принципиальных конструкций вакуумных электронных приборов дает возможность:

- научно обосновать классификацию приборов;
- наглядно представить возможное разнообразие приборов с помощью морфологических таблиц;
- облегчить сравнительный анализ потенциальных возможностей различных конструкций и выбор оптимальной из них.

Рассмотрим некоторые типы широко известных микроволновых приборов.

9.4. МИКРОВОЛНОВЫЕ ПРИБОРЫ С КВАЗИЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМ УПРАВЛЕНИЕМ ПЛОТНОСТЬЮ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Ранее (см. п. 7.4) отмечалось, что квазиэлектростатический способ управления плотностью электронного потока обычно сводится к управлению катодным током при условии, что время пролета электронов в пространстве взаимодействия τ_d значительно меньше периода T управляющего напряжения, т. е. $\tau_d \ll T$ или $\zeta_d = \omega\tau_d \ll 2\pi$.

В электронных лампах, где этот способ управления используется в качестве основного, указанное условие удается выполнять на частотах до 1000 МГц. Следовательно, электронные лампы могут работать не только на низких, но также и на ультравысоких частотах (УВЧ), т. е. в дециметровом диапазоне длин волн. Одной из областей радиоэлектроники, где используются электромагнитные колебания таких частот, является УВЧ-телевидение (470–890 МГц).

УВЧ-тетрод. Во Франции еще в 1960-х годах на телевидении в качестве основного типа электронного прибора для мощных телевизионных передатчиков дециметрового диапазона был выбран тетрод. На рис. 9.1 изображена схема УВЧ-тетродного усилителя, который используется в последней ступени телевизионного передатчика и определяет его мощностные характеристики. Конструкция усилителя содержит два объемных резонатора: входной R_1 и выходной R_2. Первый из них с емкостным элементом связи подключен между катодом (К) и управляющей сеткой (C_1), второй (с индуктивной петлей связи) — между экранирующей сеткой (C_2) и анодом (А). Промежуток между резонаторами (C_1–C_2) шунтирован конденсатором ($C_ш$) большой емкости. Таким образом, усилитель собран по схеме с заземленной управляющей сеткой или с катодным управлением. При этом все электроды тетрода, за исключением сетки C_1, изолированы от заземленных резонаторов с помо-

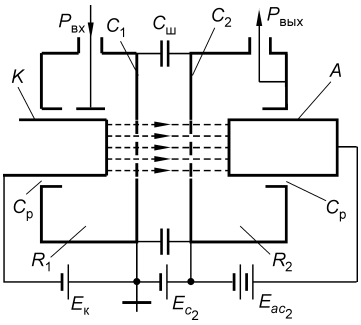


Рис. 9.1
Схема тетродного УВЧ-усилителя

щью разделительных конденсаторов $C_р$. Необходимые постоянные напряжения на электроды подаются от источников $E_к$, $E_{с2}$, $E_{ас2}$. Вход и выход УВЧ-сигнала на схеме обозначены стрелками $P_{вх}$ и $P_{вых}$.

Принцип действия рассматриваемого усилителя ничем не отличается от работы обычного тетродного усилителя. Под действием постоянного ускоряющего электрического поля экранирующей сетки и анода в тетроде формируется электронный поток с заданными параметрами. В зазоре К–C_1 он модулируется по плотности переменным электрическим полем, возникающим во втором резонаторе при возбуждении его сигналом $P_{вх}$. Проходя через зазор C_2–А, модулированный электронный поток возбуждает в выходном резонаторе переменное электрическое поле и передает ему часть своей мощности, которая в основном через вывод энергии поступает в полезную нагрузку.

Разработка мощных телевизионных УВЧ-тетродов связана с решением ряда сложных конструктивно-технологических проблем, обусловленных противоречивыми требованиями, предъявляемыми к этим приборам. С одной стороны, для обеспечения необходимой широкополосности и высокой эффективности работы приборов требуется иметь возможно малые углы пролета электронов и междуэлектродные емкости, что достигается путем уменьшения расстояний между электродами и поверхностей самих электродов. С другой стороны, поверхности электродов должны быть достаточно большими, чтобы рассеивать мощности, выделяющиеся на этих поверхностях; чрезмерная тепловая перегрузка электродов приводит к их деформации или даже к полному разрушению, прежде всего сеток. Во Франции больших успехов в решении проблемы рассеяния мощности на электродах лампы достигла фирма Thomson, разработавшая и внедрившая в конструкцию тетродов пирографитовые сетки и гипервапотронное (испарительное) охлаждение анодов [45].

Пирографит (или ориентированный графит) — одна из форм кристаллического углерода, образующаяся путем осаждения газообразного углерода на поверхности материала, нагретого до очень высокой температуры при регулируемых окружающих условиях. Толщина образующегося при этом слоя пирографита пропорциональна длительности процесса осаждения, а структура и механические свойства осажденного графита зависят от условий осаждения. Будучи материалом с характеристиками абсолютно черного тела, пирографит обладает свойствами, которые делают его почти идеальным материалом для изготовления сеток мощных ламп. К этим свойствам относятся:

- удельная теплопроводность в направлении, параллельном направлению плоскости осаждения (*ab*), того же порядка, что и у меди;
- повышенное сопротивление к тепловым ударам и химическая устойчивость при высоких температурах;
- хорошая механическая прочность, позволяющая изготовлять эквидистантные сетки для мощных тетродов с поперечным сечением отдельных прутков 0,01 мм^2;
- малый коэффициент вторичной эмиссии;
- низкое и постоянное электрическое сопротивление в направлении (*ab*).

Сетки из пирографита позволяют в несколько раз повышать допустимую мощность рассеяния по сравнению с молибденовыми сетками.

Испарительное охлаждение, предложенное еще в 1950-х годах, явилось первым шагом по увеличению теплоотводящей способности охлаждаемых водой анодов. Сначала рассматриваемая анодом мощность была повышена с 50 до 150 Вт/см^2 в непрерывном режиме и до 250 Вт/см^2 при кратковременных перегрузках. Последующие исследования испарительного охлаждения показали, что сложный процесс кипения охлаждающей жидкости, характеризующийся различными фазами кипения (пленочное, пузырьковое, переходное кипение), можно объединить в единое комплексное явление, обеспечивающее очень высокую эффективность охлаждения (гипервапотронное охлаждение). Испытания подтвердили возможность работы ламп в непрерывном режиме при удельной мощности рассеяния на аноде до 2000 Вт/см^2.

Указанные достижения в области пирографитовых сеток и вапотронного способа охлаждения электродов ламп позволили разработать серию телевизионных УВЧ-тетродов мощностью до 60 кВт. Все эти тетроды имеют металлокерамическую оболочку, цилиндрический решетчатый карбидированный торированный вольфрамовый катод и цилиндрические пирографические сетки.

Тетроды большой мощности (диакроды) имеют двухстороннюю конструкцию и работают с полуволновыми резонаторами. На рис. 9.2 для сравнения показана схема обычного тетрода (К, C_1, C_2, А) с четвертьволновыми резонаторами R_1, R_2 (*а*) и двухстороннего тетрода с полуволновыми резонаторами (*б*). Распределение высокочастотного напряжения U и тока I вдоль оси резонаторов показаны сплошными и пунктирными кривыми. Во второй конструкции рабочие участки электродов оказываются в середине полуволны напряжения U_1, что позволяет вдвое увеличить рабочую поверхность электродов и в два раза повысить выходную мощность. КПД усилителей на таких тетродах при передаче изображения составляет 43–46% (на уровне черного), коэффициент усиления 15 дБ.

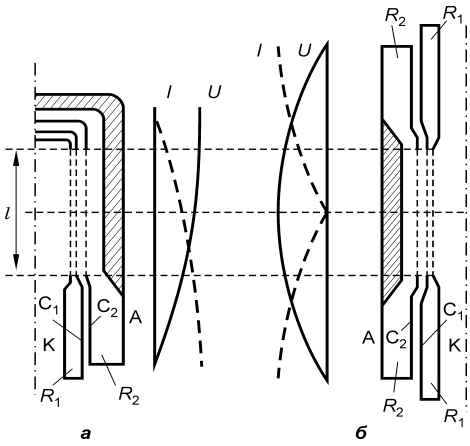


Рис. 9.2
Конструктивные схемы УВЧ-тетродов и кривые распределения амплитуд высокочастотных колебаний вдоль оси приборов

Лампа с индуктивным выходом. В 1939 г. В. Д. Гаев (русский инженер, эмигрировавший в США) предложил конструкцию лампы, отражавшую новаторский по тому времени подход к конструированию электронных ламп и в значительной степени облегчавшую проблему охлаждения электродов. В ней все сетки, кроме первой (управляющей), были заменены отрезками труб, через которые электронный поток проводился без по-

терь благодаря применению продольного магнитного поля. В схеме усилителя отбор высокочастотной мощности от модулированного и ускоренного электронного потока осуществлялся так же, как и в клистроне, благодаря явлению индукции (наведения тока) без осаждения электронов на стенках выходного резонатора. Для рассеяния остаточной энергии электронного потока использовался коллектор, вынесенный за пределы выходного резонатора. Свое изобретение В. Д. Гаев назвал Inductive output tube (IOT), т. е. лампа с индуктивным выходом (ЛИВ).

Американская фирма Varian спустя 40 лет усмотрела в ЛИВ электронный прибор, который может соединить в себе малые размеры и высокую эффективность тетрода с большой долговечностью, высокой выходной мощностью и надежностью клистрона. Реализовав на новом технологическом уровне принципы конструирования ЛИВ, в 80-х годах прошлого века фирма начала разработку и выпуск таких приборов под названием клистроды для телевизионных передатчиков УВЧ-диапазона. Термин клистрод сформирован из двух слов: клистрон и тетрод. В связи с этим следует заметить, что термин «клистрон» в данном случае нельзя признать удачным, так как он означает группирование модулированных по скорости электронов, подобно морскому прибою; в клистроде такого группирования нет.

Таким образом, *ЛИВ* (*клистрод*) — это мощный вакуумный электронный прибор с квазиэлектростатическим управлением тетродного или пентодного типа, работающий с коаксиальными объемными резонаторами при постоянном потенциале экранирующего электрода, равном постоянному потенциалу анода. Конструктивная схема усилителя на ЛИВ изображена на рис. 9.3, где обозначено: *1* — термокатод, *2* — управляющая сетка, *3* — ускоряющий электрод (анод), *4* — концевая трубка, *5* — коллектор, *6* — выходной резонатор, *7* — входной резонатор, *8* — разделительный конденсатор, $\bar{B}$ — вектор магнитной индукции. Принцип действия этого усилителя аналогичен принципу действия тетрода. ЛИВ также работает в режиме с отсечкой катодного тока (обычно в классе *B*). Образующиеся при этом электронные сгустки за управляющей сеткой ускоряются постоянным электрическим полем и, проходя через высокочастотный зазор выходного резонатора, отдают часть своей энергии переменному электрическому полю этого резонатора. Остаточная энергия электронного пучка рассеивается на коллекторе.

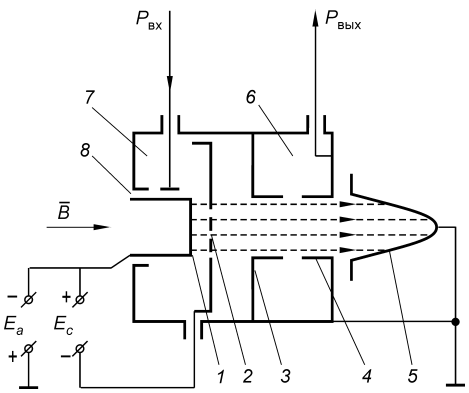


Рис. 9.3
Схема УВЧ-усилителя на лампе с индуктивным выходом

Вместе с тем рассматриваемый усилитель отличается от тетродного рядом важных особенностей. Во-первых, в ЛИВ нет

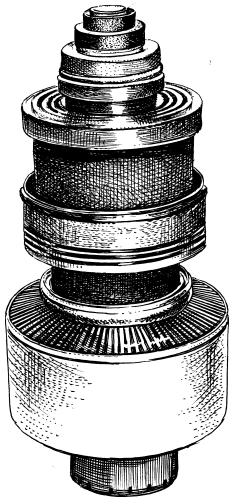


Рис. 9.4
Лампа с индуктивным выходом

экранирующей сетки как таковой. Вместо нее используется бессеточный ускоряющий электрод. Хорошая развязка между входом и выходом обеспечивается отрезками трубок, образующими высокочастотный зазор выходного резонатора и обладающими свойствами запредельных волноводов. Во-вторых, равенство постоянных потенциалов на электродах, образующих высокочастотный зазор выходного резонатора, позволяет исключить из этого резонатора разделительный конденсатор и повысить КПД резонатора. В-третьих, неиспользованная энергия отработанного электронного пучка рассеивается на коллекторе, размер и нагрев которого не сказывается на частотных свойствах выходного резонатора, при этом возможно использование рекуперации энергии электронов. В-четвертых, потенциал ускоряющего электрода в ЛИВ значительно (почти на порядок) выше потенциала экранирующей сетки в тетроде, поэтому электроны в ЛИВ приобретают существенно большую скорость в зазоре выходного резонатора, что позволяет повысить высокочастотный «потолок» и КПД усилителя, в общем случае ограниченные пролетными эффектами.

На рис. 9.4 изображена металлокерамическая ЛИВ с воздушным охлаждением коллектора [46]. Лампа была разработана в конце 80-х — начале 90-х годов сотрудниками кафедры радиотехнической электроники ЛЭТИ и ОКБ МГП «Светлана» (ныне ЗАО СЕД–СПб). В усилителе, собранном по схеме с общей точкой на управляющей сетке, лампа работала с внешними коаксиальными резонаторами и в диапазоне 550–790 МГц при ускоряющем напряжении 10 кВ генерировала на уровне синхроимпульса 6 кВт при КПД 45–50% и на уровне черного поля — 4 кВт при КПД 35–40%. Индукция магнитного поля, фокусировавшего электронный пучок, была равна 0,03 Тл.

В Соединенных Штатах Америки в 80-х годах была разработана целая серия усилительных ЛИВ-клистродов мощностью от 10 до 60 кВт, и на телевизионных станциях, работающих в УВЧ-диапазоне, началась замена недостаточно эффективных и дорогостоящих телевизионных клистронов на более эффективные ЛИВ [47, 48].

Одним из направлений развития ЛИВ является использование в их конструкциях многоступенчатых коллекторов-рекуператоров, позволяющих существенно повысить КПД усилителя. На рис. 9.5 приведена схема одной из таких конструкций, заимствованная из [49]. В этой схеме электроды, к которым подключен выходной резонатор $R_{вых}$, сам резонатор и положительный полюс ускоряющего напряжения ($+U_0$) заземлены по постоянному напряжению непосредственно (напрямую). При этом катод оказывается под высоким отрицательным потенциалом ($-U_0$). Управляющая сетка лампы и подключенный к ней наруж-

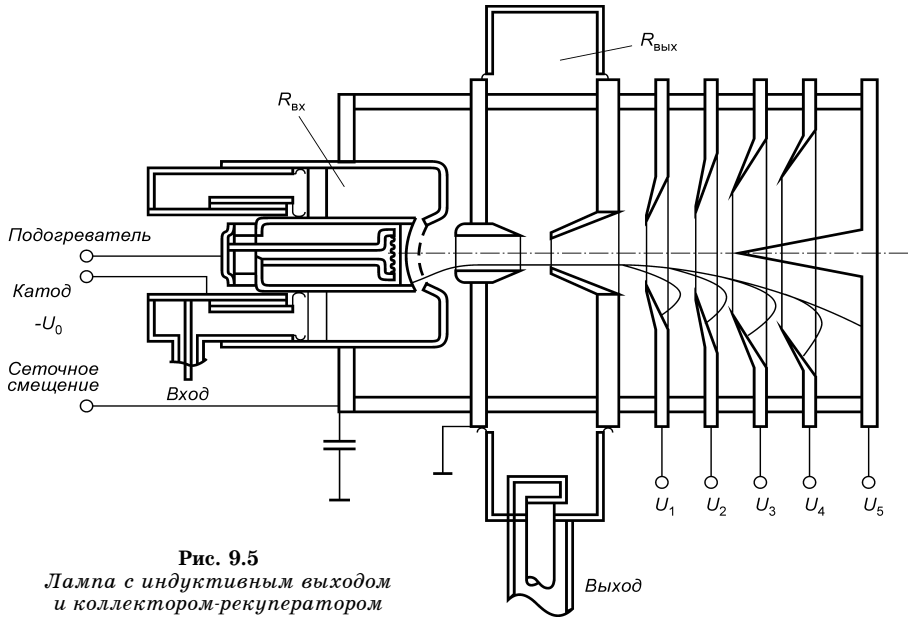


Рис. 9.5
Лампа с индуктивным выходом и коллектором-рекуператором

ный цилиндр входного резонатора $R_{вх}$ заземлены через конденсатор, т. е. по высокой частоте, что позволяет подводить к сетке постоянное напряжение смещения любой полярности. Коллектор лампы имеет пять ступеней-электродов, потенциалы которых понижаются в направлении движения электронного пучка. При этом первый электрод имеет нулевой потенциал ($U_1 = 0$), а последний (пятый) — потенциал катода ($U_5 = -U_0$).

Процесс рекуперации был подробно рассмотрен в п. 8.8, также была показана возможность существенного повышения КПД прибора, особенно в режиме малых входных сигналов. В [49] приведены графики зависимости КПД усилителя η_1 от мощности входного сигнала $P_{вх}$, рассчитанные численным методом (рис. 9.6). Кривая *1* соответствует работе усилителя с учетом рекуперации, кривая *2* — без рекуперации. К сожалению, в источнике не указываются условия, при которых рассчитывались кривые, и не оговариваются причины нерегулярности кривой *1*. Однако приведенный график иллюстрирует возможность значительного повышения КПД усилителя, особенно при малых значениях $P_{вх}$ (линейный режим усиления), а также возможность обеспечения

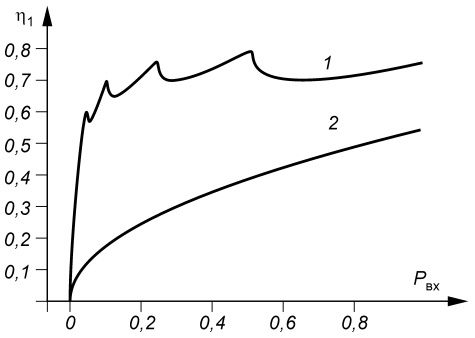


Рис. 9.6
Зависимость КПД ЛИВ от входной мощности

практически постоянного высокого КПД усилителя в широком диапазоне изменения $P_{вх}$. Таким образом, применение рекуперации энергии электронного пучка в ЛИВ позволяет создавать на их основе микроволновые усилители, которые, работая в линейном режиме усиления, могут одновременно обеспечивать низкий уровень нелинейных искажений, высокий КПД и большой коэффициент усиления сигнала (20 дБ и выше).

9.5. КЛИСТРОНЫ

Клистроны — это микроволновые вакуумные электронные приборы с динамическим управлением. Их принцип действия основан на использовании скоростной модуляции электронов с последующим их группированием в дрейфовом пространстве. Различают два класса клистронов: пролетные и отражательные. В пролетных клистронах электроны в процессе группирования не меняют своего первоначального направления движения, в отражательных клистронах группирование электронов происходит в процессе изменения направления движения на обратное, противоположное. Такое, казалось бы, незначительное различие в управлении электронным пучком кардинальным образом влияет на потенциальные возможности приборов. Отражательные клистроны — это маломощные однорезонаторные генераторные приборы с низким КПД (не более 3%), которые используются в радиоэлектронных системах в качестве гетеродинов, в измерительных и других маломощных устройствах. В связи с развитием полупроводниковой микроволновой электроники область применения отражательных клистронов значительно сузилась, поэтому сегодня отражательные клистроны представляют скорее исторический, чем практический интерес. С устройством, принципом действия и характеристиками отражательных клистронов можно познакомиться, например, в учебниках [31, 34].

Пролетные клистроны, или просто клистроны, характеризуются несравненно большим разнообразием, как конструктивным, так и функциональным. Они могут быть использованы в качестве генераторов, усилителей и умножителей частоты и в своей конструкции иметь от двух до восьми резонаторов. В настоящее время прямопролетные клистроны используются главным образом в качестве мощных усилительных приборов с большим коэффициентом усиления и высоким КПД.

Теоретические основы управления и преобразования энергии электронного пучка в клистронах были изложены в пп. 7.11 и 8.5, поэтому в этом параграфе ограничимся рассмотрением основных характеристик, параметров и областей применения этих приборов.

Двухрезонаторный усилительный клистрон

Двухрезонаторный усилительный клистрон является простейшим представителем класса пролетных клистронов. На рис. 9.7 изображена схема такого клистрона, где обозначены: *1* — катод, *2* — прикатодный электрод, *3* — анод, *4* — входной резонатор, *5* — дрейфовая труба, *6* — выходной резонатор, *7* — коллектор. Элементы конструкции *1–5* образуют пакетирующее устройство, а *6* и *7* — преобразующее устройство.

Принцип действия усилительного клистрона заключается в следующем. При подведении всех необходимых напряжений (накала катода $U_н$ и ускоряющего U_0) с катода возникает эмиссия электронов и формируется электронный пучок (на рисунке показан пунктирными линиями). Входной сигнал $P_{вх}$ возбуждает входной резонатор и создает на его высокочастотном зазоре переменное напряжение с амплитудой

$$U_{m1} = \sqrt{2P_{вх} \cdot R_{э1}},$$

где $R_{э1}$ — активное эквивалентное сопротивление резонатора. В зазоре переменное электрическое поле модулирует электроны по скорости и тем самым вызывает их группирование в дрейфовой трубе. В результате этого в выходной резонатор будет поступать электронный пучок, модулированный не только по скорости, но и по плотности. При этом амплитуда первой гармоники конвекционного тока будет равна

$$I_1 = 2I_0 J_1(X),$$

где I_0 — постоянная составляющая конвекционного тока, J_1 — функция Бесселя, X — параметр группирования. Проходя через зазор выходного резонатора, модулированный электронный пучок наводит в резонаторе ток, первая гармоника которого имеет амплитуду

$$I_{1_{нав}} = I_1 \cdot M_2 = 2I_0 J_1(X) M_2,$$

где M_2 — коэффициент взаимодействия в зазоре выходного резонатора. Если зазор образован плоскими сетками, то M_2 рассчитывается по формуле (7.34), если же зазор бессеточный, то по (7.35).

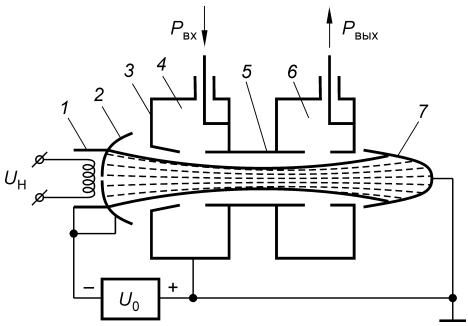


Рис. 9.7
Схема двухрезонаторного усилительного клистрона

Наведенный ток создает на активном эквивалентном сопротивлении выходного резонатора $R_{э2}$ переменное напряжение с амплитудой

$$U_{m2} = I_{1_{нав}} R_{э2} = M_2 I_1 R_{э2}. \qquad (9.1)$$

При этом в резонаторе выделяется колебательная мощность

$$P_{\sim} = (I_{1_{нав}} U_{m2})/2 = M_2 I_0 J_1(X) U_{m2}, \qquad (9.2)$$

а в нагрузку поступает выходная мощность

$$P_{вых} = \eta_p P_{\sim} = \eta_p M_2 I_0 J_1(X) U_{m2}, \qquad (9.3)$$

где $\eta_р$ — КПД выходного резонатора, рассчитываемый по формуле (8.25). Отношение выходной мощности к средней мощности электронного пучка $P_0 = I_0 U_0$ определяет полный КПД клистрона

$$\eta = \frac{P_{вых}}{P_0} = \eta_p \frac{P_{\sim}}{P_0} = \eta_p M_2 J_1(x) \frac{U_{m2}}{U_0}. \qquad (9.3а)$$

Максимальные значения выходной мощности и КПД клистрона будут определяться максимально достижимым значением $U_{m2} \approx U_0$. При $U_{m2} > U_0$ электроны, получившие отрицательные приращения скорости, не смогут пройти через зазор выходного резонатора и будут отброшены полем зазора назад, в дрейфовую трубу. Такой режим ограничения амплитуды U_{m2} получил название режима выбрасывания. Возникновение этого режима устанавливает предел применимости формулы (9.1).

Если в формулах (9.3) и (9.3а) положить $U_{m2} = U_0$ и $X = 1{,}84$, то, учитывая значение $J_1(1{,}84) \approx 0{,}58$, получаем

$$P_{\text{вых}_{\text{макс}}} = 0{,}58\eta_p M_2 I_0 U_0, \tag{9.4}$$

$$\eta_{\text{макс}} = 0{,}58\eta_p M_2. \tag{9.5}$$

Коэффициент усиления по мощности клистрона определяется отношением мощностей $P_{\text{вых}}/P_{\text{вх}}$. Если эти мощности представить формулами $P_{\text{вых}} = 0{,}5\eta_p U^2_{m2}/R_{\text{э}2}$ и $P_{\text{вх}} = 0{,}5U^2_{m1}/R_{\text{э}1}$, то их отношение можно представить в виде

$$\mu_p = \frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вх}}} = \eta_p \left(\frac{U_{m2}}{U_{m1}}\right)^2 \frac{R_{\text{э}1}}{R_{\text{э}2}}. \tag{9.6}$$

На рис. 9.8 приведены зависимости $P_{\text{вых}}$ и μ_p от $P_{\text{вх}}$, которые представляют собой характеристики усилительного клистрона. Из рисунка видно, что с изменением $P_{\text{вх}}$ выходная мощность изменяется линейно. При этом коэффициент μ_p максимален. В дальнейшем подъем кривой $P_{\text{вых}}$ замедляется, режим усиления становится нелинейным и коэффициент μ_p начинает снижаться. Максимум выходной мощности достигается при входном сигнале $P_{\text{вх}_{\text{опт}}}$, соответствующем оптимальной группировке электронов ($X = 1{,}84$). Дальнейшее увеличение $P_{\text{вх}}$ вызывает перегруппировку электронов и, как следствие, падение выходной мощности.

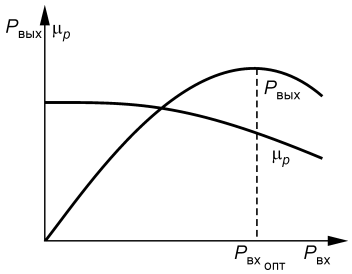


Рис. 9.8
Характеристика усилительного клистрона

Пример 9.1. Двухрезонаторный усилительный клистрон работает при напряжении $U_0 = 2000$ В и токе электронного пучка $I_0 = 50$ мА. Отношение активных эквивалентных сопротивлений $R_{\text{э}2}/R_{\text{э}1} = 0{,}5$, коэффициент взаимодействия $M = 0{,}9$. На вход усилителя подается мощность $P_{\text{вх}} = 2$ Вт, при этом амплитуда напряжения $U_{m2} = U_0$. Определить: η_p, $P_{\text{вых}_{\text{макс}}}$, $\eta_{\text{макс}}$ и μ_p.

Р е ш е н и е.

1. Согласно формуле (8.25), в которой $G_0 + G_e = 1/R_{\text{э}1}$ и $G_{\text{э}} = 1/R_{\text{э}2}$, имеем

$$\eta_p = 1 - \frac{R_{\text{э}_2}}{R_{\text{э}_1}} = 1 - 0{,}5 = 0{,}5.$$

2. По формуле (9.4) определяем

$$P_{\text{вых}_{\text{макс}}} = 0{,}58 \cdot 0{,}5 \cdot 0{,}9 \cdot 50 \cdot 10^{-3} \cdot 2 \cdot 10^3 = 26{,}3 \text{ Вт}.$$

3. Согласно формуле (9.5),

$$\eta_{\text{макс}} = 0{,}58 \cdot 0{,}5 \cdot 0{,}9 = 0{,}263.$$

4. Коэффициент усиления

$$\mu_p = \frac{P_{\text{вых}_{\text{мах}}}}{P_{\text{вх}}} = \frac{26{,}3}{2} = 13.$$

Двухрезонаторные пролетные клистроны не получили широкого применения. Причиной тому явились низкий коэффициент усиления (≤ 15 дБ), невысокий КПД ($\lesssim 25\%$), узкая полоса пропускания (несколько долей процента от средней частоты). В конце прошлого века двухрезонаторные клистроны применялись в диапазоне 10–100 ГГц в качестве генераторов с самовозбуждением, которые генерировали мощность порядка нескольких единиц или десятков ватт.

Многорезонаторный усилительный клистрон

Первоначально переход от двухрезонаторных клистронов к многорезонаторным (каскадным) был обусловлен необходимостью повышения коэффициента усиления клистронов. Однако в дальнейшем детальное исследование каскадного процесса управления электронным пучком (каскадного группирования электронов) показало (см. п. 7.12), что многорезонаторные клистроны могут иметь также и более высокие значения КПД и широкополосности.

Современные многорезонаторные клистроны имеют от 4 до 8 объемных резонаторов, но наиболее часто используются четырех- или пятирезонаторные конструкции. На рис. 9.9 изображена принципиальная конструкция четырехрезонаторного усилительного клистрона с вакуумными резонаторами, где обозначено: *1*— подогревный катод, *2* — анод, *3* — входной резонатор, *4* — промежуточные резонаторы, *5* — выходной резонатор, *6* — коллектор. Для обеспечения хорошего токопрохождения в клистроне ($\delta \approx 0{,}98$) используется продольное магнитное поле, которое обычно создается магнитными катушками. Частотная настройка резонаторов осуществляется с помощью емкостных элементов (пластинок, укрепленных на торцах штырей), перемещаемых в вакууме благодаря сильфонам (гибким гофрированным трубкам).

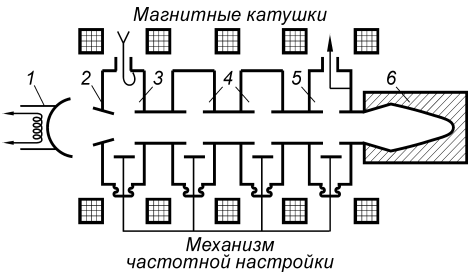


Рис. 9.9
Многорезонаторный пролетный усилительный клистрон

Главной особенностью принципа действия многорезонаторного клистрона является использование каскадного способа скоростной модуляции и группирования электронного пучка. Суть этого способа в данном случае сводится к следующему. Слабый входной сигнал, поступивший в первый резонатор, возбуждает его и тем самым создает на его зазоре

переменное напряжение, которое модулирует проходящий через этот резонатор электронный пучок по скорости и вызывает группирование электронов. Слабо сформированные электронные сгустки поступают во второй резонатор и наводят на его стенках высокочастотный электрический ток. Этот ток невелик, но он может создать на зазоре второго резонатора напряжение, значительно превышающее напряжение сигнала на зазоре первого резонатора. Этому способствует то обстоятельство, что второй (промежуточный) резонатор не связан с внешней нагрузкой и потому, настроенный в резонанс с частотой входного сигнала, обладает большим активным эквивалентным сопротивлением. Усиленное напряжение на зазоре второго резонатора вторично, более глубоко модулирует электронный пучок по скорости и вызывает во второй дрейфовой трубе более эффективное группирование электронов. Образующиеся при этом сгустки возбуждают третий резонатор, также обладающий большим активным эквивалентным сопротивлением. Благодаря этому переменное напряжение, возникшее на зазоре этого резонатора, оказывается намного больше напряжения на зазоре второго резонатора и достаточным для достижения в последней дрейфовой трубе оптимального группирования электронов, соответствующего условию получения максимальной колебательной мощности и электронного КПД. Таким образом, в рассматриваемом клистроне используется трехрезонаторное пакетирующее устройство, обеспечивающее большое предварительное усиление сигнала и получение на выходе, т. е. в зазоре выходного резонатора, максимального значения переменного конвекционного тока.

При использовании многорезонаторных клистронов, помимо линейного и нелинейного режимов работы, различают еще два режима, связанных с настройкой резонаторов: максимального усиления и максимального КПД.

Режим максимального усиления осуществляется при настройке всех резонаторов на одну частоту, равную частоте входного сигнала. Такая настройка резонаторов часто называется *синхронной настройкой*. В этом режиме, благодаря большому усилению сигнала в каждой ступени клистрона, скоростной модуляцией и группированием в предыдущей ступени можно пренебречь по сравнению со скоростной модуляцией и группированием в последующей ступени. Следовательно, значение переменного конвекционного тока в зазоре выходного резонатора будет определяться группированием электронов только в последней ступени, т. е. так же, как и в обычном двухрезонаторном клистроне. Поэтому максимальные значения выходной мощности и КПД многорезонаторного клистрона в рассматриваемом режиме будут определяться формулами (9.4) и (9.5), предельное значение его электронного КПД будет равно 0,58, а коэффициент усиления может быть оценен по приблизительной эмпирической формуле

$$\mu_p \approx 15 + 20\,(N - 2),\ \text{дБ}, \qquad (9.7)$$

где N — число резонаторов в клистроне.

При $N = 4$ коэффициент $\mu_p = 55$ дБ, если же $N = 5$, то $\mu_p = 75$ дБ. При столь высоком коэффициенте усиления относительная полоса усиливаемых частот оказывается чрезвычайно малой, не более 0,1–0,2%.

Такая полоса во многих случаях применения многорезонаторных клистронов оказывается явно недостаточной, поэтому при разработке и использовании клистронов принимают различные меры для расширения полосы частот, о которых будет сказано чуть позже.

Режим максимального КПД многорезонаторного клистрона предполагает расстройку некоторых его резонаторов относительно частоты входного сигнала. В простейшем случае расстраивается только предпоследний резонатор (в данном случае третий) в сторону более высоких частот. Как показано в п. 7.12, в этом случае уравнение группирования оказывается более сложным, чем в двухрезонаторном клистроне. При угле расстройки, близком к 90°, оно содержит явно выраженную вторую гармонику угла пролета в последней дрейфовой трубе (см. уравнение (7.60)), благодаря чему группирование оказывается более эффективным. При этом предельно максимальное (теоретическое) значение электронного КПД становится равным 0,74, поэтому выражения для максимальных значений выходной мощности и КПД клистрона принимают вид

$$P_{\text{вых}_{\text{макс}}} = 0{,}74\eta_p M_N I_0 U_0, \qquad (9.8)$$

$$\eta_{\text{макс}} = 0{,}74\eta_p M_N, \qquad (9.9)$$

где M_N — коэффициент взаимодействия в зазоре последнего резонатора (N — число резонаторов в клистроне). Коэффициент усиления при этом снижается приблизительно на 10 дБ по отношению к тому, что дает формула (9.6).

На рис. 9.10 приведены амплитудные характеристики многорезонаторного клистрона, соответствующие рассмотренным режимам работы: максимального усиления (кривая *1*) и максимального КПД (кривая *2*). Форма и взаимное расположение кривых наглядно показывают различие указанных режимов работы многорезонаторного клистрона. Большая крутизна нарастания кривой *1* свидетельствует о высоком уровне усиления сигнала, а острый максимум этой кривой — о зависимости $P_{\text{вых}}$ от параметра группирования только в последней (двухрезонаторной) ступени клистрона. Меньшая крутизна нарастания кривой *2* указывает на пониженный в целом уровень усиления, а ее широкий максимум — о зависимости $P_{\text{вых}}$ не только от параметра группирования электронов в последней ступени клистрона. Благодаря поступлению в клистрон большей входной мощности, чем при синхронной настройке резонаторов, заметный вклад в выходную мощность вносят электронные сгустки, образующиеся от скоростной модуляции в зазорах первого и второго резонаторов. Мощность, отдаваемая этими сгустками выходному резонатору, не только поднимает общий уровень выходной мощности клистрона, но и замедляет его снижение при увеличении мощности возбуждения клистрона.

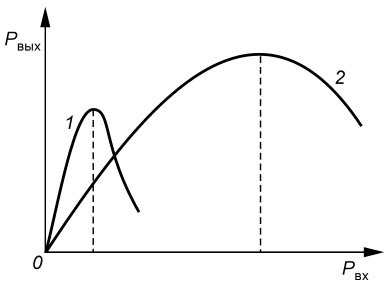


Рис. 9.10
Амплитудная характеристика многорезонаторного усилительного клистрона

Расстройка предпоследнего резонатора клистрона расширяет полосу усиливаемых частот. Но наибольший эффект расширения полосы достигается при расстройке всех промежуточных резонаторов в разные стороны от частоты входного сигнала. Увеличивая число промежуточных резонаторов (например, до трех) и подбирая углы их расстройки по отношению к средней частоте полосы, удается ценой снижения максимально возможного коэффициента усиления добиться расширения рабочей полосы до нескольких процентов от средней частоты. При этом предпоследний резонатор клистрона и в этом случае необходимо настраивать на частоту, превышающую частоту сигнала.

Указанное расширение полосы частот возможно практически реализовать только при условии, что оно не ограничивается нагруженной добротностью выходного резонатора. Если, например, многорезонаторное управляющее устройство (группирователь) имеет относительную полосу частот порядка 5–10%, то для реализации этой полосы нагруженная добротность выходного резонатора, согласно соотношению $Q = f_0/\Delta f$, должна быть не более 10–20. При такой добротности активное эквивалентное сопротивление выходного резонатора оказывается довольно низким, так как $R_э = \rho Q$. Для того чтобы при таком сопротивлении поддерживать на зазоре выходного резонатора достаточно большую амплитуду напряжения, необходимо использовать электронные пучки с большим током, т. е. высокопервеансные электронные пучки (до $2 \cdot 10^{-6} - 2{,}5 \cdot 10^{-6}$ А/В$^{3/2}$), несмотря на то что группирование электронов в таких пучках затруднено из-за действия кулоновских сил продольного расталкивания.

Более предпочтительным способом расширения полосы усиливаемых частот является применение в качестве выходного устройства клистрона системы двух, а иногда и трех связанных резонаторов, образующих полосовой фильтр. Наконец, для получения относительной полосы частот порядка 10% и более выходное устройство клистрона выполняют в виде отрезка замедляющей системы, например цепочки связанных резонаторов, использующейся в мощных лампах бегущей волны. Подобные «гибридные» приборы получили название твистронов.

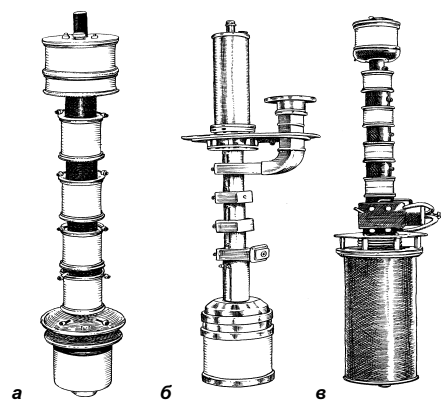


Рис. 9.11
Конструктивные разновидности мощных многорезонаторных клистронов

Многорезонаторные усилительные клистроны, получившие еще в 1960-х годах прозвище «ломовой лошади» микроволновой электроники, до сих пор находят достаточно широкое применение в различных информационных и энергетических областях: в телевидении и радиолокации, системах связи, в установках ускорительной техники и индукционного нагрева.

В зависимости от области применения клистронов их конструк-

ции выполняются либо в виде металлокерамических ламп, работающих с внешними (съемными) призматическими резонаторами, либо в виде цельнометаллических приборов, в которых полые, бессеточные резонаторы находятся внутри вакуумной оболочки. Роль вакуумной оболочки играют металлические стенки резонаторов и пролетных труб. На рис. 9.11 приведены некоторые из таких конструкций четырехрезонаторных клистронов: *а* — металлокерамический клистрон мощностью 25 кВт, предназначенный для работы с внешними резонаторами (на рисунке они не показаны) в телевизионных передатчиках в диапазоне 470–610 МГц; *б* — импульсный клистрон с внутренними резонаторами мощностью 10 МВт, предназначенный для работы в радиолокационных системах на частотах 2845–2865 МГц; *в* — металлокерамический клистрон мощностью 75 кВт, предназначенный для работы в системах радиосвязи на частотах 755–985 мГц.

Многолучевые пролетные клистроны

Одним из направлений развития пролетных клистронов является создание относительно низковольтных приборов, т. е. с пониженным ускоряющим напряжением. Мощные пролетные клистроны обычно работают при высоких ускоряющих напряжениях, в несколько десятков и даже сотен киловольт. Это объясняется тем, что для достижения эффективного группирования электронов и, следовательно, высокого КПД сплошные аксиально-симметричные электронные пучки, используемые в клистронах, должны иметь первеанс не более 1 мкА/В$^{3/2}$, иначе кулоновские силы продольного расталкивания не позволят получить электронные сгустки с максимальным значением первой гармоники тока. При таком требовании к электронному пучку его средняя мощность $P_0 = I_0U_0$, необходимая для получения высоких энергетических параметров, может быть обеспечена только за счет ускоряющего напряжения U_0. Снижение U_0, например, вдвое при $P_0 = \text{const}$ потребует двухкратного повышения тока I_0, что приведет к значительному увеличению электростатических (кулоновских) сил продольного расталкивания группирующихся электронов.

Проблема создания низковольтных пролетных клистронов была решена путем использования в клистронах не одиночных электронных пучков, а систем тонких взаимно параллельных электронных лучей, которые в дальнейшем будем называть многолучевыми пучками, а клистроны, использующие такие пучки, — *многолучевыми клистронами*. Общее представление о конструкции многолучевого усилительного пролетного клистрона дает рис. 9.12, где обозначены: *1*— катод, *2* — теневая сетка,

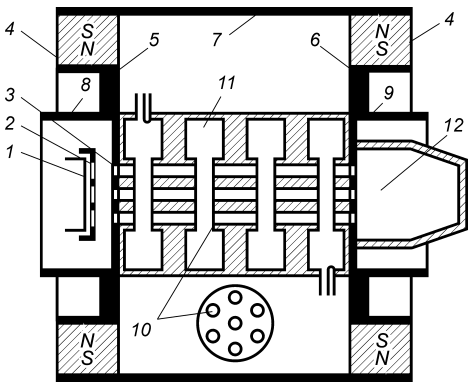


Рис. 9.12
Конструктивная схема многолучевого четырехрезонаторного клистрона

3 — анод, *4* — кольцевой постоянный магнит, *5* и *6* — кольцевые полюсные наконечники, *7* — магнитный экран — оболочка прибора, *8* и *9* — экраны электронной пушки и коллектора, *10* — многоканальная дрейфовая труба, *11* — объемный резонатор, *12* — коллектор. Многолучевой электронный пучок в рассматриваемом клистроне создает пушка с теневой сеткой, выполненной в виде тонкой диафрагмы с числом отверстий, равным числу электронных лучей. В зазорах резонаторов все лучи пучка одновременно взаимодействуют с высокочастотными полями, поэтому энергетический эффект этого взаимодействия будет определяться общим током пучка. В дрейфовой трубе электронные лучи распространяются каждый в своем канале, изолированном от всех других. Малые токи и поперечные размеры лучей обеспечивают предельно малые кулоновские силы продольного расталкивания и, следовательно, достижение высокой эффективности группирования электронов.

Многолучевые пролетные клистроны позволяют генерировать высокочастотные мощности до нескольких десятков киловатт при ускоряющих напряжениях в 2–3 раза меньше, чем у обычных однолучевых клистронов. При этом первеанс многолучевых пучков может составлять 10–30 мкА/В$^{3/2}$. Снижение ускоряющих напряжений ведет к уменьшению габаритов приборов.

9.6. ЛАМПЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ ТИПА О

Конструктивная схема и принцип действия ЛБВО

Узкополосность усилительных клистронов уже в первые годы их существования рассматривалась как существенный недостаток. Поиск путей устранения этого недостатка привел в начале 40-х годов двадцатого столетия к созданию принципиально нового микроволнового электронного прибора, обладающего большой широкополосностью, — *лампы бегущей волны* типа О (ЛБВО). Принцип действия такой лампы основан на длительном взаимодействии прямолинейного электронного пучка с продольной составляющей электрического поля замедленной электромагнитной волны, бегущей в направлении распространения электронного пучка. Классическим представителем подобных микроволновых приборов является спиральная ЛБВО, схема которой приведена на рис. 9.13, где обозначено: *1* — подогреватель, *2* — катод, *3* — анод, *4* — спираль, *5* — коллектор, *6* — поглотитель, *7* — металлическая труба, П — потенциометр, U_0 — источник ускоряющего напряжения, $U_{Кл}$ — источник коллекторного напряжения, $U_н$ — источник напряжения накала. Как отмечалось в п. 9.3,

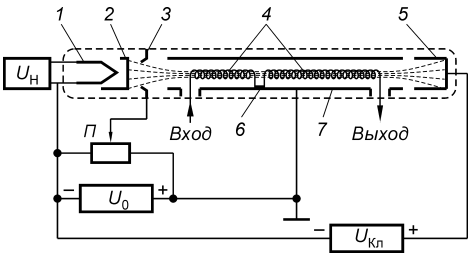


Рис. 9.13
Конструктивная и электрическая схемы спиральной усилительной ЛБВО

конструкцию такой ЛБВ можно представить как последовательное соединение пакетирующего и выходного устройств. Элементом, соединяющим спирали этих устройств, выступает локальный трубчатый поглотитель, предотвращающий самовозбуждение лампы. В схеме электропитания ЛБВО используются два регулируемых источника постоянного напряжения: U_0 и $U_{\text{Кл}} < U_0$. Работа указанных устройств была достаточно подробно рассмотрена в пп. 7.13 и 8.5. Согласно изложенному, принцип действия усилительной ЛБВО заключается в следующем. Входной сигнал $P_{\text{вх}}$, подлежащий усилению, через ввод энергии поступает в замедляющую систему и в виде бегущей волны распространяется вдоль этой системы с фазовой скоростью $v_{\text{ф}} = c/k_{\text{з}}$, где $k_{\text{з}}$ — коэффициент замедления волны по отношению к скорости света c. Электронный пучок влетает в замедляющую систему с продольной скоростью $v_0 = \sqrt{2eU_0 / m}$, которая может регулироваться с помощью источника напряжения U_0. При выполнении равенства $v_0 \approx v_{\text{ф}}$ (условие синхронизма) взаимодействие электронов с продольной составляющей электрического поля волны приводит к группированию электронов и, следовательно, к появлению переменного конвекционного тока. Этот ток возбуждает в замедляющей системе еще одну бегущую электромагнитную волну, сдвинутую по фазе как по отношению к конвекционному току, так и по отношению к волне входного сигнала. В результате образуется суммарная, или результирующая, электромагнитная волна, которая распространяется с фазовой скоростью, несколько меньшей скорости электронного пучка. При этом образовавшиеся электронные сгустки оказываются в тормозящей фазе поля этой волны. В процессе торможения сгустки электронов передают часть своей кинетической энергии полю волны и тем самым обеспечивают нарастание ее амплитуды вдоль замедляющей системы. Как только скорость электронных сгустков сравняется с фазовой скоростью бегущей волны, передача энергии полю волны прекращается. Усиленная таким образом электромагнитная волна $P_{\text{вых}}$ поступает в нагрузку, а остаточная кинетическая энергия электронов рассеивается в коллекторе.

Коэффициент усиления ЛБВО

Коэффициент усиления ЛБВО в линейном режиме работы при отсутствии влияния пространственного заряда на группирование электронов определяется приближенно с помощью (8.49). В общем виде

$$\mu_p = A + BNC, \text{ дБ} \qquad (9.10)$$

где $A \le -9{,}54$ — параметр начальных потерь, $B \le 47{,}3$ — коэффициент, характеризующий усиление сигнала при $NC = 1$, $N = \beta_e l/2\pi$ — электрическая длина замедляющей системы в преобразующем устройстве, C — параметр усиления, рассчитываемый по формуле (8.37).

Выражение (9.10) через значения A и B учитывает наличие начального рассинхронизма между электронами и замедленной волной в «холодной» системе ($v_0 \ne v_{\text{ф}_0}$), а также влияние пространственного заряда

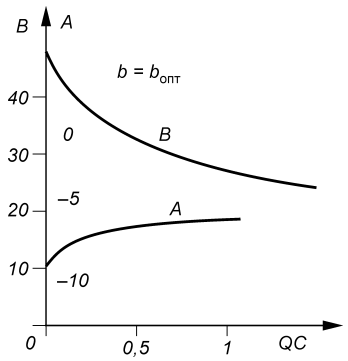


Рис. 9.14
Зависимость параметров B и A, определяющих в линейной теории коэффициент усиления ЛБВО, от параметра пространственного заряда QC

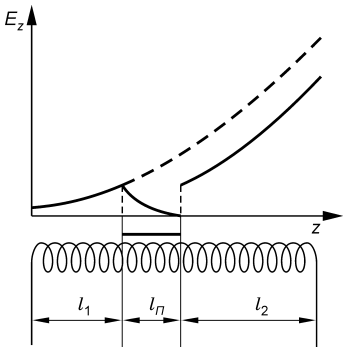


Рис. 9.15
Распределение амплитуды электрического поля нарастающей волны вдоль оси лампы

на группирование электронов. Как отмечалось в п. 8.6, критерием рассинхронизма является параметр $b = (v_0 - v_{ф0})/v_{ф0}C$, максимальное расчетное значение которого $b_{макс} = 1{,}89$. При $b > 1{,}89$ нарастания бегущей волны не происходит. Влияние пространственного заряда оценивается с помощью параметра

$$QC = \frac{1}{4C^2}\left(\frac{\omega_q}{\omega}\right)^2,$$

где ω_q — редуцированная плазменная частота.

На рис. 9.14 приведены результаты сложного расчета коэффициентов A и B в зависимости от QC при значении параметра $b = b_{опт}$, соответствующего максимальному усилению. Видно, что при увеличении пространственного заряда изменения A и B приводят к сужению коэффициента усиления лампы.

При расчете коэффициента усиления ЛБВО часто используется формула, аналогичная (9.10), но включающая в себя общую длину замедляющей системы лампы (от входа до выхода) и учитывающая потери мощности в поглотителе. На рис. 9.15 изображено распределение амплитуды электрического поля нарастающей волны вдоль оси замедляющей системы лампы, где участки l_1 и l_2 соответствуют длинам системы в управляющем и преобразующем узлах ЛБВО, $l_п$ — длина поглотителя. Обычно $l_1/l_2 \approx 1/2$, а $l_п < l_1$. Из приведенного рисунка видно, что электромагнитная волна, возбужденная на входе ЛБВО (участок l_1), сначала нарастает, а затем практически полностью затухает в поглотителе. Но при этом электронный пучок, промодулированный по скорости, будет продолжать группироваться в трубчатом поглотителе примерно так же, как и в трубке дрейфа клистрона. Благодаря этому он выходит из поглотителя сильно сгруппированным и наводит в замедляющей системе l_2 волну, амплитуда которой в начале участка будет приблизительно такой же, какую имела затухшая волна в конце участка l_1. На рис. 9.15 пунктирной линией показано, как нарастала бы волна при отсутствии поглотителя, а сплошной линией — с учетом влияния поглотителя. Видно, что поглотитель не сильно снижает амплитуду нарастающей

волны. С учетом потери усиления из-за поглотителя формула (9.10) принимает вид

$$\mu_p = A + BNC - L, \qquad (9.11)$$

где $L = 5...10$ дБ — потери в поглотителе.

В этой формуле число N представляет общую длину замедляющей системы, т. е. $l = l_1 + l_п + l_2$. Обычно в ЛБВО $N = 20...50$. Наибольшие значения N имеют место в маломощных лампах. При этом μ_p в спиральных ЛБВО может достигать 30...60 дБ.

Частотная характеристика и широкополосность ЛБВО

Большая длина замедляющей системы и необходимость выполнения условия синхронизации движения электронного пучка и бегущей волны приводят к довольно резкой зависимости коэффициента усиления от ускоряющего напряжения. Такая зависимость для рабочей пространственной гармоники приведена в виде графика на рис. 9.16. Максимальное значение μ_p при заданной частоте входного сигнала f достигается при некотором оптимальном значении ускоряющего напряжения $U_{опт}$, соответствующем оптимальному значению коэффициента рассинхронизма $b_{опт}$. Отклонение напряжения от $U_{0_{опт}}$ в одну и другую сторону приводит к резкому снижению μ_p вплоть до нуля при $U_{0_{мин}}$ и $U_{0_{макс}}$.

Зависимость коэффициента усиления ЛБВО от частоты входного сигнала f при постоянном ускоряющем напряжении U_0 (частотная характеристика) определяется рядом факторов: дисперсионной характеристикой замедляющей системы, широкополосностью согласования входного и выходного трактов ЛБВО, изменением значений параметров N и C в формуле для коэффициента усиления.

Среди известных типов замедляющих систем спиральные системы характеризуются чрезвычайно слабой зависимостью фазовой скорости волны от частоты, поэтому они практически не ограничивают широкополосность ЛБВО. Значительно сильнее дисперсия выражена у замедляющих систем типа цепочки связанных резонаторов, используемых в мощных ЛБВО.

Как другие факторы влияют на частотную зависимость коэффициента усиления ЛБВО, на ее широкополосность? При уменьшении частоты входного сигнала происходит уменьшение числа длин волн N, укладывающихся вдоль замедляющей системы лампы. При увеличении же частоты параметр N возрастает, но одновременно и в большей степени уменьшается параметр усиления C, поскольку довольно резко снижается значение продольной составляющей высокочастотного поля волны, с которой взаимодействует электронный пучок, и как следствие этого снижается сопротивление связи $R_{св}$. В результате одновременного изменения

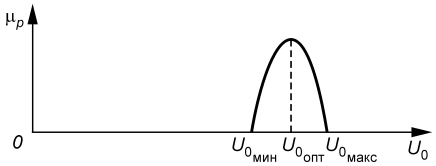


Рис. 9.16
Зависимость коэффициента усиления ЛБВО от ускоряющего напряжения

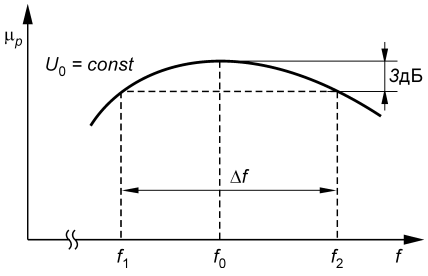


Рис. 9.17
Кривая частотной характеристики ЛБВО

параметров N и C, входящих в уравнения (9.10) и (9.11), наблюдается спад коэффициента усиления как при уменьшении, так и при увеличении частоты сигнала. На рис. 9.17 приведена кривая частотной характеристики ЛБВО, которая иллюстрирует широкополосность лампы, обусловленную изменением параметров N и C. Максимум кривой является довольно пологим, что указывает на большую широкополосность лампы. Полоса частот Δf определяется по спаду коэффициента μ_p на 3 дБ. У современных спиральных ЛБВО она может составлять от 50% до двух октав.

Октава — единица частотного интервала, равная интервалу между двумя частотами f_1 и f_2, логарифм отношения которых $\log_2(f_2/f_1) = 1$, что соответствует $f_2/f_1 = 2$.

Амплитудная характеристика и КПД ЛБВО

Амплитудная характеристика и зависимость коэффициента усиления от входной мощности ЛБВО изображены на рис. 9.18. Кривые имеют такой же вид, как и аналогичные характеристики в пролетном клистроне (см. рис. 9.10). Вначале, при малых значениях $P_{вх}$, выходная мощность $P_{вых}$ нарастает по линейному закону, затем ее рост замедляется, и, наконец, она достигает максимума — мощности насыщения. При насыщении центры электронных сгустков оказываются смещенными из областей тормозящего электрического поля в области нулевого поля волны, поэтому передача энергии от электронных сгустков полю прекращается. В соответствии со сказанным коэффициент усиления ЛБВО имеет наибольшее значение в линейном режиме и уменьшается при переходе к режиму нелинейному.

Что касается КПД ЛБВО, то он тоже зависит от режима работы лампы. Как показано в п. 8.6, в линейном режиме предельный КПД преобразования приблизительно равен значению параметра усиления, т. е. $\eta_e \approx C$. В нелинейном режиме, соответствующем насыщению выходной мощности, максимальный КПД преобразования [36]

$$\eta_{e\text{макс}} = (2{,}0...2{,}5)\,C$$

и при $C = 0{,}1...0{,}15$ достигает 25–30%. С повышением рабочей частоты КПД преобразования снижается из-за уменьшения сопротивления связи.

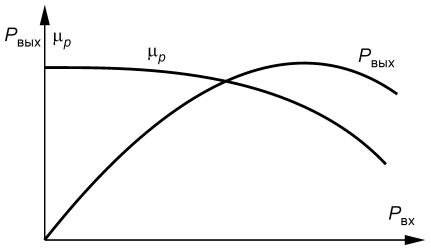


Рис. 9.18
Амплитудные характеристики ЛБВО

В п. 8.6 отмечалось, что КПД ЛБВО может быть несколько повы-

шен при использовании изохронных и секционированных колебательных систем. Но наибольший результат достигается при использовании рекуперации энергии электронного пучка в области коллектора. Суть этого процесса была подробно рассмотрена в п. 8.8. Поэтому в данном параграфе остановимся только на реализации этого процесса, заметив, однако, что способ рекуперации не связан с повышением КПД преобразования η_e, как все остальные способы, а заключается в возврате части энергии уже отработанного электронного пучка (т. е. вышедшего из колебательной системы) в источник ускоряющего напряжения.

В простейшем случае эффект рекуперации можно получить, подав на коллектор, отделенный от колебательной системы, пониженный постоянный потенциал $U_{\text{Кл}}$ по сравнению с ускоряющим потенциалом U_0. При этом между колебательной системой и коллектором образуется тормозящее электростатическое поле, двигаясь в котором электронный пучок отдает полю часть своей кинетической энергии и тем самым возвращает ее в источник ускоряющего напряжения. Минимальное значение потенциала коллектора ограничивается появлением обратного потока электронов, которые ускоряются указанным полем и снижают мощность и КПД рекуперации. В ЛБВО разброс скоростей электронов на выходе из колебательной системы меньше, чем в пролетных клистронах, поэтому даже в мощных ЛБВО потенциал коллектора может быть заметно понижен по отношению к U_0, без опасения возникновения возврата электронов из области коллектора. В качестве примера, подтверждающего сказанное, на рис. 9.19 приведены экспериментально снятые кривые, характеризующие изменение токораспределения в мощной ЛБВО в зависимости от потенциала коллектора $U_{\text{Кл}}$ [50]. Электрическая схема питания лампы при измерениях была аналогична изображенной на рис. 9.13. Поскольку корпус лампы заземлен (так как заземлен плюс источника U_0), разность потенциалов между корпусом и коллектором $U_0 - U_{\text{Кл}} = -U_{\text{Кл}}$. На рисунке изображены кривые трех составляющих тока электронного пучка: коллекторного тока $I_{\text{Кл}}$; тока, поступающего на корпус лампы $I_{\text{т}}$, и тока отраженных и вторичных электронов $I_{\text{отр}}$, который измерялся в цепи заземленного полюсного наконечника, расположенного между корпусом и коллектором. Следует иметь в виду, что ток $I_{\text{отр}}$ является составной частью тока $I_{\text{т}}$. Другой его частью является ток прямого перехвата $I_{\text{пер}}$, обусловленный электронами, перехваченными элементами колебательной

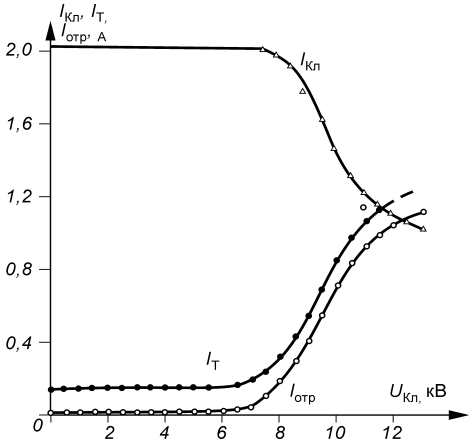


Рис. 9.19
Изменение токораспределения в мощной ЛБВО в зависимости от потенциала коллектора

системы, внутри которой распространяется электронный пучок. Таким образом, $I_т = I_{пер} + I_{отр}$.

При измерении токов лампа работала при ускоряющем напряжении, приблизительно равном 18 кВ, в режиме насыщения выходной мощности. При $U_{Кл} = 0$ (т. е. при равенстве потенциалов корпуса и коллектора) составляющие тока электронного пучка имеют следующие значения: $I_{Кл} \approx 2{,}09$ А, $I_т \approx 0{,}178$ А и $I_{отр} \approx 0{,}041$ А. С понижением потенциала коллектора приблизительно до −7,5 кВ изменения этих токов были пренебрежимо малы (в пределах нескольких процентов). При дальнейшем понижении $U_{Кл}$ от −7,5 кВ до −11,5 кВ картина токораспределения резко изменилась. Коллекторный ток снизился почти в 2 раза, зато резко и во много раз возрос ток отраженных и вторичных электронов, за счет которого в основном увеличился и ток $I_т$ (с 0,237 до 1,110 А). Нетрудно догадаться, что увеличение тока отраженных электронов произошло за счет медленных электронов пучка, потерявших значительную часть своей кинетической энергии при взаимодействии с высокочастотным полем колебательной системы и потому не смогших преодолеть постоянное тормозящее поле в коллекторе.

Как уже отмечалось, отраженные электроны, ускоряясь в сторону катода, снижают эффективность рекуперации. Более того, пройдя ко входу ЛБВО, чему способствует наличие продольного магнитного поля, они могут вызвать самовозбуждение лампы. Таким образом, в рассмотренной лампе понижение потенциала коллектора более, чем на 7,5 кВ недопустимо. Но и при этом общий КПД ЛБВО повышается на 70% по сравнению с КПД преобразования, поскольку средняя мощность электронного пучка, по отношению которой определяется КПД, снижается с величины $I_{Кл}U_0$ (при отсутствии рекуперации) до $I_{Кл}(U_а - U_к)$, т. е. в $18/(18 - 7{,}5) \approx 1{,}71$.

Значительно бóльший выигрыш в КПД при использовании рекуперации может быть достигнут в случае использования многоступенчатых коллекторов-рекуператоров, позволяющих полнее отбирать энергию от отработанного электронного пучка. По данным статьи [38], с помощью пятиступенчатого коллектора, аналогичного изображенному на рис. 8.17, КПД спиральной ЛБВО мощностью порядка 100 Вт (предназначенной для работы в связной космической аппаратуре на частоте 12 ГГц) был повышен в 4 раза и достиг 50%. При более тщательном согласовании коллектора с конкретным энергетическим спектром отработанного электронного пучка в таких лампах можно достигнуть КПД 60%.

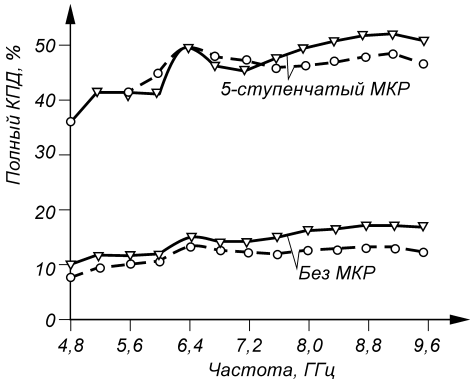


Рис. 9.20
Полный КПД широкополосной высококачественной ЛБВО, работающей в режиме насыщения с МКР и без него

На рис. 9.20 приведены экспериментальные кривые зависимости КПД широкополосной ЛБВО,

предназначенной для работы в системах радиопротиводействия (РПД), от частоты как при наличии многоступенчатого коллектора-рекуператора (МКР), так и без него. При снятии этих зависимостей потенциалы электродов коллектора поддерживались постоянными, оптимальными, соответствующими получению наилучших результатов во всей полосе частот, равной октаве. Видно, что в этом случае КПД лампы благодаря рекуперации может быть повышен в 3–4 раза.

Основные типы ЛБВО и области их применения

Главное назначение ЛБВО — это широкополосное усиление электромагнитных колебаний в диапазоне от 1,0 до 300 ГГц. При этом наиболее распространенным типом ЛБВО являются лампы со спиральной замедляющей системой, которые обеспечивают усиление от 30 до 60 дБ в полосе частот от 50% до 1–2 октав. В свое время ЛБВО со спиралью были разработаны на выходную мощность несколько киловатт в непрерывном режиме. Однако трудности охлаждения спирали в конечном счете ограничили максимальный уровень выходной мощности несколькими сотнями ватт.

В мощных ЛБВО, генерирующих киловатты в непрерывном и десяткисотни киловатт в импульсном режимах, широкое применение получили замедляющие системы типа цепочек связанных резонаторов (ЦСР). Как показано в Приложении 1, такая замедляющая система представляет собой последовательность соосно расположенных объемных резонаторов, по форме похожих на клистронные, которые связаны между собой с помощью щелей в перегородках между резонаторами. ЦСР обеспечивает эффективный отвод тепла, выделяющегося в результате оседания части электронного пучка на поверхности резонаторов. Недостатком ЛБВО с ЦСР является сравнительно узкая полоса частот, которая обычно не превышает 10% от средней частоты.

Для достижения больших коэффициентов усиления ЛБВО (40–60 дБ) и предотвращения их самовозбуждения замедляющие системы (спиральные и ЦСР) разделяют по длине на 2–3 секции. Секции не имеют связи по электромагнитному полю. Высокочастотные поля (бегущие волны) во второй и третьей секциях возбуждаются сгруппированным электронным пучком.

На рис. 9.21 изображена конструкция двухсекционной спиральной ЛБВО с магнитной периодической фокусирующей системой (МПФС). На рисунке обозначены: *1* — катод, *2* — прикатодный электрод, *3* — анод, *4* — спираль, *5* — поглотитель, *6* — постоянные кольцевые магниты, *7* — магнитный экран-оболочка МПФС, *8* — керамический изолятор, *9* — коллектор. Кольцевые магниты системы разделены тоже кольцевыми полюсными наконечниками. Главные достоинства МПФС по сравнению с однородными магнитными системами — это значительное уменьшение массы и габарита системы. Кольцевые магниты и полюсные наконечники обычно плотно надеваются на внешнюю немагнитную трубу замедляющей системы и закрепляются на ней. В результате магнитная

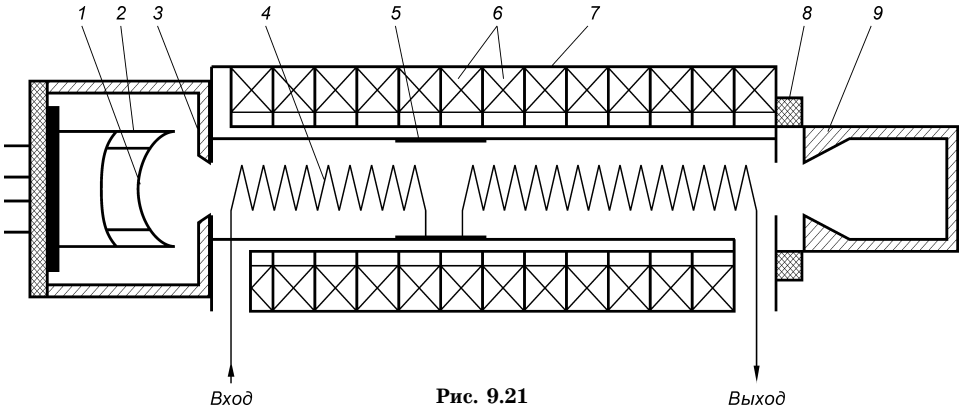


Рис. 9.21
Двухсекционная ЛБВО с МПФС

система и собственно ЛБВО оказываются объединенными в одно устройство. Такая компоновка МПФС выделяет конструкцию ЛБВО в группу так называемых пакетированных ламп. В непакетированных конструкциях магнитная фокусирующая система и ЛБВО представляют собой два самостоятельных устройства.

В зависимости от режима работы различают ЛБВО импульсного и непрерывного действия. Существуют также двухрежимные ЛБВО, которые могут работать как в импульсном, так и в непрерывном режиме. При этом импульсная выходная мощность примерно на порядок превышает выходную мощность непрерывного режима. Переход в такой лампе от одного режима к другому осуществляется путем изменения катодного тока при неизменном ускоряющем напряжении. Управление катодным током и обеспечение импульсного режима работы выполняется с помощью напряжения прикатодного управляющего электрода, обычно в виде сетки.

ЛБВО находят широкое применение в передающих и приемных устройствах радиолокационных станций, в системах связи через искусственные спутники Земли, в многоканальных радиорелейных линиях связи.

В заключение следует отметить, что, наряду с рассмотренными усилительными ЛБВО, использующими взаимодействие электронного пучка с прямой бегущей электромагнитной волной, известны волновые лампы О-типа, работа которых основана на взаимодействии электронов с обратной электромагнитной волной. При этом под обратной волной имеется в виду отрицательная пространственная гармоника волны, фазовая скорость которой направлена в сторону, противоположную групповой скорости. Такие лампы работают как генераторы с самовозбуждением (автогенераторы) и называются *лампами обратной волны* О-типа (ЛОВО). Главной особенностью таких ламп является возможность путем изменения ускоряющего напряжения в широких пределах изменять частоту генерируемых колебаний. Достаточно подробные сведения о принципе действия, конструктивных особенностях и характеристиках ЛОВО изложены в книгах [31, 34].

9.7. МНОГОРЕЗОНАТОРНЫЙ МАГНЕТРОН

Устройство магнетрона

В современной электронной технике *магнетроном* называется микроволновый генераторный вакуумный электронный прибор, работающий при наличии постоянных скрещенных (взаимно перпендикулярных) полей: электрического и магнитного. Среди различных разновидностей (типов) магнетронов наиболее распространенным является многорезонаторный магнетрон.

Конструктивная схема многорезонаторного магнетрона приведена на рис. 9.22. Из рисунка видно, что магнетрон — это прежде всего диод цилиндрической конструкции с внешним анодом *1* и соосно расположенным внутри него катодом *2*. В толстостенном медном цилиндре анода выполнен ряд полых резонаторов *3* типа «щель–отверстие», равномерно размещенных по окружности анода. Каждый резонатор соединяется щелью с промежутком катод–анод *4*, который называется пространством взаимодействия. Вывод высокочастотной энергии из магнетрона осуществляется с помощью индуктивной петли связи, расположенной в одном из резонаторов, и коаксиальной линии *5*. В магнетронах могут использоваться и другие типы резонаторов: щелевые, лопаточные, каплевидные [1, с. 261]. Для нормальной работы магнетрона между катодом и анодом прикладывается постоянное или импульсное напряжение, создающее в пространстве взаимодействия электрическое поле, а вдоль оси прибора (перпендикулярно электрическому полю) направляется постоянное магнитное поле B. Для создания последнего используются либо постоянные магниты, обычно встроенные непосредственно в конструкцию магнетрона, либо электромагниты. Таким образом, в магнетроне, в отличие, например, от клистрона, нет разделенных в пространстве областей формирования, управления и преобразования энергии электронного потока. Все эти процессы, определяющие принципы действия вакуумных электронных приборов, происходят в одном и том же пространстве взаимодействия: в промежутке катод–анод. Это обстоятельство чрезвычайно осложняет изучение указанных процессов и является причиной того, что до сих пор теория магнетрона остается незавершенной. Главная трудность заключается в точном аналитическом определении траекторий электронов в генерирующем магнетроне. Тем не менее знание свойств многорезонаторной колебательной системы и структуры высокочастотного поля в пространстве взаимодействия позволяет построить, по крайней мере, качественную картину электронных процессов в магнетроне.

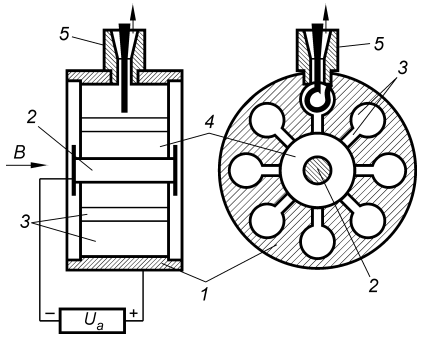


Рис. 9.22
Схема устройства и включения магнетронного генератора

Свойство многорезонаторной колебательной системы

Как видно из рис. 9.22, колебательная система магнетрона представляет собой замкнутую цепочку из N полых резонаторов, расположенных на равных расстояниях друг от друга. Такую цепочку вместе с катодом можно рассматривать как свернутую в кольцо периодическую замедляющую систему. Условием резонанса любого кольцевого резонатора является целое число длин волн, укладывающихся по длине кольца. Если обозначить длину замедленной волны через $\lambda_{зам}$, то это условие резонанса можно представить в следующем виде:

$$2\pi r_a = n\lambda_{зам},\ (n = 0, 1, 2, \ldots),$$

где r_a — радиус анода магнетрона.

Это же условие можно выразить и через разность фаз колебаний φ в двух соседних резонаторах. При обходе вдоль всей внутренней окружности анода полный сдвиг фазы должен быть кратен 2π:

$$\varphi N = 2\pi n\ (n = 0, 1, 2, \ldots).$$

Отсюда следует, что разность фаз колебаний в рассматриваемой колебательной системе может принимать только дискретные значения:

$$\varphi = \frac{2\pi n}{N}. \qquad (9.12)$$

Виды колебаний можно характеризовать либо числом (номером) n, либо непосредственно значением φ. В общем случае колебательная система магнетрона имеет N видов колебаний. При $n = 0$ колебания во всех резонаторах системы происходят синфазно ($\varphi = 0$), при $n = N/2$ колебания в соседних резонаторах сдвинуты по фазе на $\varphi = \pi$. Этот вид колебаний является основным рабочим видом, который возможен только при четном числе резонаторов в магнетроне.

На рис. 9.23 показана структура высокочастотного электрического поля в пространстве взаимодействия вблизи одиночного резонатора типа щель–отверстие (*а*) и по кругу всего восьмирезонаторного анодного блока при видах колебаний π (*б*) и $\pi/2$ (*в*). Видно, что электрическое поле

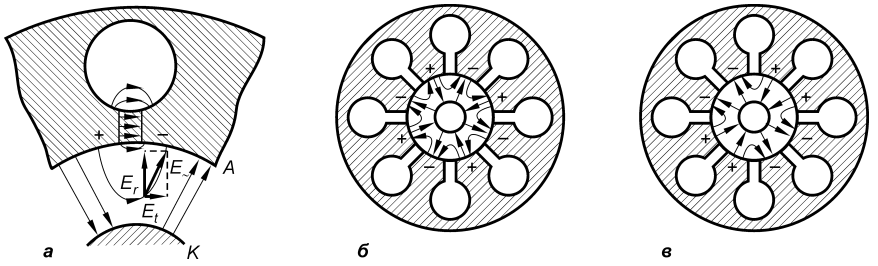


Рис. 9.23

Структура высокочастотного электрического поля в пространстве взаимодействия вблизи одиночного резонатора типа щель–отверстие (а) и в случае 8-резонаторного магнетрона при видах колебаний π и $\pi/2$ (б, в)

резонаторов провисает из щелей в пространство взаимодействия, имея конечное значение у поверхности катода. В каждой точке пространства вектор напряженности поля $\bar{E}$ может быть разложен на радиальную E_r и тангенциальную (азимутальную) E_τ составляющие. В фиксированный момент времени структура поля стоячей волны в пространстве взаимодействия определяется числом азимутальных вариаций, которое равно номеру вида колебаний n. На рис. 9.24 показаны распределения тангенциальной составляющей электрического поля вдоль поверхности спрямленного 8-резонаторного анодного блока магнетрона для двух видов колебаний: $n = 2$ и $n = 4$. В обоих случаях поле является пульсирующим и имеет характер стоячей волны (пунктирные линии). Однако при анализе свойств колебательной системы и процессов взаимодействия электронов с высокочастотным полем в многорезонаторном магнетроне поле стоячей волны обычно представляют в виде суммы двух противоположно направленных бегущих (вращающихся) волн и работу магнетрона рассматривают по аналогии с работой ламп бегущей и обратной волны с учетом пространственных гармоник.

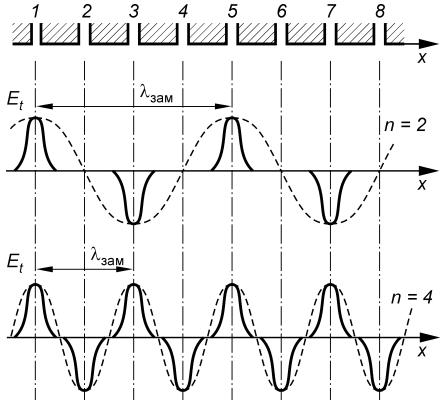


Рис. 9.24
Распределение тангенциальной составляющей E-поля по поверхности анодного блока магнетрона; N = 8. Пунктиром показана соответствующая стоячая волна

Фазовая скорость основной волны в замедляющей системе анодного блока определяется из условия, что путь L между двумя соседними резонаторами, равный $(2\pi r_a)/N$, волна проходит за время Δt, соответствующее времени изменения фазы колебаний в этих резонаторах, т. е. $\varphi = \omega\Delta t$. С учетом (9.12) фазовая скорость n-го вида колебаний может быть выражена формулой

$$(v_ф)_n = \frac{2\pi r_a}{N\Delta t} = \frac{\omega r_a}{n}, \qquad (9.13)$$

где ω — круговая частота колебаний, близкая к резонансной частоте n-го вида.

При этом угловая скорость вращения бегущей волны в цилиндрическом многорезонаторном магнетроне оказывается равной

$$\Omega_n = \frac{(v_ф)_n}{r_a} = \frac{\omega}{n}.$$

Для p-й пространственной гармоники ($p = 0;\ \pm1;\ \pm2;$ ...) n-вида колебаний

$$(v_ф)_{пр} = \frac{\omega r_a}{n + pN}, \qquad (9.14)$$

$$\Omega_{пр} = \frac{(v_ф)_n}{r_a} = \frac{\omega}{n + pN}.$$

Используя полученные результаты, нетрудно определить параметры, характеризующие многорезонаторный анодный блок как замедляющую систему. Например, коэффициент замедления p-й пространственной гармоники волны с учетом (9.12) будет определяться отношением

$$\frac{C}{(v_{\text{ф}})_{\text{пр}}} = \frac{\lambda(n + pN)}{2\pi r_{\text{а}}}, \tag{9.15}$$

где $\lambda = c/f$ — рабочая длина волны в свободном пространстве.

Как определить резонансные частоты различных видов колебаний в многорезонаторной системе магнетрона? Для этого используются либо методы теории поля, либо методы эквивалентных схем. Но в любом случае необходимо точное знание вида связи между резонаторами системы, т. е. является ли она емкостной или индуктивной, или комплексной — индуктивно-емкостной.

Можно показать [34], что если связь между одинаковыми резонаторами колебательной системы осуществляется только через емкость между сегментами анода (участками между щелями) и катодом, то резонансная длина волны n-го вида колебаний (λ_n) будет определяться формулой

$$\lambda_n = \lambda_0 \sqrt{1 + \frac{C'}{2C\left(1 - \cos\dfrac{2\pi n}{N}\right)}}, \tag{9.16}$$

где λ_0 — резонансная длина волны одиночного резонатора системы, C — эквивалентная емкость одиночного резонатора и C' — сосредоточенная емкость между одним сегментом и катодом.

На рис. 9.25, *а* в виде точек показаны результаты расчета по формуле (9.16) резонансных длин волн восьмирезонаторного магнетрона при различных значениях отношения C'/C. Линии, соединяющие эти точки, представляют собой *дисперсионные характеристики* нерезонансной замедляющей системы, соответствующей колебательной системе магнетрона. Поскольку n, согласно (9.13), обратно пропорционально фазовой скорости волны, указанные характеристики отражают нормальную дисперсию. Дисперсионные характеристики также показывают, что резонансная длина волны π-вида колебаний ($n = 4$) лишь незначительно отличается от длины волны ближайшего к нему вида ($n = 3$). Обычно разность частот указанных видов колебаний называют *разделением частот* и выражают в процентах по отношению к резонансной частоте π-вида. Чем больше разделение частот, тем стабильнее работа магнетрона. В данном случае, при $N = 8$ и $C'/C = 0{,}5$ раз-

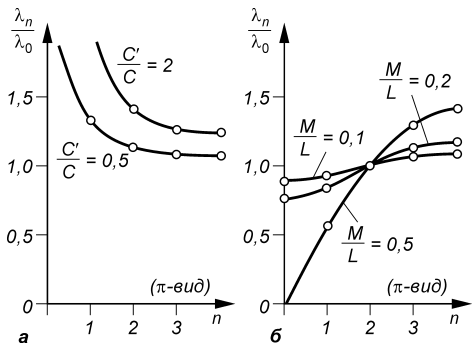


Рис. 9.25
Спектры видов колебаний 8-резонаторного магнетрона с учетом связи между резонаторами

деление частот составляет всего около 1%, а при увеличении N оно, согласно (9.16), становится еще меньше. С увеличением поверхности сегментов анодного блока емкость C' возрастает и, как следствие этого, возрастает и разделение видов $N/2$ и $(N/2) - 1$, на что указывает верхняя кривая рис. 9.25, *а*.

При малой осевой протяженности (высоте) анодного блока ($\lesssim 0{,}2\lambda$) действие емкости связи C' проявляется значительно слабее взаимной индуктивности M между соседними резонаторами, обусловленной проникновением магнитного потока из одного резонатора в другой. Если предположить, что между резонаторами существует только индуктивная связь, то для резонансных длин волн различных видов колебаний равнорезонаторного магнетрона можно получить следующее выражение:

$$\lambda_n = \lambda_0 \sqrt{1 - \frac{2M}{L} \cos \frac{2\pi n}{N}}, \qquad (9.17)$$

где L — эквивалентная индуктивность одиночного резонатора.

Результаты расчетов λ_n для разных n при трех значениях M/L приведены на рис. 9.25, *б*. Видно, что дисперсия рассматриваемой замедляющей системы в случае преобладающей роли индуктивной связи является аномальной.

Таким образом, резонансная частота π-вида колебаний может быть как больше, так и меньше резонансных частот других видов колебаний и частоты изолированных резонаторов. В обоих случаях разделение частот оказывается небольшим (несколько процентов) и уменьшается при увеличении числа резонаторов. Для устойчивой же работы магнетрона желательно иметь разделение частот порядка 10–20%.

Как осуществляется разделение частот (видов) колебаний в многорезонаторных магнетронах? Для этого используются два метода: применение связок в равнорезонаторном анодном блоке, т. е. блоке с одинаковыми по форме и размерам резонаторами; применение разнорезонаторного анодного блока. Первый из этих методов проиллюстрирован рис. 9.26, на котором показаны примеры применения двух вариантов связок: одинарных (*а*) и двойных (*б*). Связки — это проволочные или ленточные кольца, соединяющие между собой только четные или только нечетные сегменты анода. Благодаря такому соединению обеспечиваются колебания π-вида и сильно возмущаются (сдвигаются) другие виды колебаний. Связки вносят дополнительную емкость в колебательную систему магнетрона, благодаря которой резонансная частота блока со связками при π-виде несколько понижается по сравнению с

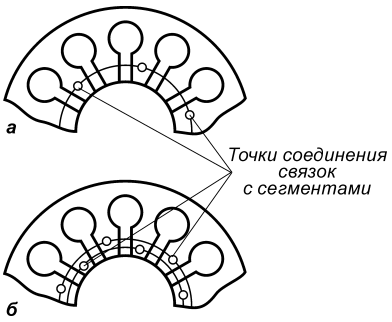


Рис. 9.26
Одинарные (а) и двойные (б) кольцевые связки, применяемые для увеличения разделения видов колебаний магнетронов

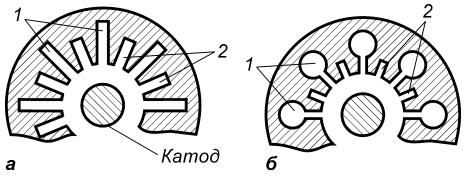


Рис. 9.27
Примеры устройства разнорезонаторных анодных блоков

резонансной частотой того же блока без связок. Применение двойных кольцевых связок по обеим торцевым сторонам анодного блока обеспечивает разделение частот до 15–20% в магнетронах сантиметрового диапазона и до 50–60% в магнетронах дециметрового диапазона длин волн. Но при этом одновременно ухудшается собственная добротность многорезонаторного блока, что становится особенно заметным на волнах короче 3 см. К тому же на таких волнах анодные блоки магнетронов становятся весьма миниатюрными, особенно в миллиметровом диапазоне, что вызывает большие трудности в размещении связок. Поэтому в столь коротковолновых магнетронах разделение видов колебаний осуществляется путем применения разнорезонаторных анодных блоков. На рис. 9.27 в качестве примера приведена конструктивная схема разнорезонаторного анодного блока с щелевыми резонаторами «восходящее солнце» (*а*) и комбинированного блока (*б*). Блок содержит две группы чередующихся между собой «длинноволновых» (*1*) (больших по размерам) и «коротковолновых» (*2*) резонаторов. При этом, как показывают расчеты, резонансная частота π-вида колебаний магнетрона находится между частотами этих резонаторов и оказывается достаточно хорошо разделенной по отношению к частотам соседних видов колебаний. Отношение резонансных частот «длинноволновых» и «коротковолновых» резонаторов обычно не превышает 1,8–2,0.

Движение электронов в пространстве взаимодействия магнетрона

В генерирующем магнетроне характер движения электронов будет определяться их взаимодействием одновременно с тремя полями: постоянным электрическим полем, постоянным магнитным полем и высокочастотным электрическим полем.

Движение электронов в постоянных скрещенных полях. Движение электронов в таких полях было рассмотрено в п. 4.8. Показано, что в междуэлектродном промежутке плоского диода электрон, вылетевший из катода с нулевой начальной скоростью, движется по циклоидальной траектории, описываемой системой уравнений (4.73). Эта траектория соответствует кривой, которую описывает точка на ободе колеса (или круга) радиуса

$$R = \frac{m}{e}\frac{E}{B^2},$$

катящегося по поверхности катода со скоростью центра круга (переносной скоростью)

$$v_{\text{ц}} = \frac{E_0}{B}.$$

При этом критическое магнитное поле, при котором вершина циклоиды касается анода, характеризуется выражением

$$B_{\text{кр}} = \sqrt{2\frac{m}{e}\frac{U_{\text{а}}}{d^2}} = 3{,}67 \cdot 10^{-6}\,\frac{U_{\text{а}}^{1/2}}{d},$$

где d — расстояние между электродами диода и $U_{\text{а}} = Ed$.

Из этой формулы можно найти выражение для *критического анодного напряжения*:

$$U_{\text{а}_{\text{кр}}} = \frac{eB^2d^2}{2m} = 7{,}5 \cdot 10^{10} B^2 d^2. \qquad (9.18)$$

При заданном значении индукции B ток через диод прекращается, как только напряжение $U_{\text{а}}$ станет меньше $U_{\text{а}_{\text{кр}}}$.

В современных цилиндрических конструкциях магнетронов применяют подогревные катоды большого диаметра, соизмеримого с диаметром внутренней поверхности анода, поэтому электрическое поле между анодом и катодом магнетрона близко к равномерному полю между плоскопараллельными электродами. На этом основании приведенные выражения могут характеризовать движение электронов в обычном (не генерирующем) магнетроне и могут использоваться для анализа его статических характеристик.

Основными статическими характеристиками магнетрона являются зависимости анодного тока $I_{\text{а}} = f(B)$ и $I_{\text{а}} = f_1(U_{\text{а}})$. Семейство этих характеристик приведено на рис. 9.28; кривая при $B = 0$ соответствует анодной характеристике обычного диода, т. е. закону степени 3/2. Главной особенностью изображенных кривых является ступенчатый характер изменения анодного тока. Ток протекает через магнетрон только при $B < B_{\text{кр}}$ и $U_{\text{а}} > U_{\text{а}_{\text{кр}}}$. В этих случаях все электроны, вышедшие из катода, достигают анода. При $B = B_{\text{кр}}$ и $U_{\text{а}} = U_{\text{а}_{\text{кр}}}$ анодный ток резко падает, но не до нуля. Конечная скорость спада тока вблизи точек $B_{\text{кр}}$ и $U_{\text{а}_{\text{кр}}}$ и наличие анодного тока при $B > B_{\text{кр}}$ и $U_{\text{а}} < U_{\text{а}_{\text{кр}}}$ объясняется рядом факторов, из которых основными являются разброс начальных скоростей и углов выхода электронов из катода, а также отсутствие строго взаимной параллельности и соосности электродов.

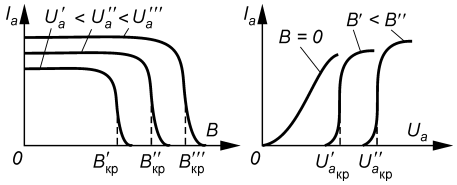


Рис. 9.28
Статические характеристики магнетрона

Выражение (9.18) определяет еще одну характеристику магнетрона: *параболу критического режима*. График этой характеристики изображен на рис. 9.29. Заштрихованная область значений $U_{\text{а}}$ и B

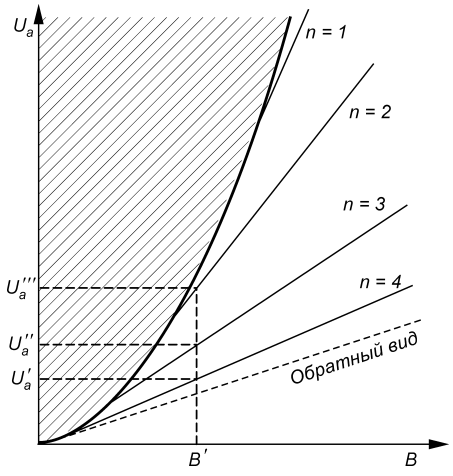


Рис. 9.29
Парабола критического режима

соответствует условиям протекания постоянного тока через магнетрон, область ниже параболы — условиям отсутствия тока. В точках, лежащих на параболе, отношение $U_а$ к B^2 является величиной постоянной для конкретного диода:

$$\left(\frac{U_а}{B^2}\right)_{кр} = \frac{ed^2}{2m}. \qquad (9.18а)$$

Область графика ниже параболы критического режима представляет наибольший интерес, поскольку соответствует условиям работы различных магнетронных генераторов и усилителей типа М. Прямые, изображенные в этой области, являются пороговыми прямыми, значение которых описано в разделе «Условие самовозбуждения многорезонаторных магнетронов».

Движение электронов в скрещенных полях при наличии высокочастотного поля. Предположим, что в магнетроне установились небольшие высокочастотные колебания π-вида, электрическое поле которых в пространстве взаимодействия можно представить в виде двух волн, бегущих в противоположных направлениях. Одно из этих направлений, очевидно, будет совпадать с направлением распространения электронов. Пусть средняя скорость электронов, равная $v_ц = E_0/B$ в отсутствие высокочастотных колебаний, совпадает с фазовой скоростью однонаправленной (прямой) волны $(v_ф)_{пр}$, т. е. выполняется условие синхронизма

$$v_ц = (v_ф)_{пр}. \qquad (9.19)$$

Это равенство сходно с условием синхронизма, лежащего в основе действия ЛБВО. При выполнении этого условия электрон длительное время будет находиться в одной и той же фазе высокочастотного электрического поля.

Рассмотрим движение электронов в пространстве катод–анод магнетрона с учетом действия высокочастотного поля π-вида колебаний. На рис. 9.30 изображен фрагмент резонансной системы магнетрона, где высокочастотное электрическое поле представлено силовыми линиями, провисающими вплоть до самого катода. Проследим за движением электронов, одновременно выходящих из разных точек катода.

Электрон, вышедший из точки A, движется по циклоидальной траектории и входит в тормозящее тангенциальное высокочастотное поле первой щели резонансной системы. В процессе торможения он теряет часть своей кинетической энергии и поэтому, возвращаясь в сторону катода, не доходит до него, а останавливается в некоторой точке B. В это время высокочастотное электрическое поле следующего резонатора изменяет свою полярность на обратную (условие синхронизма). Поэтому, начав под действием статического поля E_0 новый цикл движения в сторону анода, электрон снова оказывается в тормозящем высокочастотном электрическом поле и снова отдает ему какую-то часть своей кинетической энергии. Постепенно приближаясь к аноду, электрон после нескольких циклических движений, в продолжение которых он все время отдает энергию, будет притянут к аноду.

Электрон, вышедший из точки D, уже на первом цикле движения попадает в ускоряющее высокочастотное электрическое поле, приобре-

тает дополнительную кинетическую энергию и возвращается на катод (пунктирная траектория). Таким образом, при выполнении условия (9.19) электроны, вышедшие из катода, на входе в тормозящее высокочастотное электрическое поле будут длительное время находиться в пространстве взаимодействия и отдавать полю свою энергию; такие электроны получили название благоприятных, или правильнофазных. Электроны, вышедшие из катода, на входе в ускоряющее высокочастотное электрическое поле, наоборот, взаимодействуют с этим полем кратковременно и забирают у поля энергию; такие электроны называются неблагоприятными, или неправильнофазными. Разделение всех электронов в магнетроне на благоприятные и неблагоприятные и быстрое удаление последних из пространства взаимодействия называется *сортировкой электронов*. Благодаря сортировке электронов осуществляется возбуждение и нарастание электромагнитных колебаний в магнетроне.

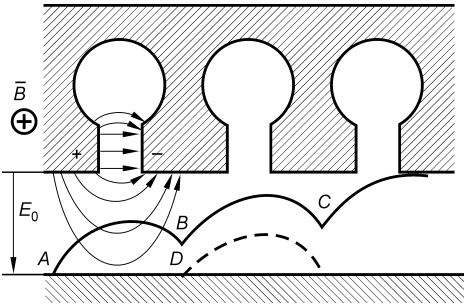


Рис. 9.30
Траектории электронов в пространстве взаимодействия магнетрона

Более детальный анализ процесса сортировки электронов показывает, что он сопровождается группированием благоприятных электронов, при этом центром образующихся сгустков являются электроны, которые начали свое движение в максимуме тормозящего тангенциального поля. Скоростная модуляция электронного потока осуществляется радиальной составляющей высокочастотного электрического поля. Роль тангенциальной составляющей сводится в основном к отбору энергии от электронов.

На рис. 9.31 показана тормозящая фаза высокочастотного электрического поля одной щели и три электрона (А, Б, В), находящихся в различных точках этого поля и двигающихся слева направо. Скорости движения этих электронов $v = E/B$ будут различны, так как различны напряженности поля в точках их нахождения. При выполнении условия синхронизма электрон А будет ускоряться

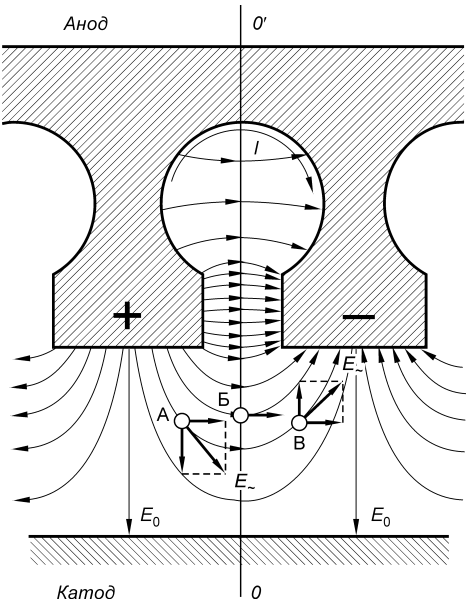


Рис. 9.31
К анализу процесса группирования электронов в магнетроне

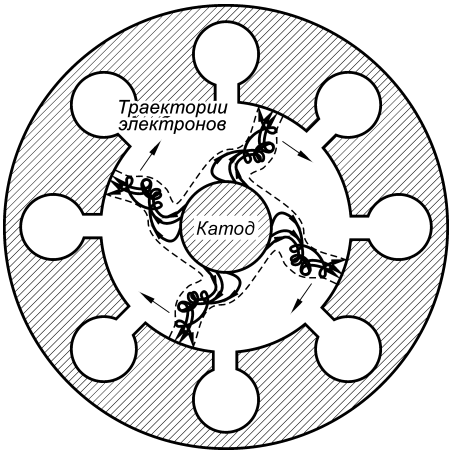


Рис. 9.32
Форма электронных «спиц», вращающихся в пространстве взаимодействия магнетрона

радиальной составляющей высокочастотного поля E_r, а электрон В, наоборот, замедляться. В результате оба они с разных сторон будут приближаться к электрону Б, находящемуся в средней плоскости щели OO′, где $E_r = 0$. Итак, сортировка электронов тангенциальной составляющей высокочастотного поля и группировка их радиальной составляющей поля приводят к образованию в генерирующем магнетроне электронных «спиц», простирающихся от катода до анода. Число таких спиц в два раза меньше числа резонаторов. На рис. 9.32 пунктиром показаны огибающие спиц в многорезонаторном магнетроне в фиксированный момент времени, полученные численным расчетом; траектории конкретных электронов показаны сплошными линиями. Весь пространственный заряд вращается вокруг катода синхронно с изменением высокочастотного поля, и всякий раз, когда электронные спицы подходят к щелям резонаторов, поле в них оказывается тормозящим, отбирающим энергию у электронов. Таким образом, потенциальная энергия электронного потока, получаемая им от источника постоянного анодного напряжения, преобразуется в энергию электромагнитных колебаний, генерируемых магнетроном.

Условие самовозбуждения многорезонаторного магнетрона. Одним из признаков возбуждения колебаний в магнетроне является протекание тока в его анодной цепи при $B > B_{кр}$. Как было показано на рис. 9.29, благоприятные электроны после многократного взаимодействия с высокочастотным электрическим полем обязательно должны достигнуть анода. Условие самовозбуждения магнетрона сводится к выполнению условия синхронизма, обеспечивающего передачу потенциальной энергии электронного потока высокочастотному полю, иначе говоря, к требованию равенства фазовой скорости волны выбранной p-й пространственной гармоники n-го вида колебаний и переносной скорости электронов, т. е. к выполнению условия (9.19).

Фазовая скорость указанной волны определяется выражением (9.13). Но поскольку электроны, взаимодействующие с волной, распределены между катодом и анодом, то условие синхронизма должно быть усредненным, т. е. выполняться для окружности среднего радиуса пространства взаимодействия $r_{ср} = (r_а + r_к)/2$.

Принимая во внимание это обстоятельство, а также учитывая, что генерируемая магнетроном частота ω в основном определяется резонансной частотой n-го вида колебаний ω_n (т. е. $\omega \approx \omega_n$), среднюю фазовую скорость волны в пространстве можно записать в виде

$$(v_{\text{ф}})_{n,\,p,\,\text{ср}} = \frac{\omega_{\text{п}}(r_a + r_к)}{2(n + pN)}.$$

Средняя (переносная) скорость движения электронов равна $v_{\text{ц}} = E_0/B$. В системе электродов с малой разницей радиусов $r_{\text{а}}$ и $r_{\text{к}}$ напряженность постоянного электрического поля можно представить в виде $E_0 \approx U_{\text{а}}/(r_{\text{а}} - r_{\text{к}})$. С учетом этого условие усредненного синхронизма можно записать в виде

$$\frac{E}{B} = \frac{U_{\text{а}}}{B(r_{\text{а}} - r_{\text{к}})} = \frac{\omega_n(r_{\text{а}} + r_{\text{к}})}{2(n + pN)}.$$

Отсюда следует, что значение анодного напряжения, при котором должно происходить самовозбуждение многорезонаторного магнетрона (оно называется пороговым $U_{\text{а}_{\text{пор}}}$), будет определяться выражением

$$U_{\text{а}} = U_{\text{а}_{\text{пор}}} = \frac{\omega_{\text{п}}(r_{\text{а}}^2 - r_{\text{к}}^2)}{2(n + pN)} B. \qquad (9.20)$$

Из этого выражения видно, что связь между $U_{\text{а}}$ и B линейна и поэтому отношение $U_{\text{а}}/B$ есть величина постоянная для данного магнетрона при заданных значениях n и p.

Выражение (9.20) является приближенным. При его выводе неявно предполагалось, что кинетическая энергия электрона, попадающего на анод, равна нулю. При более подробном анализе условия самовозбуждения цилиндрического многорезонаторного магнетрона было получено следующее выражение для порогового анодного напряжения (уравнение Хартри):

$$U_{\text{а}} = \frac{\omega_n(r_{\text{а}}^2 - r_{\text{к}}^2)}{2(n + pN)} B - \frac{m}{e}\left(\frac{\omega_n r_{\text{а}}}{n + pN}\right)^2. \qquad (9.21)$$

На рис. 9.29 в виде прямых приведены зависимости $U_{\text{а}} = f(B)$ для четырех видов колебаний восмирезонаторного магнетрона при $p = 0$. Прямые только касаются параболы критического режима, и точки их касания соответствуют постоянным напряжениям синхронизации. При таком напряжении электроны, двигающиеся около анода параллельно его поверхности, оказываются в синхронизме с полем бегущей волны соответствующего вида колебаний.

Совокупность прямых, изображенных на рис. 9.29, часто называют диаграммой рабочих режимов магнетрона. Из нее следует, что если при заданном значении индукции магнитного поля B постепенно повышать анодное напряжение, то вначале, при $U_{\text{а}} = U'_{\text{а}}$, в магнетроне возникнут колебания вида π ($n = 4$). По мере дальнейшего увеличения $U_{\text{а}}$ генерируемая на этом виде колебаний мощность, достигнув максимума, начнет уменьшаться. При $U_{\text{а}} = U''_{\text{а}}$ магнетрон перейдет в режим генерирования колебаний следующего вида ($n = 3$) и т. д. Из сказанного следует, что для обеспечения генерирования колебаний определенного вида необходимо, чтобы анодное напряжение магнетрона во время его работы не изменялось в слишком широких пределах, так как в противном случае возможен «перескок» на другой вид колебаний. Ширина зоны

генерации зависит от степени нагруженности колебательной системы магнетрона на рабочем виде колебаний, а также от эмиссионной способности катода. Практически, еще раньше, чем возникнут колебания вида π, могут возбудиться колебания обратных видов, при которых волна электромагнитного поля движется навстречу электронному потоку. Характеристика одного из таких видов показана на рис. 9.29 пунктиром.

КПД многорезонаторного магнетрона. Сложность процессов, происходящих в работающем магнетроне, чрезвычайно затрудняет прямой расчет его энергетических параметров подобно тому, как это делают, например, в случае пролетного клистрона. В магнетроне колебательную мощность и электронный КПД оценивают приблизительно через разность энергии электрона, приобретаемой им от постоянного электрического поля анода $W_0 = eU_\text{а}$ и теряемой при попадании на анод $W_\text{а} = mv^2_\text{а}/2$. Разность этих энергий $W_0 - W_\text{а} = W_\sim$ определяет колебательную мощность, а отношение указанной разности к энергии W_0 — электронный КПД:

$$\eta_e = \frac{W_\sim}{W_0} = 1 - \frac{1}{2}\frac{mv_\text{а}^2}{eU_\text{а}}. \qquad (9.22)$$

В наихудшем случае, когда электрон попадает на анод с максимальной скоростью

$$v_\text{а} = 2v_\text{ц} = 2\frac{E}{B} \approx 2\frac{U_\text{а}}{B(r_\text{а} - r_\text{к})},$$

выражение (9.22) примет вид

$$\eta_e = 1 - 2\frac{m}{e}\frac{U_\text{а}}{B^2(r_\text{а} - r_\text{к})^2}. \qquad (9.23)$$

Если, используя (9.18а) и имея в виду равенство $d = r_\text{а} - r_\text{к}$, выразить отношение $2m/ed^2$ через критические параметры $U_{\text{а}_\text{кр}}$ и $B_\text{кр}$ и подставить его в (9.22), то получим еще одно выражение для электронного КПД:

$$\eta_e = 1 - \frac{U_\text{а}}{U_{\text{а}_\text{кр}}}\left(\frac{B_\text{кр}}{B}\right)^2. \qquad (9.24)$$

Из этого выражения следует, что при $U_\text{а} = U_{\text{а}_\text{кр}}$ и $B = B_\text{кр}$ электронный КПД равен нулю. Чем больше режим работы магнетрона отличается от критического, тем выше значение электронного КПД.

Наконец, если учесть условие синхронизма при работе на любом виде колебаний и воспользоваться упрощенным условием самовозбуждения магнетрона (9.19), то выражение (9.22) для $p = 0$ можно записать в виде

$$\eta_e = 1 - \frac{1}{nB}\frac{m\omega_n}{e}\frac{r_\text{а} + r_\text{к}}{r_\text{а} - r_\text{к}}, \qquad (9.25)$$

где ω_n — резонансная круговая частота n-вида колебаний. Из полученного выражения видно, что электронный КПД растет по мере повышения n и достигает наибольшего значения при π виде колебаний ($n = 4$). Подставляя в это выражение значения величин e и m, а также переходя от частоты ω_n к резонансной длине волны n-го вида колебаний $\lambda_n = 2\pi c/\omega_n$,

получим формулу, удобную для оценочных расчетов электронного КПД магнетрона:

$$\eta_e = 1 - \frac{1{,}07 \cdot 10^2}{n\lambda B} \frac{1 + r_к / r_а}{1 - r_к / r_а}. \qquad (9.25а)$$

Значения электронного КПД магнетронов сантиметрового диапазона составляют от 50 до 70% и выше.

В магнетроне так же, как и в клистроне, полный КПД определяют с учетом КПД резонансной системы η_p:

$$\eta = \eta_p \cdot \eta_e,$$

где η_p рассчитывают по формуле (8.25).

Значения $\eta_р$ могут составлять от 90–95% на относительно длинных волнах и до 60–65% на наиболее коротких волнах. В соответствии с этим типичные значения полного КПД многорезонаторных магнетронов составляют от 70–80% на дециметровых волнах и до 20–30% на волнах длиной порядка 1 см.

К 90-м годам промышленно развитые страны выпускали магнетроны для работы на частотах от 0,5 до 100 ГГц с мощностями от нескольких ватт до нескольких сот киловатт в непрерывном режиме и от 0,5 кВт до нескольких десятков МВт в импульсном режиме при длительностях импульсов от 0,02 до 100 мкс.

Магнетроны применяют в радиотехнических системах различного назначения (радиолокации, радионавигации, радиоастрономии, телеметрии, метеорологии, связи), в промышленных и научных энергетических СВЧ-установках, в бытовых микроволновых печах, в медицинской, геолого-разведочной и другой аппаратуре [34, 42].

9.8. МИКРОВОЛНОВЫЕ УСИЛИТЕЛИ М-ТИПА

Высокий КПД и возможность получения больших мощностей при относительно небольших габаритах магнетронных автогенераторов с бегущей волной в свое время (в 1950-е годы) стимулировали исследования по созданию микроволновых усилителей (усилителей микроволновых колебаний) М-типа. Разработка таких приборов велась по двум основным направлениям. Одно из них было связано с созданием усилителей, по конструкции аналогичных генераторному магнетрону. В них также применялись сплошной цилиндрический катод и анодный блок в виде цепочки резонаторов. Но в отличие от магнетрона анодный блок усилителя разомкнут. Его концы изолированы друг от друга и оформлены как ввод и вывод сигнала. Такие приборы в общем случае называют усилителями прямой или обратной волны с распределенной эмиссией электронов. Схема одного из таких усилителей приведена на рис. 9.33, *а* [42].

Другое направление создания усилителей М-типа связано с построением приборов, аналогичных лампам бегущей и обратной волны. Конструктивно их можно представить в виде последовательного соединения управляющего и преобразующего СВЧ-устройств, подобных изображенным

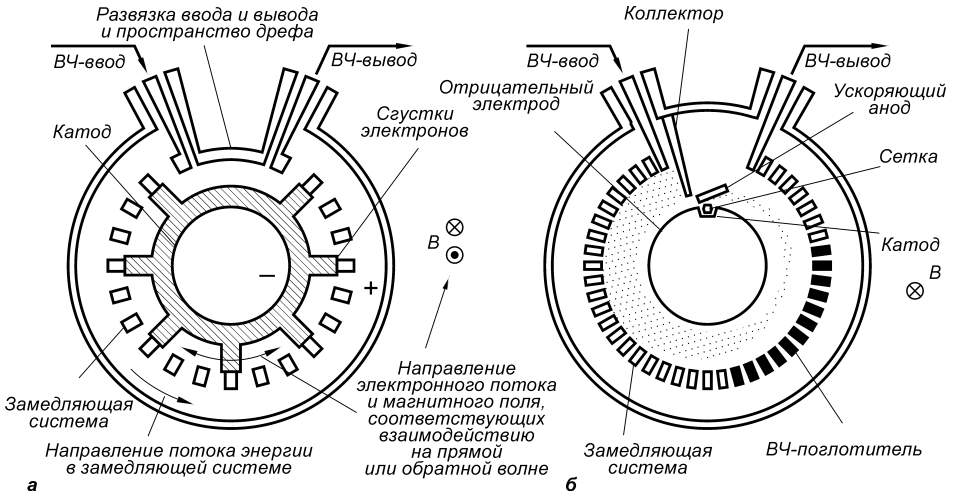


Рис. 9.33
Конструктивные схемы микроволновых усилителей М-типа

на рис. 7.44 и 8.12. Такие усилители получили название усилителей бегущей и обратной волны с инжектированным электронным пучком. Они могут иметь как плоскую, так и цилиндрическую конструкцию; последняя изображена на рис. 9.33, *б*.

Особенности взаимодействия электронов с высокочастотным полем замедляющей системы в приборах обоих направлений схожи в том, что электроны благоприятной фазы движутся в них к положительному электроду и после передачи своей кинетической энергии полю оседают на этом электроде; электроны же неблагоприятной фазы движутся к отрицательному электроду системы. Однако в приборах с распределенной эмиссией электронов конвекционный ток нарастает вдоль пространства взаимодействия, в приборах же с инжектированным электронным пучком никакого добавочного тока не появляется.

ЛБВ М-типа. Физические процессы, происходящие в таких лампах, в основном изложены в пп. 7.14 и 8.8. Что касается коэффициента усиления ЛБВМ, то его рассчитывают на основе линейной теории, аналогичной теории ЛБВО, учитывающей двухмерный характер движения электронов в пространстве взаимодействия и отдачу потенциальной энергии электронов при их смещении относительно оси невозмущенного электронного пучка. В случае бесконечно тонкого, прямолинейного электронного пучка, пренебрегая действием пространственного заряда, в режиме малых амплитуд можно получить следующее выражение для коэффициента ЛБВМ:

$$\mu_p = A + BDN, \qquad (9.26)$$

где A — коэффициент, учитывающий потери мощности сигнала на входе лампы, B — коэффициент, связанный с параметром рассинхронизма b соотношением

$$B = 54,6\sqrt{1 - b/4},$$

D — параметр усиления, по смыслу аналогичный параметру усиления C в теории ЛБВО, и N — число замедленных длин волн, укладывающихся вдоль замедляющей системы.

В режиме синхронизма ($b = 0$) коэффициенты $A = -6$ дБ и $B = 54{,}6$; параметр усиления D в реальных условиях достигает таких же значений, как и в ЛБВО (0,02–0,2), поэтому коэффициент усиления, рассчитанный по формуле (9.26), может составлять 30–50 дБ и более. Однако получение столь высокого коэффициента усиления входит в противоречие с условием получения высокого КПД.

Для достижения высокого КПД необходимо повышать запас потенциальной энергии электронов, для чего следует увеличивать расстояние между замедляющей системой и уровнем входа электронного пучка (при неизменном расстоянии между электродами системы). Но при этом будет резко уменьшаться напряженность высокочастотного поля в области электронного пучка. Поэтому для обеспечения эффективного группирования электронного пучка приходится повышать мощность входного сигнала, что снижает значение коэффициента усиления.

При использовании замедляющей системы с прямой бегущей волной можно получить ширину полосы порядка октавы, мощность около одного киловатта и коэффициент усиления 20–25 дБ при КПД 40–50%. ЛБВМ применяются в сравнительно маломощных радиоэлектронных системах (например, в системах радиопротиводействия).

Платинотрон. Одним из основных микроволновых приборов М-типа с распределенной эмиссией электронов является платинотрон. *Платинотрон*, работающий в усилительном режиме, называют *амплитроном*, а в генераторном режиме с высокой стабильностью частоты — *стабилотроном*. Конструктивная схема амплитронного усилителя аналогична схеме магнетрона с равнорезонаторным анодным блоком, но в отличие от последней имеет разомкнутую цепочку резонаторов. Разделение входа и выхода высокочастотного сигнала создают путем разрыва кольцевых связок. С целью недопущения самовозбуждения на π-виде колебаний, типичного для магнетронных автогенераторов, амплитрон обычно имеет нечетное число резонаторов. Для нормальной его работы вдоль катода создается постоянное магнитное поле, направление которого выбирается таким образом, чтобы движение электронов происходило навстречу потоку высокочастотной энергии, распространяющемуся от входа к выходу. Последнее означает, что амплитрон является усилителем обратной бегущей волны.

Принцип действия платинотрона имеет много общего с механизмом работы магнетрона. В работающем платинотроне электроны, эмитированные катодом, двигаются в пространстве взаимодействия по циклоидальным траекториям. Образующиеся при этом в условиях синхронизма спицы пространственного заряда взаимодействуют с тангенциальным тормозящим высокочастотным полем и отдают ему потенциальную энергию. Благодаря всему этому платинотроны сохраняют важные достоинства магнетронов: высокий КПД, простоту конструкции, малые габариты, низкие анодные напряжения. Работая в диапазоне дециметровых и сантиметровых длин волн, платинотроны могут генерировать

выходную мощность до 500 кВт в непрерывном режиме и до 10 МВт в импульсном с КПД 50–60% и выше. Относительная полоса частот может составлять от 5 до 12%, при этом коэффициент усиления обычно не превышает 10–15 дБ.

Невысокий коэффициент усиления платинотронов является большим их недостатком по сравнению с другими типами микроволновых усилителей и прежде всего с пролетными клистронами и ЛБВО. Значение этого коэффициента в известной степени зависит от обратной связи по электронному потоку между входом и выходом платинотрона. С целью уменьшения этой связи в указанном промежутке создается участок (пространство) дрейфа с гладким анодным сегментом, протяженностью в несколько длин резонаторных зазоров (см. рис. 9.33, *а*). В этом пространстве происходит частичное разрушение электронных спиц и увеличение развязки между входом и выходом по высокочастотному полю, что способствует повышению коэффициента усиления. Тем не менее он остается невысоким, что позволяет, в частности, осуществить достаточно стабильную работу платинотронного усилителя без локального поглотителя, характерного для ЛБВ разного типа.

Более подробно особенности взаимодействия электронов с высокочастотным полем в платинотронах, характеристики и параметры этих приборов, а также особенности их конструкций описаны в книге [34].

9.9. ГИРОТРОНЫ

Гиротроны — это микроволновые вакуумные приборы, предназначенные для генерирования и усиления электромагнитных колебаний в основном в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн. Название гиротрон происходит от греческого слова гирос — вращение. Принцип действия гиротрона основан на взаимодействии потока электронов, движущихся в постоянном магнитном поле по винтовым траекториям, с высокочастотными полями резонаторов или волноводов на частотах, близких к циклотронной частоте вращения электронов или кратной ей. Такой принцип работы может быть использован для построения как автогенераторов, так и усилителей типа гироклистрона или гиро-ЛБВ. В литературе семейство гиротронов известно под названием мазеры[1] на циклотронном резонансе (МЦР) [1, 51].

К концу XX столетия наибольшее развитие получил *гиромонотрон* — однорезонаторный автогенератор. На рис. 9.34 приведена конструктивная схема гиромонотрона с водяным охлаждением (*а*) и график распределения индукции постоянного магнитного поля B_z вдоль оси прибора (*б*). Схема содержит: катодный электрод (*1*), первый (*2*) и второй (*3*) аноды, резонатор (*4*), выходной волновод (*5*), стенки которого служат коллектором электронного потока (*6*), вакуумно плотное керамическое окно (*7*),

[1] Мазер — это сочетание начальных букв от английских слов Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation — усиление микроволн с помощью индуцированного излучения.

внешний волновод (*8*). Для создания продольного магнитного поля используются соленоиды (*9*) и (*10*). Изоляция электродов электронной пушки осуществляется с помощью керамических изоляторов (*11*). Для пропуска воды, охлаждающей корпус прибора, в нем предусмотрен специальный канал (*12*).

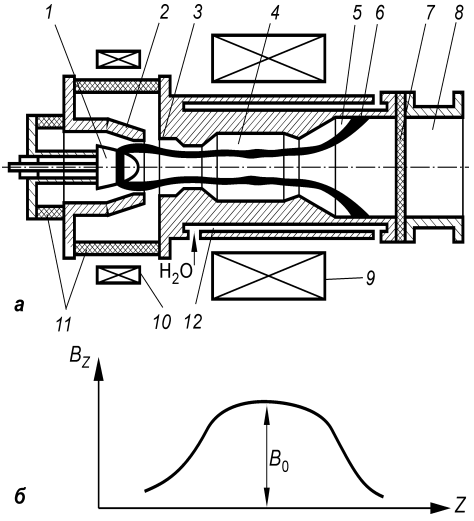


Рис. 9.34
Конструкция гиромонотрона (а) и график распределение индукции (б)

Электронная пушка. Первые три из названных элементов конструкции составляют магнетронно-инжекторную (адиабатическую) электронную пушку (см. п. 5.5). Она формирует трубчатый электронный пучок, в котором электроны движутся по спиральным (винтовым) траекториям. Такое движение можно представить как сумму вращательного движения вокруг магнитной силовой линии с линейной скоростью $v_\perp$ и поступательного движения вдоль силовой линии со скоростью $v_\parallel$.

Особенности движения электрона по спирали в постоянном продольном магнитном поле были рассмотрены в п. 4.5 и получены выражения (4.66) и (4.67) для основных параметров спирали: радиуса и шага. Если в этих выражениях обозначить $v_{x_0} = v_\perp$ и $v_{z_0} = v_\parallel$, то радиус спирали можно выразить формулой

$$r_c = \frac{mv_\perp}{eB} = \frac{v_\perp}{\omega_c}, \qquad (9.27)$$

а шаг спирали —

$$h_c = 2\pi\frac{mv_\parallel}{eB} = 2\pi\frac{mv_\parallel}{\omega_c},$$

где

$$\omega_c = \frac{e}{m}B = 1{,}76\cdot 10^{11}\cdot B \qquad (9.28)$$

— круговая циклотронная частота вращения электрона. При этом время одного оборота

$$T_c = \frac{2\pi r_c}{v_\perp} = \frac{2\pi}{\omega_c} \qquad (9.29)$$

получило название циклотронного периода.

Резонатор. Использующийся в гиромонотроне резонатор относится к разряду цилиндрических резонаторов открытого типа. Он образован отрезком цилиндрического волновода с сужениями на концах: на левом конце оно переходит в запредельный волновод, а на правом конце служит окном связи с выходным волноводом. Таким образом, рабочей частью резонатора является центральная часть длиной $L_\text{р}$ и радиусом $R_\text{р}$. Эти размеры могут

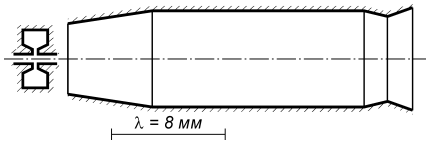


Рис. 9.35
Относительные размеры резонаторов миллиметрового диапазона

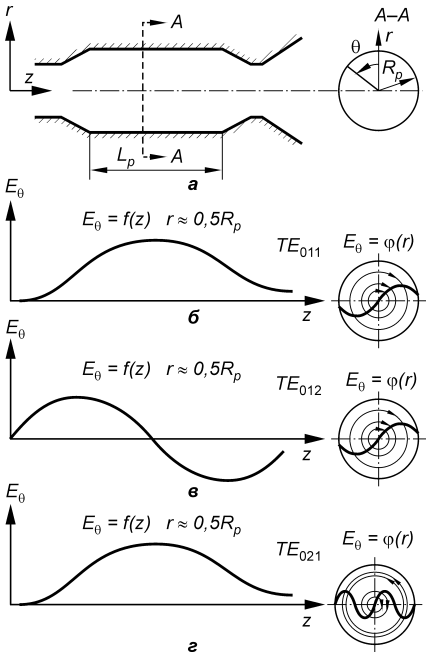


Рис. 9.36
Распределение электрического поля различных видов колебаний в резонаторе гиротрона

составлять несколько длин волн генерируемых колебаний, что обеспечивает практическую возможность создания мощных электронных приборов для работы в миллиметровом диапазоне длин волн. Тем самым устраняется главная причина, ограничивающая достижение больших мощностей микроволновых приборов О- и М-типов: малые размеры резонансных и замедляющих систем. В качестве примера на рис. 9.35 показаны в одном и том же масштабе тороидальный резонатор генераторного клистрона (слева) и открытый резонатор гиромонотрона на одну и ту же длину волны генерируемых колебаний — 8 мм [52].

Открытый резонатор является многомодовой колебательной системой, в которой могут возбуждаться резонансные колебания различных видов. Из них рабочими видами будут поперечно-электрические колебания вида TE_{mpn}, поскольку эффективное взаимодействие вращающихся электронов можно осуществить только с поперечной составляющей электрического поля. Индексы m, p, n указывают на число вариаций поля соответственно по азимуту, радиусу и продольной координате.

На рис. 9.36 приведены схема резонатора (*а*) и структуры полей некоторых видов поперечно-электрических колебаний, возбуждаемых в таком резонаторе. Из них наиболее часто в качестве рабочего вида колебаний используется вид TE_{011} (*б*). Электрическое поле этого вида имеет только азимутальную компоненту E_θ, которая не изменяется по азимуту ($m = 0$), а в радиальном и продольном направлениях содержит только по одной координате ($p = 1$, $n = 1$). Два последующих вида колебаний отличаются от предыдущего тем, что поле E_θ имеет либо две вариации в продольном направлении (вид TE_{012}) (*в*), либо две вариации по радиусу (вид TE_{021}) (*г*).

Резонансные частоты рассматриваемого резонатора при колебаниях вида TE_{mpn} близки к критическим частотам цилиндрического волновода, образующего центральную часть резонатора:

$$\omega_0 \approx \omega_{кр} = \frac{\nu_{mp}}{R_р} c.$$

Отсюда аналогичное равенство можно записать и для соответствующих длин волн:

$$\lambda_0 \approx \lambda_{кр} = 2\pi \frac{R_р}{\nu_{mp}},$$

где $R_р$ — радиус цилиндрической (центральной) части резонатора, c — скорость света и ν_{mp} — p-корень уравнения

$$J'_m(x) = \frac{dJ_m(x)}{dx} = 0,$$

где $J_m(x)$ — функция Бесселя первого рода m-го порядка. Для азимутально-симметричных видов колебаний ($m = 0$) три первых корня имеют следующие значения: $\nu_{01} = 3{,}83$; $\nu_{02} = 7{,}0$ и $\nu_{03} = 10{,}17$.

Теперь перейдем к рассмотрению принципа действия гиромонотрона, в основе которого, как уже отмечалось, лежит взаимодействие вращающихся электронов с поперечной составляющей переменного электрического поля при условии, что частота колебания поля ω приблизительно равна циклотронной частоте ω_c, т. е. при условии циклотронного резонанса. Предположим, что в резонаторе существует поле колебаний вида TE_{011}, которое, как известно, имеет только азимутальную компоненту E_θ. Амплитуда этой компоненты является функцией радиальной координаты r с максимумом при $r = 0{,}5R_р$, поэтому для эффективного взаимодействия электронов с полем электронная пушка должна формировать полый спирализованный электронный поток со средним радиусом, приблизительно равным $0{,}5R_р$. Поперечное сечение такого электронного потока внутри резонатора схематично показано на рис. 9.37, *а*. Спиральные траектории электронов (на рисунке их проекции изображены маленькими окружностями) имеют радиус $r_e << R_р$ и шаг $\lambda_c << L_р$, где $L_р$ — длина основной части резонатора. Это позволяет считать, что в пределах нескольких витков траектории поле резонатора пространственно однородно.

Проанализируем взаимодействие электрона с переменным полем резонатора, изменяющимся во времени по гармоническому закону $E_\theta = E_m \cos \omega t$ (рис. 9.37, *б*), при выполнении условия циклотронного резонанса: $\omega = \omega_c$. С целью упрощения рассуждений предположим, что продольная составляющая скорости электронов равна нулю ($v_\parallel = 0$) и поэтому электроны движутся по круговым орбитам радиуса r_c. На рис. 9.37, *в* приведено увеличенное изображение вырезки из плоскости поперечного сечения резонатора, содержащей круговую орбиту и силовые линии переменного электрического поля E_θ для момента времени $t = 0$, когда это поле достигает своего максимального значения. Выделенные на орбите четыре характерных

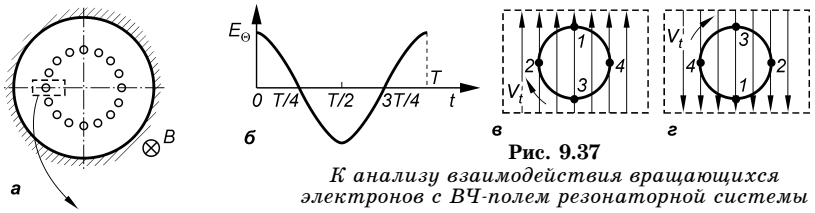


Рис. 9.37

К анализу взаимодействия вращающихся электронов с ВЧ-полем резонаторной системы

электрона (*1, 2, 3, 4*) вращаются по часовой стрелке в соответствии с указанным направлением поперечной скорости $v_\perp$. Из рисунка видно, что сила поля $\bar{F} = -d\bar{E}_\theta$ действует на эти электроны по-разному: электрон *2* она тормозит, поскольку направление против его движения, электрон *4*, наоборот, ускоряет, а скорости вращения электронов *1* и *3* остаются неизменными, поскольку она (сила) направлена перпендикулярно их траектории.

Через половину периода изменения поля E_θ, т. е. в момент $t = T/2$, оно по-прежнему достигает максимального значения, но направление изменяется на обратное (рис. 9.37, *г*). При этом позиции электронов оказываются сдвинутыми по ходу их движения на половину орбиты и снова электрон *2* будет тормозиться, а электрон *4* — ускоряться. Таков же результат взаимодействия будет и через следующие полпериода и целое число периодов. Таким образом, при взаимодействии электронов, движущихся по круговым траекториям, с высокочастотным электрическим полем в режиме циклотронного резонанса происходит их скоростная модуляция, которая, в свою очередь, вызывает азимутальное группирование электронов.

Какова особенность азимутального группирования электронов в гиротроне? При изменении (модуляции) поперечных скоростей $v_\perp$ изменяется характер вращательного движения. Во-первых, в соответствии с формулой (9.27) изменяются радиусы электронных орбит. Во-вторых, как показали детальные исследования, изменяются также угловые скорости электронов, т. е. циклотронная частота их вращения. Согласно формуле, определяющей эту частоту, $\omega_c = eB/m$, при постоянном значении индукции магнитного поля изменение ω_c возможно только при изменении массы электрона вследствие проявления релятивистского эффекта, т. е. зависимости массы частицы от скорости ее движения согласно выражению

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_\perp}{c}\right)^2}} = m_0\gamma,$$

где m_0 — масса покоя, c — скорость света, а $\gamma = (1 - v^2_\perp/c^2)^{-1/2}$ — релятивистский фактор.

Таким образом, с учетом релятивистского эффекта радиус орбиты и угловая частота вращения электрона будут определяться следующими выражениями:

$$r_c = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_\perp}{c}\right)^2}} \frac{v_\perp}{eB}, \tag{9.30}$$

$$\omega_c = \frac{eB}{m_0}\sqrt{1 - \left(\frac{v_\perp}{c}\right)^2}. \tag{9.31}$$

Если теперь вновь обратиться к ранее выделенным электронам *1, 2, 3, 4*, взаимодействующим с высокочастотным электрическим полем, то можно

охарактеризовать движение этих электронов следующим образом. Как было показано выше, электроны *1* и *3* (а также электроны, находящиеся в их окрестности) не изменяют скорости своего движения при взаимодействии с высокочастотным полем, поэтому они двигаются по орбитам, близким к траекториям статического режима. При этом радиус их орбит и угловая скорость определяются выражениями (9.27) и (9.28), в которых скорость $v_\perp$ равна постоянной орбитальной скорости $v_{\perp 0}$. У электрона *4* линейная скорость $v_\perp$ под действием высокочастотного поля возрастает, поэтому радиус орбиты r_c также возрастает, а частота вращения ω_c снижается. В результате этот электрон смещается в азимутальном направлении в сторону электрона *1* (рис. 9.38). Электрон *2*, линейная скорость которого под действием высокочастотного поля снижается и у которого, вследствие этого, уменьшается радиус орбиты и увеличивается частота вращения, также смещается в сторону электрона *1*.

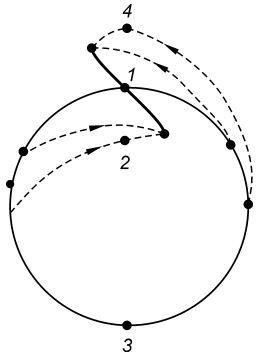


Рис. 9.38
Образование электронной группы в процессе азимутальной группировки

Таким образом, в процессе движения электронов по спирали в высокочастотном поле вокруг электрона *1* постепенно образуется электронная группа, т. е. электронный сгусток. В этом и заключается особенность азимутального группирования электронов в гиротронах.

Для того чтобы электронный сгусток начал передавать свою кинетическую энергию высокочастотному электрическому полю, он должен постепенно смещаться в область тормозящего поля, где первоначально находился электрон *2*. Этого можно достигнуть при некотором отклонении от циклотронного резонанса, точнее, при выполнении условия $\omega_c = \omega(1 - \Delta)$, где Δ — малая величина ($\Delta \ll 1$).

Теоретический анализ процессов азимутального группирования электронов и отбора энергии от электронного сгустка высокочастотным полем проводится на основе результатов численного интегрирования довольно сложных уравнений движения в резонаторе [52, 53]. На рис. 9.39 показаны результаты расчета движения 12 электронов для нескольких моментов времени, характеризующих процесс азимутального группирования при отношении угловых частот $\omega_c/\omega = 0{,}93$. Выбранные моменты времени

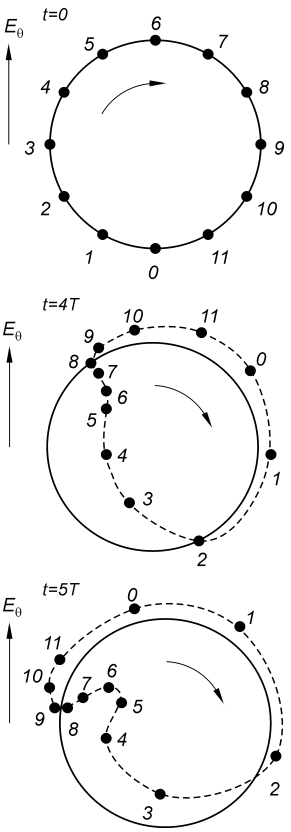


Рис. 9.39
Азимутальная группировка электронов в гиротроне

различаются целым числом периодов вращения T и соответствуют разным длительностям процесса группирования электронов. Из рисунка видно, что электронный сгусток, образующийся вокруг электрона *6* (пунктирная траектория), постепенно смещается в тормозящую фазу высокочастотного электрического поля, в которой при $t = 0$ находился электрон *3*.

КПД и выходная мощность гиромонотрона

Различают три коэффициента полезного действия гиромонотрона: два «электронных» (поперечный $\eta_{e\perp}$ и полный η_e) и общий КПД η.

Поперечный электронный КПД определяется как отношение энергии $W_{\sim}$, переданной электронами полю резонатора за время, равное или кратное T_c, к кинетической энергии вращательного движения электронов $W_{\perp 0}$, вошедших в резонатор за то же время:

$$\eta_{e\perp} = \frac{W_{\sim}}{W_{\perp 0}}. \qquad (9.32)$$

На основании закона сохранения энергии значение $W_{\sim}$ можно представить в виде разности кинетических энергий на входе в резонатор $W_{\perp 0}$ и на его выходе $W_{\perp}$, т. е. $W_{\sim} = W_{\perp 0} - W_{\perp}$. Тогда

$$\eta_{e\perp} = 1 - \frac{W_{\perp}}{W_{\perp 0}}.$$

Если же кинетические энергии электронов на входе и выходе резонатора выразить через соответствующие скорости, то поперечный электронный КПД можно представить в виде

$$\eta_{e\perp} = 1 - \frac{\overline{v}_{\perp}^2}{v_{\perp 0}^2},$$

где $\overline{v}_{\perp}^2$ — средний квадрат скорости электронов на выходе из резонатора.

Численные расчеты показывают, что значение $\eta_{e\perp}$ зависит от закона распределения переменного электрического поля вдоль оси резонатора.

При однородном распределении этого поля максимальное значение поперечного КПД составляет около 40%. Однако если распределение поля будет неоднородным и характеризоваться медленным нарастанием его амплитуды в начале резонатора, более быстрым нарастанием в средней части резонатора и резким спадом в его конце, то значение $\eta_{e\perp}$ может достигать 90%. При таком распределении поля обеспечивается оптимальное условие его взаимодействия с электронным пучком: скоростная модуляция и азимутальное группирование электронов в медленно нарастающем поле (в первой половине резонатора) и эффективный отбор энергии от сгруппированного электронного пучка во второй половине резонатора, где амплитуда поля достигает максимума.

Полный электронный КПД определяется как отношение энергии $W_{\sim}$, переданной электронным пучком переменному полю резонатора, к полной кинетической энергии электронов на входе в резонатор W_0:

$$\eta_e = \frac{W_{\sim}}{W_0}. \qquad (9.33)$$

Значение W_0 можно представить в виде суммы кинетических энергий продольного и вращательного движения: $W_0 = W_{\parallel 0} + W_{\perp 0}$. С учетом этого, а также соотношения (9.32), получим

$$\eta_e = \frac{\eta_{e\perp}}{1 + \dfrac{W_{\parallel 0}}{W_{\perp 0}}}$$

или

$$\eta_e = \frac{\eta_{e\perp}}{1 - \left(\dfrac{\upsilon_{\parallel 0}}{\upsilon_{\perp 0}}\right)^2}.$$

Из этого выражения следует, что для получения большого полного электронного КПД необходимо использовать спиральные электронные пучки с малым отношением продольных и поперечных скоростей.

Общий КПД гиромонотрона определяется как отношение энергии высокочастотного поля $W_{\text{вых}}$, поступающей в выходной волновод, к энергии электронного пучка W_0, получаемой от источника анодного напряжения за один и тот же интервал времени:

$$\eta = \frac{W_{\text{вых}}}{W_0} = \eta_p \frac{W_{\sim}}{W_0} = \eta_p \cdot \eta_e,$$

где $\eta_p = W_{\text{вых}}/W_{\sim}$ — КПД резонатора, который по аналогии с (8.22) может быть выражен через собственную Q_0 и нагруженную $Q_э$ добротности резонатора:

$$\eta_p = 1 - \frac{Q_э}{Q_0}.$$

Собственная добротность характеризует проводимость омических потерь в стенках резонатора $G_0 = 1/\rho Q_0$ (без учета электронной нагрузки). Значение η_p в мощных гиромонотронах может составлять 0,8–0,95.

Выходная мощность гиромонотрона $P_{\text{вых}}$ выражается через мощность электронного пучка $P_0 = I_0 U_{a2}$ и полный КПД η:

$$P_{\text{вых}} = \eta P_0 = \eta I_0 U_{a2},$$

где I_0 — ток пучка и U_{a2} — потенциал второго анода электронной пушки.

Следует заметить, что на работу гиромонотрона заметное влияние оказывает разброс скоростей электронов в пучке, сформированном электронной пушкой. Полный скоростной разброс принято характеризовать относительной величиной разброса орбитальных скоростей $\delta\upsilon_\perp = \Delta\upsilon_\perp/\upsilon_{\perp 0}$, где $\Delta\upsilon_\perp$ — абсолютная величина разброса и $\upsilon_{\perp 0}$ — среднее значение орбитальной скорости. В реальных электронных пучках величина $\delta\upsilon_\perp$ может достигать нескольких десятков процентов.

Скоростной разброс приводит к ухудшению эффективности взаимодействия электронного пучка с высокочастотным полем в резонаторе и, как следствие, к снижению КПД гиромонотрона. Например, при $\delta\upsilon_\perp = 20\%$ значение электронного КПД уменьшается примерно на 30%.

Работа гиромонотрона на гармониках циклотронной частоты

Помимо основного циклотронного резонанса, характеризующегося равенством $\omega = \omega_c$, в гиромонотронах могут быть использованы и резонансы на гармониках циклотронной частоты. Общее условие циклотронного резонанса имеет вид

$$\omega = n\omega_c, \tag{9.34}$$

где $n = 1, 2, 3...$ — номер гармоники циклотронной частоты. Работа на гармониках позволяет снизить значение требуемой для работы прибора индукции магнитного поля. Действительно, из (9.34) следует, что в общем случае

$$\omega_c = \frac{\omega}{n} \text{ и } B = \frac{m}{e}\frac{\omega}{n}.$$

На практике применение получил режим работы на второй гармонике циклотронной частоты: $\omega = 2\omega_c$, при использовании более высоких гармоник электронный КПД прибора заметно снижается.

На гиротронах достигнуты максимальные уровни выходной мощности практически во всем миллиметровом диапазоне длин волн. В импульсном режиме эти уровни характеризуются мощностями порядка 1 МВт, а в непрерывном режиме — 200 кВт.

Гиротроны находят применение в установках нагрева плазмы и изучения нелинейных эффектов в твердом теле, а также в прецизионной газовой спектроскопии.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ И УСТРОЙСТВ

РЕЗОНАНСНЫЙ КОНТУР С СОСРЕДОТОЧЕННЫМИ ПОСТОЯННЫМИ

Колебательные системы являются основными элементами электронных цепей, в том числе управляющих и преобразующих устройств. При относительно невысоких рабочих частотах ($f \lesssim 10^7$ Гц) в качестве колебательной системы используется резонансный контур с сосредоточенными постоянными, выполненный в виде параллельного соединения катушки индуктивности L и конденсатора C. На рис. П.1 показаны две эквивалентные схемы такого контура, различающиеся включением активных сопротивлений r и $R_э$, определяющих потери энергии в контуре; схема (*а*) характеризует последовательное, а схема (*б*) — параллельное включение.

Основной характеристикой колебательного контура является резонансная кривая, представляющая собой зависимость падения напряжения на контуре U_R от частоты f возбуждающего сигнала. Такая кривая изображена на рис. П.2, где по оси ординат отложено отношение напряжения U_R к максимальному значению этого напряжения U_{R_m}, достигаемое на резонансной частоте f_0. Интервал частот на уровне 0,707 от максимума получил название ширины полосы пропускания LC контура. Благодаря такой характеристике колебательный контур обладает избирательным свойством: при возбуждении контура многочастотным током $I(n\omega)$ падение напряжения на контуре в основном создает только та составляющая тока, частота которой совпадает с собственной частотой контура $f = f_0$. Для изолированного колебательного контура понятия собственной и резонансной частот адекватны. При малых потерях в контуре ($r \to 0$)

$$\omega_0 = 2\pi f_0 = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}}. \qquad \text{(П.1)}$$

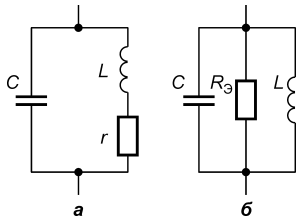


Рис. П.1
Эквивалентные схемы резонансного контура

При резонансе реактивные сопротивления элементов контура оказываются равными между собой и называются характеристическим сопротивлением

$$\rho = \omega_0 L = \frac{1}{\omega_0 C} = \sqrt{\frac{L}{C}}. \qquad \text{(П.2)}$$

Важным параметром резонансного контура является добротность Q — безразмерная величина, учитывающая потери энергии в контуре. В наиболее общей форме этот параметр определяется как умноженное на 2π отношение запаса энергии в контуре W к средней мощности потерь $P_п$ за период T свободных колебаний:

$$Q = 2\pi \frac{W}{P_п \cdot T} = \omega_0 \frac{W}{P_п}. \qquad \text{(П.3)}$$

Анализ потерь мощности, проведенный в [30], показал, что добротность параллельного резонансного контура можно представить также в виде

$$Q = \frac{1}{\dfrac{\rho}{R_э} + \dfrac{r}{\rho}} = \frac{\rho}{\dfrac{\rho^2}{R_э} + r}. \qquad \text{(П.4)}$$

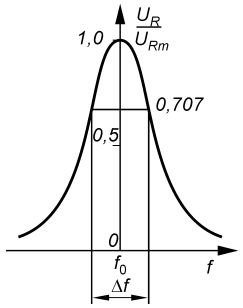


Рис. П.2
Резонансная кривая колебательного контура

Однако использовать формулу (П.4) для расчета Q трудно, поскольку сложно определить значения r и $R_э$. Поэтому практически добротность колебательного контура определяют по экспериментально снятой резонансной кривой (рис. П.2) как отношение резонансной частоты f_0 к ширине полосы частот Δf на уровне 0,707 от максимума кривой

$$Q = \frac{f_0}{\Delta f}. \qquad (П.5)$$

Формула (П.4) при соотношении $r \ll \rho^2/R_э$ (обычно выполняющемся на практике) позволяет по известным значениям ρ и Q определить активное эквивалентное параллельное сопротивление контура

$$R_э = \rho Q. \qquad (П.6)$$

В колебательных контурах с сосредоточенными постоянными значения характеристического сопротивления составляют единицы-десятки ом, добротности — десятки-сотни, активного эквивалентного сопротивления — сотни-тысячи ом.

ОБЪЕМНЫЙ (ПОЛЫЙ) РЕЗОНАТОР

С повышением рабочей частоты ($f > 10^7$ Гц) добротность резонансного контура с сосредоточенными параметрами начинает снижаться вследствие нарастающих потерь энергии в проводниках и диэлектриках, а также потерь на излучение. При этом одновременно меняется и конструкция контура. Чтобы обеспечить повышение собственной частоты контура, необходимо, согласно формуле (П.1), снижать значения его индуктивности и емкости, т. е. уменьшать число витков в катушке и число пластин в конденсаторе. В результате это приводит к тому, что катушка индуктивности вырождается в один виток проволоки, а конденсатор полностью исчезает; его функцию выполняет междуэлектродная емкость промежутка взаимодействия (рис. П.3, *а*). Дальнейшее существенное повышение собственной частоты контура возможно только за счет уменьшения его индуктивности, что достигается путем подключения параллельно имеющемуся витку других таких же витков (рис. П.3, *б*). В пределе образуется сплошная (замкнутая) металлическая полость, получившая название полого, или *объемного резонатора* (рис. П.3, *в*). В таком резонаторе переменное электрическое поле сосредоточивается в средней части — промежутке, который в электронных приборах служит пространством взаимодействия; магнитное поле сосредоточивается в тороидальной части резонатора.

В общем случае электромагнитным объемным резонатором может служить любая замкнутая металлическая полость произвольной формы поперечного сечения. На практике выбор формы резонатора определяется удобством его использования в конкретных приборах и устройствах.

На рис. П.4 приведены схемы некоторых аксиально-симметричных объемных резонаторов, получивших наиболее широкое применение. Резонатор, изобра-

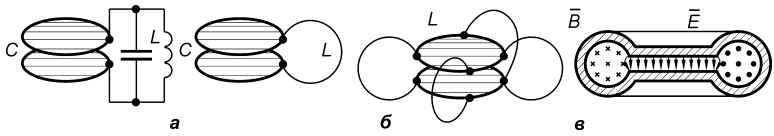


Рис. П.3
Этапы трансформации колебательного контура с сосредоточенными постоянными в объемный резонатор

женный на рис. П.4, *а*, называется коаксиальным, на рис. П.4, *б* — радиальным и на рис. П.4, *в* — тороидальным. Они различаются соотношением размеров: длины l и радиуса R. Для коаксиального резонатора характерно $l \gg R$; для радиального, наоборот, $l \ll R$; для тороидального $l \sim R$. Это различие определяет и различные методы их расчета [33].

Все рассмотренные типы резонаторов имеют по одному промежутку, или зазору, взаимодействия, поэтому они называются однозазорными. В микроволновых (сверхвысокочастотных) электронных приборах и устройствах используются и более сложные объемные резонаторы, содержащие два и более зазоров взаимодействия. На рис. П.5 приведены некоторые конструктивные разновидности двухзазорных резонаторов, где обозначены: *1* — металлический корпус резонатора, *2* — внутренний электрод, *3* — высокочастотные зазоры. Такие резонаторы работают в противофазном режиме, при котором высокочастотные поля в зазорах сдвинуты на половину периода (графики полей вверху). Выбором расстояния l_1 между серединами зазоров можно раздвигать или, наоборот, сближать эти поля в пространстве и тем самым влиять на конечный результат двойного взаимодействия электронного пучка с полями. Например, в случае использования резонатора, изображенного на рис. П.5, *а*, в триодном управляющем устройстве при условии $\omega l << \pi$ можно практически полностью устранить скоростную модуляцию электронного пучка, сохранив при этом плотностную модуляцию (см. § 7.4). Резонатор, изображенный на рис. П.5, *б* используется в пролетных клистронах при $\omega l = \pi$. При этом в управляющих устройствах обеспечивается двойная глубина скоростной модуляции электронов, а в преобразующих — двойной отбор мощности от сгруппированного электронного пучка.

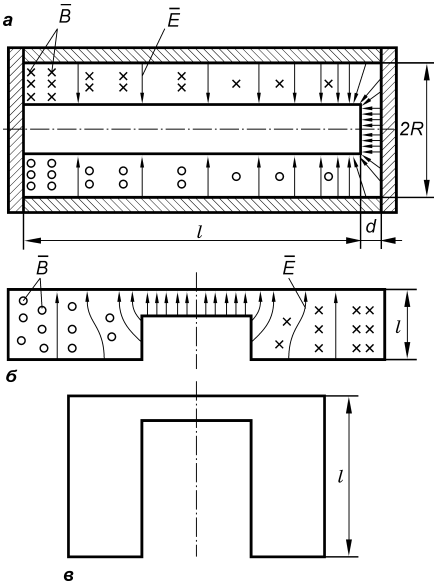


Рис. П.4
Типы объемных резонаторов

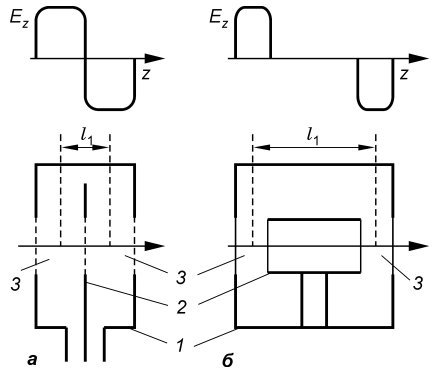


Рис. П.5
Двухзазорные объемные резонаторы

Используемые в микроволновых электронных приборах объемные резонаторы характеризуются тремя основными параметрами: резонансной частотой f_0, или резонансной длиной волны λ_0; добротностью Q_0 и активной эквивалентной параллельной проводимостью G_0. Эти параметры полностью заменяют параметры L, C, r контуров с сосредоточенными постоянными.

Объемный резонатор имеет бесконечное число собственных, или резонансных частот, которые в общем случае не являются кратными. Каждая из них получается как одно из собственных значений решения уравнений Максвелла, удовлетворяющего граничным условиям. Разным собственным частотам соответствуют разные виды колебаний. Наибольший практический интерес имеет

самая низкая резонансная частота, наиболее удаленная от других «паразитных» резонансных частот.

Добротность объемного резонатора так же, как и колебательного контура с сосредоточенными постоянными, в общем случае определяется формулой (П.3), в которой потери средней мощности подсчитываются по омическим потерям, связанным с прохождением наведенного тока по поверхности резонатора. Экспериментально Q резонатора определяется по резонансной кривой зависимости колебательной мощности $P_{\sim}$ от частоты f с помощью (П.5), но при условии, что ширина резонансной кривой Δf (т. е. полосы пропускания частот) определяется на уровне 0,5 от максимума кривой. Значения добротностей объемных резонаторов, использующихся в микроволновых приборах, составляют сотни и тысячи единиц.

Для отбора электромагнитной энергии из резонатора его связывают с внешней (полезной) нагрузкой. В таком случае говорят о добротности нагруженного резонатора, при расчете которой по формуле (П.3) учитывают потери мощности как в стенках резонатора, так и во внешней нагрузке. Обычно мощность, отдаваемая во внешнюю нагрузку, во много раз больше мощности, теряемой в стенках резонатора, поэтому Q нагруженного резонатора всегда значительно меньше Q_0 ненагруженного резонатора.

Третьим параметром, характеризующим объемный резонатор, является активная эквивалентная параллельная проводимость G_0, соответствующая потерям энергии в стенках резонатора. Неопределенность значений L и C объемного резонатора не позволяет определить его характеристическое сопротивление по формуле (П.2) и, как следствие, использовать для расчета G_0 формулу (П.6). Поэтому эквивалентную проводимость потерь в стенках резонатора выражают через мощность этих потерь $P_{\text{с}}$ и амплитуду переменного напряжения U_m на зазоре взаимодействия:

$$G_0 = \frac{2P_{\text{с}}}{U_m^2}.$$

Тем самым проводимость G_0 оказывается подключенной параллельно высокочастотному зазору (зазору взаимодействия) резонатора.

При использовании объемных резонаторов в микроволновых приборах потери мощности в стенках резонаторов оказываются не единственным видом потерь. В общем случае их дополняют потери мощности P_e на электронную нагрузку в зазоре и потери мощности во внешней нагрузке $P_{\text{н}}$, с которой связан резонатор. Эти потери можно выразить через соответствующие активные эквивалентные проводимости G_e и $G_{\text{н}}$. Тогда полная активная эквивалентная проводимость $G_{\text{э}}$ нагруженного резонатора, подключенная параллельно зазору взаимодействия, может быть представлена в виде

$$G_{\text{э}} = G_0 + G_e + G_{\text{н}} = 2\frac{P_{\text{с}} + P_e + P_{\text{н}}}{U_{R_m}^2} = 2\frac{P_{\sim}}{U_{R_m}^2},$$

где $P_{\sim} = P_{\text{с}} + P_e + P_{\text{н}}$ — колебательная мощность, выделяющаяся в резонаторе (преобразующем устройстве) при взаимодействии поля этого резонатора с модулированным электронным пучком.

ЗАМЕДЛЯЮЩИЕ СИСТЕМЫ

Большая добротность объемных резонаторов, определяющая их широкое применение в микроволновой технике, является главным фактором, который ограничивает возможность создания на их основе широкополосных усилителей. Во всех усилительных приборах и устройствах с резонансными колебательными системами полоса пропускания частот ограничивается значением нагруженной добротности используемых резонаторов. Например, при значении добротности $Q = 100$ относительная полоса пропускания резонатора, согласно (П.3), равна $\Delta f/f_0 = 0{,}01$ или 1%. В ряде случаев такая полоса частот оказывается недостаточной для неискаженной передачи сигнала. Например, при передаче

цветного телевизионного изображения усилитель, работающий в стандартном диапазоне частот 470–650 МГц, должен иметь относительную полосу не менее 1,7%, а при одновременной работе нескольких телевизионных каналов — 10% и более. Резонатор с полосой 10% имеет добротность 10 единиц. При такой добротности резонансные свойства проявляются слабо, параллельное активное эквивалентное сопротивление резонатора оказывается малым и недостаточным для эффективного отбора энергии от модулированного электронного пучка. Для повышения эффективности требуется многократное взаимодействие электронного пучка с переменным полем колебательной системы. Для этого последняя должна состоять из нескольких (в общем случае многих) соосно расположенных и связанных между собой низкодобротных резонаторов. В такой системе отбор энергии от электронного пучка и ее постепенное накопление возможно только при условии, что электронные сгустки приходят в каждый последующий резонатор в одну и ту же, «свою» фазу переменного поля. Для этого, очевидно, скорость распространения электронного пучка должна быть равна фазовой скорости перехода электромагнитного поля из одного резонатора в другой (условие синхронизма). Поскольку скорость электронов всегда меньше скорости света и определяется значением ускоряющего напряжения, выполнить указанное условие можно только путем замедления процесса распространения электромагнитного поля, т. е. снижения фазовой скорости его распространения по отношению к скорости света. Колебательная (нерезонансная) система, в которой электромагнитное поле распространяется в виде бегущей волны с фазовой скоростью $v_ф$, меньшей скорости света, получила название *замедляющей системы*. При этом отношение скорости света в свободном пространстве к фазовой скорости волны в замедляющей системе, т. е. $c/v_ф = k_з$, называется *коэффициентом замедления*.

Различают три основных вида взаимодействия электронного пучка с электрическим полем бегущей волны: взаимодействие с продольной, поперечной и азимутальной составляющими поля. При реализации первого вида взаимодействия (типа О) электронам задают прямолинейное движение, которое обычно сопровождается продольным магнитным полем. При реализации второго вида взаимодействия (типа М) используют постоянные скрещенные поля, которые задают циклоидальное движение электронов (см. п. 4.7). Наконец, для осуществления взаимодействия с азимутальной составляющей поля электроны должны двигаться по спирали. Очевидно, что в каждом из этих случаев колебательные системы будут иметь свои особенности.

На рис. П.6 приведены схемы некоторых типов замедляющих систем, предназначенных для обеспечения взаимодействия электронов с продольной составляющей поля бегущей волны: *а* — спиральная, *б* — цилиндрический диафрагмированный волновод, *в* — двойная спираль, *г* — система встречных штырей, *д* — гребенка, *е* — цепочка связанных резонаторов. Все эти системы можно рассматривать как передающие линии с периодически изменяющимся профилем, или с периодически повторяющимися неоднородностями, поэтому они называются периодическими

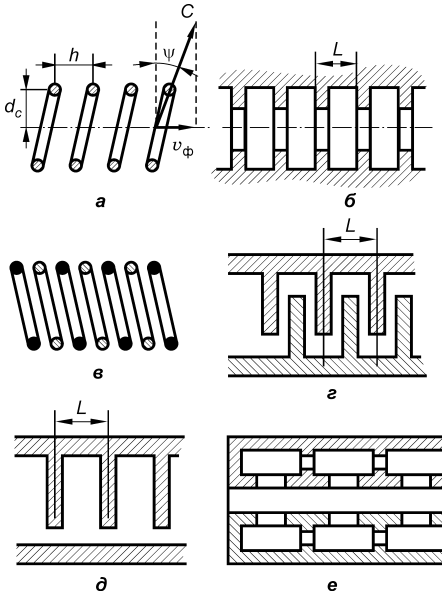


Рис. П.6
Схемы замедляющих систем электронных приборов типа О

замедляющими системами. На рис. П.6 период систем обозначен через L, а d_c, h и ψ — диаметр, шаг и угол навивки спирали.

Наиболее распространенным типом периодических замедляющих систем является простая одиночная проволочная или ленточная цилиндрическая спираль, которая располагается внутри металлической трубы и вместе с ней образует коаксиальную спиральную линию. Такая замедляющая система достаточно подробно рассматривается в п. 7.13.

Большое конструктивное различие периодических замедляющих систем обусловливает и различие их дисперсионных характеристик, т. е. зависимостей фазовой скорости замедленной волны от ее частоты или длины волны. В общем случае различают четыре вида дисперсии в замедляющих системах:

1) нормальная дисперсия, характеризующаяся уменьшением фазовой скорости волны с ростом частоты колебаний;

2) аномальная дисперсия, при которой фазовая скорость волны возрастает с повышением частоты;

3) положительная (прямая) дисперсия, при которой направления фазовой и групповой скоростей совпадают, т. е. знаки $v_ф$ и $v_{гр}$ одинаковы;

4) отрицательная (обратная) дисперсия, характеризующаяся тем, что фазовая скорость волны направлена в сторону, противоположную групповой скорости.

Для характеристики дисперсии в замедляющих системах используются зависимости $v_ф = f(\omega)$, $v_ф/c = f(\lambda)$, а также зависимость волнового числа свободного пространства $k = 2\pi/\lambda$ от фазовой постоянной системы $\beta = \omega/v_ф$.

Известно, что в любой передающей длинной линии поток мощности P связан с амплитудой напряжения бегущей волны U_m соотношением

$$P = \frac{1}{2}\frac{U_m^2}{Z_0},$$

где Z_0 — характеристическое сопротивление, равное отношению поперечного напряжения к продольному току волны. Если это соотношение применить к замедляющей системе и вместо амплитуды поперечного напряжения U_m подставить амплитуду продольного напряжения U_{z_m}, тогда роль характеристического сопротивления будет играть сопротивление $R_{св}$, получившее название сопротивления связи. В этом случае

$$P = \frac{1}{2}\frac{U_{z_m}^2}{R_{св}},$$

откуда

$$R_{св} = \frac{U_{z_m}^2}{2P}. \qquad (П.7)$$

Под амплитудой продольного напряжения U_{z_m} понимают линейный интеграл продольного электрического поля E_z, изменяющегося синусоидально вдоль оси z, от точки $z = 0$ до точки $z = \lambda_{зам}/4$, где напряженность замедленной волны максимальна, т. е.

$$U_{z_m} = \int_0^{\lambda_{зам}/4} E_{z_m} \sin\frac{2\pi}{\lambda_{зам}} z \cdot dz = \frac{E_{z_m}}{\beta}, \qquad (П.8)$$

где $\beta = 2\pi/\lambda_{зам}$ — фазовая постоянная, E_{z_m} — амплитуда напряженности продольного поля бегущей волны.

Подставляя (П.8) в (П.7), получаем расчетную формулу для сопротивления связи замедляющей системы

$$R_{св} = \frac{E_{z_m}^2}{2P\beta^3}. \qquad (П.9)$$

Значение $R_{св}$ не является однозначным и зависит от выбранного пути отсчета E_{zm}. Напряженность поля на поверхности системы отличается от напряженности поля на ее оси симметрии (см. рис. 7.40, *в*). Чем ближе к оси, тем слабее напряженность поля при одной и той же мощности бегущей волны и тем меньше соответствующее сопротивление связи. В зависимости от типа замедляющей системы значение $R_{св}$ составляет от нескольких десятков до нескольких сотен ом.

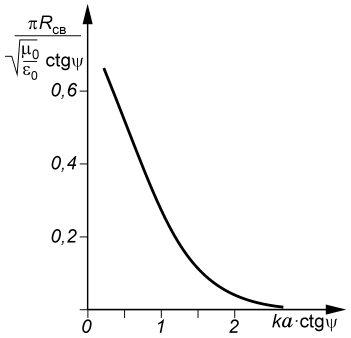


Рис. П.7
К расчету сопротивления связи спиральной замедляющей системы

Строгий аналитический расчет $R_{св}$ по формуле (П.9) для конкретных замедляющих систем является сложной задачей и возможен только для простейших случаев, поэтому при определении $R_{св}$ важную роль играет эксперимент. На рис. П.7 в виде кривой приведены результаты расчета сопротивления связи спиральной замедляющей системы относительно ее оси при углах навивки $\psi < 10°$. По оси абсцисс отложены так называемые нормализованные значения радиуса спирали, а по оси ординат — нормализованные значения сопротивления связи. Резкое падение сопротивления связи с увеличением радиуса спирали обусловлено соответствующим снижением напряженности поля волны на оси спирали. Типичное значение $R_{св}$ спиральной замедляющей системы при реально используемых значениях коэффициента замедления составляет несколько десятков ом.

Наличие периодических неоднородностей в замедляющих системах (металлических штырей, диафрагм, щелей в перегородках и т. д.) приводит к тому, что электрическое поле замедленной волны не может быть выражено только одной гармонической функцией, как в однородной согласованной системе. Выражение, описывающее это поле, должно обязательно учитывать изменение амплитуды поля вдоль оси z, вызываемое неоднородностями. При отсутствии в периодической замедляющей системе отраженных волн и потерь энергии в стенках электрическое поле бегущей волны можно представить в виде

$$E = E_{m1}F(z)e^{j(\omega t - \beta z)}, \qquad (П.10)$$

где $F(z)$ — периодическая функция расстояния вдоль оси z. Эта функция имеет период L и может быть разложена в ряд Фурье. Тогда в комплексной форме она будет иметь следующий вид:

$$F(z) = \sum_{\infty}^{+\infty} C_p e^{-jp\frac{2\pi}{L}z}, \qquad (П.11)$$

где p — любое целое число, равное 0, ±1, ±2, ..., которое называется номером пространственной гармоники; C_p — коэффициент разложения, соответствующий конкретному номеру гармоники p.

Подставляя (П.11) в (П.10), получаем

$$E = E_{m1}e^{j(\omega t-\beta z)}\sum_{-\infty}^{+\infty} C_p e^{-jp\frac{2\pi}{L}z},$$

или

$$E = \sum_{-\infty}^{+\infty} E_p e^{-j\left[\omega t-\beta+\frac{2\pi}{L}z\right]},$$

или, наконец,

$$E = \sum_{-\infty}^{+\infty} E_p e^{-j\left(\omega t-\beta_p z\right)}, \qquad (П.12)$$

где

$$\beta_p = \beta + \frac{2\pi p}{L}. \qquad \text{(П.13)}$$

Таким образом, электрическое поле в периодической замедляющей системе представляет собой пакет из бесконечного множества волн, бегущих в разных направлениях оси z. Эти волны называются пространственными гармониками, или гармониками Хартри. Они имеют одинаковую частоту ω, но разные фазовые постоянные β_p. Амплитуды пространственных гармоник E_p определяются коэффициентами ряда Фурье.

Наличие пространственных гармоник является наиболее характерной особенностью периодических замедляющих систем. При этом важно то, что все эти гармоники присутствуют в системах одновременно и не могут существовать независимо друг от друга, как, например, различные типы волн в волноводах.

Пространственная гармоника, имеющая наибольшую фазовую скорость $(v_ф)_p$ и, следовательно, наименьшую фазовую постоянную $\beta_p = \omega/(v_ф)_p$, называется о с н о в н о й в о л н о й. Обычно она соответствует нулевой гармонике ($p = 0$). Обозначая фазовую постоянную нулевой гармоники через β_0, выражение (П.13) можно представить в виде, который часто встречается в литературе:

$$\beta_p = \beta + \frac{2\pi p}{L}. \qquad \text{(П.14)}$$

Отсюда фазовая скорость пространственных гармоник будет равна

$$(v_ф)_p = \frac{\omega}{\beta_p} = \frac{\omega}{\beta_0 + \dfrac{2\pi p}{L}}. \qquad \text{(П.15)}$$

На практике в замедляющих системах обычно используются гармоники с номерами $p = 0$, $p = +1$ и $p = -1$. Нулевая пространственная гармоника соответствует, например, волне в спиральной замедляющей системе.

Согласно (П.15), при $p > 0$ постоянная $\beta_p > 0$, следовательно, распространение волн происходит в положительном направлении ($+z$); при этом пространственные гармоники называются *прямыми волнами* или прямыми гармониками.

Если $p < 0$, то $\beta_p < 0$ и распространение волн в замедляющей системе происходит в отрицательном направлении ($-z$), хотя энергия передается в направлении $+z$; эти волны называются *обратными волнами* или обратными гармониками (не следует их путать с отраженными волнами). Обратным гармоникам соответствуют взаимно противоположные направления фазовой и групповой скоростей.

Групповую скорость волн, распространяющихся в периодических замедляющих системах, можно определить, если в общее уравнение групповой скорости $v_{гр} = d\omega/d\beta$ подставить (П.14), тогда получим

$$(v_{гр})_p = \left(\frac{d\beta_p}{d\omega}\right)^{-1} = \left(\frac{d\beta_0}{d\omega}\right)^{-1} = (v_{гр})_0.$$

Полученный результат свидетельствует о том, что групповая скорость всех пространственных гармоник одинакова. т. е. не зависит от номера p, хотя фазовые скорости гармоник совершенно различны (см. (П.15)). Физически этот результат объясняется тем, что перенос энергии от генератора к нагрузке осуществляется единым пакетом волн, распространяющихся в системе, а не отдельными пространственными гармониками.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

ЧАСТОТНЫЕ ДИАПАЗОНЫ В СОВРЕМЕННОЙ РАДИОЭЛЕКТРОНИКЕ

№п/п	*Название диапазонов*	*Частоты*	*Длины волн*
1	Очень низкие частоты (ОНЧ)	<30 кГц	$>10^4$ м
2	Низкие частоты (НЧ)	30–300 кГц	10^4–10^3 м
3	Средние частоты (СЧ)	300–3000 кГц	10^3–10^2 м
4	Высокие частоты (ВЧ)	3–30 МГц	10^2–10 м
5	Очень высокие частоты (ОВЧ)	30–300 МГц	10–1 м
6	Ультравысокие частоты (УВЧ)	300–3000 МГц	10–1 дм
7	Сверхвысокие частоты (СВЧ)	3–30 ГГц	10–1 см
8	Крайне высокие частоты (КВЧ)	30–300 ГГц	10–1 мм
9	Гипервысокие частоты (ГВЧ)	300–3000 ГГц	1–0,1 мм

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

ОСНОВНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ КОНСТАНТЫ

Заряд электрона (абсолютная величина) $e = 1{,}6021 \cdot 10^{-19}$ Кл
Масса электрона (масса покоя, m_0) $m = 9{,}1091 \cdot 10^{-31}$ кг
Постоянная Планка $h = 6{,}6257 \cdot 10^{-34}$ Дж · с
Скорость света $c = 2{,}99793 \cdot 10^8$ м/с
Постоянная Больцмана $k = 1{,}3806 \cdot 10^{-23}$ Дж/град
Диэлектрическая постоянная $\varepsilon_0 = 8{,}8542 \cdot 10^{-12}$ Ф/м
Магнитная постоянная $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Г/м
Энергия 1 эВ $= 1{,}6021 \cdot 10^{-19}$ Дж

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

А

Аберрация электронных линз *192*, *207*, *210*
Адсорбция *54*
Алунд *59*
Апертурный угол *158*, *159*
Амплитрон *437*

Б

Базовый узел (устройство) *33*
Бесселя функция *329*, *441*
Био-Савара закон *182*
Буша теорема *257*, *273*

В

Валентная зона *38*
Вакуум *9*
Взрывная электронная эмиссия *71*, *74*, *75*
Внешний фотоэффект *76*
Вторично-электронный умножитель *91*
Вырожденный газ *37*

Г

Геометрическая электронная оптика *154*
Гиромонотрон *438*
Граничная частота фотоэффекта *78*
Группирование электронов *300*, *327*, *332*

Д

Давление газа *9*
Двойное управление *312*
Дисперсионная характеристика *350*, *426*
Дисперсионное уравнение *378*
Диспенсерные катоды *57*, *66*
Добротность *16*
Дрейфовое пространство (труба) *327*

Е

Естественный потенциал сетки *113*

Ж

Жесткость фокусировки *256*, *288*

З

Закон
— Кулона *42*
— степени 3/2 *14*, *15*, *102*, *105*
— Столетова *76*
— термоэлектронной эмиссии *48*
— преломления *155*
— Эйнштейна *77*
Замедляющая система *348*
Запрещенная зона *38*

И

Изображение электрического поля
— контурное *113*
— профильное *113*
Излучение электромагнитное
— — видимое *76*
— — инфракрасное *76*
— — ультрафиолетовое *76*
Иммерсионная (ый) линза *178*
— объектив *180*
Искрение катода *64*

К

Катод
— автоэлектронный *75*
— вольфрамовый *60*
— гексаборидный *66*
— импрегнированный *67*
— карбидированный *60*
— металлосплавной *62*
— оксидный *62*, *63*
— термоэлектронный *56*
— фотоэлектронный *83–85*
Квантовый выход *82*
Клистрон *326*, *374*, *406*
Колебательный контур (система) *16*, *447*
Контактная разность потенциалов *46*
Коэффициент
— взаимодействия *328*
— вторичной эмиссии *87*
— гармоник тока *3*
— замедления *349*
— концентрации поля *72*
— полезного действия *373*, *374*
— прямой проницаемости *118*
— скоростной модуляции *328*
— сходимости (компрессии) *225*, *231*
— токопрохождения *231*
— управления током *15*
— усиления *16*
— формы электродов *105*
Кроссовер *181*
Критическое магнитное поле *204*

Л

Лампа электронная
— — бегущей волны типа О *414*
— — бегущей волны типа М *354*, *406*
— — с индуктивным выходом *402*
— — пакетированная *414*
Линза
— диафрагма *174*, *175*
— иммерсионная *178*, *179*, *238*
— квадрупольная *199*
— магнитная *182*
— одиночная *176*, *177*
— проекционная *207*
— толстая *156*, *157*
— тонкая *156*, *157*
— цилиндрическая *197*, *198*
— электронная *156*
— электростатическая *172*
Лучевой тетрод *148*

М

Мазеры
на циклотронном резонансе *8*, *438*
Микроволновые приборы *393*, *397*, *400*
Модуляция электронного потока по
направлению движения *300*, *321*
— плотности *300*
— скорости *300*, *326*
Мощность
— выходная *374*
— колебательная *372*
— средняя *373*

О

Объемный резонатор *326*, *440*, *448*
Односторонняя проводимость *14*
Октава *418*, *421*

П

Парабола критического режима *429*
Параксиальные
— области поля *162*, *166*, *167*
— электронные лучи *161*
Первеанс
— диода *107*
— электронного пучка *214*
Платинотрон *437*
Поле пятен *47*
Проводимость
— входная *369*
— электронная *330*
Пространственные
гармоники *425*, *426*, *429*
Прямая Ричардсона *50*

Р

Работа выхода
— — внешняя *43*
— — полная *41*
Режимы отбора катодного тока
— — — — насыщения *99*, *100*
— — — — начальных токов *99*
— — — — пространственного заряда *99*, *100*
Режимы
управления катодным током
— — — — первого рода *306*
— — — — второго рода *306*
— — — — класса А *308*
— — — — классов АВ, В, С *308*
Режимы преобразования энергии
электронного потока
— — — — — генераторный *362*
— — — — — ускорительный *362*
Рекуперация
энергии электронного потока *387*

С

Сверхвысокие частоты (СВЧ) *7*
Синхронная настройка резонаторов *410*
Система поперечного ограничения
электронного пучка
— — — — — магнитная однородная *260*
— — — — — магнитная периодическая *276*
— — — — — электростатическая
однородная *291*
— — — — — электростатическая
периодическая *285*, *294*
Слалом-поток *294*
Сопротивление
— активное эквивалентное *16*
— связи *377*
— характеристическое *16*
Способы преобразования энергии
электронного потока
— — — — — индукционный *360*
— — — — — радиационный *360*
Спектральная
— характеристика *83*, *84*
— чувствительность *82*
Стабилотрон *437*

Т

Твистрон *398*, *412*
Ток электрический
— — анодный *14*
— — катодный *99*, *108*, *121*
— — конвекционный *366*, *370*
— — наведенный *368*
— — сеточный *133*, *136*
— — смещения *370*
— — полный *370*

У

Управление
электронным потоком *296*
Уровень
— акцепторной примеси *39*
— донорной примеси *39*
— Ферми *38*
Уравнение
— группирования электронов *334*
— Хартри *433*
Условие
— Лагранжа–Гельмгольца *158*
— синхронизма *348*
Утомление *82*

Ф

Фазовая характеристика *149*, *150*
Фазовый эллипс *149*, *150*
Фотоэлектронная эмиссия *76*

Х

Хемотроника *5*

Ц

Циклотронный резонанс *438*

Ч

Частота колебаний
— Ларморова *261*
— плазменная *261*
— резонансная *16*, *447*, *448*
— циклотронная *203*, *229*, *439*
Чувствительность к отклонению *323*, *325*

Э

Электроника *5*
Электронная эмиссия *16*, *35*
Электронный газ *26*
Эмитанс пучка *149*
Энергия
электронного сродства *45*, *80*, *81*
Эффект физический
— — динатронный *20*, *146*
— — дробовой *56*
— — линзовый *135*
— — мерцания катода *56*
— — островковый *115*, *126*
— — проходной емкости *18*
— — Шоттки *52*, *53*
Электронная (ый)
— поток *149*
— прожектор *205*
— пушка Пирса *216*

Я

Яркость электронного пучка *149*, *150*

ЛИТЕРАТУРА

1. Электроника. Энциклопедический словарь. М.: Советская энциклопедия, 1991.
2. *Розанов Л. Н.* Вакуумная техника. М.: Высшая школа, 1982.
3. *Половинкин А. И.* Основы инженерного творчества. М.: Машиностроение, 1998.
4. *Габович М. Д.* Физика и техника плазменных источников ионов. М.: Атомиздат, 1972.
5. *Крейндель Ю. Е.* Плазменные источники электронов. М.: Атомиздат, 1977.
6. *Спроул Р.* Современная физика. М.: Наука, 1974.
7. *Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В.* Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1966.
8. *Прилуцкий В. С.* Вольфрамовый торированный карбидированный катод. М.: Руда и металлы, 2001.
9. *Никонов Б. П.* Оксидный катод. М.: Советское радио, 1979.
10. *Евстигнеев С. И., Ткаченко А. А.* Катоды и подогреватели электровакуумных приборов. М., 1975.
11. Ненакаливаемые катоды / Под ред. М. И. Елинсона. М.: Советское радио, 1974.
12. *Соболева Н. А., Меламед А. Е.* Фотоэлектронные приборы. М.: Высшая школа, 1974.
13. *Фридрихов С. А., Мовнин С. М.* Физические основы электронной техники. М.: Высшая школа, 1982.
14. *Соболев В. Д.* Физические основы электронной техники. М.: Высшая школа, 1979.
15. *Царев Б. М.* Расчет и конструирование электронных ламп. М.: Энергия, 1967.
16. *Кацман Ю. А.* Электронные лампы. М.: Высшая школа, 1979.
17. *Клейнер Э. Ю.* Основы теории электронных ламп. М.: Высшая школа, 1974.
18. *Жигарев А. А., Шамаева Г. Г.* Электронно-лучевые и фотоэлектронные приборы. М.: Высшая школа, 1982.
19. *Молоковский С. И., Сушков А. Д.* Электронно-оптические системы приборов СВЧ. Л.: Энергия, 1965.
20. *Рошаль А. С.* Моделирование электронных пучков. М.: Атомиздат, 1979.
21. *Гапонов В. И.* Электроника, ч. 1. М.: Издат. физ-мат. литературы, 1960.
22. *Молоковский С. И., Сушков А. Д.* Интенсивные электронные и ионные пучки. М.: Энергоатомиздат, 1991.
23. *Демидович Б. П., Марон И. А., Шувалова Э. З.* Численные методы анализа. М.: Наука, 1967.
24. *Кельман В. М.* Электронная оптика. М.: Наука, 1968.
25. *Лагишвили Р. А., Траубе Л. В.* Проектирование электронно-лучевых приборов. М.: Радио и связь, 1988.
26. Электронно-лучевая сварка / О. К. Назаренко, А. А. Кайдалов, С. М. Ковбасенко и др. / Под ред. Б. Е. Патона. Киев: Наукова думка, 1987.
27. *Алямовский И. В.* Электронные пучки и электронные пушки. М.: Советское радио, 1966.
28. *Пирс Дж. Р.* Теория и расчет электронных пучков. М.: Советское радио, 1956.
29. *Киршtейн П. Т., Кайно Г. С., Уотерс У. Е.* Формирование электронных пучков. М.: Мир, 1970.
30. *Рамм Г. С.* Триодные генераторы колебаний сверхвысоких частот. М.: Военное изд. МО СССР, 1955.

31. *Кацман Ю. А.* Приборы СВЧ. М.: Высшая школа, 1983.
32. *Хайков А. З.* Клистронные усилители. М.: Связь, 1974.
33. *Лебедев И. В.* Техника и приборы СВЧ. Т. 1. М.: Высшая школа, 1970.
34. *Лебедев И. В.* Техника и приборы СВЧ. Т. 2. М.: Высшая школа, 1972.
35. *Шевчик В. Н.* Основы электроники сверхвысоких частот. М.: Советское радио, 1959.
36. *Гайдук В. И., Палатов К. И., Петров Д. М.* Физические основы электроники сверхвысоких частот. М.: Советское радио, 1971.
37. *Стальмахов В. С.* Основы электроники сверхвысокочастотных приборов со скрещенными полями. М.: Советское радио, 1963.
38. *Космал Г. Дж.* Современные многоступенчатые коллекторы с рекуперацией // Обзор. ТИИЭР. 1982. Т. 70. № 11. С. 93–104.
39. *Григорьев А. Д.* Электродинамика и техника СВЧ. М.: Высшая школа, 1990.
40. *Сушков А. Д., Федяев В. К.* Расчет пакетирования электронов в триод-клистроне // Изв. вузов. Сер. Радиоэлектроника. 1967. Вып. 11. С. 1033–1043.
41. *Сушков А. Д., Федяев В. К.* Экспериментальное исследование гармоник тока в триод-клистроне (тристроне). // Изв. вузов. Сер. Радиоэлектроника. 1969. Вып. 1. С 69–72.
42. Мощные электронные электровакуумные приборы СВЧ / Перев. с англ. под ред. акад. Н. Д. Девяткова. М.: Мир, 1974. С. 63–65.
43. *Сушков А. Д., Бычкова О. С., Дмитриев Г. И.* Вакуумные приборы с электронной бомбардировкой полупроводника // Зарубежная радиоэлектроника. 1981. № 11. С. 60–72.
44. *Сушков А. Д., Меос В. А.* Основные достижения и направления развития клистродов // Электронная техника. Сер. 4. Электровакуумные и газоразрядные приборы. 1992. Вып. 3(138). С. 17–20.
45. *Жерля П., Кальфон Ш.* Новые технические решения при производстве мощных ламп с сеточным управлением и их влияние на работу телевизионных УВЧ передатчиков большой мощности / ТИИЭР. 1982. № 11. С. 104–116.
46. *Сушков А. Д., Меос В. А., Федоров В. А.* Новый высокоэффективный электронный прибор для ТВ-передатчиков УВЧ-диапазона // Радиоэлектроника в СПГЭТУ: Сб. научн. тр. 1995. Вып. 1. С. 74–79.
47. *Shrader M. B.* Compact high efficient light weight 200–800 MHz high power RF Source // IEEE Trans. 1985. V. NB–52. N 5. P. 2751.
48. *Clayworth G. T., Bohlen H. P., Heppinstall R.* Some Exciting Adventures in IOT Business // Presented at NAB Engineering Conference. 1992.
49. *Symons Robert S.* Tubes still vital after all these years // IEEE Spectrum. 1998. April. P. 52–63.
50. *Liao Samuel Y.* Microwave Devices and Circuits. Third Edition. New Jersy 07632, 1990.
51. *Flyagin V. A., Gaponov A. V., Petelin M. I., Yulpatov V. K.* The Girotron // IEEE Transaction on MTT. 1977. V. 25. N 6. June. P. 514–521.
52. *Молоковский С. И.* Приборы СВЧ. Л.: изд. ЛЭТИ, 1991.
53. *Кураев А. А.* Теория и оптимизация электронных приборов СВЧ. Минск: Наука и техника, 1979.
54. *Борисов Л. М., Гельвич Э. А., Жарый Е. В.* Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1993. Вып. 3. С.12.
55. Thomson Tubes Electroniques' IOTs a host of advantages. 1977.
56. *Терехов В. А.* Задачник по электровакуумным и полупроводниковым приборам. Л.: Энергия, 1971.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ 3
ВВЕДЕНИЕ 5

Глава первая

ВАКУУМНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ И УСТРОЙСТВА, ИХ ПРИНЦИПЫ ДЕЙСТВИЯ 12
1.1. Основные группы электронных приборов и устройств 12
1.2. Принципы действия электронных ламп и ламповых усилителей 13
1.3. Принципы действия электронно-лучевых, фотоэлектронных и рентгеновских приборов 23
1.4. Принцип действия электронно-лучевой сварочной установки 28
1.5. Систематизация физических процессов и обобщение принципов действия электронных приборов и устройств 29

Глава вторая

ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ. КАТОДЫ 36
2.1. Виды эмиссий заряженных частиц 36
2.2. Энергия электронов в твердом теле 37
2.3. Поверхностный потенциальный барьер и работа выхода электронов 41
2.4. Контактная разность потенциалов 45
2.5. Термоэлектронная эмиссия 47
2.6. Термоэлектронные катоды 56
2.7. Автоэлектронная и взрывная электронная эмиссии 71
2.8. Фотоэлектронная эмиссия 76
2.9. Вторичная электронная эмиссия 86

Глава третья

ОТБОР КАТОДНОГО ТОКА. ТОКОРАСПРЕДЕЛЕНИЕ 95
3.1. Источники полей в вакуумных электронных приборах 95
3.2. Отбор катодного тока в диоде с термокатодом 96
3.3. Закон степени трех вторых для диода 100
3.4. Законы отбора катодного тока в диоде, учитывающие начальные скорости термоэлектронов 108
3.5. Отбор катодного тока в триодных и многоэлектродных системах 112
3.6. Отбор катодного тока в триоде с диафрагмой 130
3.7. Распределение катодного тока в триодных и многоэлектродных системах 133
3.8. Влияние пространственного заряда на токораспределение в электронных системах 139
3.9. Динатронный эффект и способы его подавления 146
3.10. Электронный поток и его физические модели 149

Глава четвертая

ФОРМИРОВАНИЕ НЕИНТЕНСИВНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ. ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРОЖЕКТОРЫ 154
4.1. Оптико-механическая аналогия 154
4.2. Аксиально-симметричные электрические и магнитные поля 160
4.3. Уравнения движения параксиальных электронов 165

4.4. Методы расчета траекторий электронов 169
4.5. Аксиально-симметричные электронные линзы 172
4.6. Цилиндрические и квадрупольные электронные линзы 197
4.7. Движение электронов в скрещенных однородных электрических и магнитных полях 202
4.8. Типы электронных прожекторов 205

Глава пятая

ФОРМИРОВАНИЕ ИНТЕНСИВНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ. ЭЛЕКТРОННЫЕ ПУШКИ 214
5.1. Интенсивные электронные пучки 214
5.2. Начальное формирование ленточных электронных пучков 216
5.3. Начальное формирование сплошных аксиально-симметричных электронных пучков 220
5.4. Начальное формирование полых (трубчатых) аксиально-симметричных электронных пучков 226
5.5. Формирование электронных пучков в скрещенных электрических и магнитных полях 228
5.6. Электронные пушки с управляющими электродами 233
5.7. Собственные поля электронных пучков 239
5.8. Движение интенсивных электронных пучков в свободном пространстве 244
5.9. Потенциал пространства, занятого электронным пучком 251
5.10. Влияние положительных ионов на распространение электронных пучков 252

Глава шестая

СИСТЕМЫ ОГРАНИЧЕНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ ИНТЕНСИВНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ 256
6.1. Проблема ограничения поперечных размеров электронных пучков 256
6.2. Системы однородного продольного магнитного поля 257
6.3. Однородная магнитная система поперечного ограничения аксиально-симметричного электронного пучка 260
6.4. Однородная магнитная система поперечного ограничения ленточного электронного пучка 269
6.5. Однородная магнитная система поперечного ограничения полого (трубчатого) электронного пучка 272
6.6. Устройство систем, создающих однородное магнитное поле 275
6.7. Ограничение поперечных размеров электронных пучков периодическими магнитными полями 276
6.8. Электростатические системы поперечного ограничения сплошных аксиально-симметричных электронных пучков 282
6.9. Электростатические системы поперечного ограничения полых аксиально-симметричных электронных пучков 291
6.10. Электростатические системы поперечного ограничения ленточных электронных пучков 294

Глава седьмая

УПРАВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПОТОКАМИ. УПРАВЛЯЮЩИЕ УСТРОЙСТВА 296
7.1. Способы управления электронными потоками 296
7.2. Способы получения переменного конвекционного тока 299
7.3. Характеристики и параметры управления электронным потоком 301
7.4. Квазиэлектростатический способ управления плотностью катодного тока 302
7.5. Режимы управления катодным током 306
7.6. Квазиэлектростатический способ управления токопрохождением 310
7.7. Каскадный квазиэлектростатический способ управления 311
7.8. Управление плотностью катодного тока высокочастотным электрическим полем 312
7.9. Движение электронов в пространстве высокочастотного взаимодействия 317
7.10. Квазистатические способы модуляции направления движения электронного пучка 321

7.11. Скоростная модуляция электронного пучка и его группирование в дрейфовом пространстве. Клистронное управляющее устройство . . . 326
7.12. Каскадный клистронный способ управления электронным пучком . . . 343
7.13. Скоростная модуляция и группирование электронов в продольном поле бегущей волны . . . 347
7.14. Скоростная модуляция и группирование электронов в поле бегущей волны при наличии постоянных скрещенных полей . . . 354

Глава восьмая

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА В ЭНЕРГИЮ ВЫХОДНОГО СИГНАЛА. ПРЕОБРАЗУЮЩИЕ УСТРОЙСТВА . . . 360
8.1. Способы преобразования энергии электронного потока . . . 360
8.2. Энергетический эффект взаимодействия электронного потока с переменным электрическим полем. . . . 361
8.3. Наведенные заряды и токи во внешней цепи преобразующего устройства . . . 364
8.4. Наведенные токи в триодных системах . . . 368
8.5. Полный ток в цепи преобразующего устройства . . . 370
8.6. Преобразование энергии модулированного электронного потока в устройстве с колебательным контуром . . . 371
8.7. Преобразование энергии модулированного электронного потока в устройстве с замедляющей системой . . . 376
8.8. Преобразование энергии модулированного электронного пучка в устройстве со скрещенными полями . . . 384
8.9. Рекуперация энергии электронного пучка . . . 387

Глава девятая

ОБОБЩЕННЫЙ ПОДХОД К ПОСТРОЕНИЮ ПРИНЦИПИАЛЬНЫХ КОНСТРУКЦИЙ ВАКУУМНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ. МИКРОВОЛНОВЫЕ ПРИБОРЫ . . . 393
9.1. Основные положения обобщенного подхода . . . 393
9.2. Построение принципиальных конструкций каскадных управляющих устройств . . . 395
9.3. Построение принципиальных конструкций микроволновых приборов с линейным электронным пучком (типа О) . . . 397
9.4. Микроволновые приборы с квазиэлектростатическим управлением плотностью электронного пучка . . . 400
9.5. Клистроны . . . 406
9.6. Лампы бегущей волны типа О . . . 414
9.7. Многорезонаторный магнетрон . . . 423
9.8. Микроволновые усилители М-типа . . . 435
9.9. Гиротроны . . . 438

ПРИЛОЖЕНИЕ 1 . . . 447
Колебательные системы электронных приборов и устройств . . . 447
Резонансный контур с сосредоточенными постоянными . . . 447
Объемный (полый) резонатор . . . 448
Замедляющие системы . . . 450

ПРИЛОЖЕНИЕ 2 . . . 455
Частотные диапазоны в современной радиоэлектронике . . . 455

ПРИЛОЖЕНИЕ 3 . . . 455
Основные физические константы . . . 455

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ . . . 456

ЛИТЕРАТУРА . . . 458

АЛЕКСАНДР ДАНИЛОВИЧ СУШКОВ

ВАКУУМНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Учебное пособие

Генеральный директор *А. Л. Кноп*
Директор издательства *О. В. Смирнова*
Художественный редактор *С. Л. Шапиро*
Редактор *И. Л. Яновская*
Корректор *И. А. Короткова, А. К. Райхчин*
Верстальщик *Л. В. Буракова*
Выпускающие *Н. К. Белякова, О. В. Шилкова*

ЛР № 065466 от 21.10.97

Гигиенический сертификат 78.01.07.953.П.001665.03.02
от 18.03.2002 г., выдан ЦГСЭН в СПб

Издательство «ЛАНЬ»
lan@lpbl.spb.ru
www.lanpbl.spb.ru
192029, Санкт-Петербург, Общественный пер., 5.

Издательство: тел./факс: (812) 336-25-10, 336-25-09;
pbl@lpbl.spb.ru
print@lpbl.spb.ru

Торговый отдел: 193029, Санкт-Петербург, ул. Крупской, 13,
тел./факс: (812)567-54-93,
тел.: (812) 567-85-78, (812) 567-14-45, 567-85-82, 567-85-91;
trade@lanpbl.spb.ru

Филиал в Москве:
109263, Москва, 7-я ул. Текстильщиков, 5,
тел.: (095) 742-48-93;
lanmsk@asvt.ru

Филиал в Краснодаре:
350072, Краснодар, ул. Жлобы, 1/1, тел.: (8612) 74-10-35.

Сдано в набор 20.08.03. Подписано в печать 22.03.04.
Бумага типографская. Гарнитура Школьная. Формат 70×100 $^{1}/_{16}$.
Печать высокая. Усл. п. л. 37,7. Тираж 3000 экз.

Заказ № .

Отпечатано с готовых диапозитивов
в Производственно-издательском комбинате «Офсет»
660049, г. Красноярск, ул. Республики, д. 51