



И. В. АЛЯМОВСКИЙ

ЭЛЕКТРОННЫЕ ПУЧКИ И ЭЛЕКТРОННЫЕ ПУШКИ



Илья Владимирович Алямовский (4.09.1930 г. – 27.01.2000 г.)

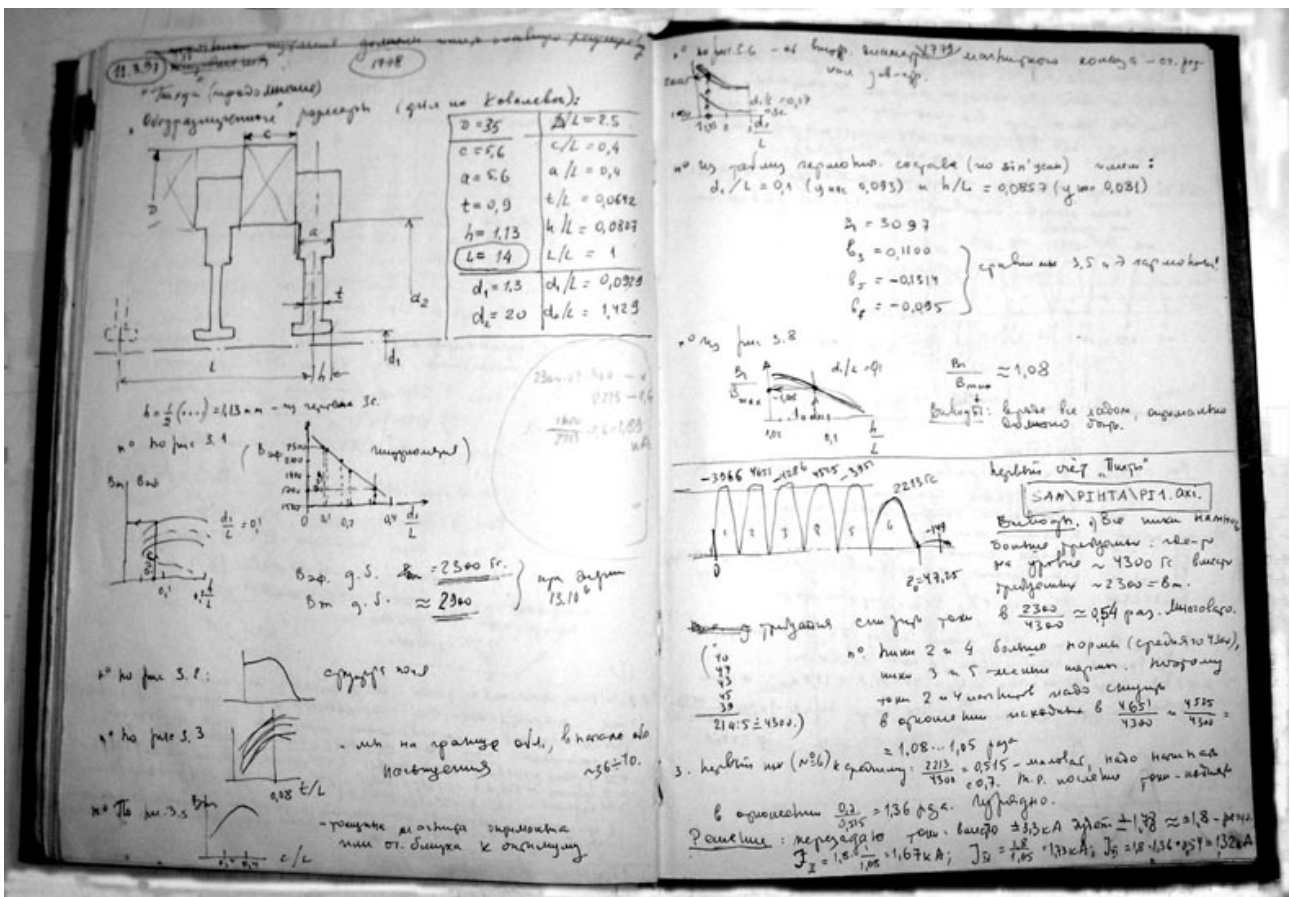
– видный советский, российский учёный и инженер в области разработки и проектирования электроннооптических систем (ЭОС) мощных и сверхмощных ламп бегущей волны (ЛБВ);

– доктор технических наук, лауреат Государственной премии СССР, Почётный работник электронной промышленности, профессор МИРЭА.

В 1953 году Илья Владимирович, после окончания физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова, был направлен в ЦНИИ-108 (ЦНИРТИ им. академика А.И.Берга). В 1961 году он был переведён во вновь основанный НИИ мощных электронных приборов (НИП «ТОРИЙ»), где создал лабораторию ЭОС, которой руководил до последних дней жизни.

В лаборатории проводились прикладные научные исследования, комплексная техническая разработка и внедрение разработанных систем в приборы. Особое внимание уделялось знанию и учёту реальных возможностей производства.

Человек энциклопедических знаний, труженик с оригинальным умом и умелыми руками, Илья Владимирович был примером беззаветного служения делу. Для стиля его работы было характерно чёткое предварительное планирование. Всё относящееся к делу, регулярно обсуждалось с коллегами за его столом, основные положения он фиксировал в своём рабочем журнале, где день за днём отражались все нюансы творческого процесса. Каждый такой журнал, рассчитанный на 4÷5 лет, имел около 500 листов (на фото - одна из страниц рабочего журнала И.В. Алямовского за 1985-89 годы).



Под руководством Ильи Владимировича впервые в отечественной практике создана ЭОС уникальной сверхмощной ЛБВ непрерывного действия для наземных радиолокационных систем дальнего обнаружения. Этот прибор имеет максимально доступное значение электронного КПД и минимальный уровень ионно-плазменных шумов, характерных для лучевых СВЧ приборов*.

Илья Владимирович – автор изобретений, на основе которых руководимый им научно-технический коллектив создал и внедрил в производство двухрежимную бессеточную ЭОС **.

Разработанные на базе этих изобретений линейки двухрежимных ЛБВ позволили существенно улучшить технические характеристики бортовых РЛС.

Обобщённые результаты работы лаборатории регулярно сообщались в докладах на научно-технических конференциях, НТС, в отчётах и статьях***.

Илья Владимирович являлся членом редколлегии и автором ряда статей в энциклопедии «Электроника».

Более трёх десятилетий он читал лекции в МИРЭА, которые отличались строгой методической последовательностью в изложении материала, ясностью и доступностью, упором на физику явлений, связью теории и практики.

Илья Владимирович – автор широко известной монографии «Электронные пучки и электронные пушки», ставшей настольной книгой специалистов и студентов, специализирующихся в области электроники.

В монографии нашли своё отражение результаты научных исследований, полученные им лично или под его руководством. Книга отличается своей практической направленностью и находится в списке наиболее цитируемых работ по электронной технике. Представляет интерес также сама методика изложения материала в книге, полезная для любой области техники.

Данная монография предлагается вниманию пользователей сайта.

* *Мощность сходящегося электронного трубчатого потока в этой ЭОС достигала 300 кВт. Фокусировка – магнитное поле соленоида от катода до коллектора.*

** *Отличительными особенностями данных ЭОС являлись пушки с тороидальными катодами и пространственно развитыми электродами, обеспечивающие режимы работы с существенно различающимися токами, и магнитные периодические фокусирующие системы (МПФС), работающие при параметре магнитного поля близком к критическому значению.*

*** *Из опубликованных материалов, наибольший интерес имели работы по динамической расфокусировке интенсивных электронных потоков в ЛБВ и трёхмерной структуре магнитных полей в МПФС.*

Назначение этой книги — дать читателю основы электроники интенсивных электронных потоков.

В ней рассмотрены вопросы формирования [фокусировки] электронных пучков, находящих применение во многих современных электровакуумных приборах.

Изложены как основы теории электронных пучков и электронных пушек, так и основные экспериментальные данные.

Значительное внимание уделено физике явлений. Даны основные формулы и таблицы для практических расчетов.

Включено обобщение материала, опубликованного в периодической научно-технической литературе за последние годы.

Книга рассчитана на инженеров и научных работников. Она может быть также использована аспирантами и студентами старших курсов высших учебных заведений.

И. В. АЛЯМОВСКИЙ

ЭЛЕКТРОННЫЕ ПУЧКИ И ЭЛЕКТРОННЫЕ ПУШКИ



ИЗДАТЕЛЬСТВО
«СОВЕТСКОЕ РАДИО»

МОСКВА—1966

В книге излагаются основные вопросы формирования (фокусировки) интенсивных электронных потоков. Рассматриваются потоки в области однородного, периодического и реверсного магнитного поля, в переходной области неоднородного магнитного поля и в области коллектора, а также электронные пушки для формирования аксиально-симметричных, ленточных и трубчатых потоков, пушки с высоким первеансом и большой сходимостью.

Описывается электростатическая и ионная фокусировка.

Приводятся схемы и примеры расчетов наиболее важных в практическом отношении систем с продольным магнитным полем.

Книга предназначена для инженеров и научных работников, занимающихся разработкой и вопросами применения современных электронных приборов типа клистрон, ЛБВ, ЛОВ и т. п., а также может быть использована студентами и аспирантами вузов.

Annotation

The main principles of the intense electron beams forming and focusing are considered. The electron beam transport in periodic and reverse magnetic fields as well as in the transit region of the inhomogeneous magnetic field and collector is discussed. The detailed consideration of the O-type device electron guns with high perveance and high convergence is given. The electrostatic and ion focusing are observed. Some examples of calculations of the important for practice electron guns with the longitudinal magnetic field are demonstrated.

This book is intended for engineers and scientists who develop and use in his work the modern microwave electron devices such as TWTs, BWOs and klystrons. It may be used also in the special courses for the graduate and post-graduated students.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	9
Глава 1	
Интенсивные электронные потоки в приборах СВЧ	13
§ 1.1. Электронные потоки в современных приборах СВЧ	13
§ 1.2. Терминология. Основные типы пучков. Система формирования электронного потока	19
§ 1.3. Основные упрощающие предположения	23
§ 1.4. Исходные уравнения	25
Глава 2	
Расширение электронных потоков под действием сил пространственного заряда	29
§ 2.1. Контур ленточного пучка	29
§ 2.2. Контур аксиально-симметричного пучка	35
§ 2.3. Провисание потенциала. Обсуждение некоторых допущений	42
Глава 3	
Ленточный электронный поток в однородном магнитном поле при произвольной степени экранировки катода	45
§ 3.1. Уравнение траектории граничного электрона и его решение	45
§ 3.2. Равновесная толщина потока. Частный случай: ленточный поток Бриллюэна	51
§ 3.3. Влияние начальных условий. Пульсации потока	54
Глава 4	
Аксиально-симметричный электронный поток в однородном магнитном поле при произвольной степени экранировки катода	59
§ 4.1. Теорема Буша. Азимутальное движение электронов	59
§ 4.2. Уравнение траектории крайнего электрона с учетом пространственного заряда. Приближенное решение этого уравнения в случае однородного магнитного поля	64
§ 4.3. Поток с неизменным радиусом. Частный случай: аксиально-симметричный поток Бриллюэна	67
§ 4.4. Влияние начальных условий. Пульсации потока	72

§ 4.5. Замечания об условиях реализации бриллиэновского потока	76
Глава 5	
Пушка Пирса с параллельным потоком	78
§ 5.1. Пушки Пирса	78
§ 5.2. Плоский диод и распределение потенциала в нем. Расчет формы электродов	80
§ 5.3. Форма электродов в практических конструкциях	85
§ 5.4. Отверстие в аноде как сильная рассеивающая линза	87
§ 5.5. Пушка в магнитном поле. Механизм возникновения пульсаций	90
§ 5.6. Расчет пушки и фокусирующего магнитного поля	93
Глава 6	
Пушки Пирса со сходящимся потоком сферического и цилиндрического типов	96
§ 6.1. Преимущества пушек со сходящимся потоком	96
§ 6.2. Пушка сферического типа, формирующая аксиально-симметричный сходящийся поток	98
§ 6.3. Рассеивающее действие анодной линзы. Контур пучка в заанодном пространстве	104
§ 6.4. Пушка цилиндрического типа, формирующая сходящийся ленточный поток	111
Глава 7	
Конфигурации магнитных полей реальных систем формирования	116
§ 7.1. Магнитное поле сплошного и секционированного соленоидов	116
§ 7.2. Магнитные экраны для пушек и коллекторов. В-кривые и ход силовых линий в системах с экранами	120
§ 7.3. Магнитные поля фокусирующих систем с постоянными магнитами	127
Глава 8	
Электронный поток в области неоднородного магнитного поля (переходной области) между пушкой и регулярной частью фокусирующей системы	130
§ 8.1. Задача о «согласовании» электронного потока с магнитным полем и пути ее решения	130
§ 8.2. Результаты численных расчетов	134
§ 8.3. Упрощенный метод расчета пучка в переходной области. Схема инженерного метода расчета системы формирования	142
Глава 9	
Электронный поток в периодическом магнитном поле	145
§ 9.1. Выигрыш в весе. Описание конструкции и структура поля МПФС	145
§ 9.2. Аксиально-симметричный пучок в периодическом магнитном поле [9.2—9.7]*	148

§ 9.3. О расчете фокусировки пучка периодическим полем. Влияние неоднородностей. Переходная область	160
§ 9.4. Некоторые практические конструкции, «Разрыв» в МПФС при наличии волноводного входа энергии. Недостатки МПФС	165

Глава 10

Влияние начальных тепловых скоростей электронов на формирование электронных потоков	172
§ 10.1. Физическая картина движения электронов с начальными тепловыми скоростями в плоском диоде	172
§ 10.2. Перераспределение плотности тока в пушке с параллельным потоком	176
§ 10.3. Обобщение данных, полученных для пушки с параллельным потоком, на случай пушек цилиндрического и сферического типов	184
§ 10.4. О соответствии теории и эксперимента. Обсуждение	188

Глава 11

Система формирования, содержащая электронную пушку, частично экранированную от магнитного поля	192
§ 11.1. Факторы, препятствующие получению ламинарного потока. Электронный поток в поле, большем бриллиэновского	192
§ 11.2. Магнитное поле в пушке. Соотношения между потоками	196
§ 11.3. Равновесный поток при частичной экранировке катода. Оптимальное магнитное поле. Азимутальное движение электронов	201
§ 11.4. Пульсации потока, сформированного пушкой, частично экранированной от магнитного поля	205
§ 11.5. О расчете систем с магнитным полем на катоде	212
§ 11.6. Обсуждение. Преимущества и недостатки систем с частично экранированными пушками	215

Глава 12

Пушки со сходящимся потоком с высоким первеансом	222
§ 12.1. Особенности формирования и ограничения теории пушек со сходящимся потоком при высоких первеансах	222
§ 12.2. Снижение первеанса за счет увеличения анодного отверстия. Корректировка первеанса. Форма электродов. Расчет пушки по Мюллеру	223
§ 12.3. Аберрации анодной линзы. Изменение формы катода как средство уменьшения аберраций	230
§ 12.4. Методы экспериментального подбора электродов пушек с высоким первеансом. Замечания о приемах моделирования	233

Глава 13

Основные свойства реальных электронных потоков	240
§ 13.1. Методы измерений пучков. Анализаторы	241

§ 13.2. Структура электронного потока, формируемого пушкой со сходящимся потоком, в отсутствие магнитного поля. Расплывание пучка, влияние вакуума, aberrации	246
§ 13.3. Структура и контур потока в магнитном поле. Пульсации, неламнарность	253
§ 13.4. О сопоставлении теории и эксперимента. Обсуждение	259
Глава 14	
Формирование трубчатых электронных потоков с высоким первансом	264
§ 14.1. Физические особенности формирования трубчатого потока. Условия ввода его в магнитное поле	265
§ 14.2. О радиальном распределении потенциала в системе с трубчатым пучком	270
§ 14.3. Поток с уравновешенным пространственным зарядом. Пульсации потока	273
§ 14.4. Электронные пушки с кольцевыми катодами для формирования трубчатых пучков	280
§ 14.5. Пушка магнетронного типа. Принцип действия и устройство. Приближенный расчет траекторий	283
§ 14.6. Расчет формы электродов магнетронной пушки	291
§ 14.7. Экспериментальные данные о работе магнетронных пушек	299
§ 14.8. Замечания об устойчивости трубчатых и ленточных пучков	302
Глава 15	
Электростатическая фокусировка пучков	305
§ 15.1. Основные преимущества и недостатки систем электростатической фокусировки	305
§ 15.2. Центробежно-электростатическая фокусировка	308
§ 15.3. Периодическая электростатическая фокусировка	313
§ 15.4. Некоторые другие схемы электростатической фокусировки	324
Глава 16	
Ионы в электронных потоках. Ионная фокусировка	328
§ 16.1. Положительные ионы в электронных пучках	328
§ 16.2. Накопление и баланс ионов	336
§ 16.3. Физическое объяснение ионной фокусировки и ее особенностей	341
§ 16.4. Геометрические параметры электронных пучков при ионной фокусировке	346
Глава 17	
Коллектор электронов	352
§ 17.1. Тепловой режим коллектора	353
§ 17.2. Траектории электронов в коллекторе в статическом режиме	354
§ 17.3. Траектории электронов в коллекторе в динамическом режиме	362
§ 17.4. Вторичная эмиссия с коллектора. Проблема рекуперации энергии	365

Глава 18

О синтезе систем формирования и некоторые вопросы теории	371
§ 18.1. Метод анализа и метод синтеза систем формирования электронных потоков	371
§ 18.2. Основные положения и формулы теории формирования по В. Т. Овчарову	374
§ 18.3. О решении внутренней задачи в парааксиальном приближении и о возможных путях решения внешней задачи теории формирования по В. Т. Овчарову	384
§ 18.4. Потоки с криволинейными траекториями	386
§ 18.5. Вопросы ламнарности и устойчивости потока. Понятие с жесткости фокусировки	387

Глава 19

Дополнительные сведения о некоторых вопросах электроники пучков	390
§ 19.1. Фокусировка пучка реверсным магнитным полем	390
§ 19.2. Сточная модуляция	396

Дополнение

Фокусирующие соленоиды. Некоторые свойства магнитных материалов	400
§ Д.1. Элементы расчета соленоида	400
§ Д.2. Особенности практических конструкций соленоидов. Охлаждение обмоток. Легкие соленоиды из алюминиевой фольги	404
§ Д.3. Магнито-мягкие материалы для экранов. Оценочный расчет экрана. Электромагниты. Материалы для постоянных магнитов	407

Приложения

Приложение 1. Основные величины и соотношения для расчета пучков и пушек	414
Основные формулы для расчета пучков и пушек	415
Приложение 2. Таблицы некоторых функций для расчета пушек сферического типа и аксиально-симметричных пучков	421
Приложение 3. Расчет аксиально-симметричного пучка и пушки со сходящимся потоком	427
Приложение 4. Расчет пушки магнетронного типа с копусным катодом	428
Список литературы	432
Предметный указатель	451

ПРЕДИСЛОВИЕ

Предлагаемую вниманию читателя книгу следует рассматривать как введение в электронику интенсивных электронных потоков, используемых в современных приборах СВЧ типа О (клистроны, лампы с бегущей волной, лампы с обратной волной и т. п.).

В связи с общим прогрессом электроники раздел ее, в котором изучаются интенсивные электронные потоки, за последние 10—12 лет получил значительное и во многом самостоятельное развитие. Накоплен обширный материал, относящийся как к теории, так и к экспериментальным исследованиям и практическому применению электронных потоков.

В данной книге сделана попытка обобщить и систематизировать этот материал и изложить его в таком объеме и таком порядке, который удовлетворил бы в первую очередь тех, кто занимается практической разработкой или применением перечисленных СВЧ приборов. Здесь описаны только *статические* электронные потоки. Вопросы, связанные с действием на электроны высокочастотных полей, затрагиваются лишь постольку, поскольку это необходимо для уяснения связи между свойствами электронного потока и параметрами прибора в целом.

Для первого, поверхностного ознакомления с предметом можно прочитать гл. 2—6, в которых изложены основы параксиальной теории ленточных и аксиально-симметричных потоков и теории пушек Пирса с параллельным и сходящимся потоком.

Более полное ознакомление с предметом дают гл. 7—13, куда включены описания реального распределения магнитного поля, пушек с высоким первеансом,

которые не могут быть рассчитаны по параксиальной теории, расчет пучка в переходной области неоднородного магнитного поля, оценка влияния тепловых скоростей электронов, учет действия магнитного поля в пушке, фокусировка пучка периодическим магнитным полем.

В гл. 14—19 рассматриваются основные вопросы формирования трубчатых электронных потоков, электростатической и ионной фокусировки, дается понятие о методе синтеза систем формирования, излагается проблема коллектора и некоторые дополнительные сведения об электронике пучков. В этих главах материал изложен не столь подробно, как в предыдущих главах, а часть материала имеет характер обзора.

В приложениях приведены наиболее употребительные формулы и таблицы для инженерных расчетов систем формирования, содержащих пушки со сходящимся потоком и пушки магнетронного типа.

Перечень литературы, данный с разбивкой по главам, не претендует на полноту, особенно по первым главам.

Чтобы избежать повторений, автор стремился свести к минимуму объем того теоретического материала, который в основном уже широко известен по книгам и учебникам. Сюда относятся, в первую очередь, подробно разработанные вопросы пространственного заряда и методы моделирования при помощи электролитической ванны.

В то же время автор считал пущим включить обсуждение некоторых вопросов, изученных еще недостаточно, порой дискуссионных, но имеющих большой практический интерес. Это, например, некоторые вопросы формирования трубчатых потоков, влияния положительных ионов, устойчивости пучков, электроники коллектора.

Поскольку книга рассчитана и на студентов, в первых главах дан довольно подробный вывод некоторых основных соотношений и включено небольшое количество численных примеров, имеющих цель пояснить порядок величин. Читатель, более подготовленный, эти места при чтении может опустить.

Главу 16 написал В. И. Юрьев, § 14.5—14.7 и Приложение 4 — П. В. Невский.

Автор приносит искреннюю благодарность всем, кто принимал участие в обсуждении ряда разделов книги.

Особенно признателен автор В. Т. Овчарову за консультации и ценные советы по некоторым вопросам теории и А. Н. Гербергу — за консультации по постоянным магнитам.

Автор считает своим приятным долгом поблагодарить Е. А. Загаринского за большую помощь в оформлении рукописи, а также профессора З. С. Чернова и доцента Л. Э. Бахраха за ряд полезных критических замечаний, высказанных при ее рецензировании.

Автор будет признателен всем читателям, которые выскажут свои замечания с книге. Замечания просьба направлять в издательство «Советское радио» по адресу: Москва, Главный почтамт, п/я 693.

ГЛАВА 1

ИНТЕНСИВНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ПОТОКИ В ПРИБОРАХ СВЧ

§ 1.1. ЭЛЕКТРОННЫЕ ПОТОКИ В СОВРЕМЕННЫХ ПРИБОРАХ СВЧ

Создание сложных современных радиотехнических систем невозможно без целого ряда генераторных и усилительных электронных приборов СВЧ типа клистрона, ЛБВ и ЛОВ. В этих приборах одной из важнейших составных частей является интенсивный поток электронов, который в процессе взаимодействия с электромагнитным полем превращает энергию источников питания в энергию высокочастотных колебаний.

В этом параграфе мы рассмотрим такие основные характеристики, как первеанс, интенсивность и мощность электронного потока, а также взаимозависимость между конфигурацией потока и резонаторной или замедляющей системой прибора, в котором он используется.

Важной характеристикой электронного потока является *первеанс*, определяемый как отношение тока пучка I к ускоряющему напряжению U в степени три вторых:

$$P = \frac{I}{U^{3/2}}.$$

Первеанс является мерой интенсивности потока. В электронно-лучевых приборах типа телевизионной трубки применяются электронные пучки малой интенсивности, первеанс которых обычно много меньше

$10^{-9} a/v^{3/2}$. Силы пространственного заряда в таких пучках не оказывают существенного влияния на движение электронов, и поэтому их действием можно пренебречь. В приборах же СВЧ, как правило, применяются значительно более интенсивные электронные потоки, в которых сила взаимного расталкивания электронов существенно влияет на движение электронов, так что их действием пренебрегать нельзя. Другими словами, в интенсивных потоках велика роль пространственного заряда. Интенсивными, как показывают расчеты, следует считать потоки, у которых первеанс принимает значения, большие примерно 10^{-8} — $10^{-7} a/v^{3/2}$.

Ввиду малости численного значения первеанса часто пользуются более удобной величиной — микропервеансом P_{μ} , определяемой равенством

$$P = P_{\mu} \cdot 10^{-6}.$$

Действие пространственного заряда исследовалось многими авторами. Основные результаты этих исследований изложены в работах [1.1—1.5, 1.11].

Мощность электронного потока пропорциональна ускоряющему напряжению и току. Обозначив мощность потока W , можем написать

$$W = UI = PU^{5/2}.$$

Как видно из формулы, при неизменном первеансе мощность очень быстро растет по мере роста рабочего напряжения. Так, при повышении напряжения на порядок мощность возрастает более чем в 300 раз.

Однако во всех приборах, где это совместимо со свойствами замедляющей или резонаторной системы, мощность выгоднее увеличивать не столько за счет роста напряжения, сколько за счет роста тока пучка, так как чем выше рабочее напряжение, тем сложнее конструкция изоляторов в приборе и тем сложнее источники питания. В приборах большой и сверхбольшой мощности работа с очень высокими напряжениями (несколько десятков киловольт и выше) создает ряд дополнительных трудностей: увеличение опасности пробоев, громоздкость и сложность высоковольтного испытательно-

го оборудования, необходимость защиты персонала от мощного рентгеновского излучения и др.

Снижение рабочего напряжения при заданной мощности пучка не только резко уменьшает сложность аппаратуры, но и приводит обычно к уменьшению габаритов прибора за счет сокращения длины активных участков электродинамической системы. В ЛБВ с ростом первеанса может увеличиваться коэффициент усиления и к. п. д. В клистронах рост первеанса приводит к расширению полосы пропускания. Этим и объясняется тенденция к увеличению первеанса у современных приборов. Если в 1948—1956 гг. первеанс выпускаемых промышленностью приборов составлял $(0,3 \div 1) 10^{-6} a/v^{3/2}$, то в 1956—1962 гг. величина первеанса поднялась до $(1 \div 2) 10^{-6} a/v^{3/2}$, а сейчас ведутся работы над получением приборов с первеансом $(3 \div 10) 10^{-6} a/v^{3/2}$ и выше (подробнее см. гл. 12 и 14).

Как уже указывалось, основным назначением электронного потока в приборах СВЧ является передача энергии источников питания электромагнитному полю. Эта передача осуществляется в процессе взаимодействия электронов с высокочастотным полем в специальной замедляющей системе ЛБВ или ЛОВ или в резонаторной системе клистрона. Для краткости изложения замедляющую систему ЛБВ и ЛОВ или резонаторную систему клистрона условимся впредь называть электродинамической системой.

Эффективность взаимодействия потока с ВЧ полем существенно зависит как от свойств электродинамической системы, так и от конфигурации пучка и распределения тока в нем. Если рассмотреть распределение напряженности высокочастотного электрического поля, с которым взаимодействуют электроны, по поперечному сечению пролетного канала в электродинамической системе, то окажется, что наиболее сильное поле находится вблизи металлических поверхностей, образующих пролетный канал, а наименее сильное — на оси системы. Это накладывает следующее требование на конфигурацию потока: поток должен проходить возможно ближе к элементам электродинамической системы и иметь возможно большую плотность тока.

Здесь, однако, имеются определенные противоречия. Во-первых, очень близко подводить поток к системе

опасно, так как при этом неизбежно увеличится оседание некоторой части электронного тока на элементы электродинамической системы. В маломощных приборах это токооседание резко увеличивает шумы токораспределения, а в приборах с относительно большой средней мощностью оседание тока может вызвать чрезмерный перегрев бомбардируемых электронами элементов и выход прибора из строя. Поэтому в большинстве приборов к фокусировке пучка предъявляется требование минимального токооседания или, что то же, максимального токопрохождения.

Во-вторых, в некоторых типах электродинамических систем возникает опасность возбуждения паразитных колебаний, амплитуда поля которых возрастает по мере приближения к поверхности элементов системы значительно более резко, чем для рабочего вида колебаний. Следовательно, чтобы получить устойчивую работу прибора, необходимо обеспечить определенный «коэффициент заполнения» потоком пролетного канала*.

Практика показывает, что требования, предъявляемые к электронным потокам и к электродинамическим системам, очень тесно связаны между собой, и что параметры электронного потока существенным образом определяют такие важнейшие параметры приборов как к. п. д., коэффициент усиления, стабильность работы и шумовые характеристики. В этой связи не будет преувеличением сказать, что разработка некоторых новых приборов, например ряда приборов для коротковолнового участка диапазона СВЧ, приборов большой мощности или приборов с высоким к. п. д. в значительной степени определяется успехом разработки соответствующей системы формирования электронного потока.

В современных приборах СВЧ наблюдается чрезвычайно большое разнообразие значений токов, напряжений и размеров электронных пучков, а также применяемых для фокусировки полей. Наименьшей мощностью обладают пучки маломощных ЛБВ. Они используют электронные пучки с токами от долей микроампера и с напряжением от нескольких десятков вольт; размеры поперечного сечения их пучка — десятые или даже сотые доли миллиметра. Приборы средней мощности

* В большинстве приборов отношение среднего диаметра пучка к диаметру пролетного канала составляет 0,5—0,75.

используют пучки с током до десятков миллиампер или долей ампера при ускоряющих напряжениях несколько киловольт. Потоки мощных клистронов и ЛБВ обладают очень большой мощностью, составляющей в среднем десятки и сотни киловатт, а пиковые значения мощности при работе в импульсном режиме доходят до сотен мегаватт.

Размер поперечного сечения потока зависит от диапазона частот, в котором работает прибор, и составляет ориентировочно 10—30 мм в дециметровом диапазоне, 2—5 мм в сантиметровом диапазоне и менее 1 мм при переходе к миллиметровому диапазону.

К настоящему времени предложено много типов фокусирующих систем [1.6]. Некоторые новые типы систем, как например, магнитные периодические системы, получают все большее распространение. Однако наиболее распространенной все же продолжает оставаться фокусировка электронного потока при помощи продольного магнитного поля. Индукция магнитного поля зависит от диапазона и мощности прибора и обычно варьируется в пределах от 200—300 до $(2 \div 3) 10^3$ гс. В большинстве ламп средней мощности используются магнитные поля с индукцией примерно от 500 до 1200 гс. Для ламп миллиметрового диапазона магнитные поля могут достигать $(5 \div 10) 10^3$ гс.

Для создания магнитных полей применяют постоянные магниты, электромагниты или соленоиды. Из-за относительно большой длины приборов достаточно сильное магнитное поле требуется создать на большом участке. Поэтому вес магнита или соленоида получается весьма большим. Большими оказываются также и габариты фокусирующей системы. Например, для ЛБВ средней мощности с длиной участка однородного магнитного поля 300—400 мм вес арматуры с соленоидом составляет 15—20 кг или даже больше. Постоянные магниты приемлемых размеров из промышленных сплавов на такой же длине могут создать магнитное поле с индукцией не более 500—600 гс; при этом вес магнитов и магнитопроводов будет гораздо больше, чем указано выше. Клистроны и ЛОВ малой мощности имеют магниты с весом порядка одного или нескольких килограмм. Во всяком случае, в подавляющем большинстве приборов с магнитной фокусировкой пучка вес

фокусирующей системы во много раз или даже во много десятков раз превышает вес самого прибора.

У соленоидов и электромагнитов есть еще один существенный недостаток: они потребляют значительную мощность. Если для мощных приборов она относительно невелика и составляет несколько процентов от мощности питания, подводимой к лампе, то для приборов средней или малой мощности на питание соленоида требуется гораздо большая мощность, чем для питания самого прибора.

Указанные недостатки (вес, габариты и потребление мощности) фокусирующих систем в значительной степени усложняют применение рассматриваемых приборов в аппаратуре. Именно поэтому в последние годы большое внимание было уделено разработке более легких фокусирующих систем — периодических магнитных и электростатических. Однако, как показывает практика, и у «традиционных» фокусирующих систем с продольным магнитным полем вес, габариты и потребляемая мощность можно значительно уменьшить, если произвести более тщательную отработку системы формирования потока.

Имеется еще одно обстоятельство, на которое следует обратить внимание при общем рассмотрении свойств пучков и систем их формирования. Источник электронов (катод) конструктивно входит как неотъемлемая часть в любую систему формирования. Известно, что срок службы прибора в большинстве случаев определяется сроком службы катодного узла. Он может быть значительно увеличен, если применить катод с небольшой плотностью тока эмиссии и последующее сжатие (компрессию) пучка.

Такие элементы пушки, как подогреватель или детали крепления катода, формально, т. е. с точки зрения электроно-оптической, не входят в систему формирования. Тем не менее от правильности технологического и конструктивного выполнения системы формирования в большой степени зависят такие важные параметры приборов, как надежность, экономичность и срок службы.

Изложенные выше соображения указывают на то, что при создании современных электронных приборов тщательной разработке системы формирования потока должно быть уделено очень большое внимание.

18

§ 1.2. ТЕРМИНОЛОГИЯ. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ПУЧКОВ. СИСТЕМА ФОРМИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА

Уместно сделать несколько замечаний о терминологии, так как ряд терминов в вопросах электроники пучков в настоящее время нельзя считать установившимся.

Например, к совокупности электронов с почти параллельными траекториями, занимающих некоторую протяженную область, с равным успехом можно применять термины «электронный поток» и «электронный пучок». В то же время, к совокупности электронов, занимающих относительно короткую область, или когда траектории непрямолинейны или непараллельны друг другу (например, в электронной пушке), явно лучше подходит термин «поток», а не «пучок».

Термин «фокусировка». Применять его к интенсивным электронным потокам, строго говоря, неправильно, так как фокусировка означает сведение лучей или траекторий в точку, в фокус. Тем не менее в силу его большой распространенности и для упрощения изложения будем в ряде случаев пользоваться термином «фокусировка», понимая под этим получение и сохранение потока нужной конфигурации. Из таких же соображений будем иногда применять термины «фокусирующая сила» и «расфокусирующая сила», понимая под этим в первом случае силу, препятствующую электронам удаляться от оси, а во втором случае — силу, стремящуюся увести электроны в сторону от оси.

Термин «формирование» электронного потока более точен, чем «фокусировка», и хотя его, строго говоря, правильно применять только к определенной части системы, в которой происходит первоначальное образование потока, мы будем им часто пользоваться.

Давно уже получил права гражданства термин «электронная пушка», хотя в некоторых книгах и статьях продолжают применять термин «прожектор(?)» электронов».

Если вопрос об использовании того или иного термина является дискуссионным, то автор применял тот из них, который чаще встречается в литературе, или который, как ему кажется, наиболее правильно отражает суть обозначаемого.

2*

19

Рассмотрим теперь основные типы электронных потоков.

Размеры и форма поперечного сечения электронного потока определяются размерами и формой канала в электродинамической системе прибора. В приборах

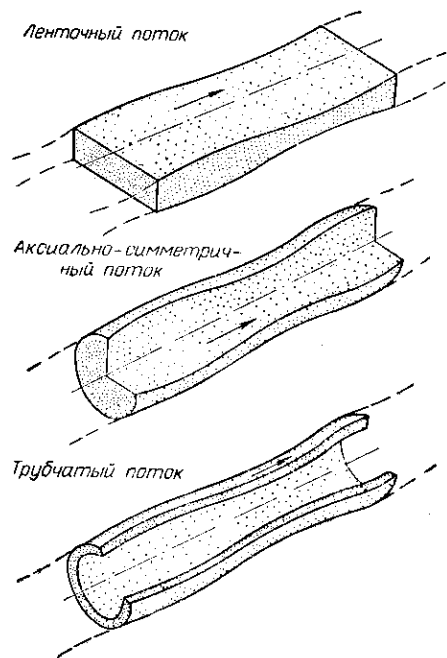


Рис. 1.1. Основные наиболее распространенные типы электронных потоков (пучков).

рассматриваемого типа длина электронного потока обычно в десятки, а то и в сотни раз больше, чем поперечный размер пучка. В зависимости от формы поперечного сечения можно выделить три основных наиболее распространенных типа электронных потоков (рис. 1.1).

Ленточный электронный поток. Поток имеет вид ленты, толщина которой много меньше ширины, а ширина, в свою очередь, обычно много меньше длины потока. Поток симметричен относительно некоторой плоскости

и поэтому иногда называется плоско-симметричным или плоским потоком.

Аксиально-симметричный поток. Поперечное сечение потока имеет вид круга. Поток симметричен относительно продольной оси. Иногда он не совсем точно называется цилиндрическим или даже «круглым» потоком.

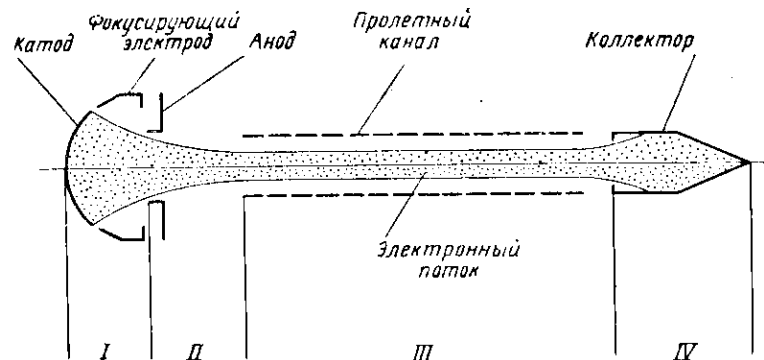


Рис. 1.2. Схема типичной системы формирования электронного потока:

I — область пушки; II — переходная область; III — область регулярной части системы формирования; IV — область коллектора.

Трубчатый электронный поток. Поток напоминает по форме трубу и также обладает осевой симметрией. Поперечное сечение имеет вид кольца. Если внутри трубчатого потока нет никаких электродов, то его можно также назвать *полым* потоком.

Существуют электронные потоки и более сложной формы: типа «змейки», спиралеобразные, свернутые в спираль ленточные и т. д. Они применяются сравнительно редко. Некоторые из них будут рассмотрены в соответствующих главах.

Системой формирования электронного потока будем называть совокупность электрических и магнитных полей, а также образующих их электродов и магнитных цепей, необходимых для создания электронных потоков нужной конфигурации. Типичная система формирования с точки зрения электронно-оптической может быть условно подразделена на следующие четыре области (рис. 1.2).

Область пушки (I). Здесь имеется источник электронов — катод фокусирующий (или прикатодный) электрод и анод. Потенциал фокусирующего электрода обычно равен потенциалу катода или близок к нему. Между катодом и анодом приложено ускоряющее (анодное) напряжение. На электроны в этой области действуют в основном электростатические поля, созданные указанными электродами и собственным пространственным зарядом потока. В некоторых системах формирования возможно действие магнитного поля. В области пушки происходит начальное формирование потока.

Переходная область (II). Это — область между пушкой и областью регулярной части фокусирующей системы. Здесь сила электростатического поля, созданного электродами, резко уменьшается. Продолжается действие силы пространственного заряда, которая в конце этой области становится главной расфокусирующей силой, стремящейся расширить поток. Начинают действовать фокусирующие силы, например сила нарастающего магнитного поля или сила электростатического поля, направленная к оси пучка. В конце этой области фокусирующие силы достигают заданной величины. В переходной области заканчивается формирование электронного потока. Здесь обеспечиваются условия ввода потока в регулярное фокусирующее поле, т. е. происходит «согласование» параметров потока, созданных пушкой, с параметрами регулярной части системы формирования.

Нахождение траекторий в переходной области является самой главной задачей с точки зрения формирования потока с заданными свойствами.

Область регулярной части системы формирования (III). В этой области поток проходит либо в однородном или периодическом магнитном поле, либо в поле какой-нибудь другой регулярной системы (например, электростатической), где происходит компенсация действующих на электроны сил пространственного заряда и действия поперечных скоростей электронов фокусирующими силами. Здесь, как правило, расположена электродинамическая система прибора и происходит взаимодействие потока с высокочастотным полем.

Область коллектора (IV). В этой области электроны «отработанного» потока воспринимаются специальной металлической поверхностью, заканчивая свое движение в системе. При отсутствии сигнала в приборе поверхность коллектора воспринимает полную мощность пучка, а при наличии сигнала — меньшую мощность (чем выше к. п. д. прибора, тем меньше мощность на коллекторе). Форма поверхности коллектора выбирается таким образом, чтобы тепловые нагрузки не превышали допустимой величины.

Из изложенного ясно, что границы раздела между указанными четырьмя областями довольно условны, так как электрические и магнитные поля вдоль траектории электронов изменяются непрерывно. Такое искусственное расчленение единой системы формирования на отдельные области может быть оправдано только целью облегчить ее изучение и расчет.

§ 1.3. ОСНОВНЫЕ УПРОЩАЮЩИЕ ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ

Реальный электронный поток — сложный физический объект. Математическое описание свойств любого сколько-нибудь сложного объекта невозможно без определенных идеализирующих предположений или, другими словами, без введения определенной упрощенной модели, которая характеризует основные, существенные свойства объекта. Результаты расчетов при этом, естественно, получаются приближенными. Степень приближенности зависит от того, насколько точно в выбранной модели отражены эти главные, существенные свойства.

Электронный поток есть совокупность движущихся заряженных частиц — электронов. Однако точно учесть дискретность электрических зарядов при их взаимодействии практически невозможно. Поэтому при всех расчетах интенсивных потоков вводится предположение о том, что сила, действующая на некоторый выбранный электрон со стороны остальных электронов, равна силе действия на него некоторой электрически заряженной среды с непрерывно распределенной плотностью объемного заряда.

Другое наиболее часто встречающееся упрощающее предположение заключается в том, что поток является ламинарным, т. е. что траектории электронов нигде не

пересекаются между собой. Предположение о ламинарности сильно упрощает решение задач, так как в данной точке скорость электрона получается определенной однозначно.

Важным упрощающим предположением, применяющимся при решении почти всех задач, является предположение о параксиальности траекторий. В параксиальных пучках поперечные компоненты скорости электрона должны быть значительно меньше продольных компонент. Это равнозначно требованию, чтобы касательная к траектории электрона составляла небольшие углы наклона к оси системы.

Предположение о параксиальности позволяет при разложении в ряды выражений для электрических и магнитных полей вблизи оси ограничиваться первыми членами разложений, а при вычислении продольной скорости электрона считать, что она полностью определяется потенциалом в рассматриваемой точке. Все это резко упрощает вид уравнений и их решения.

Как уже отмечалось, одно из существенных условий работы прибора заключается в том, чтобы на анод и стенки пролетного канала попадало минимальное количество электронов. Во всех случаях наибольшую опасность с точки зрения вредного токооседания представляют электроны, находящиеся на периферии электронного пучка. Поэтому основное число работ по электронике интенсивных потоков связано с определением контура, или профиля пучка. При решении таких задач весьма полезной является концепция крайнего, или граничного электрона пучка. Она заключается в том, что постулируется, во-первых, наличие четкой границы пучка и, во-вторых, что контур пучка определяется траекторией одного крайнего электрона. Упрощение задачи при этом очевидно: вместо рассмотрения совокупности электронных траекторий можно рассматривать траекторию одного (крайнего) электрона.

Мы обсудили пока лишь общие упрощающие предположения: непрерывность объемного заряда, ламинарность потока, параксиальность траекторий и наличие четкой границы потока. Однако при решении большинства задач об электронных траекториях в статических полях обычно вводят еще ряд уже более частных предположений. А именно, принимается, что можно прене-

брежь релятивистскими эффектами, влиянием вторичных электронов и ионов остаточных газов, действием ВЧ полей и колебательных процессов в самих пучках.

При изложении основного материала мы также будем пользоваться всеми перечисленными выше упрощающими предположениями. Необходимые оговорки о введении дополнительных или отступлении от этих предположений будут сделаны в соответствующих местах изложения.

Такие общепринятые в научно-технической литературе идеализирующие или упрощающие предположения для большинства случаев вполне оправданы, ибо результаты теории согласуются с экспериментальными данными. Оценка некоторых допущений и обсуждение соответствия между теорией и экспериментом будут приведены в ряде разделов книги.

§ 1.4. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В этом параграфе приведены некоторые исходные уравнения, необходимые для дальнейшего изложения.

В теоретических разделах и во всех формулах, где нет особых указаний, будет применяться система единиц МКСА*. Единицы измерения и основные константы приведены в приложении I.

В численных примерах и описаниях практических конструкций в книге иногда употребляются другие единицы, принятые в технике. Например: размеры — в миллиметрах, сила тока — в миллиамперах, плотность тока — в амперах на квадратный сантиметр.

Единицы магнитных величин, принятые в системе МКСА, довольно неудобны. Чаще всего нам придется иметь дело с индукцией магнитного поля. Переход от принятой в системе МКСА единицы индукции магнитного поля тесла (*тл*), или вебера на квадратный метр

* Систему МКСА следует рассматривать как часть Международной системы единиц СИ, введенной в действие в СССР с 1 января 1963 г. (ГОСТ 9867-61), как предпочтительной во всех областях науки, техники и народного хозяйства, а также при преподавании. См., например, [1.9].

(вб/м²), к более привычным гауссам осуществляется по формуле

$$1 \text{ тл} = 10\,000 \text{ гс.}$$

Если электрон находится в электрическом поле, то на него действует сила электрического поля

$$\vec{F}_e = -e\vec{E},$$

где \vec{E} — напряженность электрического поля;
 e — численная величина заряда электрона.

Знак «минус» означает отрицательный знак заряда электрона. Направление действия силы противоположно направлению вектора напряженности.

Если электрон находится в магнитном поле, то на него действует сила магнитного поля (сила Лоренца)

$$\vec{F}_m = -e[\vec{v}, \vec{B}],$$

где \vec{v} — скорость электрона в данной точке;

\vec{B} — индукция магнитного поля в этой же точке.

Направление действия силы магнитного поля перпендикулярно плоскости, проходящей через векторы \vec{v} и \vec{B} , что отражено символом векторного произведения.

Если на электрон действуют одновременно и электрическое и магнитное поля, то суммарная сила будет

$$\vec{F} = \vec{F}_e + \vec{F}_m = -e\vec{E} - e[\vec{v}, \vec{B}].$$

Решение задачи об определении электронных траекторий сводится к преобразованию и интегрированию уравнений движения электрона в заданных электрических и магнитных полях. Для составления уравнения движения необходимо знать в каждой точке и в каждый момент времени величины напряженности электрического поля и индукции магнитного поля. Поскольку мы рассматриваем только статические поля, то эти величины будут зависеть только от координат точки.

В дальнейшем изложении ось z будет направлена вдоль оси пучка. При рассмотрении ленточных пучков будет применяться прямоугольная система координат,

а при рассмотрении аксиально-симметричных и трубчатых пучков — цилиндрическая.

Уравнения движения электрона в прямоугольной системе координат x, y, z имеют вид:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\eta E_x - \eta \left(\frac{dy}{dt} B_z - \frac{dz}{dt} B_y \right), \quad (1.1)$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} = -\eta E_y - \eta \left(\frac{dz}{dt} B_x - \frac{dx}{dt} B_z \right), \quad (1.2)$$

$$\frac{d^2z}{dt^2} = -\eta E_z - \eta \left(\frac{dx}{dt} B_y - \frac{dy}{dt} B_x \right). \quad (1.3)$$

Здесь $\eta = \frac{e}{m}$ — численное значение отношения заряда к

массе для электрона (положительная величина); E_x, E_y, E_z и B_x, B_y, B_z — проекции на координатные оси векторов напряженности электрического и индукции магнитного поля соответственно; $\frac{dx}{dt}, \frac{dy}{dt}, \frac{dz}{dt}$ и $\frac{d^2x}{dt^2}, \frac{d^2y}{dt^2}, \frac{d^2z}{dt^2}$ — проекции век-

торов скорости и ускорения соответственно.

В цилиндрической системе координат выражения для компонент скорости и ускорения по осям r и θ имеют несколько более сложный вид. Они выводятся в руководствах по теоретической механике, электронике или электронной оптике [1.7, 1.8]. Уравнения движения электрона в цилиндрической системе координат z, r, θ :

$$\frac{d^2z}{dt^2} = -\eta E_z - \eta \left(\frac{dr}{dt} B_\theta - r \frac{d\theta}{dt} B_r \right), \quad (1.4)$$

$$\frac{d^2r}{dt^2} - r \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 = -\eta E_r - \eta \left(r \frac{d\theta}{dt} B_z - \frac{dz}{dt} B_\theta \right), \quad (1.5)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\theta}{dt} \right) = -\eta E_\theta - \eta \left(\frac{dz}{dt} B_r - \frac{dr}{dt} B_z \right). \quad (1.6)$$

В статическом поле скорость электрона определяется потенциалом рассматриваемой точки U относительно катода при условии, что скорость электрона на катоде равна нулю. Обозначим полную скорость электрона $v_{\text{полн}}$. Из закона сохранения энергии следует, что

$$\frac{mv_{\text{полн}}^2}{2} = eU, \quad (1.7)$$

или

$$v_{\text{полн}} = \sqrt{2\eta U}; v_{\text{полн}} [\text{м/сек}] = 5,93 \cdot 10^5 \sqrt{U [\text{в}]}. \quad (1.7')$$

Для параксиальных электронов продольная скорость v (индекс «z» опускаем) значительно превосходит поперечную скорость v_{\perp} . Поэтому можно написать

$$v = v_{\text{полн}} \sqrt{1 - \left(\frac{v_{\perp}}{v_{\text{полн}}}\right)^2} \approx \sqrt{2\eta U}. \quad (1.8)$$

Последнее приближенное равенство справедливо с точностью до 1%, если угол между v и $v_{\text{полн}}$ меньше 8°, с точностью до 2% для углов до 11° и с точностью до 5% для углов до 17°.

В дальнейшем нам потребуется теорема Гаусса.

Обозначим:

E_n — нормальная к замкнутой поверхности Σ составляющая напряженности электрического поля;

$d\Sigma$ — элемент этой поверхности;

ρ — плотность пространственного заряда;

V — объем, ограниченный указанной поверхностью;

dV — элемент этого объема;

ϵ_0 — диэлектрическая постоянная свободного пространства.

Теорема Гаусса записывается следующим образом [1.10]:

$$\oint_{\Sigma} E_n d\Sigma = \frac{1}{\epsilon_0} \int_V \rho dV, \quad (1.9)$$

т. е. поток нормальной составляющей индукции электрического поля через замкнутую поверхность Σ численно равен суммарному заряду, находящемуся внутри объема, ограниченного этой поверхностью.

ГЛАВА 2

РАСШИРЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ СИЛ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА

Влияние пространственного заряда на распределение потенциала, ток и траектории электронов в области, занятой потоком, рассматривалось рядом авторов. Основные результаты этих работ подробно изложены в работах [1.1—1.5]. Поэтому в данной главе мы кратко рассмотрим только два вопроса, имеющих отношение к дальнейшему изложению: поперечное распределение напряженности поля и потенциала в потоке и пролетном канале и расширение электронных потоков под действием сил пространственного заряда [2.1—2.5].

§ 2.1. КОНТУР ЛЕНТОЧНОГО ПУЧКА

Рассмотрим расширение ленточного электронного пучка под действием только сил собственного пространственного заряда, т. е. когда внешние магнитные и электрические поля отсутствуют. Для этого необходимо составить и решить уравнение движения крайнего электрона пучка. Ось z направим вдоль оси пучка (рис. 2.1), толщину пучка будем измерять по оси x , ширину — по оси y .

Будем полагать, что толщина потока много меньше и ширины и длины. Тогда для электронов, находящихся на некотором удалении от краев потока, можно считать E_z и E_y равными нулю. Будет отличаться от нуля только x -компонента электрического поля, созданного собственным пространственным зарядом.

Для определения E_x применим теорему Гаусса (1.9) к части ленточного электронного потока. Выделим

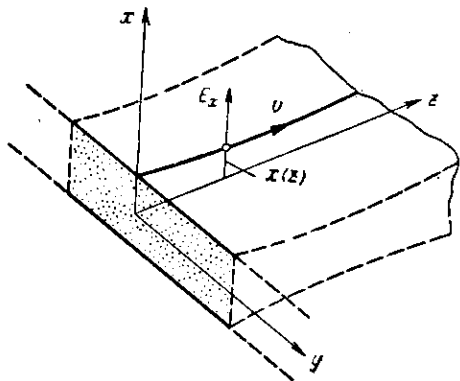


Рис. 2.1. Схема ленточного электронного потока с указанием координатных осей.

область в виде параллелепипеда объемом $V = \Delta x \Delta y \Delta z$ (рис. 2.2). Толщина параллелепипеда Δx может быть

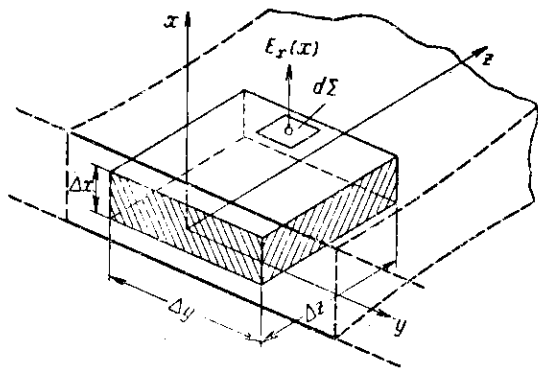


Рис. 2.2. К расчету поля пространственного заряда ленточного потока.

меньше или больше толщины пучка, или же равняться ей.

Поскольку $E_z = E_y = 0$, поток вектора напряженности электрического поля через боковые грани равен

30

нулю. Каждый из потоков через верхнее или нижнее основание параллелепипеда равен $E_x \Delta y \Delta z$. Поэтому

$$\int_{\Sigma} E_n d\Sigma = 2E_x \Delta y \Delta z. \quad (2.1)$$

Электрический заряд, заключенный внутри указанного объема, можно легко вычислить, если допустить, что объемная плотность пространственного заряда $\rho_0 = \text{const}$ (ρ_0 — отрицательная величина). Тогда

$$\int_V \rho dV = \rho_0 \Delta x \Delta y \Delta z \quad (2.2)$$

и по теореме Гаусса имеем

$$E_x = -\frac{\rho_0}{2\epsilon_0} \Delta x. \quad (2.3)$$

Следовательно, поле на оси пучка равно нулю и линейно нарастает по мере приближения к его границе. На краю пучка поле E_x достигает максимума.

Если мы и дальше будем увеличивать высоту параллелепипеда Δx , то, хотя его объем и увеличится, заключенный внутри него заряд [см. (2.2)] останется неизменным. Значит, вне пучка поле E_x имеет ту же величину, что и на его границе. График зависимости E_x от x представлен на рис. 2.3.

Рассмотрим теперь движение вдоль оси z . Уравнение движения электрона принимает вид

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = 0. \quad (2.4)$$

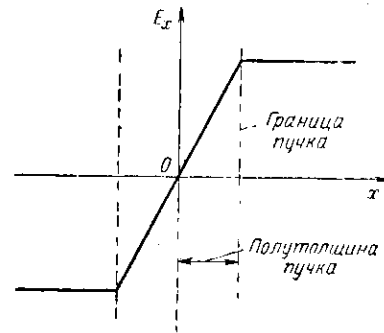


Рис. 2.3. Зависимость поля пространственного заряда ленточного пучка E_x от x .

Начальные условия: при $t=0$ $z=0$ и $\frac{dz}{dt}=v$. Интегрируя уравнение (2.4), получаем

$$\frac{dz}{dt} = v = \text{const}, \quad (2.5)$$

$$z = vt. \quad (2.6)$$

В направлении z электроны пучка летят с постоянной скоростью v .

Продольная скорость электронов v и плотность тока j связаны соотношением

$$j = \rho v. \quad (2.7)$$

Поскольку в нашем случае $\rho = \rho_0 = \text{const}$, мы можем написать

$$\rho_0 = \frac{j}{v}. \quad (2.8)$$

Введем линейную плотность тока пучка I_0 . Это — величина тока, проходящего на единицу ширины пучка в направлении y . Она выражается в амперах на метр (или миллиамперах на миллиметр). Обозначим толщину пучка $2x$. Тогда

$$j = -\frac{I_0}{2x}. \quad (2.9)$$

Знак минус указывает на то, что мы имеем дело с электронным током, I_0 — положительная величина.

Подставляя (2.9) в (2.8), а полученный результат — в (2.3), с учетом того, что $\Delta x = 2x$, имеем

$$E_x = -\frac{I_0}{2\epsilon_0 v}. \quad (2.10)$$

Следовательно, напряженность электрического поля на краю ленточного пучка, созданного собственным пространственным зарядом, не зависит от толщины пучка, а определяется только линейной плотностью тока и скоростью электронов.

Обратимся теперь к уравнению движения крайнего электрона, определяющего контур пучка. Уравнение его движения имеет вид

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\eta E_x$$

или, с учетом (2.10),

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{\eta}{2\epsilon_0} \frac{I_0}{v}. \quad (2.11)$$

Перейдем теперь от уравнения движения (плоскость x, t) к уравнению траектории (плоскость x, z), для чего воспользуемся равенствами (2.5) и (1.8):

$$\frac{dx}{dt} = \frac{dx}{dz} \frac{dz}{dt} = v \frac{dx}{dz}, \quad \frac{d^2x}{dt^2} = 2\eta U \frac{d^2x}{dz^2}.$$

Подставив последнее выражение в (2.11), получим

$$\frac{d^2x}{dz^2} = \frac{1}{4\epsilon_0 \sqrt{2\eta}} \frac{I_0}{U^{3/2}}. \quad (2.12)$$

Введем обозначение

$$\frac{1}{4\epsilon_0 \sqrt{2\eta}} \frac{I_0}{U} = p, \\ \frac{p}{2} = 2,38 \cdot 10^4 \frac{I_0}{U^{3/2}}.$$

Интегрируя (2.12) с начальными условиями: при $z=0$ $x=x(0)$ и $x' = \text{tg } \gamma_0$, находим:

$$x(z) = x(0) + \text{tg } \gamma_0 z + \frac{p}{2} z^2. \quad (2.13)$$

Таким образом, контур ленточного пучка является частью параболы. Для практических вычислений, когда интересуются относительным изменением толщины пучка, проще пользоваться формулой

$$\frac{x}{x(0)} = 1 + \text{tg } \gamma_0 \left[\frac{z}{x(0)} \right] + \frac{px(0)}{2} \left[\frac{z}{x(0)} \right]^2. \quad (2.13')$$

Пример. Пусть $I_0 = 30$ а/м, $U = 1000$ в, $x(0) = 1$ мм = 10^{-3} м, $\gamma_0 = -10^\circ$; $\text{tg } \gamma_0 = -0,176$. Имеем $p/2 = 22,6$;

$\rho x(0)/2 = 0,0226$. Вычисления, проведенные по формуле (2.13'), дают следующее:

$x/z(0)$	0	3	5	10	15
$x/x(0)$	1	0,671	0,684	1,50	3,44

Если начальный угол сходимости потока был отрицательным, т. е. поток был сходящимся (рис. 2.4), то

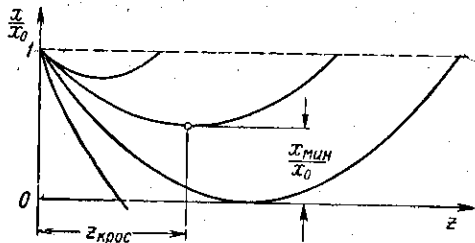


Рис. 2.4. Контур ленточного пучка при отсутствии внешних полей.

толщина его сначала уменьшается, затем достигает минимума и потом увеличивается. Минимальная толщина пучка получила название *кроссовера*. Положение кроссовера $z_{\text{крос}}$ можно определить, приравняв нулю производную dx/dz . Из (2.13) получим

$$z_{\text{крос}} = -\frac{\text{tg } \gamma_0}{\rho}, \quad (2.14)$$

$$\frac{x_{\text{мин}}}{x(0)} = 1 - \frac{(\text{tg } \gamma_0)^2}{2\rho x(0)}. \quad (2.15)$$

В рассмотренном выше примере плоскость с минимальным сечением находится на расстоянии $z_{\text{крос}} = 3,9$ мм от начальной плоскости; $x_{\text{мин}} = 0,656$ мм.

Из формул (2.14) и (2.15) следует, что с увеличением угла начальной сходимости потока плоскость кроссовера удаляется, а минимальный размер пучка уменьшается. При некотором угле сходимости $x_{\text{мин}}$ обращается в нуль. Дальнейшее увеличение угла сходимости при-

34

водит к пересечению траекторий. После пересечения электронами плоскости симметрии электрическое поле меняет знак, и электрон начинает удаляться от оси. Аналогичное поведение потока будет наблюдаться, если угол сходимости фиксирован, а ток пучка (параметр ρ) уменьшается. И наоборот, чем больше ток, тем короче участок пролетного канала, через который можно пропустить электронный поток. Таким образом, взаимное расталкивание электронов наряду с поперечными скоростями является фактором, который ограничивает пропускание достаточно интенсивных электронных потоков через протяженные каналы.

§ 2.2. КОНТУР АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОГО ПУЧКА

Найдем сначала выражение для напряженности электрического поля, созданного пространственным зарядом. Как и прежде будем полагать, что внешние электрические и магнитные поля отсутствуют. В силу осевой симметрии задачи и условия параксиальности будет отличной от нуля только радиальная компонента

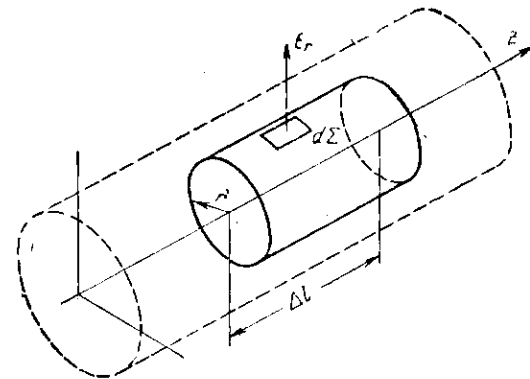


Рис. 2.5. К расчету поля пространственного заряда аксиально-симметричного пучка.

вектора напряженности поля, обусловленная собственным пространственным зарядом пучка.

Выделим внутри пучка поверхность в виде цилиндра радиуса \hat{r} , ограничивающую объем $V = \pi \hat{r}^2 \Delta l$ (рис. 2.5).

3*

35

Поток электрического вектора через торцы цилиндра равен нулю, так как $E_z=0$. Поток через боковую поверхность цилиндра равен

$$E_r 2\pi r \Delta l. \quad (2.16)$$

Если считать плотность пространственного заряда ρ_0 постоянной, то

$$\int_V \rho dV = \rho_0 \pi r^2 \Delta l. \quad (2.17)$$

Применяя теорему Гаусса, получаем:

$$E_r = \frac{\rho_0}{2\epsilon_0} \hat{r}. \quad (2.18)$$

Отсюда видно, что поле внутри пучка при постоянной плотности заряда растет прямо пропорционально радиусу.

Рассмотрим теперь поле на границе и вне пучка. Обозначим ток пучка $-I$. Тогда

$$j = \frac{-I}{\pi r^2}. \quad (2.19)$$

(Здесь r понимается как наружный радиус пучка). С учетом равенства $j = \rho_0 v$ имеем

$$\rho_0 = \frac{-I}{\pi r^2 v}. \quad (2.20)$$

Подставляя это выражение в (2.18), при $\hat{r} = r$ получаем

$$E_r = \frac{-I}{2\pi\epsilon_0 v r}. \quad (2.21)$$

Таким образом, при неизменном токе пучка поле на его границе тем сильнее, чем тоньше пучок. Теоретически, электроны аксиально-симметричного ламинарного пучка не могут пересекать ось, так как при подходе электронов к оси силы электростатического расталкивания неограниченно возрастают.

Формула (2.21) применима и в тех случаях, когда под r понимается координата точки, расположенной вне

пучка. Следовательно, по мере удаления от поверхности пучка радиальное поле ослабевает как $1/r$ (рис. 2.6).

Движение электронов в направлении z , как и в случае ленточного пучка, происходит по инерции с постоянной скоростью

$$\frac{dz}{dt} = v = \text{const.} \quad (2.22)$$

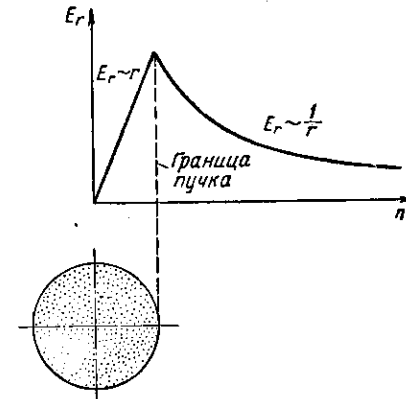


Рис. 2.6. Распределение поля E_r , созданного пространственным зарядом, внутри и вне аксиально-симметричного пучка.

Внутри пучка поле пропорционально r , снаружи — обратно пропорционально r . Поле на границе пучка тем сильнее, чем тоньше пучок.

Составим теперь уравнение радиального движения и уравнение траектории крайнего электрона, определяющего контур пучка.

Из (1.5) с учетом принятых допущений получим следующее уравнение радиального движения:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -\eta E_r. \quad (2.23)$$

Для перехода к уравнению траектории (плоскость r, z) воспользуемся равенствами (1.8) и (2.22):

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = 2\eta U \frac{d^2 r}{dz^2}.$$

Подставим это выражение и формулу (2.21) в (2.23):

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{I}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{2\eta} U^{3/2} r} \quad (2.24)$$

Введем обозначение:

$$\beta_1 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{2\eta}} \cdot \frac{I}{U^{3/2}} \quad (2.25)$$

Величина

$$P = \frac{I}{U^{3/2}},$$

как отмечалось, называется первеансом потока. Подставив в (2.25) численные значения констант, получим:

$$\beta_1 = 1,52 \cdot 10^4 P.$$

Уравнение крайней траектории аксиально-симметричного пучка (2.24) принимает вид

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{\beta_1}{r} \quad (2.26)$$

Решение и анализ уравнения проще вести, если пользоваться безразмерными величинами. Обозначим начальный радиус пучка $r(0)$ и введем некоторую масштабную длину l , в величинах которой будем измерять продольные расстояния. Введем следующие безразмерные величины:

$$R = \frac{r}{r(0)} \text{ — нормализованный радиус пучка,} \quad (2.27)$$

$$Z = \frac{z}{l} \text{ — нормализованное продольное расстояние,} \quad (2.28)$$

$$\beta = \beta_1 \left[\frac{l}{r(0)} \right]^2 = 1,52 \cdot 10^4 P \left[\frac{l}{r(0)} \right]^2 \quad (2.29)$$

Тогда

$$\frac{dr}{dz} = \frac{r(0)}{l} \frac{dR}{dZ}, \quad \frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{r(0)}{l^2} \frac{d^2 R}{dZ^2}.$$

и уравнение (2.26) запишется в следующей форме:

$$\frac{d^2 R}{dZ^2} = \frac{\beta}{R} \quad (2.30)$$

Это уравнение необходимо решить при следующих начальных условиях: при $Z=0$ $R=1$ и $R'=R'_0$. Штрихи означают дифференцирование по Z . Для решения уравнения воспользуемся соотношением

$$\frac{d}{dZ} (R')^2 = 2R'R''.$$

Подставив в это выражение R'' из (2.30), имеем

$$\frac{d}{dZ} (R')^2 = \frac{2R'\beta}{R}.$$

Интегрируя с указанными начальными условиями и учитывая, что $(\ln R)' = R'/R$, получаем

$$R' = \sqrt{2\beta \ln R + (R'_0)^2} \quad (2.31)$$

Разделив переменные, интегрируем еще раз:

$$Z = \int_1^R \frac{dR}{\sqrt{2\beta \ln R + (R'_0)^2}} \quad (2.32)$$

Чтобы свести интеграл в правой части к табличному, применим подстановку:

$$2\beta \ln R + (R'_0)^2 = 2\beta u^2.$$

Обозначив

$$\alpha_0 = \frac{(R'_0)^2}{2\beta} = \frac{(r'_0)^2}{0,0304 P_\mu},$$

имеем окончательное решение уравнения (2.30):

$$Z = \frac{e^{-\alpha_0} \pm \sqrt{\ln R + \alpha_0}}{\sqrt{\beta/2}} \int_{\sqrt{\alpha_0}}^{e^u} e^{u^2} du \quad (2.33)$$

Интеграл в правой части (2.33) табулирован, так что можно построить графики зависимостей R от Z при различных начальных наклонах R'_0 (рис. 2.7).

При $R'_0 > 0$ радиус пучка увеличивается по мере удаления от начальной плоскости.

При $R'_0=0$, т. е. в случае, когда в начальной плоскости траектории электронов параллельны оси, поток тоже постепенно увеличивает свой радиус. Расширение происходит тем сильнее, чем выше первеанс потока. Например, при первеансе $1 \cdot 10^{-6} \text{ а/э}^{3/2}$ пучок расширяется в два раза на длине, превышающей начальный ра-

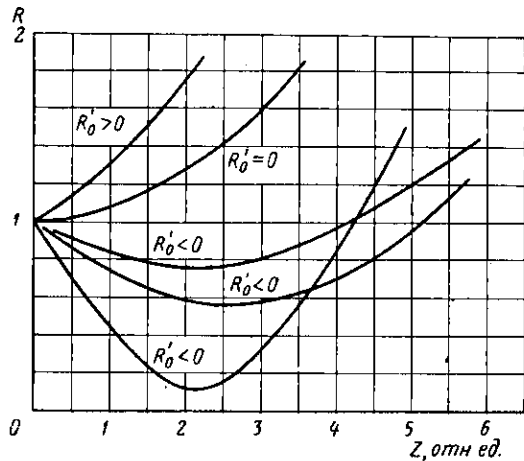


Рис. 27. Контуры аксиально-симметричных пучков с учетом пространственного заряда.

диус в 12,3 раза, а при первеансе $3 \cdot 10^{-6}$ — на длине, превышающей начальный радиус в 7,1 раза.

При $R'_0=0$ формула (2.33) упрощается и принимает вид

$$Z = \sqrt{\frac{2}{\beta}} F(R), \quad (2.34)$$

где

$$F(R) = \int_0^{\sqrt{\ln R}} e^{u^2} du.$$

Эта формула позволяет рассчитать контур электронного аксиально-симметричного потока, у которого первоначально все траектории электронов параллельны оси. Такой расчет является важной составной частью инже-

нерного метода расчета системы формирования [см. приложения 2 и 3. Там же приведена таблица значений $\sqrt{\ln R}$ и $F(R)$].

Расчет контура пучка производится в следующем порядке:

а) вычисляются значения β , $\sqrt{2\beta}$ и $\sqrt{2/\beta}$;

б) задаются значения R , находятся по таблицам или графику значения $\sqrt{\ln R}$ и $F(R)$, вычисляется Z по формуле (2.34);

в) производится пересчет параметров по формулам:

$$r = r(0) R; \quad z = lZ; \quad R' = \sqrt{2\beta} \sqrt{\ln R}; \quad \text{tg } \gamma = \frac{r'(0)}{l} R'.$$

При $R'_0 < 0$ (отрицательный начальный угол, сходящийся поток) радиус пучка сначала уменьшается, затем достигает некоторого минимального значения $r_{\text{мин}}$, называемого кроссовером, а затем расширяется. Из формулы (2.31) при $R''=0$ мы найдем, что

$$r_{\text{мин}} = r(0) e^{-\frac{R_0'^2}{2\beta}} = r(0) e^{-\frac{(\text{tg } \gamma_0)^2}{0,0304P\mu}}. \quad (2.35)$$

Здесь γ_0 — начальный угол наклона. Чем больше начальный угол сходимости, тем меньше $r_{\text{мин}}$.

Радиус пучка принимает исходное значение $r(0)$ в некоторой плоскости, расположенной в два раза дальше от начальной плоскости, чем плоскость кроссовера. Расстояние до этой плоскости сначала растет, затем достигает максимума, а потом начинает уменьшаться. Следовательно, существует некоторый оптимальный начальный угол наклона крайней траектории $\gamma_{\text{опт}}$, при котором длина пролетного канала, «простреливаемого» пучком, будет наибольшей. Расчеты показывают [2.6], что оптимальные условия наблюдаются при

$$\text{tg } \gamma_{\text{опт}} = -162 \sqrt{P}, \quad (2.36)$$

при этом расстояние до кроссовера $z_{\text{крос}}$ определяется формулой

$$z_{\text{крос}} = \frac{r(0)}{|\text{tg } \gamma_{\text{опт}}|} \quad (2.36')$$

$$\frac{r(0)}{r_{\text{мин}}} = 2,38.$$

Пример. Пусть $U = 1000$ в, $I = 0,1$ а, $r(0) = 5$ мм. Перевеанс $P = 3,16 \cdot 10^{-6}$ а/в^{3/2}. По формулам (2.36) и (2.36') определяем: $\gamma_{\text{опт}} \approx -16^\circ$ и $z_{\text{крос}} \approx 17,5$ мм. Если бы начальный радиус был равен 2 мм, то $z_{\text{крос}} \approx 7$ мм.

Формулы (2.36) и (2.36') позволяют оценить максимальный перевеанс потока, при котором можно пропустить пучок через трубку длиной $L = 2 z_{\text{крос}}$ и диаметром $D = 2 r(0)$:

$$P_{\text{макс}} = 38,1 \cdot 10^{-6} \left(\frac{D}{L}\right)^2. \quad (2.37)$$

Например, когда длина трубки в 10 раз больше ее диаметра,

$$P_{\text{макс}} = 0,38 \cdot 10^{-6} \text{ а/в}^{3/2}.$$

Таким образом, в аксиально-симметричных пучках, так же как и в ленточных пучках, силы взаимного расталкивания электронов стремятся увеличить радиус потока и могут препятствовать пропусканию интенсивных пучков через протяженные пролетные каналы.

§ 2.3. ПРОВИСАНИЕ ПОТЕНЦИАЛА. ОБСУЖДЕНИЕ НЕКОТОРЫХ ДОПУЩЕНИЙ

На примере аксиально-симметричного потока рассмотрим вопрос о потенциале пространства внутри пролетного канала, в котором проходит поток электронов.

Как мы видели, пространственный заряд пучка создает радиальное электрическое поле, которое линейно нарастает вдоль радиуса. Это означает, что потенциал на оси ниже, чем потенциал других точек. Поэтому говорят о «провисании» потенциала в области, занятой объемным зарядом.

При выборе выражений для E_r предполагалось, в частности, что продольная скорость всех электронов одинакова. Теперь мы видим, что это верно лишь приблизительно, так как электроны, проходящие вблизи оси,

имеют меньшую скорость, чем электроны, проходящие вблизи границы потока.

Оценим, какую ошибку мы допускаем, когда пренебрегаем провисанием потенциала при вычислении продольной скорости электронов. Очевидно, что разность потенциалов ΔU между осью аксиально-симметричного пучка ($\hat{r} = 0$) и его границей ($\hat{r} = r$) определяется формулой

$$\Delta U = - \int_0^r E_r(\hat{r}) d\hat{r}.$$

Подставляя (2.18) в это выражение, получаем

$$\Delta U = - \frac{\rho_0 r^2}{4\epsilon_0}.$$

Подставим сюда ρ_0 из (2.20) и разделим обе части равенства на U . Имеем

$$\frac{\Delta U}{U} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{2\eta}} \cdot \frac{I}{U^{3/2}} = 0,0152 P_{\mu}. \quad (2.38)$$

Если, например, микропервеанс равен 1, то $\Delta U/U = 0,0152$, или приблизительно 1,5%. Таким образом, относительное провисание потенциала в аксиально-симметричном пучке, выраженное в процентах, составляет примерно полтора численных значения микропервеанса. Следовательно, для расчетов пучков с микропервеансом до 2—3 ошибка в вычислениях продольной скорости не превышает 2—3%.

Рассмотрим теперь распределение потенциала в пространстве между границей пучка и металлической стенкой пролетного канала (трубы дрейфа). Разность потенциалов $\Delta U'$ между границей пучка (r) и стенкой трубы (r_a) выразится следующим образом:

$$\Delta U' = - \int_r^{r_a} E_r(r) dr,$$

где $E(r)$ должно определяться формулой (2.21). Взяв

интеграл и разделив полученный результат на U , находим

$$\frac{\Delta U'}{U} = \frac{P}{2\pi\epsilon_0 V 2\eta} \ln \frac{r_a}{r}. \quad (2.39)$$

Это провисание при малом зазоре между пучком и стенкой трубы невелико; во всяком случае, оно значительно меньше, чем провисание потенциала внутри самого пучка. Если же зазор между пучком и трубой велик по сравнению с диаметром потока, то основное провисание потенциала происходит вне пучка.

Общее относительное провисание потенциала будет равно сумме выражений (2.38) и (2.39):

$$\frac{\Delta U + \Delta U'}{U} = 0,0152P_\mu \left(1 + 2 \ln \frac{r_a}{r}\right). \quad (2.40)$$

Очевидно, под U следует подразумевать некоторый средний потенциал.

Формула для провисания потенциала в случае ленточного пучка получается интегрированием выражений (2.3) и (2.10).

Приведенная оценка показывает, что в практических расчетах продольной средней скорости электронов в пучках приборов лучевого типа действием пространственного заряда можно пренебречь, тогда как при вычислении радиального движения его необходимо обязательно учитывать.

При очень высоких первеансах или более точных расчетах использовать примененный подход уже нельзя. В этих случаях для отыскания распределения потенциала необходимо решать уравнение Пуассона с соответствующими граничными условиями. Такие решения не являются сложными и неоднократно приводились в литературе (см., например, [2.7, 1.5], а также § 14.3).

ГЛАВА 3

ЛЕНТОЧНЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ПОТОК В ОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОЙ СТЕПЕНИ ЭКРАНИРОВКИ КАТОДА

§ 3.1. УРАВНЕНИЕ ТРАЕКТОРИИ ГРАНИЧНОГО ЭЛЕКТРОНА И ЕГО РЕШЕНИЕ

Ленточные электронные потоки используются в приборах с «плоскими» электродинамическими системами, имеющими прямоугольную форму пространства взаимодействия (рис. 3.1). Они применяются в лампах с обратной волной [3.1] с замедляющими системами типа «гребенка», «встречные штыри» или с системами лестничного типа, а также в некоторых других приборах [3.2]. Для фокусировки ленточного пучка в большинстве случаев применяется продольное однородное магнитное поле.

В литературе отсутствует решение задачи о движении электронов ленточного пучка конечной ширины, так как учет эффектов на краях потока встречается со значительными математическими трудностями. Поэтому для упрощения задачи вводят предположение о том, что влиянием пространственного заряда у краев потока (по ширине) можно пренебречь и считать, что $E_y = 0$. Это предположение соответствует действительности тем точнее, чем меньше толщина пучка, отсчитываемая по оси x , по сравнению с его шириной (отсчитываемой по оси y) и чем ближе поток расположен к стенкам пролетного канала. На практике эти условия обычно выполняются.

При решении задачи о фокусировке пучка существенное значение, как мы увидим, имеет величина магнитно-

го поля в области катода пушки. Ленточные электронные пучки могут быть сформированы при помощи либо широко известной пушки Пирса с параллельным потоком, которая целиком находится в том же однородном магнитном поле, что и весь пучок (гл. 5), либо при помощи электронной пушки со сходящимся потоком, экра-

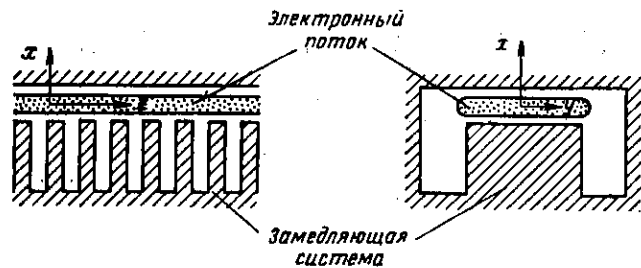


Рис. 3.1. Схема ленточного электронного потока в приборе с замедляющей системой типа «ребенка» с указанием направления координатных осей.

нированной от действия этого поля (например, пушки цилиндрического типа, формирующей клинообразный поток электронов, § 6.4). В ряде случаев могут представлять интерес ленточные пучки, сформированные при помощи пушек, лишь частично экранированных от магнитного поля. Поэтому естественно рассмотреть задачу в общем виде, т. е. при произвольной степени экранировки катода от магнитного поля. Степенью экранировки катода мы будем называть отношение B_k/B , где B_k — магнитная индукция на катоде пушки, а B — магнитная индукция в области однородного магнитного поля.

Рассмотрим в первую очередь движение электрона по оси y . Уравнение (1.2) при $E_y=0$ принимает вид:

$$\frac{d^2y}{dt^2} = -\eta \left(B_x \frac{dz}{dt} - B_z \frac{dx}{dt} \right). \quad (3.1)$$

Магнитное поле будем пока считать, вообще говоря, неоднородным.

Рассмотрим поток магнитной индукции Ψ , проходящий через поверхность в виде прямоугольника с разме-

рами $2x$ и l (в направлении y), расположенного так, что центр прямоугольника лежит в плоскости симметрии:

$$\Psi = 2 \int_0^x B_z(x, z) dx. \quad (3.2)$$

Будем под x понимать координату некоторого электрона ленточного пучка. Тогда Ψ будет магнитным потоком, пронизывающим поперечное сечение поверхности, образованной перемещением рассматриваемой траектории вдоль оси y . Изменение этого потока по мере перемещения электрона вдоль траектории будет описываться при помощи производной

$$\begin{aligned} \frac{d\Psi}{dt} &= \frac{\partial\Psi}{\partial x} \left(\frac{dx}{dt} \right) + \frac{\partial\Psi}{\partial z} \left(\frac{dz}{dt} \right) = \\ &= 2B_z \frac{dx}{dt} + 2 \frac{dz}{dt} \int_0^x \frac{\partial B_z}{\partial z} dx. \end{aligned}$$

Используя соотношение $\text{div } \vec{B} = 0$, которое в нашем случае имеет вид

$$\frac{\partial B_z}{\partial z} = -\frac{\partial B_x}{\partial x},$$

получаем

$$\int_0^x \left(\frac{\partial B_z}{\partial z} \right) dx = - \int_0^x \left(\frac{\partial B_x}{\partial x} \right) dx.$$

При вычислении частной производной в правой части последнего равенства фиксированы все переменные, кроме x . Поэтому частную производную можно заменить на полную производную. Это дает

$$\int_0^x \left(\frac{\partial B_z}{\partial z} \right) dx = -B_x.$$

Следовательно,

$$\frac{1}{2} \frac{d\Psi}{dt} = B_z \frac{dx}{dt} - B_x \frac{dz}{dt}.$$

Сравнивая это выражение с уравнением (3.1), находим

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{dy}{dt} \right) = \frac{\eta}{2} \frac{d}{dt} \Psi.$$

Интегрируя с начальными условиями: при $t=t_0$ $x=x_0$,

$$\frac{dy}{dt} = \left(\frac{dy}{dt} \right)_0 \text{ и } \Psi = \Psi_0,$$

получаем

$$\left(\frac{dy}{dt} \right) - \left(\frac{dy}{dt} \right)_0 = \frac{\eta}{2} (\Psi - \Psi_0). \quad (3.3)$$

Это соотношение, которое можно назвать теоремой Буша для случая ленточного пучка, показывает, что изменение y -компоненты скорости электрона при его движении между точками с координатами x_0 и x пропорционально разности потоков магнитной индукции на единицу ширины, проходящих через соответствующие поперечные сечения поверхности, образованной перемещением траектории вдоль оси y .

Если в качестве точки, где известны параметры траектории, выбрать точку пересечения рассматриваемой траектории с поверхностью катода, а индекс «0» заменить на индекс «к», то, пренебрегая начальными тепловыми скоростями электронов, получим

$$\frac{dy}{dt} = \frac{\eta}{2} (\Psi - \Psi_k). \quad (3.4)$$

Величина Ψ_k является потоком индукции магнитного поля, пронизывающего участок поверхности катода с шириной, равной единице, и поперечным размером $2x_k$.

Вычислим теперь величину магнитного потока (3.2). Значения x - и z -компонент двумерного магнитного поля можно найти [3.3], если известны магнитное поле и его производные любого порядка $B^{(2n)}$ ($n=1, 2, \dots$) в плоскости симметрии:

$$B_z(x, z) = B_z(0, z) - \frac{B''}{2} x^2 + \dots + (-1)^n \frac{B^{(2n)}}{(2n)!} x^{2n} + \dots \quad (3.5)$$

В параксиальном приближении можно ограничиться первым членом ряда (3.5) и написать

$$B_z(x, z) \approx B_z(0, z) = B_z.$$

В дальнейшем под B_z будем понимать значение индукции магнитного поля, вычисленное в плоскости симметрии.

Таким образом, имеем приближенные равенства

$$\begin{aligned} \Psi &= 2B_z x, \\ \Psi_k &= 2B_k x_k. \end{aligned} \quad (3.2')$$

Подставляя выражения (3.2') в (3.4), получаем

$$\frac{dy}{dt} = \eta B_z \left(x - \frac{B_k}{B_z} x_k \right). \quad (3.6)$$

Это уравнение, являющееся одной из форм записи теоремы Буша для случая двумерного магнитного поля и параксиальных траекторий, показывает, что поперечная y -компонента скорости электронов непосредственно не зависит от характера изменения магнитного поля в области неоднородного магнитного поля.

Рассмотрим теперь движение электронов ленточного пучка в однородном магнитном поле $B_z = B = \text{const}$. Продольное электрическое поле будем считать равным нулю.

Уравнение продольного движения (1.3) в этом случае легко интегрируется:

$$\frac{dz}{dt} = v = \text{const} \approx \sqrt{2\eta U}.$$

Электроны вдоль оси z летят по инерции с постоянной скоростью v .

Подставляя (3.6) в (1.1), получим уравнение движения электрона по оси x :

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\eta E_x - \eta^2 B_z^2 \left(x - \frac{B_k}{B} x_k \right). \quad (3.7)$$

Это уравнение справедливо и для крайнего электрона, определяющего контур пучка, если под E_x понимать напряженность электрического поля, созданного собственным пространственным зарядом пучка, а под x_k — толщину пучка на катоде.

Используя формулу для E_x (2.10) и переходя от переменных x, t к переменным x, z , из уравнения движения (3.7) имеем

$$\frac{d^2x}{dz^2} + \frac{\eta B^2}{2U} \left(x - \frac{B_K}{B} x_K \right) - \frac{I_0}{4\epsilon_0 \eta \frac{1}{2\eta} U^{3/2}} = 0. \quad (3.8)$$

Уравнение (3.8) называется уравнением крайней траектории ленточного пучка в однородном магнитном поле B при произвольной степени экранировки катода B_K/B .

Решение этого уравнения с начальными условиями $x = x(0)$, $\frac{dx}{dz} = \text{tg } \gamma_0$ при $z = 0$ запишем в следующем виде:

$$x(z) = x_0 + R_{\Pi} \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda_{\Pi}} z + \varphi_0 \right). \quad (3.9)$$

Здесь применены следующие обозначения, физический смысл которых будет ясен из дальнейшего изложения:

$$x_0 = a_0 + \frac{B_K}{B} x_K \quad (3.10)$$

— равновесная полутолщина пучка;

$$a_0 = \frac{1}{2\sqrt{2}\epsilon_0\eta^{3/2}} \cdot \frac{I_0}{B^2 \sqrt{U}} = 5,41 \cdot 10^{-7} \frac{I_0}{B^2 \sqrt{U}} \quad (3.11)$$

— минимальная (бриллюэновская) полутолщина;

$$R_{\Pi} = x(0) \sqrt{\left[1 - \frac{x_0}{x(0)} \right]^2 + \left[\frac{v \text{tg } \gamma_0}{\eta B x(0)} \right]^2} \quad (3.12)$$

— амплитуда пульсаций;

$$\lambda_{\Pi} = \frac{4\pi}{\sqrt{2}\eta} \frac{\sqrt{U}}{B} \quad (3.13)$$

— длина волны пульсаций;

$$\varphi_0 = -\text{arctg} \left[1 - \frac{x_0}{x(0)} \right] \left[\frac{v \text{tg } \gamma_0}{\eta B x(0)} \right]^{-1} \quad (3.14)$$

— начальная фаза пульсаций.

Таким образом, контур ленточного электронного потока в общем случае периодически пульсирует относительно некоторого равновесного уровня x_0 (см. рис. 3.4).

§ 3.2. РАВНОВЕСНАЯ ТОЛЩИНА ПОТОКА. ЧАСТНЫЙ СЛУЧАЙ: ЛЕНТОЧНЫЙ ПОТОК БРИЛЛЮЭНА

Из формулы (3.10) следует, что равновесный поток может существовать при любой степени экранировки катода B_K/B . Рассмотрим подробнее условия получения равновесного ленточного потока.

В том частном случае, когда катод пушки полностью экранирован от магнитного поля ($B_K=0$), равновесная полутолщина принимает свое минимальное значение, равное a_0 . Величина a_0 получена в литературе название бриллюэновской полутолщины ленточного потока [3.4].

Пример. Пусть электронный поток в магнитном поле $B=0,02$ тл (200 гс) имеет ток 360 ма при ширине потока 12 мм и напряжении $U=1000$ в. Тогда $I_0=30$ а/м (ма/мм). По формуле (3.11) найдем, что бриллюэновская полутолщина равна 1,28 мм.

Равенство (3.11) можно использовать для определения магнитного поля, необходимого для пропускания потока в канале заданных размеров (поля по Бриллюэну):

$$B_{\text{Б}}^2 = 5,41 \cdot 10^{-7} \frac{I_0}{a_0 \sqrt{U}}. \quad (3.15)$$

Например, для пропускания потока с указанными выше параметрами через канал с поперечным размером 2 мм следует положить $a_0=1$ мм; в этом случае по формуле (3.15) найдем, что $B_{\text{Б}}=227$ гс. Таким образом, бриллюэновское поле $B_{\text{Б}}$ есть минимальное поле, при котором может быть осуществлена фокусировка потока.

Рассмотрим, какой физический смысл имеет соотношение Бриллюэна (3.11). Для этого в формулу (3.6) при $B_K=0$ подставим значение $x=a_0$. Обозначив $\frac{dy}{dt} = v_y$, получим

$$v_y = \eta B_{\text{Б}} a_0 = \frac{1}{2\epsilon_0 \sqrt{2}\eta} \frac{I_0}{B_{\text{Б}} \sqrt{U}}.$$

Следовательно, в потоке Бриллюэна существенную роль играет поперечное к направлению магнитного поля движение электронов по оси y .

Известно, что для крайнего электрона ленточного пучка

$$E_x = -\frac{1}{2\epsilon_0 \sqrt{2\eta}} \cdot \frac{I_0}{\sqrt{U}}.$$

Сравнивая эти соотношения, имеем

$$v_y = -\frac{E_x}{B_B} \text{ или } eE_x = -eB_B v_y.$$

Последнее равенство означает, что расфокусирующая сила, созданная пространственным зарядом, уравновешивается в потоке Бриллюэна силой Лоренца, обусловленной движением электронов со скоростью v_y поперек магнитного поля.

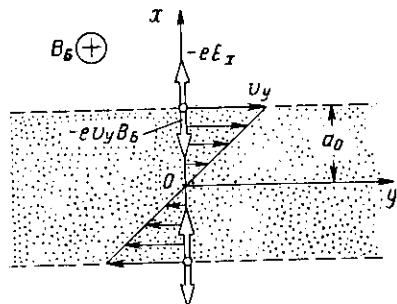


Рис. 3.2. Распределение y -компонент скоростей электронов ленточного потока Бриллюэна.

Сила электростатического расталкивания электронов уравновешена силой Лоренца, обусловленной движением электронов поперек магнитного поля со скоростью v_y .

Снизу от плоскости симметрии напряженность поля и y -компонента скорости меняют знак на обратный и поэтому баланс сил имеет место для всех электронов пучка. Полный вектор скорости оказывается повернутым относительно оси на некоторый угол χ , который получил название «угла сноса»:

$$\operatorname{tg} \chi = \frac{v_y}{v} = \frac{1}{4\epsilon_0 \eta} \frac{I_0}{UB} \approx 0,16 \frac{I_0}{UB}. \quad (3.16)$$

Пример. Пусть $I_0=30$ а/м, $U=1000$ в, $B=227$ гс, тогда по формуле (3.16) имеем $\operatorname{tg} \chi=0,212$ и $\chi \approx 12^\circ$.

Возникает вопрос, как появилась y -компонента скорости электронов и связанная с ней сила Лоренца?

Для ответа на этот вопрос необходимо рассмотреть движение электронов в области от катода до той плоскости, начиная с которой магнитное поле становится однородным. Так как в данном случае при $z \geq 0$ магнитное поле однородно, а на катоде оно равно нулю, то обязательно существует область неоднородного магнит-

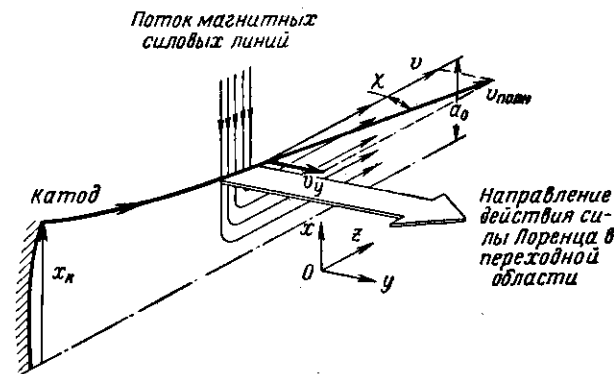


Рис. 3.3. Схема, поясняющая возникновение поперечных y -компонент скоростей электронов в ленточном потоке Бриллюэна.

При пересечении электроном потока магнитных силовых линий в области неоднородного поля на него действует сила Лоренца, направленная вдоль оси y . После прохождения участка неоднородного магнитного поля вектор полной скорости оказывается повернутым на угол χ . В однородном магнитном поле направление действия силы Лоренца будет таким, как указано на рис. 3.2.

ного поля, в которой поток магнитных силовых линий отходит в сторону от плоскости симметрии (или, в зависимости от знака поля, подходит к ней со стороны). Схематически ход силовых линий изображен на рис. 3.3.

В области неоднородного магнитного поля электроны движутся поперек силовых линий магнитного поля (на рисунке под прямым углом) и при этом на электроны действует сила Лоренца, направленная вдоль оси y . Следовательно, при пересечении силовых линий в области неоднородного магнитного поля электроны отклоняются от первоначального направления движения и проекция вектора скорости на ось y становится отличной от нуля. Таким образом, явление «сноса» есть следствие закона сохранения количества движения.

Крайний электрон пересекает наибольшее число силовых линий и поэтому приобретает наибольшую поперечную компоненту скорости. Эта компонента скорости

равна $v_y = \eta B_B a_0$. Внутренние электроны пересекают меньшее число силовых линий, на них действует меньший поперечный импульс силы, и поэтому их y -компонента скорости соответственно меньше, чем у крайнего электрона.

Отметим следующее обстоятельство, характерное для потока Бриллюэна. За счет поворота полного вектора скорости его проекция на ось z становится короче, продольная (вдоль оси z) компонента скорости уменьшается. Это уменьшение продольной скорости тем больше, чем ближе электрон к краю потока. Но, как мы знаем, за счет провисания потенциала полная скорость электрона на оси меньше, чем на краю пучка. Оказывается [3.4], что в потоке Бриллюэна *продольная скорость одинакова для всех электронов*.

Обсуждение вопроса о реализуемости потока Бриллюэна проводится в § 4.5.

Рассмотрим теперь равновесный поток (т. е. поток без пульсаций) в случае, когда $B_K \neq 0$. Если катод не экранирован полностью от магнитного поля, то равновесная полутолщина всегда больше, чем бриллюэновская:

$$x_0 = a_0 + \frac{B_K}{B} x_K. \quad (3.10)$$

На практике часто встречается случай, когда катод находится в том же однородном магнитном поле, что и весь поток, т. е. $B_K/B = 1$. В этом частном случае равновесная полутолщина превышает размер катода на величину бриллюэновской полутолщины. Если $B \gg B_B$, то $a_0 \ll x_K$ и мы имеем

$$x_0 = x_K \left(1 + \frac{a_0}{x_K} \right) \approx x_K, \quad (3.17)$$

т. е. в достаточно сильном магнитном поле равновесная толщина потока мало отличается от размера катода.

§ 3.3. ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ. ПУЛЬСАЦИИ ПОТОКА

Как следует из формулы (3.12), амплитуда пульсаций (рис. 3.4) определяется начальными условиями и величиной магнитного поля:

$$R_{\Pi} = x(0) \sqrt{\left[1 - \frac{x_0}{x(0)} \right]^2 + \left[\frac{v \operatorname{tg} \gamma_0}{\eta B x(0)} \right]^2}. \quad (3.12)$$

При выполнении условий

$$x(0) = x_0; \quad \gamma_0 = 0 \quad (3.18)$$

величина $R_{\Pi} = 0$, т. е. пульсации потока отсутствуют, если на входе в область однородного магнитного поля толщина пучка равна равновесной толщине, а x -компоненты скоростей отсутствуют.

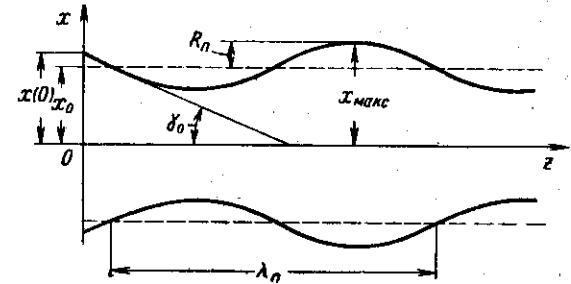


Рис. 3.4. Контур пульсирующего ленточного потока.

Масштаб по оси z сжат по сравнению с масштабом по оси x .

Практически начальные условия ввода пучка в однородное магнитное поле обеспечивает та часть системы формирования, где содержится электронная пушка и переходная область. В эксперименте невозможно, естественно, точно реализовать нужные условия ввода потока в однородное магнитное поле и поэтому реальные пучки всегда пульсируют.

Оценим, каковы будут пульсации потока, если условия (3.18) не выполнены. Допустим сначала, что $x(0) = x_0$. Тогда пульсации будут определяться только поперечной компонентой скорости $v \operatorname{tg} \gamma_0$. Обозначим амплитуду таких пульсаций $R_{\Pi 1}$.

Из формулы (3.12) получим

$$R_{\Pi 1} = \sqrt{\frac{2}{\eta}} \frac{\sqrt{U}}{B} \operatorname{tg} \gamma_0 \quad (3.19)$$

или

$$R_{\Pi 1} [\text{мм}] = 33,7 \frac{\sqrt{U[\text{эВ}]}}{B[\text{гс}]} \operatorname{tg} \gamma_0. \quad (3.19')$$

Точно таким же выражением описывается радиус окружности, по которой движется электрон в однородном магнитном поле с поперечной скоростью $v_{\perp} = \sqrt{2\eta U} \operatorname{tg} \gamma_0^*$. В случае ленточного пучка $R_{н1}$ не зависит ни от тока, ни от геометрических размеров пучка. (Разумеется, последнее справедливо, если электроны не пересекают плоскости симметрии.)

Пример. Пусть поток имеет следующие параметры: $U = 1000$ в, $B = 227$ гс, $x(0) = 1$ мм, $\gamma_0 = 1^\circ$ ($\operatorname{tg} 1^\circ = 0,0175$). По формуле (3.19) найдем, что $R_{н1} \approx 0,082$ мм. Относительные пульсации будут $R_{н1}/x(0) \approx 8\%$. При $\gamma_0 = 2^\circ$ относительные пульсации будут уже 16% и т. д.

Расчеты показывают, что для получения малых пульсаций при вводе пучка в однородное магнитное поле углы наклона траекторий должны быть выдержаны очень точно.

Допустим теперь, что $\operatorname{tg} \gamma_0 = 0$. Тогда пульсации (амплитуду которых мы обозначим $R_{н2}$) будут определяться только отличием начального размера пучка от равновесного: из формулы (3.12) при $\operatorname{tg} \gamma_0 = 0$ имеем

$$R_{н2} = |x(0) - x_0| \quad (3.20)$$

или

$$\frac{R_{н2}}{x_0} = \left| 1 - \frac{x(0)}{x_0} \right|. \quad (3.20')$$

Следовательно, расхождение между величинами x_0 и $x(0)$ в 1% вызовет относительную пульсацию тоже в 1% . При 10% расхождения относительная пульсация — также порядка 10% и т. д.

Физически появление пульсаций при несовпадении размеров x_0 и $x(0)$ объясняется тем, что силы пространственного заряда получаются нескомпенсированными силами Лоренца. Например, если $x(0) > x_0$, то электроны пересекали большее число силовых линий магнитного поля, чем необходимо для равновесного движения, и сила Лоренца, направленная к оси пучка, будет превышать силу электростатического поля. Поэтому электроны начнут приближаться к оси, пучок начинает пульсировать.

* Это выражение справедливо в параксиальном приближении, когда угол γ_0 мал. Если γ_0 не мал, то вместо $\operatorname{tg} \gamma_0$ следует брать $\sin \gamma_0$.

Аналогичную картину мы будем наблюдать, если $x(0)$ фиксировано, а изменяется ток пучка [3.5].

Совокупное действие указанных начальных возмущений можно оценить непосредственно по формуле (3.12).

В частном случае, когда катод не экранирован и когда поле значительно больше бриллюэновского ($B_{к} = B \gg \gg B_{б}$), в силу того, что $a_0 \ll x_{к}$, влияние пространственного заряда невелико, и невелико, следовательно, влияние «рассогласований» размеров пучка на амплитуду пульсаций. С ростом поля влияние этого фактора, как следует из (3.19), (3.10) и (3.11), убывает как $1/B^2$. В то же время, влияние поперечной скорости электрона на амплитуду пульсаций, что видно из (3.19), ослабевает как $1/B$. Таким образом, в достаточно сильном магнитном поле основной причиной пульсаций ленточного пучка будут поперечные скорости электронов.

Рассмотрим теперь длину волны пульсаций

$$\lambda_{п} = \frac{4\pi}{\sqrt{2\eta}} \frac{\sqrt{U}}{B} \quad (3.13)$$

или

$$\lambda_{п} [\text{мм}] = 212 \frac{\sqrt{U [\text{в}]}}{B [\text{гс}]} \quad (3.13')$$

В случае ленточного пучка длина волны пульсаций не зависит ни от тока, ни от размеров пучка. Порядок величин виден из следующего примера: при $U = 1000$ в, $B = 227$ гс имеем $\lambda_{п} = 29,5$ мм; при $B = 1000$ гс $\lambda_{п} = 6,7$ мм (см. рис. 4.5).

Подставляя (3.9) в (3.6), получаем выражение для y -компоненты скорости крайнего электрона в случае пульсирующего потока:

$$\frac{dy}{dt} = \eta B a_0 + \eta B R_{н1} \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda_{п}} z + \varphi_0 \right). \quad (3.21)$$

Она имеет как постоянную (скорость сноса), так и переменную составляющую.

Проведенный анализ позволяет установить действительную картину движения крайнего электрона ленточного пучка (рис. 3.5). Траектория электрона представляет винтовую линию (спираль), навитую на прямую линию, повернутую относительно оси z на угол χ . Проекци-

ей траектории на плоскость, перпендикулярную к этой прямой, является окружность радиуса R_{π} . Шаг винтовой линии равен λ_{π} .

С ростом магнитного поля величины χ , R_{π} и λ_{π} уменьшаются, и при достаточно большом магнитном поле

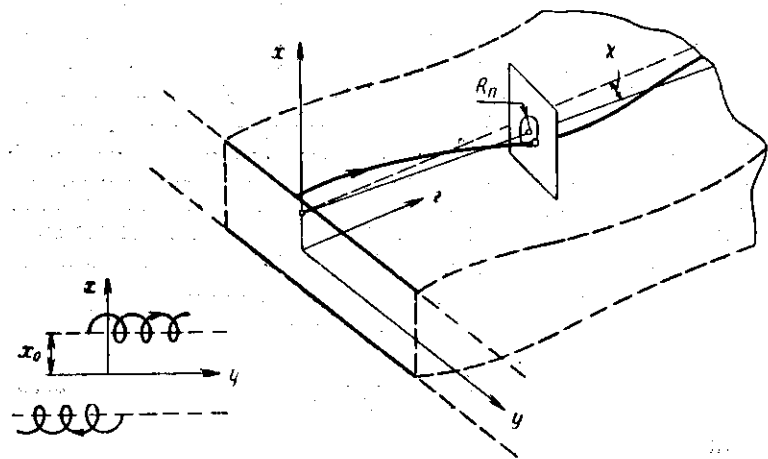


Рис. 3.5. Траектория крайнего электрона ленточного пучка при наличии пульсаций.

траектория электронов будет почти совпадать с силовыми линиями магнитного поля.

Получение потока с малыми пульсациями, как мы видели, существенно зависит от того, насколько точно выполнены условия ввода пучка в однородное магнитное поле. Эти условия обеспечивает электронная пушка и расположенная вслед за ней переходная область. Следовательно, успех создания потока пучковой конфигурации определяется тем, насколько удачно рассчитаны пушка и движение электронов в переходной области неоднородного магнитного поля.

ГЛАВА 4

АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ПОТОК В ОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОЙ СТЕПЕНИ ЭКРАНИРОВКИ КАТОДА

Аксиально-симметричный поток является наиболее распространенным типом потока. Он используется в ЛБВ со спиральными или другими замедляющими системами с осевой симметрией, а также в большинстве клистронов (рис. 4.1). Как и в случае ленточных потоков, величина магнитного поля на катоде пушки существенно влияет на дальнейшее движение электронов. Поэтому рассмотрим проведем для случая произвольной степени экранировки катода V_K/V .

Движение электронов сплошного аксиально-симметричного потока в однородном магнитном поле описано довольно подробно в работах [1.1, 3.4, 4.1—4.6]. В этой главе будут приведены только некоторые основные соотношения, необходимые для понимания главных закономерностей движения электронов и приближенных расчетов систем формирования. Более детальный анализ аксиально-симметричных потоков дан в гл. 11.

§ 4.1. ТЕОРЕМА БУША.

АЗИМУТАЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ

Рассмотрим в первую очередь азимутальное движение электронов.

В силу осевой симметрии азимутальная компонента напряженности электрического поля равна нулю. Из уравнения (1.6) следует, что азимутальное (угловое)

движение электронов обусловлено как z -, так и r -компонентами магнитного поля:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\theta}{dt} \right) = -\eta \left(B_r \frac{dz}{dt} - B_z \frac{dr}{dt} \right). \quad (4.1)$$

Не вводя пока предположения о том, что магнитное поле однородно, определим согласно В. Клеуну [4.6] угловую скорость электрона.

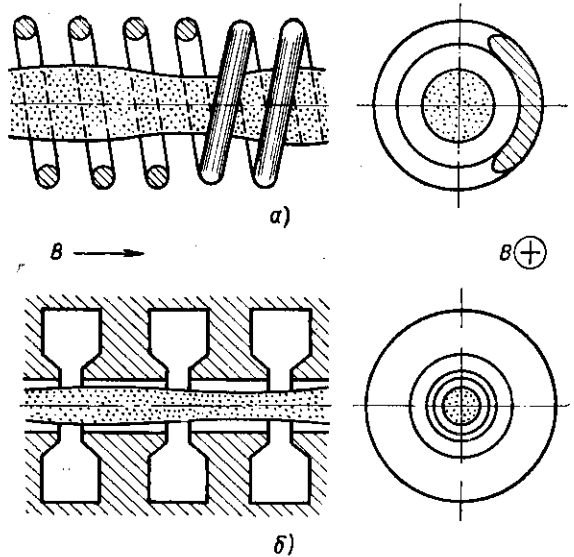


Рис. 4.1. Аксиально-симметричный электронный поток в замедляющей системе ЛБВ типа спираль (а) и в пролетном пространстве многорезонаторного кластера (б).

Запишем выражение для потока магнитной индукции, протекающего через поверхность в виде круга радиуса r в аксиально-симметричном магнитном поле:

$$\Psi = 2\pi \int_0^r B_z r dr. \quad (4.2)$$

Пусть в таком поле имеется некоторая электронная траектория. Вращая эту траекторию вокруг оси z , полу-

чаем определенную поверхность (рис. 4.2). Если под r понимать радиальное положение электрона, то (4.2) описывает магнитный поток, пронизывающий некоторое поперечное сечение указанной поверхности. Изменение этого магнитного потока по мере перемещения электрона

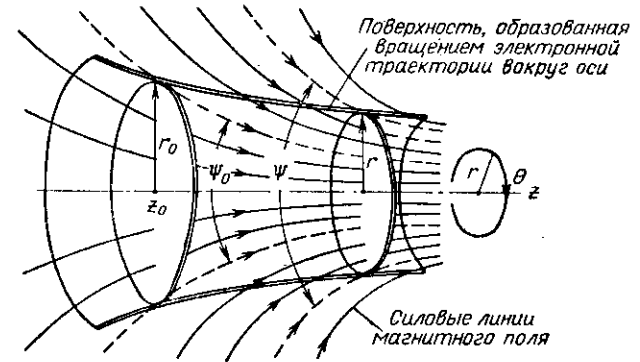


Рис. 4.2. К выводу теоремы Буша.

Разность магнитных потоков $\Psi - \Psi_0$ определяет изменение угловой скорости электронов аксиально-симметричного потока. Ψ_0 — магнитный поток, пронизывающий поперечное сечение электронного потока в некоторой выбранной плоскости z_0 ; Ψ — магнитный поток, пронизывающий поперечное сечение того же потока в произвольной плоскости z . Указана цилиндрическая система координат z, r, θ , принятая в расчете.

вдоль траектории будет описываться при помощи производной

$$\begin{aligned} \frac{d\Psi}{dt} &= \frac{\partial\Psi}{\partial r} \left(\frac{dr}{dt} \right) + \frac{\partial\Psi}{\partial z} \left(\frac{dz}{dt} \right) = \\ &= 2\pi \left[B_z r \frac{dr}{dt} + \left(\frac{dz}{dt} \right) \int_0^r \frac{\partial B_z}{\partial z} r dr \right]. \end{aligned}$$

Компоненты магнитного поля связаны между собой соотношением $\text{div } \vec{B} = 0$, которое в нашем случае имеет вид

$$\frac{\partial B_z}{\partial z} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_r). \quad (4.3)$$

Поэтому

$$\int_0^r \frac{\partial B_z}{\partial z} r dr = -r B_r.$$

Окончательно получим

$$\frac{1}{2\pi} \frac{d\Psi}{dt} = r \left(B_z \frac{dr}{dt} - B_r \frac{dz}{dt} \right). \quad (4.4)$$

Сравнивая (4.4) с (4.1), находим, что

$$\frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\theta}{dt} \right) = \frac{\eta}{2\pi} \frac{d}{dt} \Psi. \quad (4.5)$$

Интегрируя (4.5) с начальными условиями: при $t = t_0$

$$r = r_0, \quad \frac{d\theta}{dt} = \left(\frac{d\theta}{dt} \right)_0 \quad \text{и} \quad \Psi = \Psi_0,$$

имеем

$$r^2 \frac{d\theta}{dt} - r_0^2 \left(\frac{d\theta}{dt} \right)_0 = \frac{\eta}{2\pi} (\Psi - \Psi_0). \quad (4.6)$$

Соотношение (4.6), получившее название теоремы Буша, показывает, что момент количества движения (угловой момент), который приобретает электрон при движении между точками с радиусами r_0 и r , пропорционален разности потоков индукции через соответствующие поперечные сечения поверхности, образованной вращением траектории электрона вокруг оси.

В качестве фиксированной точки можно взять точку пересечения рассматриваемой траектории с поверхностью катода и снабдить соответствующие величины индексом «к». Если пренебречь начальными тепловыми скоростями электронов, т. е. считать, что $(d\theta/dt)_k = 0$, то теорема Буша (4.6) запишется в следующем виде:

$$r^2 \frac{d\theta}{dt} = \frac{\eta}{2\pi} (\Psi - \Psi_k). \quad (4.7)$$

Здесь Ψ_k имеет смысл потока магнитной индукции, пронизывающего поверхность катода, если рассматривается крайняя траектория пучка. (Если рассматривается некоторая внутренняя траектория, то под Ψ_k следует понимать магнитный поток, пронизывающий часть поверхности катода, ограниченную окружностью радиуса r_k , где r_k — точка пересечения этой внутренней траектории с поверхностью катода.)

Для вычисления магнитных потоков воспользуемся разложением z -компоненты поля в ряд по степеням r (см., например, [1.8, приложения]):

$$B_z(r, z) = B_z(0, z) - \frac{B''}{4} r^2 + \dots + (-1)^n \frac{B^{(2n)}}{(n!)^2} \left(\frac{r}{2} \right)^{2n} + \dots, \quad (4.8)$$

где $B^{(2n)}$ — производная по z порядка $2n$ от индукции магнитного поля, вычисленная на оси системы.

В параксиальном приближении можно ограничиться первым членом ряда (4.8) и написать

$$B_z(r, z) = B_z(0, z) = B_z. \quad (4.9)$$

Здесь B_z обозначает продольную компоненту магнитного поля на оси. С учетом (4.9) выражение для потока индукции (4.2) примет вид

$$\Psi = \pi r^2 B_z \quad \text{и} \quad \Psi_k = \pi r_k^2 B_k$$

и из (4.7) получаем запись теоремы Буша для параксиальных траекторий:

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{\eta B_z}{2} \left[1 - \frac{B_k}{B_z} \left(\frac{r_k}{r} \right)^2 \right]. \quad (4.10)$$

Рассмотрим некоторые частные случаи.

1. Если катод полностью экранирован от магнитного поля ($B_k = 0$), то $\frac{d\theta}{dt} = \frac{\eta B_z}{2}$, т. е. в данном сечении все электроны будут иметь одинаковую угловую скорость, определяемую только индукцией в данной плоскости.

2. Если катод имеет вид точечного источника, расположенного на оси ($r_k = 0$), то имеет место точно такая же картина.

3. Если катод и поток находятся в однородном магнитном поле $B_k = B = \text{const}$, то угловая скорость определяется не только индукцией в данной точке, но и отношением r_k/r :

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{\eta B}{2} \left[1 - \left(\frac{r_k}{r} \right)^2 \right]. \quad (4.10')$$

В точках, удаленных от оси на расстояние $r = r_k$, азимутальная скорость обращается в нуль.

§ 4.2. УРАВНЕНИЕ ТРАЕКТОРИИ КРАЙНЕГО ЭЛЕКТРОНА
С УЧЕТОМ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА.
ПРИБЛИЖЕННОЕ РЕШЕНИЕ ЭТОГО УРАВНЕНИЯ
В СЛУЧАЕ ОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Рассмотрим случай, когда электронный поток находится в пространстве с постоянным потенциалом $U = \text{const}$.

Интегрирование уравнения движения по оси z в параксиальном приближении, как мы видели, дает

$$\frac{dz}{dt} = v = \sqrt{2\eta U}.$$

Уравнение радиального движения (1.5) принимает вид

$$\frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 = -\eta E_r - \eta B_z r \frac{d\theta}{dt}. \quad (4.11)$$

Подставляя E_r из (2.21) и $d\theta/dt$ из (4.10), получаем

$$\frac{d^2 r}{dt^2} + \frac{\eta^2 B_z^2}{4} r \left[1 - \left(\frac{B_K}{B_z} \right)^2 \left(\frac{r_K}{r} \right)^4 \right] - \frac{I}{2\pi\epsilon_0 v r} = 0.$$

Перейдем теперь от уравнения движения к уравнению траектории. Пользуясь соотношением

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = 2\eta U \frac{d^2 r}{dz^2},$$

находим

$$\frac{d^2 r}{dz^2} + \frac{\eta B_z^2}{8U} r \left[1 - \left(\frac{B_K}{B_z} \right)^2 \left(\frac{r_K}{r} \right)^4 \right] - \frac{I}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{2\eta U} r^3} = 0. \quad (4.12)$$

Это — уравнение параксиальной траектории крайнего электрона аксиально-симметричного пучка в продольном магнитном поле (вообще говоря, неоднородном) при произвольной степени экранировки катода. Его решение будет описывать проекцию контура пучка на плоскость r, z , поворачивающуюся вокруг оси z с угловой скоростью $d\theta/dt$, определяемой уравнением (4.10).

Рассмотрим теперь случай однородного магнитного поля $B_z = B = \text{const}$. При этом примем, что плоскость $z=0$ является границей раздела двух областей: справа

от плоскости $z=0$ магнитное поле однородно, а слева от нее магнитное поле в общем случае может быть и неоднородным.

Не решая уравнения (4.12), можно заключить, что в однородном магнитном поле может существовать некоторый равновесный радиус пучка, который обозначим r_0 . Действительно, если в уравнении (4.12) положить $d^2 r/dz^2 = 0$ (это физически означает отсутствие ускорения в направлении r), то получим биквадратное уравнение относительно $r = r_0$:

$$r_0^4 - a^2 r_0^2 - \left(\frac{B_K}{B} \right)^2 r_0^4 = 0. \quad (4.13)$$

Здесь применено обозначение

$$a^2 = \frac{\sqrt{2} I}{\pi\epsilon_0 \eta^{3/2} \sqrt{U} B^2}. \quad (4.14)$$

Решение уравнения (4.13) имеет вид

$$r_0 = a \sqrt{\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{1 + 4 \left(\frac{B_K}{B} \right)^2 \left(\frac{r_K}{a} \right)^4}} \quad (4.15)$$

и подробно обсуждается в следующем параграфе.

Рассмотрим приближенное решение уравнения (4.12) для случая, когда крайний электрон незначительно удаляется от равновесного радиуса r_0 . Это допущение позволяет линеаризовать уравнение (4.12). Пусть

$$r = r_0 (1 + \delta), \quad \delta \ll 1. \quad (4.16)$$

Величина δ имеет смысл относительного удаления электрона от равновесного радиуса. В силу малости δ по сравнению с единицей можно написать

$$\frac{1}{r} \approx \frac{1}{r_0} (1 - \delta) \quad \text{и} \quad \frac{1}{r^2} \approx \frac{1}{r_0^2} (1 - 3\delta). \quad (4.17)$$

Введем параметр катодных условий K , определяемый равенством

$$K = \left(\frac{B_K}{B} \right)^2 \left(\frac{r_K}{r_0} \right)^4, \quad (4.18)$$

и обозначим

$$\frac{\eta B^2}{8U} = b.$$

Подставляя в уравнение (4.12) выражения (4.16), (4.17) и (4.18), с учетом (4.13) получаем

$$\frac{d^2\delta}{dz^2} + 2b(1+K)\delta = 0. \quad (4.19)$$

Начальные условия задачи: при $z=0$ $\delta = \delta(0)$ и $\delta' = \delta'(0)$. Решение уравнения (4.19) очевидно:

$$\delta(z) = A \cos(\sqrt{2b(1+K)} \cdot z + \varphi_0).$$

Постоянные A и φ_0 определяются начальными условиями. При $z=0$

$$\delta(0) = A \cos \varphi_0,$$

$$\delta'(0) = -A \sqrt{2b(1+K)} \sin \varphi_0.$$

Возведя эти равенства в квадрат и сложив, получим

$$A = \sqrt{[\delta(0)]^2 + \frac{[\delta'(0)]^2}{2b(1+K)}}.$$

а разделив одно на другое, имеем

$$\varphi_0 = -\operatorname{arctg} \frac{\delta'(0)}{\delta(0) \sqrt{2b(1+K)}}.$$

Вернемся теперь от $\delta(z)$ к $r(z)$. После несложных преобразований для случая малых отклонений от равновесного радиуса найдем следующее приближенное решение уравнения (4.12):

$$r(z) = r_0 + R_{\Pi} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_{\Pi}} z + \varphi_0\right), \quad (4.20)$$

где r_0 — равновесный радиус электронного потока (4.15);

$$R_{\Pi} = r(0) \sqrt{\left[1 - \frac{r_0}{r(0)}\right]^2 + \frac{2}{1+K} \left[\frac{v \operatorname{tg} \gamma_0}{\eta B r(0)}\right]^2} \quad (4.21)$$

— амплитуда пульсаций;

$$\lambda_{\Pi} = \frac{4\pi}{v 2\eta} \frac{\sqrt{U}}{B} \sqrt{\frac{2}{1+K}} \quad (4.22)$$

— длина волны пульсаций;

$$\varphi_0 = -\operatorname{arctg} \frac{\sqrt{\frac{2}{1+K}} v \operatorname{tg} \gamma_0}{\left(1 - \frac{r_0}{r(0)}\right) \eta B r(0)} \quad (4.23)$$

— начальная фаза пульсаций;

$r(0)$ — начальный радиус пучка, т. е. радиус пучка на входе в область однородного магнитного поля при $z=0$;

$\operatorname{tg} \gamma_0$ — начальный наклон крайней траектории, т. е. dr/dz на входе в область однородного магнитного поля при $z=0$;

K — параметр катодных условий (4.18).

Таким образом, в общем случае радиус пучка будет периодически изменяться (пульсировать) относительно равновесного значения r_0 с амплитудой пульсаций R_{Π} . В частном случае, при соблюдении соответствующих условий на входе пучка в однородное магнитное поле, пульсации могут отсутствовать, т. е. пучок будет иметь постоянный радиус.

§ 4.3. ПОТОК С НЕИЗМЕННЫМ РАДИУСОМ. ЧАСТНЫЙ СЛУЧАЙ: АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫЙ ПОТОК БРИЛЛЮЭНА

Для того чтобы поток не пульсировал, необходимо выполнение следующих условий:

$$\begin{aligned} r(0) &= r_0, \\ \gamma_0 &= 0. \end{aligned}$$

Как следует из (4.15), равновесный радиус r_0 существует при любой степени экранировки катода B_K/B . Минимальное значение равновесного радиуса, равное a , получается при $B_K=0$ (полностью экранированный катод). Подставив численные значения констант в (4.14), имеем

$$a^2 = 6,90 \cdot 10^{-7} \frac{I}{B^2 \sqrt{U}}. \quad (4.14')$$

Величина a получила название радиуса потока по Бриллюэну.

Пример. $U=1000$ в, $I=0,1$ а, $B=200$ гс $=2 \cdot 10^{-2}$ тл. По формуле (4.14') определяем $a^2=5,45 \cdot 10^{-6}$ м² или $a=2,34$ мм.

В отличие от ленточного потока, бриллюэновский радиус обратно пропорционален не квадрату, а первой степени индукции магнитного поля.

Соотношение Бриллюэна (4.14) можно использовать для вычисления минимального возможного магнитного поля, необходимого для фокусировки пучка радиуса a с током I и напряжением U (бриллюэновского поля, индукцию которого обозначим B_B):

$$B_B^2 = 6,90 \cdot 10^{-7} \frac{I}{a^2 \sqrt{U}}; \left(\frac{\sqrt{2}}{\pi e_0 \eta^{3/2}} = 6,90 \cdot 10^{-7} \right). \quad (4.24)$$

Пример. $U=1000$ в, $I=0,1$ а, $a=5$ мм. По формуле (4.24) имеем $B_B^2=0,872 \cdot 10^{-4}$ тл². Следовательно, $B_B \approx 93$ гс.

В ряде расчетов требуется определить, как изменится бриллюэновское поле, если первеанс потока остается неизменным, а напряжение варьируется. Из (4.24) получим

$$B_B^2 = 6,90 \cdot 10^{-7} \frac{P}{a^2} U, \quad (4.24')$$

т. е. при неизменном первеансе бриллюэновское поле изменится пропорционально \sqrt{U} .

Рассмотрим угловую скорость электронов бриллюэновского потока. Поскольку $B_R=0$, то из формулы (4.10) следует, что $\frac{d\theta}{dt} = \frac{\eta B}{2}$. Все электроны имеют одинаковую угловую скорость. Это означает, что электронный поток поворачивается вокруг оси как единое целое с указанной угловой скоростью.

Полная скорость крайнего электрона будет составлять с осью z угол χ , который определяется равенством

$$\operatorname{tg} \chi = \frac{v_\theta}{v} = \frac{\eta B}{2} \frac{a}{\sqrt{2\eta U}} = 0,123 \sqrt{P_\mu}. \quad (4.25)$$

Таким образом, в бриллюэновском потоке угол закручивания определяется только первеансом потока. Например, при $P_\mu=2$ угол $\chi \approx 10^\circ$. По мере приближения к оси линейная азимутальная скорость электронов уменьшается. Распределение поперечных скоростей электронов иллюстрируется рис. 4.3.

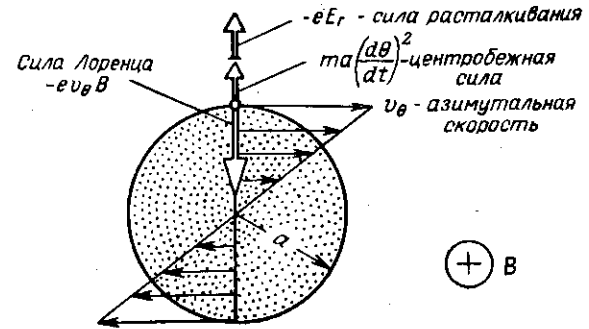


Рис. 4.3. Распределение поперечных азимутальных скоростей электронов в аксиально-симметричном потоке Бриллюэна.

Сила Лоренца, обусловленная движением электронов со скоростью v_θ поперек силовых линий магнитного поля, уравновешивает две силы: силу электростатического расталкивания электронов и центробежную силу.

Физический смысл соотношения Бриллюэна (4.14) становится ясным, если в уравнение (4.11) подставить $r = \text{const} = a$. Получается, что в потоке Бриллюэна сила Лоренца $-ev_\theta B$, обусловленная азимутальным движением электронов, компенсирует две силы: силу пространственного заряда $-eE_r$ и центробежную силу $ma \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2$.

Сила Лоренца линейно нарастает по радиусу потока. Поэтому чем дальше электрон находится от оси, тем на больший угол повернут его вектор скорости.

При более детальном рассмотрении потока Бриллюэна нельзя пренебрегать тем, что потенциал на оси меньше, чем потенциал на краю потока, и, следовательно, вектор полной скорости на периферии больше, чем на оси. Можно показать [3.4], что за счет азимутального движения электронов проекция полного вектора скорости на ось z будет одинаковой для всех электронов пучка.

ка, а плотность объемного заряда в любом месте потока остается неизменной. При этом под потенциалом U в формулах (4.14), (4.14') и (4.25), строго говоря, следует понимать потенциал на оси потока (см. § 14.3).

Рассмотрим, как возникает азимутальная компонента скорости электронов в потоке Бриллюэна. Поскольку

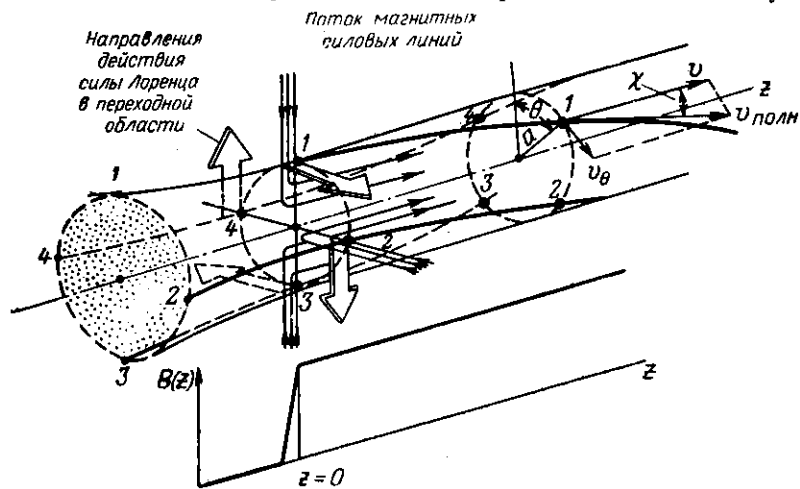


Рис. 4.4. Схема, поясняющая возникновение азимутальных компонент скорости электронов в аксиально-симметричном потоке электронов.

При пересечении электроном потока магнитных силовых линий в области неоднородного поля на него действует сила Лоренца, направленная по азимуту. После прохождения этой области скорость крайнего электрона составляет с осью угол χ , а сила Лоренца будет направлена по радиусу, как указано на рис. 4.3.

в рассматриваемой области ($z \geq 0$) магнитное поле однородно, а на катоде магнитное поле равно нулю, значит, существует область неоднородного магнитного поля, в которой силовые линии магнитного поля направлены либо к оси, либо в сторону от оси — в зависимости от знака поля. Схематически ход силовых линий изображен на рис. 4.4. Для наглядности они показаны идущими под прямым углом к оси; реальный ход силовых линий является более пологим и занимает больший участок оси z , однако это не меняет сути наших рассуждений. Когда электрон пересекает поток радиально направленных силовых линий, на него действует азимутально направлен-

ная сила Лоренца, которая поворачивает вектор скорости от первоначального направления. Так появляется поперечная θ -компонента скорости электрона. Крайний электрон пересекает наибольшее число силовых линий и поэтому приобретает наибольшую азимутальную скорость.

Таким образом, аксиально-симметричный поток Бриллюэна характеризуется следующими свойствами:

1) поток имеет постоянный радиус a в минимально возможном для фокусировки магнитном однородном поле с индукцией B_B ;

2) продольные компоненты скорости электронов и плотности тока постоянны в любом сечении; плотность пространственного заряда одинакова во всех точках;

3) поток вращается как единое целое вокруг оси с угловой скоростью, определяемой только индукцией магнитного поля;

4) действие силы пространственного заряда и центробежной силы скомпенсировано действием силы Лоренца, обусловленной азимутальным движением электронов.

Условия, которые необходимо выполнить, чтобы был реализован поток Бриллюэна, перечислены в § 4.5.

Вернемся к рассмотрению потока с равновесным радиусом r_0 в более общем случае произвольной степени экранировки катода ($B_K \neq 0$). Как следует из (4.15), r_0 всегда больше a и тем больше, чем больше радиус катода и магнитное поле на катоде, т. е. чем больше величина магнитного потока через поверхность катода.

Если сравнить два электронных потока с одинаковыми током, напряжением и диаметром, то при наличии магнитного потока через поверхность катода для фокусировки пучка потребуется большее магнитное поле, чем в случае, когда $B_K = 0$.

Если катод не экранирован от магнитного поля ($B_K = B$) и поле значительно превышает бриллюэновскую величину, то $a \ll r_K$ и мы имеем

$$r_0 \approx a \sqrt{\frac{1}{2} + \left(\frac{r_K}{a}\right)^2} \approx r_K, \quad (4.26)$$

т. е. равновесный радиус почти равен радиусу катода. В этом случае, как следует из (4.10'), поток как единое целое почти не вращается.

§ 4.4. ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ. ПУЛЬСАЦИИ ПОТОКА

Формула (4.21) показывает, что большая или меньшая пульсация потока определяется условиями ввода пучка в область однородного магнитного поля, т. е. начальными условиями. Причинами пульсаций являются:

1. Начальное отклонение радиуса потока от равно-

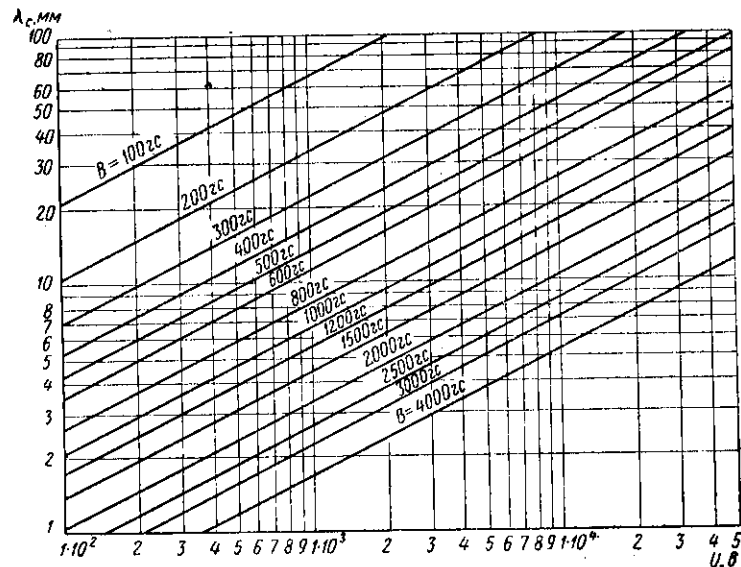


Рис. 4.5. Зависимость циклотронной длины волны λ_c от U при различных значениях индукции магнитного поля B .

При $B_K=0$ (поток типа бриллюэновского) длина волны пульсаций $\lambda_n = \sqrt{2} \lambda_c$, а при $B_K=B$ (незакранированная пушка) λ_n совпадает с λ_c .

весной величины. Если $r(0) > r_0$, т. е. начальный радиус потока больше равновесного, то крайний электрон пересекает большее число силовых линий, чем необходимо для получения равновесного потока. Следовательно, за счет превышения магнитной силы над силой пространственного заряда плюс центробежной силой начнется уменьшение радиуса пучка, т. е. возникает пульсация, первоначально направленная внутрь, к оси пучка. И, наоборот, если $r(0) < r_0$, то возникнет пульсация, первоначально направленная наружу.

2. Радиальная компонента скорости электронов. За счет пересечения электроном дополнительного числа силовых линий нарушается баланс действующих на него сил, что приводит к пульсациям потока. При $\gamma_0 > 0$ (расходящийся поток) возникает пульсация, первоначально направленная наружу, а при $\gamma_0 < 0$ (сходящийся поток) — внутрь, в сторону оси пучка.

Пример. Пусть $U=1000$ в, $B=200$ гс, $K=0$, $r(0)=2$ мм. При $r(0)/r_0=1,1$ и $\gamma_0=0$ относительные пульсации составят 10%, а при $\gamma_0=4^\circ$ — порядка 30%.

В том случае, когда пульсации велики, приведенное решение задачи, основанное на предположении, что $\delta \ll 1$, становится неточным. Более точное решение приведено в гл. 11. Здесь отметим лишь, что в случае больших пульсаций отклонений радиуса пучка от равновесного уровня становятся несимметричными: по направлению к оси это отклонение меньше, чем наружу.

При наличии магнитного поля на катоде ($K \neq 0$) влияние начальной радиальной скорости электронов будет меньше, чем при $B_K=0$.

Длина волны пульсаций λ_n , как следует из (4.22), в случае аксиально-симметричного потока больше, чем в случае ленточного потока (для малых пульсаций). Вслучина

$$\lambda_c = 2\pi \frac{v}{\eta B} = \frac{4\pi}{\sqrt{2}\eta} \frac{\sqrt{U}}{B} \quad (4.27)$$

может быть названа циклотронной длиной волны [ср. с (3.13)]. В случае бриллюэновского потока длина волны пульсации в $\sqrt{2}$ раз больше циклотронной, а в случае незакранированного катода ($K=1$) — совпадает с λ_c . Зависимость λ_c от U при различных B представлена на рис. 4.5.

Отметим, что отношение длины волны пульсаций к бриллюэновскому радиусу определяется только первансом пучка:

$$\left(\frac{\lambda_n}{a}\right)^2 = 8\pi^3 \epsilon_0 \sqrt{2}\eta \frac{1}{P} \quad \text{или} \quad \frac{\lambda_n}{a} \approx \frac{36}{\sqrt{P_\mu}}. \quad (4.28)$$

(Это следует из формул (4.22) и (4.14) при $K=0$). Например, при $P_\mu=1$ длина волны пульсаций примерно в 18 раз больше среднего диаметра пучка.

Рассмотрим теперь два случая движения электронов пульсирующего потока в поперечной к оси z плоскости r, θ (подобнее см. гл. 11).

Случай $B_K/B = 0$ („Пульсирующий бриллюэновский“ поток). Независимо от пульсаций все электроны имеют одинаковую угловую скорость $d\theta/dt = \eta B/2$. За время

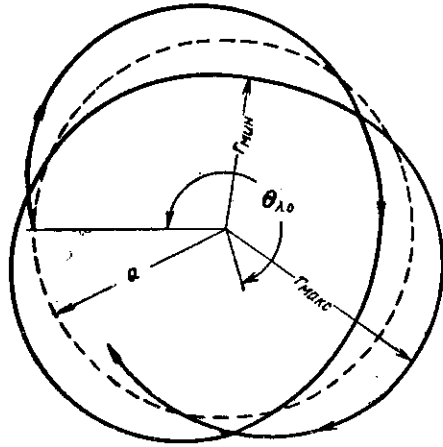


Рис. 4.6. Проекция электронной траектории на плоскость r, θ для потока типа бриллюэновского ($B_K=0$) при относительных пульсациях R_H/a , равных 20%. $\theta_{\lambda 0}$ — угол поворота за время одной пульсации.

одной пульсации электронный поток успевает повернуться на угол

$$\theta_{\lambda 0} = \frac{\eta B}{2} \cdot \frac{\lambda_{\pi}}{v} = \sqrt{2} \pi \approx 4,44 \text{ рад.} \quad (4.29)$$

Как видим, этот угол не зависит от параметров пучка. Рис. 4.6 иллюстрирует проекцию траектории электрона на плоскость r, θ при величине относительных пульсаций R_H/a , равной 20%. Эта проекция имеет вид своеобразной розетки.

Случай $B_K/B = 1$ (неэкранированная пушка). Пульсация потока происходит относительно равновесного радиуса r_0 , который уменьшается с ростом поля. Угловое

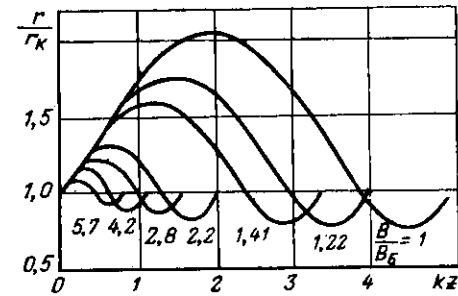


Рис. 4.7. Проекция контура пучка на плоскость r, z при $B_K=B$ (неэкранированная пушка) при различной величине магнитного поля [4.7].

Пачальная радиальная компонента скорости граничного электрона равна той скорости, которую сообщает электронам рассеивающая анодная линза пушки с параллельным потоком. Для всех графиков она одинакова; $k=0,174 \sqrt{P_{\mu}}/r_K$.

перемещение электрона описывается уравнением (4.10), в которое следует подставить r из (4.20). На рис. 4.7 и 4.8 представлены проекции электронных траекторий, на-

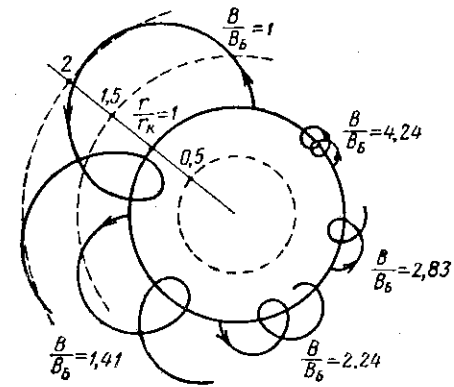


Рис. 4.8. Проекция электронных траекторий на плоскость r, θ при $B_K=B$ (неэкранированная пушка с параллельным потоком), соответствующие рис. 4.7.

чинающихся на радиусе $r(0) = r_K$ для нескольких значений магнитного поля. Из рисунков видно, что с ростом

магнитного поля уменьшаются средний диаметр потока, абсолютные и относительные пульсации, а также средняя угловая скорость перемещения электронов.

Получение аксиально-симметричного потока с малыми пульсациями; как и в случае ленточного потока, предопределяется движением электронов в пушке и переходной области.

§ 4.5. ЗАМЕЧАНИЯ ОБ УСЛОВИЯХ РЕАЛИЗАЦИИ БРИЛЛЮЭНОВСКОГО ПОТОКА

Как мы видели, для получения бриллюэновского потока необходимо выполнение следующих условий:

- 1) $B_k = 0$,
- 2) $B = B_B = \text{const}$,
- 3) $\rho_0 = \text{const}$,
- 4) $r(0) = a$,
- 5) $\left. \frac{dr}{dz} \right|_{z=0} = 0$,
- 6) $\left. \frac{d^2r}{dz^2} \right|_{z=0} = 0$.

Это означает, в частности, что поток должен быть ламинарным и должна отсутствовать хотя бы частичная компенсация электронного пространственного заряда положительными ионами. Точно выполнить все эти условия невозможно (см. § 11.1).

Поэтому не удивительно, что поток Бриллюэна до сих пор никем не получен*. Реальные электронные потоки имеют заметные относительные пульсации (не менее 10—20%). Практически величина фокусирующего магнитного поля даже в лучших случаях превышает бриллюэновское значение на 20—30%, а для большинства приборов требуется поле, не менее чем в 1,5—2 раза превышающее бриллюэновское.

Это не снижает, однако, интереса к изучению потоков типа бриллюэновского. Введение понятия потока Бриллюэна и бриллюэновского магнитного поля сильно облегчает изучение многих явлений в электронных потоках и поэтому является весьма удобным в методическом отношении, как, например, понятие идеального газа при изучении ряда вопросов термодинамики.

* Вопросы устойчивости бриллюэновского потока обсуждаются в работе [4.8].

Более того, на получение бриллюэновского потока, как потока, где требуется минимальное магнитное поле, ориентирован ряд инженерных методов расчета систем формирования. В тех случаях, когда требования к потоку не являются чрезвычайно жесткими, эти приближенные расчеты широко используются и дают неплохой результат.

ГЛАВА 5

ПУШКА ПИРСА С ПАРАЛЛЕЛЬНЫМ ПОТОКОМ

§ 5.1. ПУШКИ ПИРСА

Наибольшее распространение в настоящее время получили так называемые пушки Пирса с прямолинейными траекториями. Такие пушки можно довольно точно рассчитать. В 1940 г. Пирс [5.1] предложил использовать для формирования пучка часть электронного потока, находящегося между катодом и анодом диода простой геометрической формы. Для бесконечного плоского, бесконечного цилиндрического и замкнутого сферического диодов имеются достаточно точные аналитические решения задачи о распределении потенциала.

При использовании некоторой конечной части таких диодов действие существовавшей ранее в исходном диоде части электронного потока должно быть заменено действием особых электродов, форма которых должна создавать такое же распределение потенциала вдоль границы пучка, которое было в исходном бесконечном или замкнутом диоде, и обеспечивать отсутствие компоненты напряженности поля, перпендикулярной к границе потока.

Если применяется часть плоскопараллельного диода, то будет сформирован несходящийся параллельный поток (аксиально-симметричный или ленточный). Образованную из плоского диода пушку мы будем называть *пушкой Пирса с параллельным потоком* (рис. 5.1,а).

Если применяется часть сферического диода, то будет сформирован конусообразный сходящийся поток электронов, который затем может быть превращен в сплошной *аксиально-симметричный поток*. Образованную из

сферического диода пушку принято называть *пушкой Пирса сферического типа* (рис. 5.1,б).

Если применяется часть цилиндрического диода, то будет сформирован сходящийся клинообразный поток, который затем может быть преобразован в *ленточный*

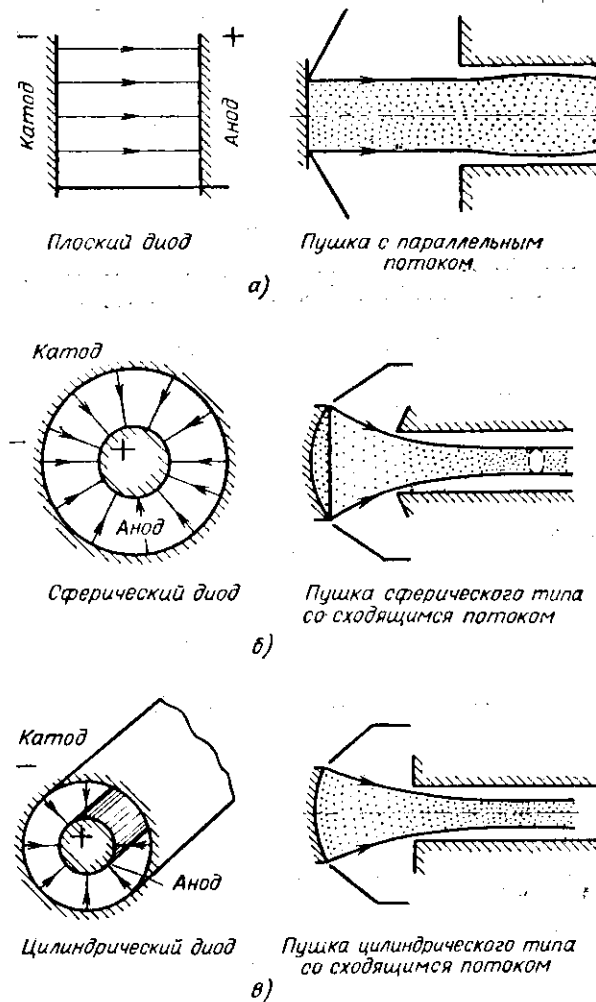


Рис. 5.1. Пушки Пирса с прямолинейными траекториями, образованные из части диода простой геометрической формы.

поток. Образованную из цилиндрического диода пушку принято называть *пушкой Пирса цилиндрического типа* (рис. 5.1, в).

Пушки сферического и цилиндрического типов будут рассмотрены в гл. 6. В данной главе рассматриваются пушки с параллельным потоком, формирующие интенсивные аксиально-симметричные или ленточные потоки. Такие пушки, как правило, находятся в том же однородном магнитном поле, что и весь поток, т. е. являются неэкранированными пушками. Они применяются в большом числе ЛБВ и ЛОВ малой и средней мощности. Очень часто они используются в экспериментальных исследованиях.

§ 5.2. ПЛОСКИЙ ДИОД И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА В НЕМ. РАСЧЕТ ФОРМЫ ЭЛЕКТРОДОВ

Рассмотрим статический поток в безграничном плоском диоде (рис. 5.1). Катод и анод, имеющие вид плоскостей, будем считать бесконечно протяженными вдоль осей x и y . Расстояние между катодом и анодом обозначим d .

Связь между плотностью тока, напряжением и расстоянием находится из решения уравнения Пуассона с соответствующими граничными условиями и имеет вид

$$j = A \frac{U^{3/2}}{z^2}, \quad (5.1)$$

где

$$A = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{2\eta} = 2,33 \cdot 10^{-6},$$

j — плотность тока;

z — расстояние от катода до рассматриваемой точки;

$U = U(z)$ — потенциал в этой точке.

Выражение (5.1) есть не что иное как известная формула «закона трех вторых», вывод которой можно посмотреть в книгах [5.2, 1.8].

В частности, на аноде $z = d$ и

$$j = A \frac{U_a^{3/2}}{d^2}. \quad (5.2)$$

Из (5.1) и (5.2) получим распределение потенциала вдоль оси z в плоском диоде:

$$\frac{U(z)}{U_a} = \left(\frac{z}{d}\right)^{4/3}. \quad (5.3)$$

Дифференцируя (5.3), найдем, что в плоскости анода напряженность электрического поля

$$E_a = -\frac{4}{3} \frac{U_a}{d}. \quad (5.4)$$

Если бы пространственный заряд отсутствовал, то мы имели бы плоский конденсатор, распределение потенциала в котором является линейным (рис. 5.2). За счет пространственного заряда происходит провисание потенциала и перемещение эквипотенциалей к аноду, а также снижение до нуля напряженности электрического поля у катода и увеличение его в $4/3$ раза у анода по сравнению со случаем конденсатора.

В безграничном плоском диоде траектории электронов прямолинейны, а скорости имеют только продольную составляющую.

Если эмитирует электроны не весь безграничный катод, а только часть его в виде круга радиуса r_k , то можно получить поток в виде цилиндра (аксиально-симметричный поток). Если эмитирует участок катода в виде прямоугольника, то можно получить ленточный поток (рис. 5.3).

Однако, если просто вырезать из безграничного диода указанные части потока, а остальной поток отбросить, то траектории электронов не останутся прямолинейными, так как за счет взаимного расталкивания электронный поток начнет расширяться. Особенно сильное влияние пространственного заряда будет наблюдаться

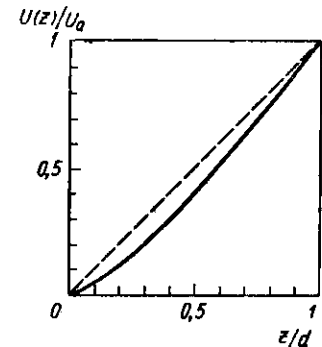


Рис. 5.2. Распределение потенциала в безграничном плоском конденсаторе (пунктир) и плоском диоде (сплошная кривая). За счет пространственного заряда в диоде происходит «провисание» потенциала и удаление эквипотенциалей от катода. Напряженность электрического поля у катода снижается до нуля, а у анода — возрастает в $4/3$ раза по сравнению со случаем конденсатора.

даться вблизи катода. Чтобы такого расширения не произошло, необходимо действие недостающей (отброшенной) части электронного потока заменить действием специальных электродов.

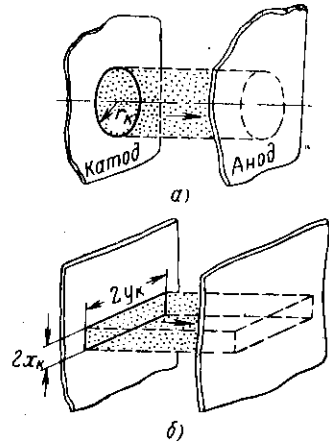


Рис. 5.3. Схема получения аксиально-симметричного (а) и ленточного (б) пучка из конечной части плоского диода.

Для расчета формы электродов надо найти вне потока такое распределение потенциала, которое на границе потока имело бы такой же закон нарастания, как и внутри потока. Для этого нам необходимо найти решение уравнения Лапласа, удовлетворяющее граничному условию типа $Cz^{4/3}$. Кроме того, необходимо, чтобы отсутствовала нормальная к поверхности потока производная потенциала, так как в противном случае на крайний электрон будет действовать электрическая сила, перпендикулярная к иско-

мой прямолинейной траектории.

Рассмотрим на примере двумерной системы форму эквипотенциалей вне электронного потока. Начало координат для упрощения выкладок перенесем в точку, расположенную на краю катода (рис. 5.4). Воспользуемся тем, что двумерному уравнению Лапласа удовлетворяет как любая аналитическая функция комплексного переменного $w = z + ix$, так и по отдельности ее действительная и мнимая части. Нетрудно видеть, что перечисленным выше условиям удовлетворяет степенная функция вида $w^{4/3}$. Поэтому искомое решение будет:

$$U_1(x, z) = \text{Re} \{ Cw^{4/3} \}.$$

Вычислив реальную часть функции, получим

$$U_1(x, z) = C(x^2 + z^2)^{2/3} \cos\left(\frac{4}{3}\theta\right),$$

где $\theta = \arctg \frac{x}{z}$.

Семейство эквипотенциальных поверхностей $U_1 = \text{const}$ представлено на рис. 5.4. Эти поверхности во всех точках, кроме катода, к границе потока подходят под прямым углом, а вдали от потока имеют некоторый

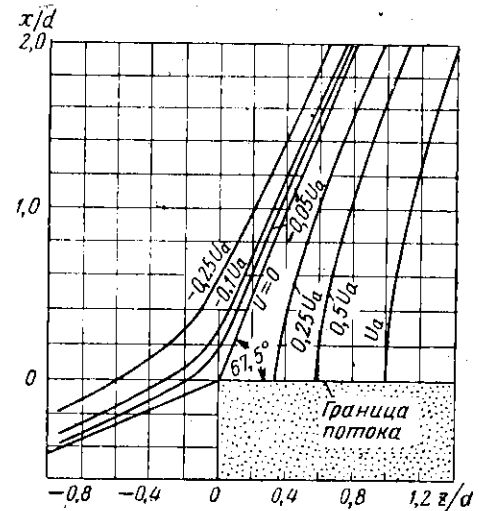


Рис. 5.4. Семейство эквипотенциальных поверхностей в пушке, формирующей параллельный ленточный поток.

наклон. Эквипотенциаль $U_1 = 0$ (потенциал катода), определяемая из условия

$$\cos \frac{4}{3}\theta = 0,$$

имеет вид плоскости, которая наклонена к границе потока под углом

$$\theta = \frac{3}{8}\pi = 67,5^\circ.$$

Прикатодный угол $\frac{3}{8}\pi$ является характерным для любых систем, подчиняющихся закону «трех вторых».

Если с нулевой эквипотенциалью совместить металлическую пластину, то получим прикатодный, или фокусирующий электрод, обеспечивающий распределение по-

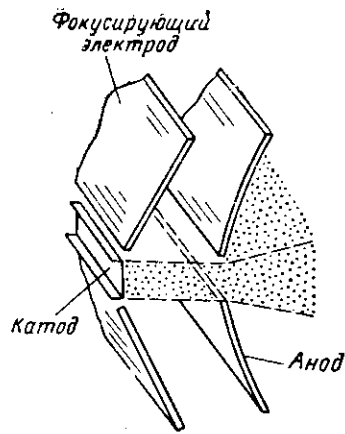


Рис. 5.5. Конфигурация электродов пушки, формирующей ленточный поток.

к границе потока, и анод, имеющий конфигурацию, указанную на рис. 5.5.

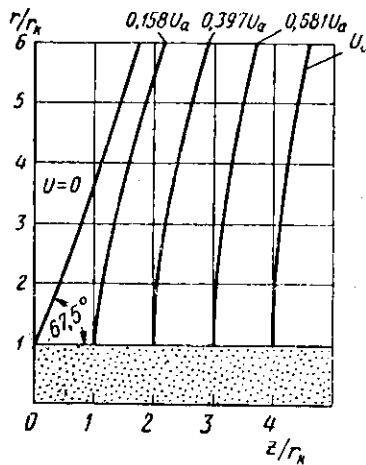


Рис. 5.6. Семейство эквипотенциальных поверхностей в пушке, формирующей параллельный аксиально-симметричный поток.

тенциала вблизи катода, такое же, как в плоском диоде.

Эквипотенциаль $U_1 = U_a$ дает форму анода пушки. Практически для создания нужного поля вне потока достаточно иметь два указанных электрода.

Таким образом, пушка Пирса с прямолинейным потоком, формирующая ленточный поток, должна иметь следующие электроды: катод в виде прямоугольника, фокусирующий электрод в виде двух пластин, наклоненных под углом $67,5^\circ$

Аналогичную задачу можно решить для пушки, формирующей акси-

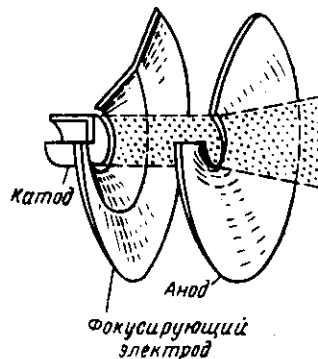


Рис. 5.7. Конфигурация электродов пушки, формирующей аксиально-симметричный поток.

ально-симметричный цилиндрический поток (рис. 5.6 и 5.7). Катод ее должен иметь форму круга. Фокусирующий электрод — воронкообразное тело вращения, имеющее вблизи катода угол наклона к границе потока, равный $67,5^\circ$. Анод должен иметь слегка выпуклую форму и подходить к границе потока под прямым углом. Более подробные данные о распределении потенциала в случае аксиально-симметричного потока можно найти в работах [1.5, 5.12].

§ 5.3. ФОРМА ЭЛЕКТРОДОВ В ПРАКТИЧЕСКИХ КОНСТРУКЦИЯХ

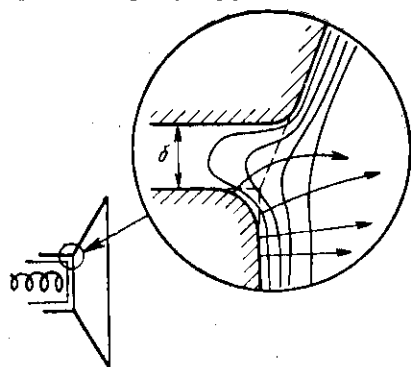
В практических конструкциях трудно изготовить электроды точно такой формы, какая получается из рассмотренного расчета. Поэтому применяют электроды упрощенной формы. При этом пользуются тем обстоятельством, что вдали от потока изменение формы электрода слабо сказывается на распределении потенциала в области потока, а следовательно, и на ходе траекторий. Практически оказывается достаточным выдержать нужную форму электродов на расстоянии от границы потока, равном $(1 \div 1,5)d$. На большем расстоянии форма электродов может быть во многом произвольной. Ее выбирают уже из конструктивных соображений. Размеры электродов выбранной формы подбирают с помощью электролитической ванны [5.3].

Форму анода воспроизводить точно в соответствии с расчетом нет смысла, так как в аноде имеется отверстие. Поэтому анод обычно делают либо в виде плоского диска с отверстием, либо в виде конусного диска с углом при вершине конуса $150\text{--}160^\circ$. Форма анода при наличии продольного фокусирующего магнитного поля не критична.

По теории поверхность с нулевым потенциалом должна подходить к границе потока вплотную к катоду. Однако если сделать фокусирующий электрод как одно целое с катодом, то, во-первых, за счет теплопроводности будет охлаждаться кромка катода. Это потребует увеличения мощности накала по сравнению с тем, что необходимо для нагрева собственно катода. Во-вторых, с нагретого фокусирующего электрода через определенное время начинается паразитная эмиссия электронов, так как происходит миграция бария с катода на фоку-

сирующий электрод. Поэтому для снижения мощности накала и предотвращения паразитной эмиссии между катодом и фокусирующим электродом делают небольшой зазор.

Рассмотрим две наиболее часто встречающиеся конструкции фокусирующего электрода.



Первая конструкция (рис. 5.8) применяется в том случае, если внутри катода можно разместить подогреватель. Фокусирующий электрод имеет вид воронки. Наличие зазора между катодом и фокусирующим электродом приводит к искривлению эквипотенциалей вблизи кромки катода и к «возмущению» крайних траекторий (подробнее см. § 6.2).

В некоторых приборах для корректировки

прикатодных условий на фокусирующий электрод подается небольшое отрицательное напряжение, которое

уменьшает общий ток пучка в основном за счет «возмущенного» тока.

Вторая конструкция (рис. 5.9) применяется в тех случаях, когда размер эмитирующей поверхности катода мал настолько, что катод такого размера с расположенным внутри подогревателем невозможно изготовить (например, *L*-катод). Фокусирующий электрод, имеющий вид тарелочки с коническим или пира-

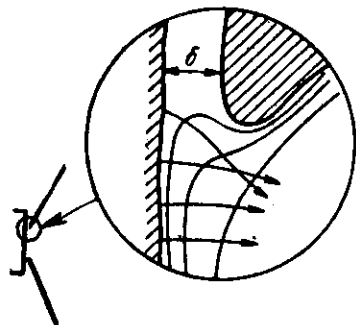


Рис. 5.9. Вторая конструкция фокусирующего электрода.

мидальным углублением, должен располагаться на небольшом расстоянии δ от катода. Так же, как и у первой конструкции, имеется провисание эквипотенциалей в зазор и связанное с этим возмущение части крайних траекторий. Если, например, формируется ленточный поток и сечение «окна» в фокусирующем электроде равно $0,8 \times 8$ мм, то при зазоре $\delta = 0,1$ мм доля «возмущенных» электронов составит около 25% от общего их числа. Следовательно, и здесь надо стремиться как к уменьшению зазора между катодом и фокусирующим электродом, так и к заострению кромки фокусирующего электрода.

У пушек с высоким первеансом, работающих в сильном магнитном поле, необходимом для компенсации рассеивающего действия анодной линзы, влияние прикатодных возмущений на токопрохождение становится незначительным. Форма фокусирующего электрода в этом случае может быть упрощена и иметь вид, например, диафрагмы с отверстием.

§ 5.4. ОТВЕРСТИЕ В АНОДЕ КАК СИЛЬНАЯ РАССЕИВАЮЩАЯ ЛИНЗА

Чтобы вывести электроны из пушки, в аноде пушки делают отверстие. Оно становится началом пролетного канала. При этом в области анода образуется сильная рассеивающая линза. Рис. 5.10 поясняет, почему анодная линза является *рассеивающей*. Эквипотенциальная поверхность с потенциалом, равным анодному, совпадает с металлической поверхностью анода. Поверхности с потенциалом, близким, но не равным анодному, провисают внутрь отверстия на значительную глубину. Сила, действующая на электрон, перпендикулярна к эквипотенциальной поверхности. Следовательно, вблизи плоскости анода она будет направле-

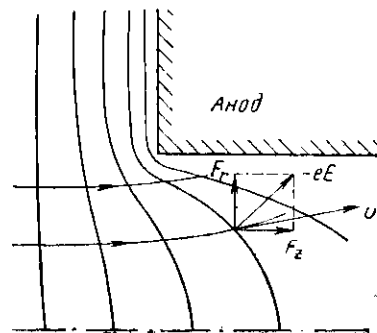


Рис. 5.10. Отверстие в аноде пушки как сильная рассеивающая электронная линза.

на под углом к оси по направлению к аноду. Продольная составляющая этой силы ускоряет электроны вдоль оси z , а поперечная отводит электроны в сторону от оси. Если не принять специальных мер, то значительная часть электронов осядет на стенку трубы в непосредственной близости от входа в канал.

Рассчитаем угол выхода крайних электронов из анодного отверстия. Воспользуемся известными из курсов электронной оптики формулами для фокусного расстояния F тонкой электронной линзы:

для аксиально-симметричного пучка

$$F = \frac{4U_a}{E_1 - E_2}, \quad (5.5)$$

для ленточного пучка

$$F = \frac{2U_a}{E_1 - E_2}. \quad (5.6)$$

Здесь E_1 — напряженность поля слева, а E_2 — справа от плоскости линзы, если ось z направлена слева направо. Приблизительно можно считать, что $E_2 = 0$, а $E_1 = E_a$ — напряженности поля у анода исходного плоского диода. Подставляя (5.4) в формулы (5.5) и (5.6), легко получить [5.4]:

для аксиально-симметричного пучка

$$F = -3d, \quad (5.7)$$

для ленточного пучка

$$F = -1,5d. \quad (5.8)$$

Двумерная линза, образованная отверстием в виде щели, вдвое сильнее аксиально-симметричной линзы, образованной отверстием в виде круга. Знак минус указывает на рассеивающее действие линзы, фокус которой расположен слева от плоскости анода.

Из геометрического построения (рис. 5.11) видно, что угол выхода электронов из анодного отверстия γ_a будет определяться равенствами:

для аксиально-симметричного пучка

$$\operatorname{tg} \gamma_a = \frac{r_a}{|F|} = \frac{1}{3} \frac{r_a}{d}, \quad (5.9)$$

для ленточного пучка

$$\operatorname{tg} \gamma_a = \frac{x_a}{|F|} = \frac{2}{3} \frac{x_a}{d}. \quad (5.9')$$

В этих формулах r_a имеет смысл радиуса, а x_a — полутолщины потока в плоскости анода пушки.

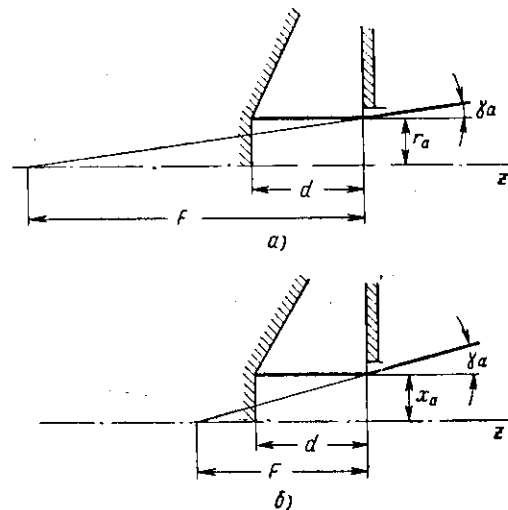


Рис. 5.11. К определению фокусного расстояния анодной линзы и угла выхода электронов из анодного отверстия пушек Пирса с параллельным потоком, формирующих аксиально-симметричный (а) и ленточный поток (б).

Линза, образованная отверстием в виде щели, преломляет электронные траектории вдвое сильнее, чем линза, образованная круглым отверстием.

Угол выхода электронов не зависит от приложенного напряжения, а определяется только геометрическими размерами пушки. Из формул (5.9) и (5.9') следует, что если размер потока r_a или x_a в пушке сохраняется, а первеанс растёт (d уменьшается), то угол выхода γ_a возрастает.

Пример. Пусть $r_a = 2,5$ мм, $d = 5,38$ мм (пушка с первеансом $1,58 \cdot 10^{-6}$). Тогда по формуле (5.9) имеем $\operatorname{tg} \gamma_a = 0,155$, $\gamma_a \approx 9^\circ$. Пушка, формирующая ленточный поток с полутолщиной 2,5 мм и тем же расстоянием ка-

тод — анод, будет давать угол выхода электронов порядка 17° .

В работе [5.5] показано, что за счет действия пространственного заряда в области анодного отверстия угол выхода должен быть несколько большим, чем дает формула (5.9), и вычислена поправка на величину фокусного расстояния. Формула с несколько завышенной поправкой имеет следующий вид:

$$\operatorname{tg} \gamma_a \approx \frac{1}{3} \frac{r_a}{d} \left(1 + \frac{1}{4} \sqrt{P_\mu} \right).$$

Например, для пучка с микропервеансом $P_\mu = 1$ поправка составляет около 25%. Дальнейшие уточнения см. [5.9—5.11].

§ 5.5. ПУШКА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ. МЕХАНИЗМ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ПУЛЬСАЦИЙ

Чтобы предотвратить расширение пучка, вызванное рассеивающей анодной линзой, пушку помещают в однородное магнитное поле. Если электроды имеют правильную форму, то на участке от катода до области анодной линзы электроны движутся по прямым линиям, направление которых совпадает с направлением силовых линий магнитного поля. Поэтому магнитное поле на них не действует.

Картина изменяется, когда электрон подходит к анодному отверстию. Электрическое поле линзы резко изменяет направление скорости электрона. Это изменение происходит в основном на расстоянии вдоль оси порядка r_a или $2r_a$. Начиная с некоторой плоскости, близкой к плоскости анода, движение электрона следует рассматривать как движение электрона, введенного под известным углом к оси в однородное магнитное поле.

Для упрощения задачи можно принять, что движение крайнего электрона под углом к направлению магнитного поля начинается непосредственно с плоскости анода. Тогда плоскость анода может быть принята за плоскость $z=0$ уже рассмотренной задачи о контуре потока в однородном магнитном поле (гл. 3 и 4).

Пройдя область анодной линзы, поток начинает пульсировать относительно равновесного радиуса r_0

в аксиально-симметричном случае или относительно равновесной полутолщины x_0 в случае ленточного потока.

Для вычисления пульсаций необходимо знать как начальный размер потока r_0 или x_0 , так и угол γ_0 . Точно определить эти величины довольно сложно. Однако в практических системах с сильным магнитным полем,

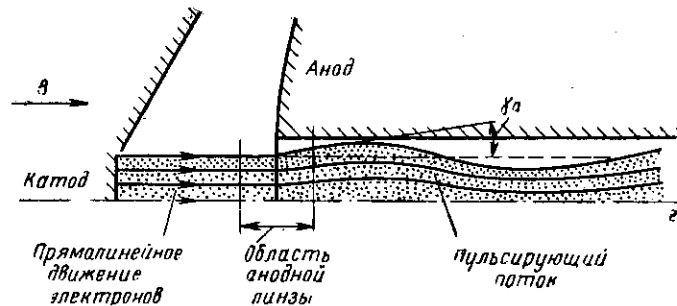


Рис. 5.12. Схема, поясняющая возникновение пульсаций электронного потока в магнитном поле.

На участке от катода до области анодной линзы прямые траектории совпадают с силовыми линиями магнитного поля. В области линзы электронные траектории резко искривляются в сторону от оси. Поток начинает пульсировать. Радиус пролетного канала должен быть больше среднего радиуса потока на величину амплитуды пульсаций.

значительно превышающую бриллюэновскую величину, за время прохождения анодной линзы электроны значительно смещаются в сторону от своего первоначального направления. Поэтому с учетом (4.26) или (3.17) можно приближенно считать, что

$$r_0 \approx r(0) \approx r_k \quad (5.10)$$

или аналогично

$$x_0 \approx x(0) \approx x_k, \quad (5.10')$$

а угол γ_0 равен углу γ_a , определяемому формулами (5.9) или (5.9'). Это справедливо, если протяженность анодной линзы вдоль оси значительно меньше, чем четверть длины волны пульсаций потока в заанодном пространстве [5.6]. Если магнитное поле настолько сильное, что на протяжении линзы электроны успеют сделать значительную часть оборота или несколько оборотов вокруг силовой линии, то использование формул (5.9) или (5.9') может привести к значительным ошибкам.

Поскольку в рассматриваемом случае различие в размерах пучков $r(0)$ и r_0 (или $x(0)$ и x_0) влияет существенно, *основной причиной пульсаций является поперечная скорость электронов, полученная ими при прохождении области рассеивающей анодной линзы.* Контур пучка, соответствующий этому случаю, изображен на рис. 5.12.

Из-за сильного рассеивающего действия анода приходится применять сравнительно сильное магнитное поле, в 2—4 раза превышающее бриллюэновское.

Радиус пролетного канала должен быть больше, чем радиус катода, минимум на величину амплитуды пульсаций. В противном случае на первой же полуволне пульсаций произойдет оседание значительной части тока на стенки канала (на анод).

Представляет интерес рассмотреть движение электронов в случае, когда анод пушки затянут сеткой. Предположим сначала, что сетка идеальная, т. е. что сетка является полностью прозрачной для электронов и полностью непрозрачной для силовых линий электрического поля. В этом идеальном случае рассеивающей линзы в аноде не будет. Между катодом и анодом выполняются условия плоского диода, и, следовательно, траектории прямолинейны. В заанодном пространстве действуют только силы объемного заряда. Поэтому задача сводится к определению пульсаций потока, у которого $r(0) = r_k$ и $\gamma_0 = 0$. Ясно, что амплитуда пульсаций здесь будет значительно меньше, чем при отсутствии сетки.

В случае реальных сеток между их металлическими частями происходит некоторое провисание потенциала, так что каждая ячейка сетки образует слабую рассеивающую электронную линзу. В заанодном пространстве поток будет состоять из близко расположенных отдельных потоков меньших размеров, пульсирующих в соответствии с преломляющим действием каждой отдельной ячейки. Каждая из них будет рассеивать поток тем слабее, чем меньше размеры ячейки сетки.

Таким образом, при наличии сетки в аноде для фокусировки потока потребуется значительно меньшее магнитное поле, чем в случае отверстия без сетки.

Однако сетки в аноде употребляются сравнительно редко, так как даже при высокой их прозрачности и хорошем теплоотводе они не могут выдержать значитель-

ной тепловой нагрузки и в случае заметной средней мощности быстро перегорают.

Отметим, что существует возможность уменьшить углы входа электронов в трубку дрейфа за счет применения второго анода пушки, расположенного вслед за первым на определенном расстоянии и имеющего свой потенциал [5.7]. Расстояние между анодами выбирается таким, чтобы ко второй рассеивающей линзе электроны подходили в такой фазе пульсаций, которая соответствует сходящемуся потоку. Тогда вторая линза «распрямляет» сходящийся поток. Недостатком пушки является известная критичность к величине магнитного поля и наличие отдельного источника питания второго анода. Подробный расчет параметров ленточного потока с двуханодной пушкой проведен в работе [5.8]. Показано, что в магнитном поле, в 3—4 раза превышающем бриллюэновскую величину, соответствующую потенциалу первого анода, возможна очень широкая перестройка напряжения второго анода без существенных изменений пульсаций потока.

§ 5.6. РАСЧЕТ ПУШКИ И ФОКУСИРУЮЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

При расчетах обычно бывают известны ускоряющее анодное напряжение U (индекс «а» опускаем), ток пучка I и его поперечное сечение. Требуется определить расстояние катод—анод и величину фокусирующего магнитного поля. Будем считать, что поле значительно больше бриллюэновского. При этом площадь эмитирующей поверхности катода S_k , как следует из (5.10) или (5.10'), примерно равна площади поперечного сечения пучка.

Подставив в формулу (5.2) значение микроперванса P_μ и площади катода S_k , получим

$$\frac{d^2}{S_k} = \frac{2,33}{P_\mu}, \quad d = 1,53 \sqrt{\frac{S_k}{P_\mu}} \quad (5.11)$$

Величины d^2 и S_k должны быть выражены в одинаковых единицах (см. пример в конце параграфа).

Амплитуду пульсаций аксиально-симметричного потока найдем подстановкой в формулу (4.21) значения $\operatorname{tg} \gamma_0$, равного $\operatorname{tg} \gamma_a$, из формулы (5.9) с учетом (5.10):

$$R_{\Pi} = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2U}{\eta}} \frac{r_a}{Bd}, \quad (5.12)$$

или

$$R_{\Pi} [\text{мм}] = 11,2 \frac{\sqrt{U[\text{в}]}}{B[\text{зс}]} \left(\frac{r_{\kappa}}{d} \right). \quad (5.12')$$

Аналогично для ленточного потока из (3.12) с учетом (5.9') и (5.10'), получим

$$R_{\Pi} [\text{мм}] = 22,5 \frac{\sqrt{U[\text{в}]}}{B[\text{зс}]} \left(\frac{x_{\kappa}}{d} \right). \quad (5.13)$$

Оценить амплитуду пульсаций можно и не вычисляя параметров пушки, а зная лишь первеанс потока. Например, для аксиально-симметричного потока $S_{\kappa} = \pi r_{\kappa}^2$. Из формулы (5.11) получим

$$\frac{r_{\kappa}}{d} = \sqrt{\frac{P_{\mu}}{2,33\pi}} = 0,37 \sqrt{P_{\mu}}.$$

Подставив это выражение в (5.12'), получим

$$R_{\Pi} [\text{мм}] = 4,14 \frac{\sqrt{UP_{\mu}}}{B[\text{зс}]}. \quad (5.14)$$

Формулу (5.14) можно также использовать для вычисления величины магнитного поля, при котором амплитуда пульсаций не будет превышать заданной величины:

$$B[\text{зс}] \geq 4,14 \frac{\sqrt{UP_{\mu}}}{R[\text{мм}]}. \quad (5.14')$$

Пример. Пусть $U=1000$ в, $I=50$ ма, $r_{\kappa}=2,5$ мм. Площадь катода $S_{\kappa}=19,6$ мм², микропервеанс 1,58. По формуле (5.11) имеем $d=5,38$ мм. Угол выхода электронов из пушки по формуле (5.9) равен $8^{\circ}50'$. Если, далее, допустимая амплитуда пульсаций составляет 20% от среднего радиуса пучка, $R_{\Pi}=0,2r_{\kappa}=0,5$ мм, то по фор-

муле (5.14') найдем необходимое для фокусировки поле: $B \geq 326$ зс. Можно взять, например, $B=350$ зс. Проверим теперь, насколько точно выполняется приближенное равенство $r_0 \approx r_{\kappa}$. Бриллюэновский радиус в поле 350 зс равен 0,94 мм. Вычисления по формуле (4.15) при $B_{\text{кл}}/B=1$ дают $r_0=2,6$ мм; тогда $r_0/r_{\kappa}=2,6/2,5=1,04$. Таким образом, можно считать r_0 равным r_{κ} с точностью до 4%. Уточненное значение амплитуды пульсаций будет 0,52 мм. Следовательно, радиус пролетного канала в данном примере должен быть не менее $2,6+0,52=3,12$ мм.

В заключение отметим, что основным преимуществом пушек Пирса с параллельным потоком является простота расчета и конструкции, а основными недостатками являются: большая величина магнитного поля, необходимого для фокусировки потока; ограниченная плотность тока в пучке, равная плотности тока эмиссии катода; ограниченный срок службы катода, так как под действием бомбардировки ионами остаточных газов центральная часть катода быстро выходит из строя.

ГЛАВА 6

ПУШКИ ПИРСА СО СХОДЯЩИМСЯ ПОТОКОМ СФЕРИЧЕСКОГО И ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ТИПОВ

Пушки Пирса со сходящимся потоком сферического типа, формирующие аксиально-симметричные потоки, применяются в большинстве приборов типа О. Формированию потоков с помощью таких пушек посвящено очень большое количество работ. Ссылки на часть из них даны в списке литературы к гл. 6, 10, 11, 12 и 13.

Пушки цилиндрического типа применяются реже, так как приборы с ленточным потоком распространены в меньшей степени.

В данной главе излагаются основы параксиальной теории пушек Пирса, применимой к системам с небольшими углами сходимости и с умеренными значениями микропервеанса (примерно до 1). Описание пушек с большими углами сходимости и высоким первеансом дано в гл. 12.

Расчет электронных пушек рассматривается в гл. 8 и Приложениях.

§ 6.1. ПРЕИМУЩЕСТВА ПУШЕК СО СХОДЯЩИМСЯ ПОТОКОМ

Пушки со сходящимся потоком получили наиболее широкое распространение, так как они обладают следующими преимуществами:

1. Сходящийся поток позволяет получить значительно большую плотность тока в пучке, чем плотность тока эмиссии катода. Компрессия электронного потока, фор-

мируемого пушкой сферического типа, определяемая как отношение площади катода к площади поперечного сечения потока, при средних значениях первеанса легко достигает значений 10—30. Для пушек с повышенным первеансом компрессия составляет 3—10, а для пушек с малым первеансом может превышать 100—150.

2. Интенсивной ионной бомбардировке у пушек со сходящимся потоком подвергается, как показывает эксперимент, лишь небольшая центральная часть катода. Наряду с относительно меньшей, чем в случае несходящегося потока, нагрузкой на катод это гарантирует длительный срок службы катода.

3. Электронные потоки, сформированные пушками со сходящимся потоком, требуют для фокусировки меньших магнитных полей, чем в случае неэкранированных от магнитного поля пушек с прямолинейным несходящимся потоком.

Последнее утверждение поясним схемой, изображенной на рис. 6.1. Если к плоскости анодной линзы траектория электрона подходит параллельно оси (траектория 1), то после линзы он будет удаляться от оси. Если же траектория электрона подходит к линзе, составляя некоторый угол с осью (траектория 2), то после прохождения линзы наклон траектории будет значительно меньшим, чем в первом случае, и, в частности, равен нулю. Наконец, если электронная траектория подходит к линзе, составляя большой угол с осью (траектория 3), то после преломления в линзе она останется наклоненной в сторону оси, но угол сходимости уменьшится.

Таким образом, при наличии сходимости потока до анодной линзы можно получить в заанодном пространстве пушки электронные траектории с малыми углами наклона, т. е. с малыми поперечными компонентами скоростей. Как мы знаем, уменьшение поперечной скорости приводит к снижению пульсаций и, следовательно, к уменьшению необходимого для фокусировки магнитного поля.

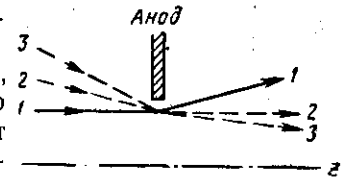


Рис. 6.1. Схема, поясняющая получение электронного потока с малыми поперечными скоростями за счет применения сходящихся траекторий.

§ 6.2. ПУШКА СФЕРИЧЕСКОГО ТИПА, ФОРМИРУЮЩАЯ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫЙ СХОДЯЩИЙСЯ ПОТОК

Рассмотрим сферический диод (рис. 6.2), образованный из двух сфер с общим центром. Наружная сфера с радиусом R_k является катодом, внутренняя с радиусом R_a — анодом. Электроны в таком диоде движутся по прямым линиям (по радиусам). Связь между полным током сферического диода $I_{сф}$, напряжением на аноде U_a и геометрическими размерами анода определяется решением уравнения Пуассона в сферической системе координат с соответствующими граничными условиями. Это решение имеет следующий вид [6.1]:

$$I_{сф} = \frac{16}{9} \pi \epsilon_0 \sqrt{2\eta} \frac{U_a^{3/2}}{[-\alpha(R_k/R_a)]^2}, \quad (6.1)$$

где $(-\alpha)^2$ — функция отношения радиусов кривизны катодной и анодной поверхностей.

Формула (6.1) является законом «трех вторых» для сферического диода. Полный ток $I_{сф}$ не зависит от абсолютных размеров диода.

Плотность тока эмиссии катода $j_{эм}$ связана с полным током соотношением $I_{сф} = 4\pi R_k^2 j_{эм}$, поэтому

$$j_{эм} = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{2\eta} \frac{U_a^{3/2}}{[-\alpha]^2 R_k^2}. \quad (6.1')$$

В отличие от плоского диода плотность тока катода обратно пропорциональна не квадрату расстояния катод—анод, а квадрату величины $R_k [-\alpha(R_k/R_a)]$.

Функция Лэнгмюра $(-\alpha)^2$, учитывающая кривизну катодной и анодной поверхностей, имеет важное значение для расчета пушек. Она может быть представлена рядом, первые члены которого имеют вид:

$$-\alpha = \ln \frac{R_a}{R_k} - 0,3 \left(\ln \frac{R_a}{R_k} \right)^2 + 0,075 \left(\ln \frac{R_a}{R_k} \right)^3 - \dots$$

Когда анод очень близко расположен к катоду, $\ln \frac{R_a}{R_k} \approx \frac{R_k - R_a}{R_k}$, и формула (5.1) принимает вид:

$$j_{эм} = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{2\eta} \frac{U_a^{3/2}}{(R_k - R_a)^2},$$

что совпадает с (5.2), если положить $R_k - R_a = d$. Следовательно, вблизи сферического катода распределение потенциала, как и в случае плоского диода, пропорционально $z^{4/3}$, где z понимается как расстояние, отсчитываемое по радиусу от поверхности катода. Поскольку отношение R_k/R_a будет использоваться неоднократно, для удобства введем обозначения:

$$\rho_a = \frac{R_k}{R_a},$$

$$\rho = \frac{R_k}{R}.$$

Таблицы функции $[-\alpha(\rho)]^2$ приведены в приложении 2, график — на рис. 6.3. Из рисунка видно, что $(-\alpha)^2$ резко увеличивается с ростом ρ_a .

Распределение потенциала по радиусу сферического диода определяется формулой

$$U(R) = U_a \left\{ \frac{[-\alpha(\rho)]^2}{[-\alpha(\rho_a)]^2} \right\}^{4/3}. \quad (6.2)$$

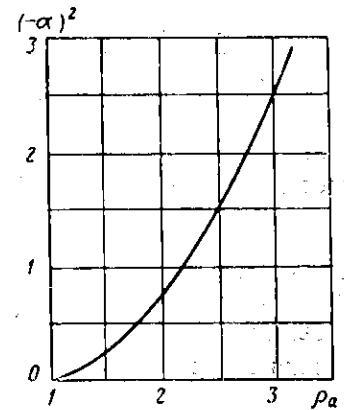


Рис. 6.3. График функции Лэнгмюра $[-\alpha(R_k/R_a)]^2$ для сферического диода с внутренним анодом.

Здесь R — текущий радиус, проведенный из центра сферы в рассматриваемую точку. Вблизи анода потенциал нарастает более резко, чем в плоском диоде с тем же расстоянием катод — анод.

Рассмотрим теперь электронный поток, имеющий вид конуса (точнее, шарового сектора) с углом при вершине 2θ . Он образован электронами, эмитированными

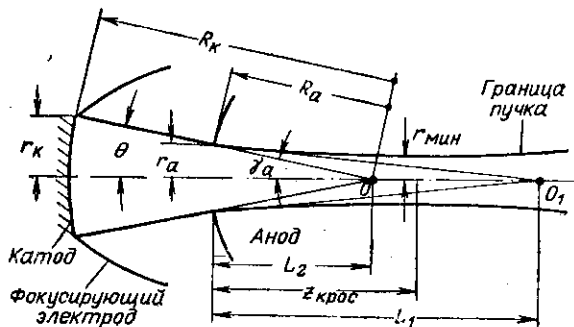


Рис. 6.4. Схематическое изображение сходящегося потока, сформированного пушкой сферического типа: r_k — радиус катода; R_k — радиус кривизны катодной поверхности; θ — половина угла сходимости потока в пушке; γ_a — половина угла сходимости потока за анодом; r_a — радиус потока в плоскости анода.

с катода в виде участка сферы, ограниченного окружностью радиуса r_k (рис. 6.4). Площадь такого катода

$$S_k = 2\pi r_k^2 (1 - \cos \theta).$$

Ток с этого катода будет меньше, чем в случае замкнутого сферического диода, во столько раз, во сколько площадь катода меньше поверхности сферы $4\pi R_k^2$. Обозначив ток катода I , получим

$$I = I_{\text{сф}} \frac{1 - \cos \theta}{2},$$

или с учетом (6.1)

$$I = \frac{8}{9} \pi \epsilon_0 V \sqrt{2\eta} (1 - \cos \theta) \frac{U_a^{3/2}}{(-a)^2}, \quad (6.3)$$

где

$$\frac{8}{9} \pi \epsilon_0 V \sqrt{2\eta} = 14,68 \cdot 10^{-6}.$$

Для того чтобы вдоль границы конусообразного потока сохранилось то же распределение потенциала (6.2), какое было в исходном замкнутом сферическом диоде, снаружи потока необходимо расположить фокусирующий (прикатодный) электрод и анод специальной формы.

Форму этих электродов можно определить как расчетным путем, так и моделированием на электролитической ванне.

Расчеты показывают [6.2, 6.3], что поверхность с потенциалом $U=0$ имеет форму чаши или колокола (рис. 6.5). Она подходит к границе потока вблизи катода под углом $67,5^\circ$. Сходную форму имеет анодная поверхность, но она менее вогнута и подходит к границе потока под прямым углом.

Практически, однако, редко кто пользуется расчетной формой прикатодного и анодного электродов, поскольку расчет кропотлив, а форма электродов сложна и ее трудно выполнить с необходимой точностью.

На практике для определения формы электродов пользуются моделированием в электролитической ванне. Принцип работы электролитической ванны достаточно полно описан в литературе [6.4, 1.7, 1.7a]. Здесь отметим только, что граница электронного потока в ванне имитируется пластинкой (линейкой) из диэлектрика, например из плексигласа. Поскольку токи не могут втекать в диэлектрик, линии тока идут параллельно границе диэлектрика, а эквипотенциалы, следовательно, перпендикулярны к нему. Именно такой ход эквипотенциалов и требуется обеспечить на границе потока в пушках Пирса.

Форму фокусирующего электрода и анода подбирают таким образом, чтобы вдоль линейки возможно точнее

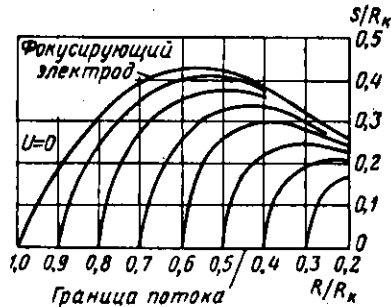


Рис. 6.5. Рассчитанная форма эквипотенциальных поверхностей, обеспечивающая заданное формулой (6.2) распределение потенциала вдоль границы сходящегося потока в пушке сферического типа (по данным [6.2]).

s — расстояние, отсчитываемое по нормали к границе пучка.

выполнялось распределение потенциала (6.2), вычисляемое в масштабе модели.

Преимущество подбора формы электродов на ванне перед расчетом заключается еще и в том, что в каждом конкретном случае можно учесть особенности конструкции пушки: конфигурацию кромки катода, пробойные расстояния, схему крепления электродов к изоляторам, технологичность изготовления деталей и т. п.

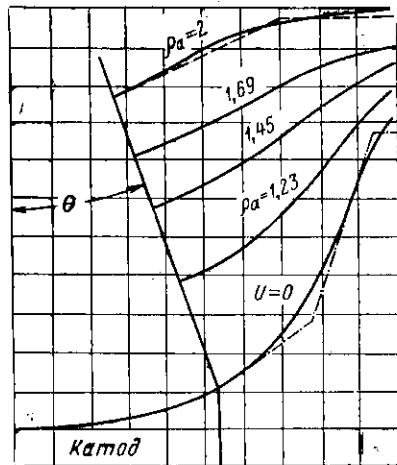


Рис. 6.6. Пример подобранной на ванне формы эквипотенциальных поверхностей, необходимых для создания сходящегося потока с углом раствора $\theta = 20^\circ$ (по данным [6.3]).

Штрих-пунктиром показано, как можно упростить форму фокусирующего электрода и анода, чтобы их легче было изготавливать.

Графики для определения размеров таких электродов представлены на рис. 6.8. Пушки с такими упрощенными электродами обеспечивают удовлетворительную фокусировку пучков в приборах с небольшим отношением среднего диаметра потока к внутреннему диаметру пролетного канала.

Наиболее точно распределение потенциала должно быть выдержано вблизи края катода, так как именно здесь создаются условия дальнейшего движения крайних — наиболее опасных с точки зрения токооседания — электронов. Однако это требование выполнить довольно трудно, во-первых, потому что между катодом и фокусирующим электродом необходимо оставлять зазор

в работе [6.5] приведены результаты моделирования электродов серии пушек с различными углами сходимости для значений ρ_a , не превышающих 2 (рис. 6.6). Сложная для реализации плавная форма электродов в большинстве случаев может быть заменена более простой — совокупностью конусных поверхностей.

Еще более простая форма электродов (рис. 6.7) описана в работе [6.6].

Графики для определения

(см. § 5.3), а во-вторых, потому, что кромку катода практически трудно сделать очень острой. Так как электроны стартуют по нормали к поверхности катода, то за счет скругления кромки катода и соответствующего прогиба эквипотенциалов траектории крайних электронов будут сильно отличаться от идеальных прямых линий, направленных к центру сходимости потока. Это приведет к тому, что будет наблюдаться «размывание» границы потока и повышенное оседание тока на анод.

Размер области с «возмущенными» траекториями будет порядка радиуса скругления кромки катода, который мы обозначим δ . Можно оценить долю электронов, имеющих возмущенные траектории, если принять, что плотность тока эмиссии во всех точках катода одинакова. Для катода радиуса r_k площадь наружной его части в виде кольца, с которой идет ток электронов с возмущенными траекториями, равна $2\pi r_k \delta$. Поэтому отношение «возмущенного» тока к общему току катода (с площадью πr_k^2) будет равно $2\delta/r_k$. Например, для катода диаметром 5 мм и радиусом скругления кромки $\delta = 0,3$ мм «возмущенный» ток будет составлять 12% общего тока. Как видим, вредное действие скругленной кромки катода не так мало, как может показаться с первого взгляда.

При проектировании пушки необходимо по возможности уменьшать зазор между катодом и фокусирующим электродом и делать кромку катода как можно более острой. В приборах, где требуется очень высокое токопрохождение, рекомендуется предусматривать подачу на фокусирующий электрод корректирующего отрицательного напряжения, которое несколько снижает общий ток пучка в основном за счет «возмущенного» тока и

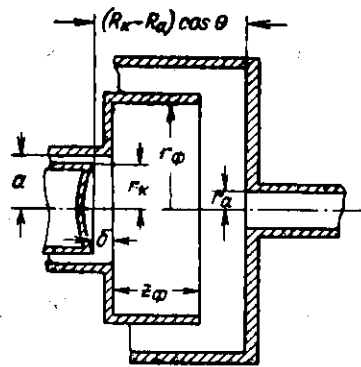


Рис. 6.7. Упрощенная форма электродов пушек Пирса сферического потока (по [6.6]).

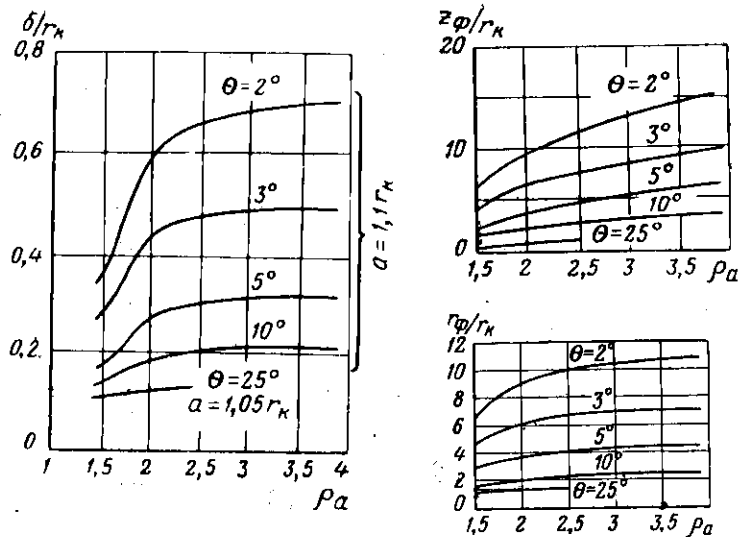


Рис. 6.8. Зависимости геометрических размеров электродов упрощенной формы от ρ_a .
Обозначения см. на рис. 6.7. При моделировании принято, что $r_a = 1,1r_k/\rho_a$.

задает дополнительный наклон к оси начальных участков крайних траекторий электронов.

§ 6.3. РАССЕЙВАЮЩЕЕ ДЕЙСТВИЕ АНОДНОЙ ЛИНЗЫ. КОНТУР ПУЧКА В ЗААНОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Отверстие в аноде, через которое пучок проходит в пролетный канал, является сильной рассеивающей линзой, так что если крайняя электронная траектория подходит к аноду под углом Θ , то из анода пушки она выйдет под углом γ_a , меньшим, чем Θ (рис. 6.4).

Преломляющее действие анодной линзы удобно характеризовать отношением

$$n = \frac{\sin \gamma_a}{\sin \Theta},$$

которое будем называть коэффициентом преломления траектории в анодной линзе. Для его вычисления применим формулу тонкой рассеивающей линзы, связываю-

щую фокусное расстояние F с расстояниями от плоскости линзы до плоскости предмета L_1 и плоскости изображения L_2 :

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{L_2} - \frac{1}{L_1}.$$

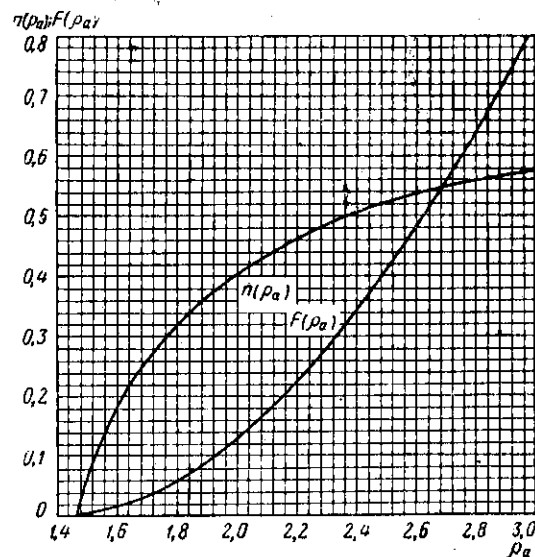


Рис. 6.9. Зависимость коэффициента преломления траектории в анодном отверстии пушки сферического типа n и вспомогательной функции F от ρ_a .

$\rho_a \equiv \frac{R_k}{R_a}$ — отношение радиусов кривизны катодной и анодной поверхностей исходного сферического диода.

Из рис. 6.4 видно, что точка O является изображением точки O_1 . В параксиальном приближении $L_2 \approx R_a$. Поэтому

$$\frac{\sin \gamma_a}{\sin \Theta} = \frac{L_2}{L_1} = 1 - \frac{L_2}{F} \approx 1 - \frac{R_a}{F}.$$

Фокусное расстояние F найдем по формуле параксиальной электронной оптики (5.5), дифференцируя (6.2)

по R и полагая, что в заанодном пространстве продольное поле равно нулю. С учетом знаков получим

$$\frac{\sin \gamma_a}{\sin \theta} = n(\rho_a) = 1 - \frac{\rho_a}{4[-\alpha(\rho_a)]^{1/3}} \left[\frac{d(-\alpha)^{4/3}}{d\rho} \right]_{\rho=\rho_a} \quad (6.4)$$

Таким образом, коэффициент преломления не зависит ни от тока, ни от напряжения, а определяется только отношением радиусов кривизны катодной и анодной поверхностей исходного сферического диода [ср. с (5.9) и (5.9')].

График $n = n(\rho_a)$, приведенный на рис. 6.9, показывает, что при $\rho_a \approx 1,45$ коэффициент преломления обращается в нуль. Это означает, что при любых углах подхода θ электрон выходит из анода параллельно оси, линза очень сильная. При увеличении ρ_a сила линзы падает. Например, при $\rho_a = 1,8$ $n(1,8) \approx 0,32$, и если $\theta = 11^\circ$ ($\sin 11^\circ \approx 0,2$), то $\sin \gamma_a = 0,2 \cdot 0,32 = 0,064$, $\gamma_a = 3^\circ 40'$.

Расчет диодной части пушки сферического типа обычно сводится к отысканию ρ_a и θ .

Существенно отметить, что параметры пушки U , I и γ_a однозначно определяют ρ_a . Действительно, из формулы (6.3) с учетом равенства $1 - \cos \theta = 2 \sin^2 \frac{\theta}{2}$ можно получить выражение

$$P_\mu = 14,68 \frac{2 \sin^2 \frac{\theta}{2}}{[-\alpha(\rho_a)]^2}.$$

В паракиальном приближении $\sin(\theta/2) \approx \theta/2$ и $\theta \approx \gamma_a/n$. Поэтому предыдущее выражение можно преобразовать к следующей формуле:

$$7,34 \frac{(\gamma_a)^2}{P_\mu} = [-\alpha(\rho_a)]^2 [n(\rho_a)]^2 = F(\rho_a). \quad (6.5)$$

График вспомогательной функции $F(\rho_a)$, приведенный на рис. 6.9, позволяет найти ρ_a .

Контур пучка в заанодном пространстве вычислим в предположении, что потенциал в трубе дрейфа постоянен. Подставив в уравнение (2.24) ток I из (6.3), имеем

$$\frac{d^2 r}{dz^2} - \frac{2}{9} \frac{1 - \cos \theta}{[-\alpha(\rho_a)]^2} \cdot \frac{1}{r} = 0.$$

В паракиальном приближении $1 - \cos \theta \approx \frac{1}{2} \left(\frac{r_k}{R_k} \right)^2$.

Если ввести замену переменных

$$R = \frac{r}{r_k} \quad \text{и} \quad Z = \frac{z}{R_k},$$

то получим

$$\frac{d^2 R}{dZ^2} - \frac{1}{9[-\alpha(\rho_a)]^2} \frac{1}{R} = 0. \quad (6.6)$$

Уравнение (6.6) является уравнением типа (2.26) или (2.30), коэффициент которого зависит только от ρ_a . Пу-

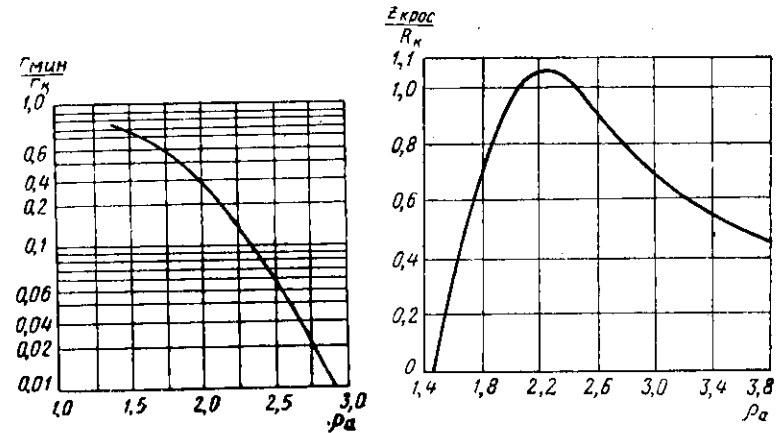


Рис. 6.10. Зависимость отношения радиуса пучка в кроссовере к радиусу катода $r_{\text{мин}}/r_k$ от отношения радиусов кривизны катодной и анодной поверхностей ρ_a . (Пушка сферического типа.)

Рис. 6.11. Зависимость расстояния от анода до кроссовера (в единицах R_k) от отношения радиусов кривизны катодной и анодной поверхностей ρ_a . (Пушка сферического типа.)

чок будет иметь кроссовер. Обозначим радиус пучка в кроссовере $r_{\text{мин}}$, а расстояние от плоскости анода до плоскости кроссовера $z_{\text{кросс}}$ (см. рис. 6.4). Графики зависимостей $r_{\text{мин}}/r_k$ и $z_{\text{кросс}}/R_k$, полученные решением уравнения (6.6) [1.1], представлены на рис. 6.10 и 6.11 соответственно.

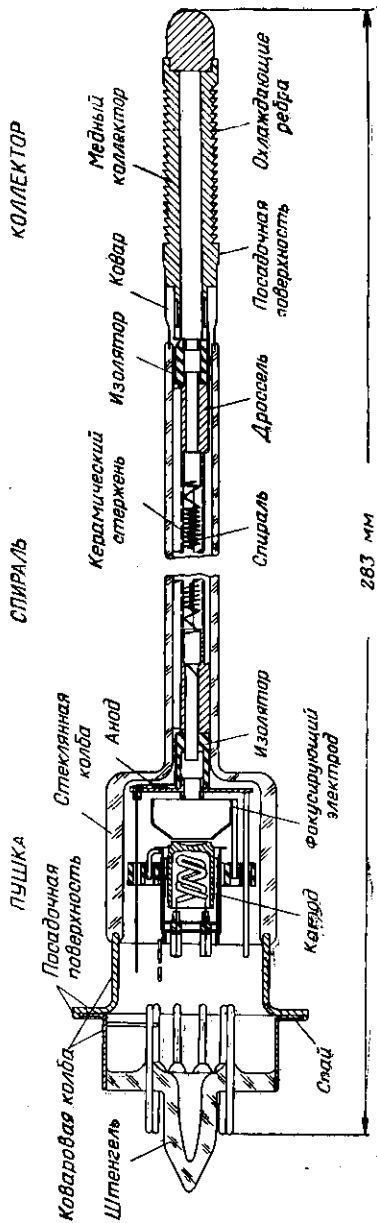


Рис. 6.12. Конструкция ЛТВВ средней мощности с пушкой сферического типа [6.12].

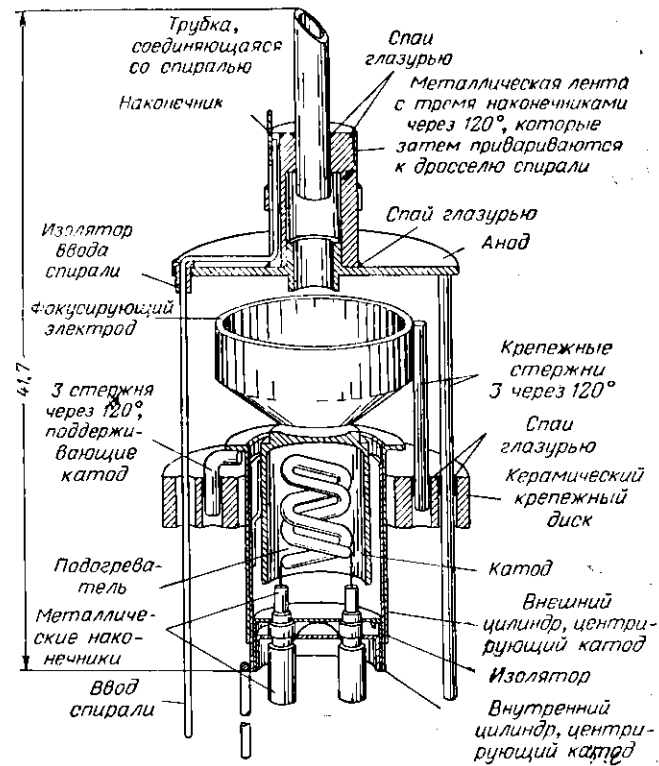


Рис. 6.13. Конструкция электронной пушки сферического типа со сходящимся потоком.

Из рис. 6.10 следует, что с ростом ρ_a отношение $r_{\text{мин}}/r_k$ очень резко убывает, а величина $M = \left(\frac{r_k}{r_{\text{мин}}}\right)^2$, являющаяся компрессией потока по плотности (по площади) очень резко возрастает. Например, при $\rho_a = 2$ компрессия $M \approx 12$, при $\rho_a = 2,5$ имеем $M \approx 280$, а при $\rho_a = 3$ расчет дает $M > 10^4$. Такую большую компрессию на практике получить не удастся. Этому будут препятствовать, в частности, тепловые начальные скорости электронов (см. гл. 10).

Из рис. 6.11 следует, что с ростом ρ_a расстояние до кроссовера сначала увеличивается, а затем уменьшается. При малых ρ_a оно составляет доли R_k так как линза

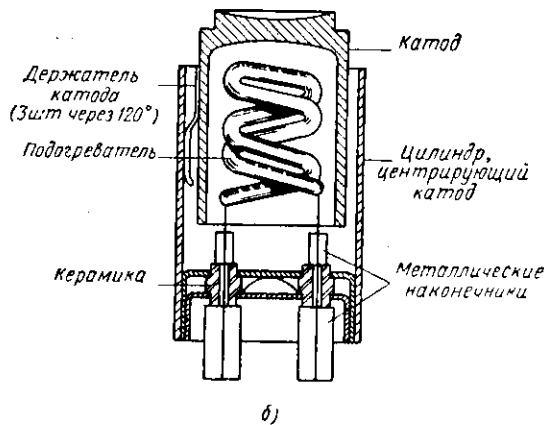
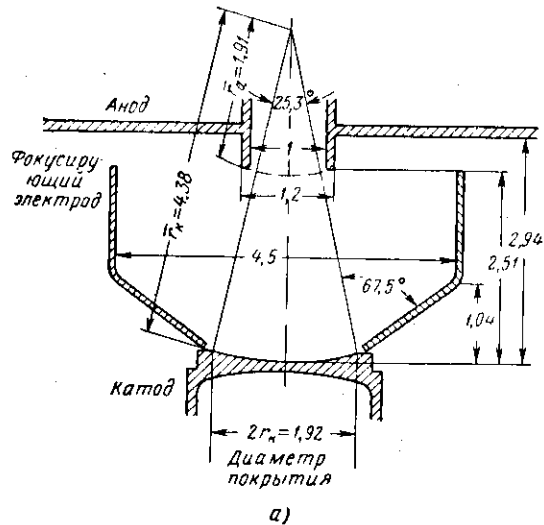


Рис. 6.14. Основные размеры электродов пушки рис. 6.13 (а) и конструкция катодного узла (б).

очень сильная и начальный угол наклона невелик. При больших ρ_a , например, больших Z , линза слабая, начальная сходимость потока значительная и его радиус быстро принимает малые значения. При $\rho_a = 2,25$ пушка получается

наиболее длиннофокусной. При этом $Z_{\text{крос}} \approx 1,05 R_k$. Пушка с $\rho_a = 2,25$ получила название „пушки оптимальной конструкции“.

На рис. 6.12—6.14 представлен пример практической конструкции пушки сферического типа для ЛБВ [6.12].

§ 6.4. ПУШКА ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ТИПА, ФОРМИРУЮЩАЯ СХОДЯЩИЙСЯ ЛЕНТОЧНЫЙ ПОТОК

Пушка цилиндрического типа образована из части цилиндрического диода с наружным катодом и внутренним анодом (рис. 6.15). Электронный поток в пушке между катодом и анодом имеет клинообразную форму. Расчет формы фокусирующего электрода и анода приведен в работах [6.7—6.9].

Основные соотношения для пушки цилиндрического типа аналогичны соотношениям для пушки сферического типа. Поэтому приведем их без вывода. Из закона «трех вторых» для цилиндрического диода [6.10, 5.2] можно получить формулу

$$I_0 = \frac{8}{9} \pi \epsilon_0 V \sqrt{2\eta} \frac{U_a^{3/2}}{R_k} \frac{\rho_a}{\beta^2(\rho_a)} \left(\frac{\theta}{\pi} \right). \quad (6.7)$$

Здесь I_0 — ток на единицу ширины потока (см. гл. 2); $\beta^2(\rho_a)$ — табулированная функция Лэнгмюра. Размеры представлены на рис. 6.16. Остальные обозначения такие же, как для пушки сферического типа.

Распределение потенциала по радиусу выражается формулой

$$U(R) = U_a \left[\frac{\rho_a}{\rho} \frac{\beta^2(\rho)}{\beta^2(\rho_a)} \right]^{2/3}. \quad (6.8)$$

Коэффициент преломления траектории в анодной линзе, образованной отверстием в виде щели, имеет вид:

$$n(\rho_a) = \frac{\sin \gamma_a}{\sin \theta} = \frac{4}{3} - \frac{\rho_a}{3\beta^2(\rho_a)} \left[\frac{d\beta^2}{d\rho} \right]_{\rho=\rho_a}^{2/3}. \quad (6.9)$$

График зависимости $n(\rho_a)$ представлен на рис. 6.17. Из формулы (6.9) следует, что при $\rho_a < 1,9$ коэффициент $n < 0$, т. е. углы θ и γ_a будут иметь разные знаки. При $\rho_a > 1,9$ поток выходит из анода сходящимся.

Контур пучка в заанодном пространстве получим решением уравнения (2.12) с подстановкой (6.7) и преобразованиями, учитывающими условия параксиальности:

$$\frac{x(z)}{x_k} = \frac{1}{\rho_a} - n(\rho_a) \left(\frac{z}{R_k} \right) + \frac{1}{9} \frac{\rho_a}{\beta^2(\rho_a)} \left(\frac{z}{R_k} \right)^2. \quad (6.10)$$

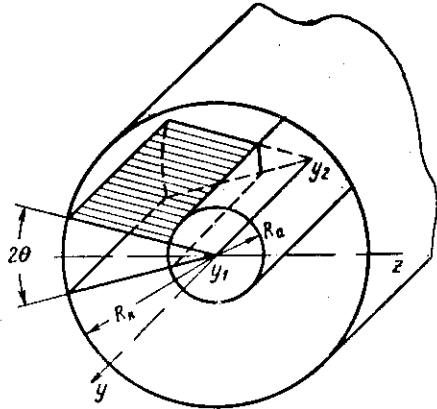


Рис. 6.15. Схематическое изображение части цилиндрического диода, служащей для создания пушки цилиндрического типа, формирующей клинообразный сходящийся поток:

R_k — радиус кривизны катодной поверхности;
 R_a — радиус кривизны анодной поверхности;
 θ — угол сходимости; $y_2 - y_1$ — ширина клинообразного потока.

Расстояние от плоскости анода до плоскости кроссовера $z_{крос}$ с увеличением ρ_a растет от нуля при $\rho_a \approx 1,9$ до максимальной величины при $\rho_a = 2,84$. При этом $\max z_{крос} = 1,7R_k$.

Коэффициент M компрессии потока по площади и по толщине в случае ленточного потока совпадает. В случае ленточных пучков получить большую компрессию значительно сложнее, чем в аксиально-симметричном случае. Вычисления показывают, что

$$M = \frac{x_k}{x_{мин}} = \frac{\rho_a}{1 - \frac{9}{4} n^2(\rho_a) \beta^2(\rho_a)}. \quad (6.11)$$

График $M(\rho_a)$, представленный на рис. 6.17, показывает, что при $\rho_a \approx 1,9$ величина $M = 1,9$ (так как $n = 0$). С ростом ρ_a компрессия очень резко возрастает. Например, при $\rho_a = 2,7$ она равна 10, при $\rho_a \rightarrow 2,84$ величина $M \rightarrow \infty$. Это соответствует случаю, когда наступает пересечение траекторий пучка (см. гл. 2). Практически, ко-

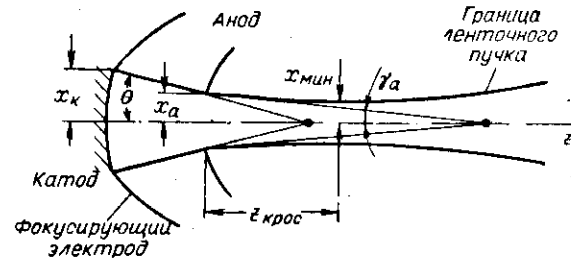


Рис. 6.16. Характерные размеры пушки и клинообразного потока электронов, который в заанодном пространстве может быть превращен в ленточный поток:

x_k — полутолщина катода; x_a — полутолщина потока в плоскости анода; $x_{мин}$ — полутолщина потока в кроссовере; θ — угол сходимости потока в пушке; γ_a — угол выхода крайнего электрона из анодного отверстия; $z_{крос}$ — расстояние от плоскости анода до плоскости кроссовера.

нечно, получить очень тонкий ленточный поток невозможно, так как этому будут препятствовать тепловые скорости, абберрации электронных линз, невозможность изготовления электродов совершенной геометрической формы и т. п.

Соотношение, аналогичное (6.5) для пушки цилиндрического типа, имеет вид

$$F_1(\rho_a) = 4,67 \cdot 10^{-6} \frac{U_a^{3/2}}{I_0} \cdot \frac{\gamma_a^2}{x_a} = n^2(\rho_a) \beta^2(\rho_a). \quad (6.12)$$

График вспомогательной функции $F_1(\rho_a)$ приведен на рис. 6.17.

У пушки цилиндрического типа необходимо иметь две пары фокусирующих электродов. Для придания потоку нужного угла сходимости применяется пара основных электродов, о которых упоминалось в начале параграфа. Для предотвращения расширения пучка «по ширине», т. е. за пределы плоскостей y_1 и y_2 (рис. 6.15),

необходимо применить еще одну пару электродов (рис. 6.18), которые можно назвать «боковыми» [6.11]. Эти электроды должны создавать вдоль несходящихся краев потока такое же распределение потенциала, что и основные электроды вдоль сходящегося потока.

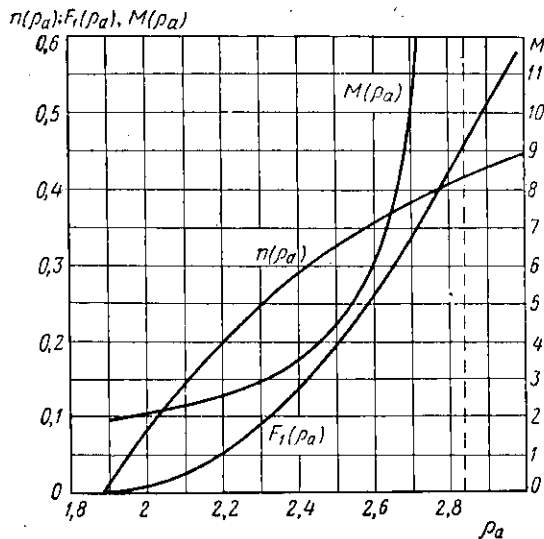


Рис. 6.17. Зависимости от отношения радиусов кривизны катодной и анодной поверхностей ρ_a основных величин, характеризующих пушку цилиндрического типа: коэффициента преломления траектории в анодной линзе $n = \frac{\sin \gamma_a}{\sin \theta}$, вспомогательной функции, применяемой для определения ρ_a по параметрам пучка в заанодном пространстве $F_1(\rho_a)$ и коэффициента компрессии $M = \frac{x_k}{x_{мин}}$.

Форму электродов проще всего найти моделированием в электролитической ванне. При этом для отыскания формы основных фокусирующих электродов дно ванны должно располагаться параллельно уровню воды, а для отыскания формы боковых электродов дно ванны должно быть наклонено под небольшим углом таким образом, чтобы линия берега в ванне совпадала с осью исходного цилиндрического диода.

В том случае, когда обе пары фокусирующих электродов должны иметь один потенциал, все они могут быть единой деталью сложной формы.

Дополнительные сведения о пушках цилиндрического типа можно найти в литературе гл. 14.

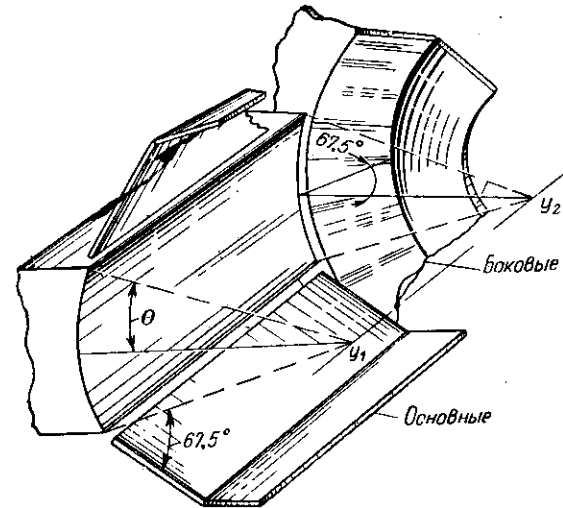


Рис. 6.18. Основные и боковые [6.11], фокусирующие электроды пушки цилиндрического типа, формирующей поток конечной ширины.

Недостатками пушек со сходящимся потоком являются сложность расчета, моделирования и конструкции, а также большие, чем у пушек с параллельным потоком, поперечные размеры пушки.

Схема расчета электронной пушки со сходящимся потоком, которая обсуждается далее, в гл. 8, позволяет проектировать пушки для довольно широкого класса приборов с умеренным первеансом. Вместе с тем надо отметить, что изложенная в данной главе параксиальная теория не учитывает ряда существенных факторов: влияния начальных тепловых скоростей электронов, схождения первеанса за счет прогиба эквипотенциалей в анодное отверстие при больших углах θ , появления aberrаций анодной линзы. Поэтому мы вернемся к обсуждению пушек со сходящимся потоком в гл. 12.

ГЛАВА 7

КОНФИГУРАЦИИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ РЕАЛЬНЫХ СИСТЕМ ФОРМИРОВАНИЯ

Для более детального рассмотрения условий формирования электронного потока необходимо знать конфигурацию магнитного поля. Фокусирующее магнитное поле может быть создано соленоидом, электромагнитом или постоянным магнитом. Картины магнитных полей в реальных системах, содержащих помимо источника поля специальные экраны из железа или мягкой стали, подчас бывают весьма сложными. Достаточно точному и простому расчету поддается лишь небольшое число фокусирующих систем, например соленоид с однородной намоткой или постоянный магнит простой формы. При разработке же большинства систем широко используются экспериментальные методы, основанные на измерениях магнитных полей [7.1].

В этой главе излагаются сведения о конфигурациях магнитных полей систем формирования электронных потоков, необходимые для понимания физики процессов и расчетов пучков. Элементы расчета и конструктивные особенности соленоидов, а также некоторые сведения о постоянных магнитах, электромагнитах и экранах, приведены в Дополнении.

В дальнейшем изложении зависимость продольной компоненты индукции магнитного поля на оси B_z от продольной координаты z условимся для краткости называть B -кривой.

§ 7.1. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СПЛОШНОГО И СЕКЦИОНИРОВАННОГО СОЛЕНОИДОВ

По формуле (Д.4) Дополнения можно вычислить распределение магнитного поля на оси соленоида со

сплошной намоткой. На рис. 7.1 представлены B -кривые трех соленоидов, отличающихся длиной обмотки.

Видно, что у соленоида с достаточно большим отношением длины к наружному диаметру имеется значительный по длине участок поля, мало отличающийся от однородного. К краям соленоида поле спадает. Участок

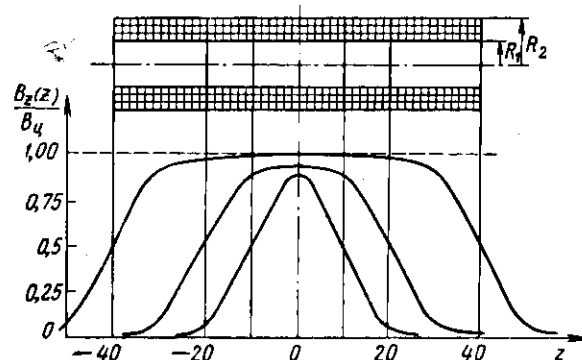


Рис. 7.1. Распределение продольной компоненты магнитного поля на оси соленоидов различной длины.

Наружный и внутренний радиусы обмотки всех трех соленоидов одинаковы и равны соответственно 5 и 10 условных единиц. Длина обмотки соленоидов: 80, 40 и 20 тех же единиц.

$B_{ц}$ — поле в центре достаточно длинного соленоида с теми же радиусами обмотки.

спада магнитного поля имеет протяженность по оси z порядка наружного диаметра соленоида. В точках, соответствующих торцам соленоида, магнитное поле уменьшается примерно наполовину.

У соленоида с небольшим отношением длины к наружному диаметру зона с примерно однородным полем имеет небольшую протяженность, а в случае очень короткого соленоида (катушки) говорить об однородном поле не приходится: B -кривая имеет колоколообразную форму с пологими краями.

Реальные соленоиды зачастую имеют не сплошную намотку, а состоят из набора отдельных катушек. Например, для фокусировки пучка в ЛБВ с волноводным входом и выходом энергии применяется соленоид, состоящий из центральной части и двух боковых катушек (рис. 7.2). Магнитное поле на оси такого секционированного соленоида является суперпозицией полей, соз-

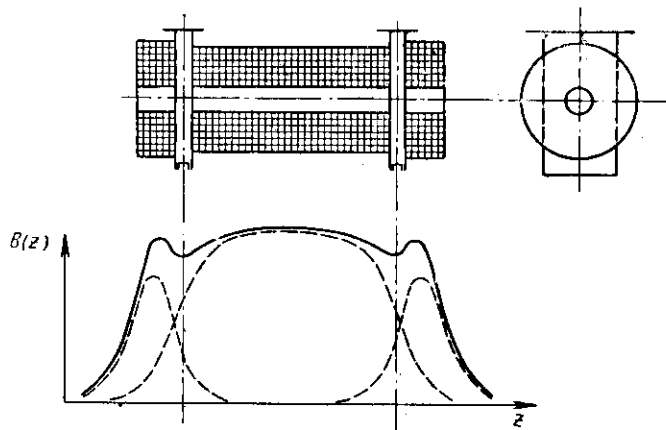


Рис. 7.2. B -кривая секционированного соленоида, состоящего из трех катушек. Разрывы обмотки, необходимые для размещения входного и выходного волноводов арматуры ЛБВ, создают «провалы» B -кривой.

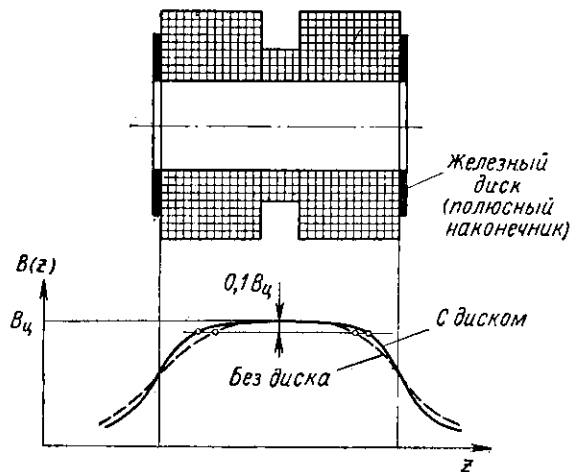
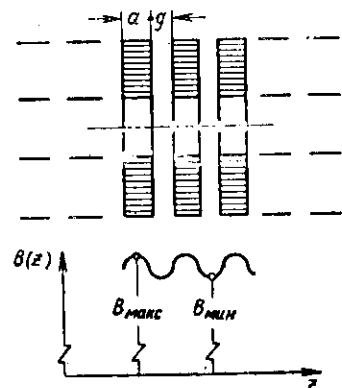


Рис. 7.3. B -кривая секционированного соленоида с полюсными наконечниками.

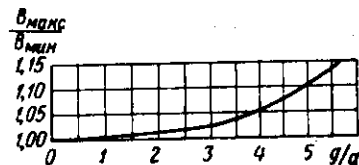
Подбор числа ампервитков по длине обмотки позволяет получить более однородное магнитное поле. Применение расположенных по краям железных «полюсных наконечников» (на данном рисунке имеющих вид простых дисков) уменьшает поля рассеяния и удлиняет участок с примерно однородным магнитным полем.

данных всеми катушками. Результирующую B -кривую секционированного соленоида несложно рассчитать путем графического сложения ординат B -кривых отдельных катушек, рассчитанных по формуле (Д.8).

Из рис. 7.2 видно, что в местах разрывов обмотки образуются «провалы» B -кривой. Такие провалы могут резко нарушить фокусировку потока. Поэтому для уменьшения провалов производят подбор размеров обмоток и числа ампервитков в них. Можно, например, в крайних катушках увеличить ток, текущий по их обмоткам, или изготовить их с большим наружным диаметром [7.2].



Для получения магнитного поля с заданной степенью однородности можно пойти также по пути создания соленоидов с неравномерной намоткой, т. е. с определенным законом распределения числа ампервитков вдоль оси соленоида.



Уменьшить спад магнитного поля на краях соленоида и несколько увеличить тем самым длину участка с однородным магнитным полем можно также, помещая снаружи соленоида специальные железные диски с той или иной формой центральной части «полюсного наконечника» (рис. 7.3). Такие наконечники уменьшают поля рассеяния и позволяют создавать более экономичные и компактные соленоиды.

Рис. 7.4. Зависимость B_{\max}/B_{\min} для секционированного соленоида, состоящего из катушек «галетного» типа с $R_2/R_1=2,53$, от относительной величины зазора между катушками g/a (по данным [7.3]).

Часто применяют секционированный соленоид, состоящий из набора дисковых катушек «галетного» типа, разделенных некоторым промежутком. (Зазор между соседними галетами необходим для улучшения отвода тепла из центральных участков катушки, см. Дополни-

ние.) Применение соленоида, состоящего из отдельных галет, в экспериментальных работах упрощает подбор источников питания, так как катушки могут быть соединены в группы с параллельным или последовательным включением.

Небольшой зазор между тонкими катушками (рис. 7.4) нарушает однородность магнитного поля весьма незначительно [7.3]. При фокусировке больше неприятностей доставляет эксцентриситет катушек и возможные их перекосы по отношению к оси.

§ 7.2. МАГНИТНЫЕ ЭКРАНЫ ДЛЯ ПУШЕК И КОЛЛЕКТОРОВ. В-КРИВЫЕ И ХОД СИЛОВЫХ ЛИНИЙ В СИСТЕМАХ С ЭКРАНАМИ

Для фокусировки пучка минимальным магнитным полем (поток Бриллюэна) необходимо, чтобы на катоде пушки магнитное поле равнялось нулю. У реальных же соленоидов, как отмечалось, вблизи их концов имеются довольно протяженные участки убывающего (неоднородного) магнитного поля. Поэтому для резкого ослабления поля в области пушки и укорочения участка неоднородного магнитного поля применяют специальные *магнитные экраны*, имеющие вид полых цилиндров, дисков с отверстиями, стаканов с отверстиями в торце и т. п., изготовленные из магнитомягких материалов. Некоторые сведения об экранах и их магнитных полях приведены в [7.4—7.7].

Аналогичное требование дополнительной экранировки предъявляется также к области коллектора.

Рассчитать магнитное поле, созданное соленоидом с экраном, в большинстве случаев не удастся из-за сложной конфигурации последнего и нелинейности магнитной проницаемости магнитомягких материалов. Поэтому рассмотрим основные свойства экранов для пушек* на типичных примерах В-кривых, снятых экспериментально.

На рис. 7.5 представлены В-кривые фокусирующей системы, состоящей из соленоида и железного экрана в виде отрезка трубы. Из рассмотрения графиков сле-

* Качественно характеристики коллекторных экранов не отличаются от пушечных.

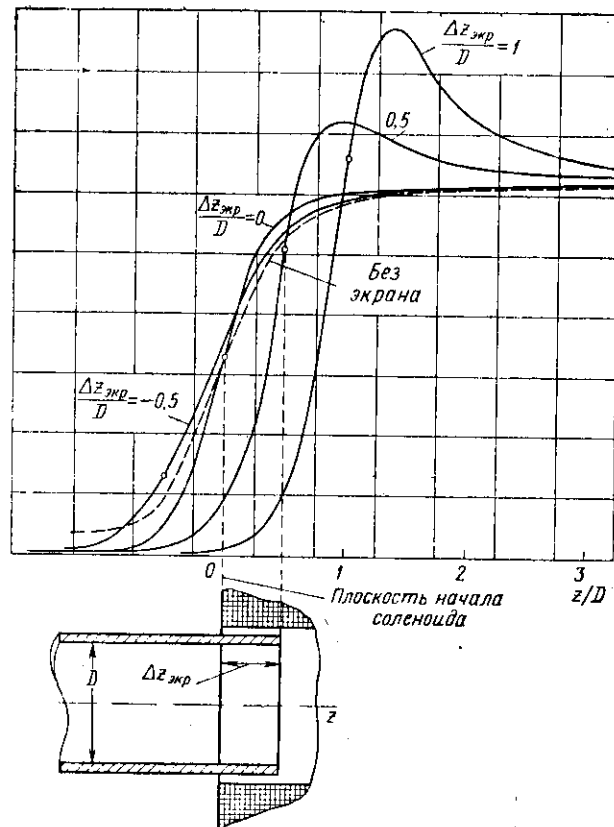


Рис. 7.5. Типичные В-кривые фокусирующей системы, состоящей из соленоида и железного экрана в виде отрезка трубы. Кривые отличаются положением экрана относительно торца соленоида. Толщина стенки экрана достаточна для того, чтобы материал экрана был далек от магнитного насыщения. Наружный диаметр экрана ненамного меньше внутреннего диаметра обмотки соленоида. Пунктиром указана В-кривая соленоида без экрана.

дует, что внутри экрана на расстоянии одного диаметра от торца значение индукции магнитного поля на оси составляет около 2—3% от значения в области однородного магнитного поля, а на расстоянии полутора диаметров — доли процента. Таким образом, экран даже простейшей формы позволяет получить резкое снижение магнитного поля.

Перед экраном наблюдается характерный «всплеск» или максимум на B -кривой. Расстояние от наружного торца экрана до максимума меняется примерно от одного до полутора радиусов отверстия в экране. Значение поля в этом максимуме существенно зависит от положения экрана относительно соленоида. Если экран сильно вдвинут в соленоид, то значение поля в максимуме может превысить среднее значение на 30—40%. Если экран из соленоида выдвигать, то вместе с экраном отодвигается как фронт нарастания поля, так и положение максимума на B -кривой, а значение поля в максимуме снижается. При некотором положении экрана, когда «всплеск» поля перед экраном компенсирует естественное снижение магнитного поля на краю соленоида, B -кривая получается с почти прямолинейной или слабо пологой вершиной, причем участок с полем, близким к однородному, удлиняется примерно на два наружных диаметра экрана. Такой случай B -кривой наиболее благоприятен для расчета системы формирования.

Иногда конструкция экрана такова, что получить благоприятную П-образную форму кривой распределения магнитного поля не удастся. Это наблюдается, в частности, в том случае, когда наружный диаметр экрана значительно меньше внутреннего диаметра обмотки соленоида.

Крутизна нарастания магнитного поля вблизи отверстия в экране определяется в основном диаметром этого отверстия (рис. 7.6). Нарастание магнитного поля от $0,1 B_{\max}$ до $0,9 B_{\max}$ происходит на участке оси z , равном примерно $0,8 D_0$, где D_0 — диаметр отверстия в торце экрана. Следовательно, для создания крутой B -кривой следует брать экран, в торце которого сделано отверстие возможно меньшего диаметра. Общая протяженность участка с неоднородным (нарастающим) полем составляет около 2—2,5 диаметров отверстия в торце экрана.

Из графиков рис. 7.5 и 7.6 можно определить, что созданное экраном возмущение внешнего магнитного поля обнаруживается на довольно значительном расстоянии от него — порядка двух наружных диаметров.

Влияние на B -кривую длины экрана иллюстрируется рис. 7.7. «Всплеск» поля наблюдается также и у заднего конца экрана. Если экран короткий, то магнитное поле

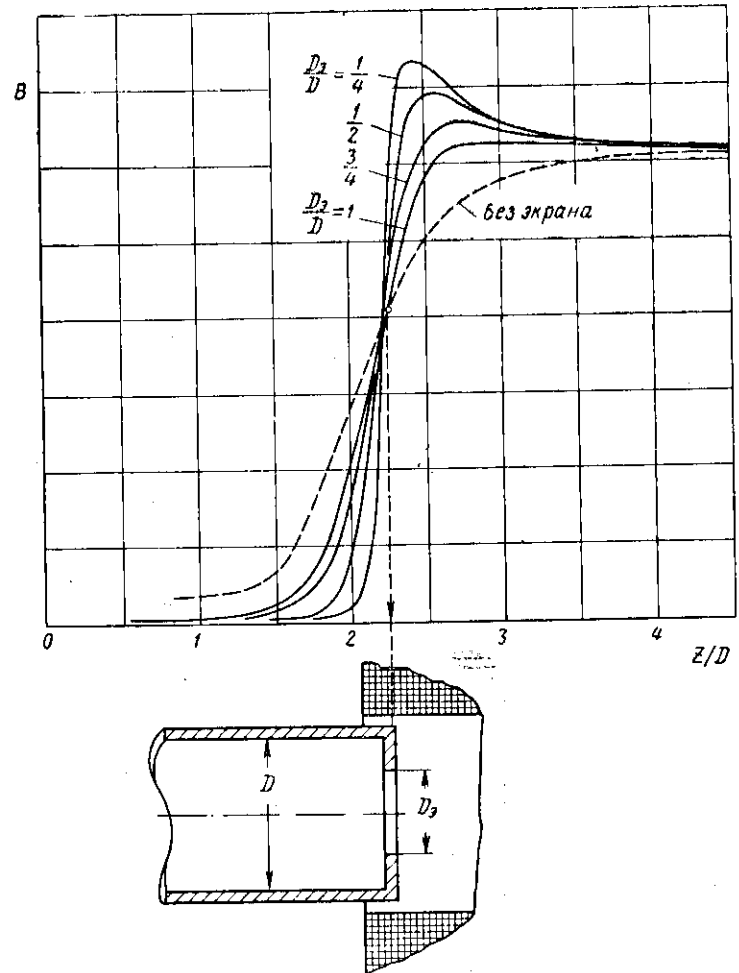


Рис. 7.6. B -кривые экранов с различными диаметрами отверстий в торце.

Чем меньше отверстие в торце экрана, тем резче нарастает магнитное поле. D — внутренний диаметр экрана; D_0 — диаметр отверстия в торце экрана.

проникает в зону экранировки с заднего конца. Поэтому практически длина экрана должна быть не менее двух его диаметров.

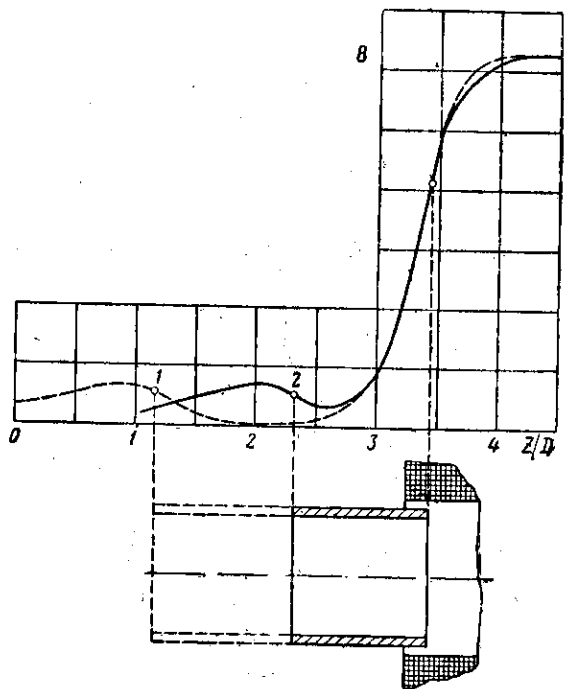


Рис. 7.7. *B*-кривые экранов разной длины.

Чтобы получить хорошую экранировку, длина экрана в виде отрезка трубы должна быть не менее двух ее диаметров.
1 — длинный экран; 2 — короткий экран.

Отметим одно существенное свойство *B*-кривых. Из магнитостатики известно, что циркуляция поля *H* по замкнутому контуру *C* численно равна силе тока, охватываемого этим контуром:

$$\oint_C H_i dl = I.$$

Для нашего случая это равенство можно записать

в виде циркуляции по окружности сколь угодно большого радиуса, т. е. вдоль оси

$$\int_{-\infty}^{\infty} B_z dz = \text{const.} \quad (7.1)$$

Графически этот интеграл представляет собой площадь под *B*-кривой. Следовательно, при деформациях исход-

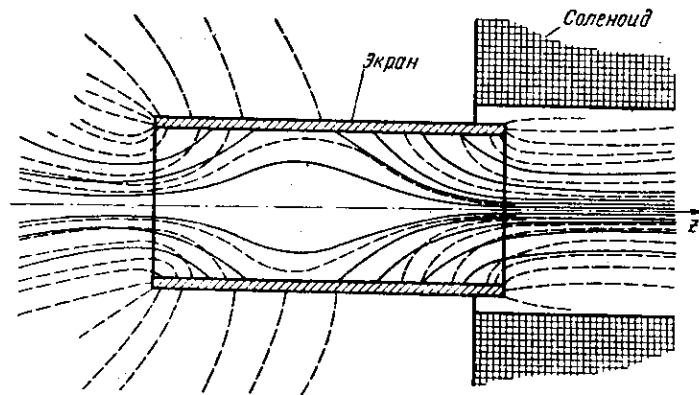


Рис. 7.8. Ход силовых линий магнитного поля, вычисленный по формуле (7.2) (сплошные линии) и полученный при помощи железных опилок (пунктир).

Вычисления проведены для случая кривой 1 рис. 7.7.

ной, созданной соленоидом *B*-кривой, вызванных перемещениями экранов или вариациями их формы, остается неизменной площадь, ограниченная *B*-кривой и осью *z*.

Ход силовых линий в области неоднородного магнитного поля можно вычислить, если известна *B*-кривая. Выделим мысленно трубку тока, имеющую в выбранном поперечном сечении z_0 вид круга радиуса $r(z_0)$. Через этот круг проходит поток магнитной индукции $\pi [r(z_0)]^2 \times B(z_0)$. В некоторой другой плоскости с координатой z и индукцией $B(z)$ этот же поток будет проходить через круг с радиусом $r(z)$. Из условия сохранения потока в параксиальном приближении найдем, что

$$\frac{r(z)}{r(z_0)} = \sqrt{\frac{B(z_0)}{B(z)}}. \quad (7.2)$$

Беря различные $r(z_0)$, можно быстро построить ход силовых линий.

На рис. 7.8 представлен пример хода силовых линий магнитного поля в системе с экраном. На рисунке ясно видно, как силовые линии сначала «втягиваются» в стенки экрана, а затем выходят из них. Вблизи оси ход силовых линий, полученный расчетным путем и при помо-

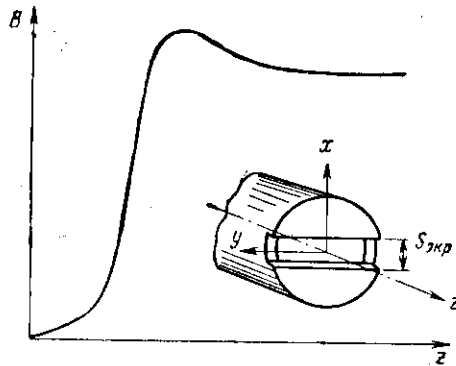


Рис. 7.9. Экран с прямоугольной щелью в торце, приспособленный для получения двумерного магнитного поля.

щи железных опилок, хорошо совпадает. Вблизи стенки экрана, где параксиальная теория уже «не работает», наблюдаются существенные различия: действительные силовые линии расходятся более круто, чем дает приближенное вычисление.

Экраны для пушек *цилиндрического* типа, формирующих ленточные потоки, должны обеспечивать получение *двумерного* магнитного поля во всей области, занятой потоком. Наиболее просто оно может быть создано цилиндрическим экраном, в торце которого имеется щель или прямоугольное отверстие (рис. 7.9). Если в экране с круглым отверстием силовые линии расходятся к стенкам равномерно по всем радиусам и создают аксиально-симметричное поле, то в экране с прямоугольным отверстием силовые линии, подходя к торцу, расходятся в основном на две стороны симметрично относительно средней плоскости, чем и создается двумерное неоднородное магнитное поле. Заметные отступления от него наблюдаются лишь на краях щели в торце экрана, на расстоя-

ниях от боковых сторон щели порядка ширины ее $S_{\text{экp}}$. Качественно характер *B*-кривых экранов со щелью в торце такой же, как и экранов с круглым отверстием.

§ 7.3. МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ ФОКУСИРУЮЩИХ СИСТЕМ С ПОСТОЯННЫМИ МАГНИТАМИ

Фокусировка пучков значительной части приборов типа *O*, особенно гетеродинных ЛОВ, усилительных клистронов и ЛБВ средней мощности, осуществляется при помощи постоянных магнитов [7.8]. По сравнению с соленоидами они обладают двумя основными преимуществами: во-первых, они не потребляют энергии, а во-вторых, имеют высокую надежность. Недостатком постоянных магнитов является большой вес, особенно для систем с длинным электронным потоком. Наличие поперечных компонент поля (искривление магнитной оси) осложняет применение магнитов, так как требуются специальные меры для выравнивания поля [7.9].

Рассмотрим картину силовых линий магнитного поля, созданного постоянным магнитом подковообразной формы (рис. 7.10,а). При перемещении точки наблюдения вдоль линии z_1z вектор поля сначала будет направлен справа налево, затем в зазоре между полюсными наконечниками — слева направо, а после прохождения второго полюсного наконечника — снова справа налево. Таким образом, знак поля изменится дважды. На рис. 7.10,б представлена соответствующая *B*-кривая. Площадь между этой кривой и осью z будем считать положительной в зазоре между полюсами и отрицательной снаружи полюсных наконечников. Как следует из равенства (7.1) при $I=0$, сумма положительной и отрицательных площадей должна равняться нулю.

Практически одиночный подковообразный магнит не употребляется, так как у него всегда имеется асимметрия поля, препятствующая хорошей фокусировке. Применяют симметричные системы со сдвоенным, счетверенным магнитом или с замкнутым магнитом трубчатой или бочкообразной формы (рис. 7.11).

Рассмотрим влияние длины магнита на форму *B*-кривой. На рис. 7.12 представлены схематически *B*-кривые трех магнитов с отверстиями в полюсных наконечниках, отличающихся расстоянием между полюсами. При близ-

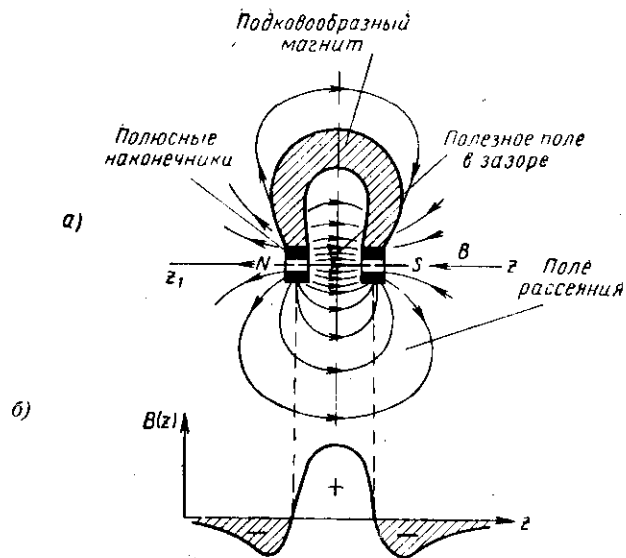


Рис. 7.10. Схема силовых линий подковообразного магнита и распределение магнитного поля вдоль линии z_1z .

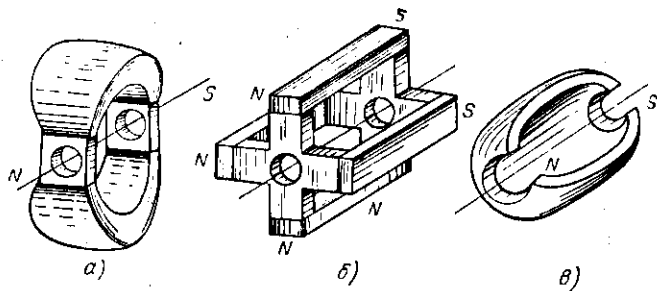


Рис. 7.11. Форма постоянных магнитов, применяемых для фокусировки пучков:

а — двоянный подковообразный магнит; *б* — четверенная система с постоянными магнитами в виде брусков; *в* — бочкообразный магнит.

ком расположении полюсов поле в зазоре неоднородно. При некоторой оптимальной длине магнита B -кривая имеет плоскую вершину, наиболее благоприятную с точки зрения фокусировки. При слишком большом расстоя-

нии между концами магнита B -кривая в центре имеет провал.

Чтобы обеспечить равномерное поле на большой длине, необходимо увеличивать площадь поперечного сечения магнита и длину магнитной цепи, т. е. делать магнит более вогнутым. Это влечет за собой сильное увели-

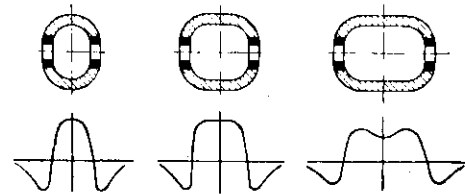


Рис. 7.12. Влияние длины постоянного магнита на форму B -кривой.

чение веса магнита, так как вес пропорционален кубу линейных размеров.

Так же, как и в случае соленоида, при создании фокусирующей системы с постоянными магнитами очень существенное влияние на B -кривую оказывают полюсные наконечники, экраны и другие детали из магнитных материалов, расположенные вблизи магнита.

ГЛАВА 8

ЭЛЕКТРОННЫЙ ПОТОК В ОБЛАСТИ НЕОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ (ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ) МЕЖДУ ПУШКОЙ И РЕГУЛЯРНОЙ ЧАСТЬЮ ФОКУСИРУЮЩЕЙ СИСТЕМЫ

Условия, необходимые для получения электронного потока без пульсаций (гл. 3 и 4), обеспечиваются совокупным действием электрических и магнитных сил как в области пушки, так и на участке неоднородного магнитного поля. От того, насколько хорошо решена задача «согласования» пучка с магнитным полем, в значительной степени зависит успех разработки всей системы формирования. Поэтому определение контура пучка в переходной области должно быть центральным моментом в ее расчете. К сожалению, из-за сложности проблемы работ по расчету переходной области между пушкой и однородным полем опубликовано сравнительно немного [8.1—8.6].

§ 8.1. ЗАДАЧА О «СОГЛАСОВАНИИ» ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ И ПУТИ ЕЕ РЕШЕНИЯ

Можно представить следующие идеализированные условия ввода потока в однородное магнитное поле. Пусть в некоторой плоскости z^* (рис. 8.1), где располагается кроссовер, магнитное поле скачком нарастает от нуля до бриллюэновского значения. Это означает, что длина переходной области сколь угодно мала. При входе пучка в такое поле радиус его измениться не ус-

леет. Радиальные составляющие скорости будут отсутствовать.

Существующая в переходной области радиальная компонента магнитного поля сообщит электронам вращательный импульс, так что в однородном поле электроны будут иметь азимутальную компоненту скорости, обуславливающую существование фокусирующей магнитной силы. Таким путем в принципе можно было бы реализовать бриллюэновский поток.

Однако осуществить такой случай на практике не удастся.

Во-первых, в реальных системах плоскость кроссовера обычно находится ближе к аноду, чем это следует из приближенных расчетов, а радиус пучка в кроссовере всегда больше расчетного. Эти расхождения вызваны, в частности, тепловыми скоростями и aberrациями электронной линзы в аноде (подробнее см. гл. 10 и 12).

Во-вторых, в реальных системах нарастание магнитного поля происходит хотя и круто, но не скачкообразно. Как мы видели в гл. 7, область неоднородного поля имеет протяженность по оси z порядка 2—2,5 диаметров отверстия в экране. Следовательно, даже если края экрана максимально близко подходят к границе пучка, то с учетом коэффициента заполнения пучком канала нарастание магнитного поля будет происходить на участке, длина которого по оси z будет не менее 5—10 радиусов пучка (практически — значительно больше.) Эта длина уже сравнима с расстоянием, на котором происходят заметные изменения радиуса пучка*.

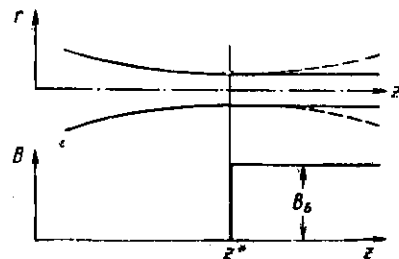


Рис. 8.1. Схема идеального ввода пучка в магнитное поле, когда в плоскости кроссовера поле скачком возрастает до бриллюэновского значения.

* Более того, на практике зачастую стремятся преднамеренно растянуть участок неоднородного магнитного поля, примесив экраны с большими отверстиями, с тем, чтобы, с одной стороны, получить более плавное «согласование», а с другой — как можно раньше подвергнуть пучок действию магнитного поля (см. также гл. 11).

Поэтому для точного решения задачи согласования обязательно следует учитывать постепенное нарастание магнитного поля в переходной области.

Задача «согласования» электронного потока с магнитным полем может быть поставлена и решена несколькими способами.

Рассматривая длину переходной области, можно выделить два характерных случая:

1. Длина участка нарастания поля большая (например, в несколько раз длиннее, чем длина волны пульсаций*), а магнитное поле достаточно сильное [8.5, 8.7]. В этом случае электронные траектории в среднем следуют ходу силовых линий магнитного поля, «навиваясь» на них в виде спиралей с небольшим переменным шагом; влияние пространственного заряда и начальных поперечных скоростей на размер пучка на выходе из переходной области невелико.

2. Длина переходной области сравнима с длиной волны пульсаций в однородном поле, а магнитное поле близко к бриллюэновскому или не во много раз превышает бриллюэновское. В этом случае радиус пучка и угол наклона траектории на выходе из области неоднородного поля могут варьироваться в значительных пределах в зависимости от хода B -кривой и условий ввода пучка в эту область. Ясно, что с практической точки зрения больший интерес будет представлять этот второй случай умеренных магнитных полей.

При решении задачи «согласования» исходным является уравнение типа (4.12), описывающее контур пучка в неоднородном магнитном поле. Его можно использовать дwoяко:

1) считая заданной траекторию крайнего электрона в переходной области, вычислить необходимое для этого распределение магнитного поля [8.4, 8.5];

2) считая заданным магнитное поле, вычислить траекторию крайнего электрона.

По всей видимости, следует отдать предпочтение последнему варианту расчета, так как в настоящее время практически не разработаны методы синтеза приемлемых

* В неоднородном поле понятие длины волны пульсаций становится условным. Под длиной волны следует понимать расстояние между соседними максимумами толщины пучка.

магнитных цепей по заданной B -кривой (см. также § 18.3).

Наконец, с точки зрения направления расчета, можно вести расчет контура как «по течению», так и «против течения» электронного потока, т. е. навстречу истинному движению электронов, так как вид уравнения (4.12) не изменяется, если z заменить на $-z$.

При расчетах «по течению» начальными условиями являются радиус и угол наклона в плоскости анода электронной пушки или на некотором удалении от анода в плоскости, в которой действие магнитного поля еще пренебрежимо мало и которую можно принять за начало переходной области. Результатом расчета являются радиус пучка и угол наклона крайней траектории в плоскости, начиная с которой поле становится однородным. Следовательно, по формулам § 4.4 и графикам § 11.3 можно будет вычислить амплитуду пульсаций пучка.

При расчете «против течения» начальными условиями являются равновесный радиус пучка и равный нулю угол наклона траектории в плоскости, разделяющей область однородного и неоднородного поля. (Такие условия, как мы знаем, обеспечивают отсутствие пульсаций границы потока.) В результате расчета однозначно определяется тот радиус пучка и тот наклон крайней траектории, которые необходимо создать на входе в область неоднородного поля.

Сравним эти два метода расчета («по течению» и «против течения»).

Первый метод предполагает, что уже выбраны какая-то электронная пушка и B -кривая и информирует нас, как будет пульсировать поток, сформированный этой пушкой. Если параметры пушки выбраны неудачно и пучок сильно пульсирует, то потребуются проводить повторные расчеты, варьируя параметры пушки или B -кривую. Таким образом, метод расчета «по течению» пока является пассивным методом, по сути дела лишь регистрирующим, насколько параметры пучка отличаются от требуемых. (Это не противоречит, конечно, тому, что расчетная информация о ходе пучка в реальном магнитном поле чрезвычайно ценна для разработчика прибора.)

Другое положение складывается при расчетах по второму методу («против течения»). Как известно, первенс,

радиус пучка в аноде и угол выхода электронов из анодного отверстия целиком определяют параметры пушки (§ 6.3). Следовательно, пользуясь методом расчета «против течения», в рамках тех приближений, которые заложены в уравнения, мы однозначно производим точный расчет параметров пушки, которая должна обеспечить получение заданного нелульсирующего потока.

§ 8.2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Решение уравнения (4.12) лишь в небольшом числе частных случаев может быть сведено к квадратурам. В конечном счете задача решается численными, в том числе машинными, методами интегрирования.

Для удобства численных расчетов преобразуем уравнение

$$\frac{d^2 r}{dz^2} + \frac{\eta [B(z)]^2}{8U} \left[1 - \left(\frac{B_K}{B(z)} \right)^2 \left(\frac{r_K}{r_0} \right)^4 \right] r - \frac{P}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{2\eta}} \frac{1}{r} = 0, \quad (4.12)$$

вводя следующие обозначения и безразмерные (нормализованные) параметры:

$R = \frac{r}{r_0}$ — безразмерный радиус пучка (r_0 как и ранее
равновесный радиус пучка, в частности, для
бриллюэновского потока $r_0 = a$);

$Z = \frac{z}{l}$ — безразмерная продольная координата;

l — масштабная длина, в единицах которой будет измеряться продольное расстояние;

$b(Z) = \frac{B(z/l)}{B}$ — безразмерное магнитное поле или нормализованная B -кривая;

B — индукция однородного („рабочего“) магнитного поля. В частности, для бриллюэновского потока $B = B_B$;

$\alpha = \frac{\eta B^2 l^2}{8U} = 2,20 \cdot 10^{10} \frac{B^2 l^2}{U}$ — параметр магнитного поля;

$\beta = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{2\eta}} \cdot \frac{I}{U^{3/2}} \left(\frac{l}{r_0} \right)^2 = 1,52 \cdot 10^4 P \left(\frac{l}{r_0} \right)^2$ — параметр пространственного заряда;

$K = \left(\frac{B_K}{B} \right)^2 \left(\frac{r_K}{r_0} \right)$ — параметр катодных условий.

Тогда уравнение, описывающее контур пучка, запишется в следующем виде:

$$\frac{d^2 R}{dZ^2} + \alpha [b(Z)]^2 R - \frac{\alpha K}{R^3} - \frac{\beta}{R} = 0. \quad (8.1)$$

Нормализованная B -кривая, соответствующая участку неоднородного поля, может быть представлена для численных расчетов как в виде таблицы, полученной из обработки измерений на реальных макетах экранов, так и в виде какого-либо аналитического выражения. Это выражение получается, например, как результат приближенного решения задачи о распределении магнитного поля на оси экрана. Но к сожалению такие расчеты очень приближенны. Поэтому большая точность достигается, когда какой-либо аналитической функцией аппроксимируют экспериментально снятую B -кривую.

Рассмотрим сначала на примере рис. 8.2 движение электронов в неоднородном магнитном поле, вычисленное по реальной B -кривой. Расчет проведен «против течения». Полагаем, что слева от плоскости $z=0$ имеется бриллюэновский поток. Вступая в область спадающего магнитного поля, электроны «сходят» с равновесных радиусов, так как силы пространственного заряда становятся нескомпенсированными силами Лоренца. Пучок начинает расширяться. Однако вблизи вершины B -кривой, где поле еще довольно сильное, расширение пучка еще невелико. Начиная с $B(z)/B$ порядка $0,8 \div 0,7$, расширение пучка становится более существенным, так как магнитные силы уже заметно уменьшились, а электроны траектории приобрели некоторый наклон. Наконец, в области $B(z)/B$ порядка $0,3 \div 0,1$ влияние магнитных сил уже невелико (напомним, что в уравнение (4.12) индукция магнитного поля входит в квадрате), и здесь движение электронов почти такое же, как у электронов потока, свободно расширяющегося под действием сил пространственного заряда.

В сущности, описанная картина будет наблюдаться в области коллектора электронов, если его экран имеет указанную B -кривую. В переходной же области между пушкой и однородным полем картина движения электронов будет разворачиваться в обратном порядке: если начальные условия точно соответствуют рассчитанному

контуру, то сначала поток будет уменьшать свою сходимость, в основном за счет действия сил пространственного заряда, а затем магнитные силы постепенно повернут вектор скорости электрона таким образом, что к концу переходной области будет сформирован бриллюэновский поток.

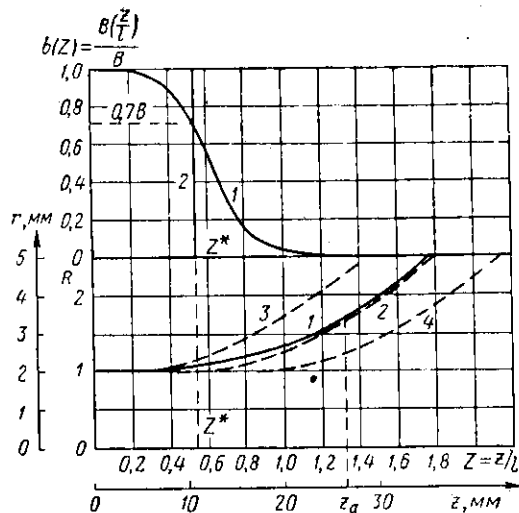


Рис. 8.2. К расчету контура пучка в неоднородном магнитном поле: Вверху: 1 — реальная кривая распределения магнитного поля в переходной области на оси помещенного в соленоид железного экрана. Экран имеет вид стакана, в торце которого сделано отверстие диаметром 10 мм (см. рис. 7.6); 2 — идеализированная ступенчатая B -кривая.

Внизу: 1 — контур электронного пучка, рассчитанный по реальной B -кривой «против течения» по уравнению (8.1) при $K=0$ и $\alpha=B$ с начальными условиями: $R(0)=1$; $R'(0)=0$; параметры пучка: $U=1600$ в, $P=1,56 \cdot 10^{-8} a/s^{3/2}$, $a=2$ мм (см. пример в приложении 3); 2 — соответствующий идеализированной ступенчатой B -кривой контур того же пучка, свободно расширяющегося, начиная с оптимальной плоскости z^* . Эта плоскость определяется из условия $B(z^*)/B_B=0,7$; 3 — тот же контур, но начинающийся с плоскости, расположенной ближе к вершине B -кривой, чем оптимальная плоскость; 4 — тот же контур, но начинающийся с плоскости, расположенной дальше от вершины B -кривой, чем оптимальная плоскость.

Расчет по реальной B -кривой, снятой экспериментально, является наилучшим с точки зрения разработки каждой конкретной системы. Расчет по идеализированной (аппроксимированной) B -кривой, в силу своей приближенности (наименее точно аппроксимируются начальный и конечный участки B -кривой), менее пригоден для конкретных применений. Зато результаты таких расчетов

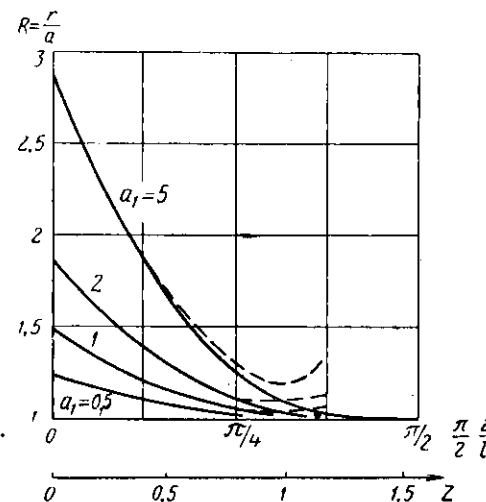
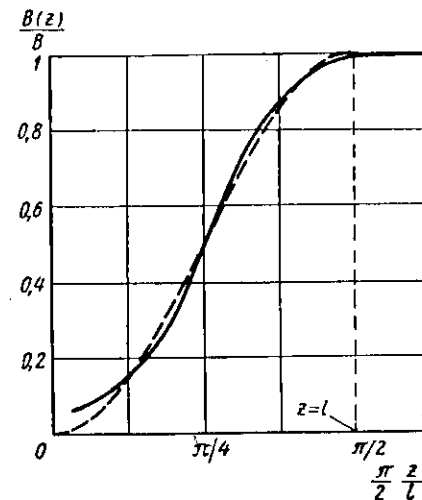


Рис. 8.3. К расчету контура пучка в переходной области.

Вверху: — реальное распределение магнитного поля, --- его аппроксимация функцией $B(z) = B_B \sin^2\left(\frac{\pi z}{l}\right)$.

Внизу: — контуры электронных пучков в неоднородном магнитном поле, заданном указанной функцией, при различных значениях параметра $a_1 = \left(\frac{2}{\pi} \frac{l}{a}\right)^2 1,51 \cdot 10^8 P$, где a — радиус потока по Бриллюэну; --- контуры пучков при отсутствии магнитного поля, рассчитанные с начальными условиями, которые получаются в плоскости $z=0$ при решении задачи с магнитным полем.

обладают известной общностью и их можно использовать для быстрой оценки параметров системы непосредственно по графикам.

Рассмотрим некоторые результаты численных расчетов, в которых B -кривая аппроксимирована удобным для вычислений аналитическим выражением*.

В работе [8.2] кривая распределения магнитного поля принята в следующем виде:

$$b(Z) = \sin^2\left(\frac{\pi}{2} Z\right) = \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \frac{z}{l}\right). \quad (8.2)$$

Таким образом, под l понимается здесь полная длина переходной области от максимума до нуля магнитного поля. Рассчитанные контуры пучков представлены на рис. 8.3.

Видно, что для получения бриллюэновского потока начальный радиус пучка и наклон траектории должны быть тем больше, чем больше первеанс пучка и длина переходной области. Кстати, из графиков рис. 8.3 видно, что если магнитное поле отсутствует, то кроссовер пучка расположен ближе к аноду, чем плоскость, начиная с которой поле становится однородным, а диаметр пучка в кроссовере больше бриллюэновского.

На рис. 8.4 представлена зависимость нормализованного радиуса и угла наклона на входе в неоднородное поле от параметра $a_1 = \left(\frac{2}{\pi} \frac{l}{a}\right)^2 \cdot 1,52 \cdot 10^4 P$. По этим графикам нетрудно определить параметры пучка на входе в область неоднородного поля, если известна его длина l .

Пример. Пусть $a = 2$ мм, $l = 20$ мм, $P = 1 \cdot 10^{-6} a/\delta^{3/2}$. Тогда $a_1 \approx 0,61$. По графикам рис. 8.4 имеем $R_E - 1 \approx 0,3$ и $(dR/dZ)_E \approx 0,86$. Следовательно, начальный радиус должен быть в 1,3 раза больше бриллюэновского, а тангенс угла наклона должен равняться $0,86 \cdot \frac{a}{l} \approx 0,086$; угол наклона около 5° .

В работе [8.3] принято, что экранировка пушки от магнитного поля соленоида осуществляется экраном в виде тонкого диска из материала с высокой магнитной проницаемостью, в котором имеется отверстие. Радиус от-

* Некоторые обозначения в цитируемых работах отличаются от принятых в этой книге.

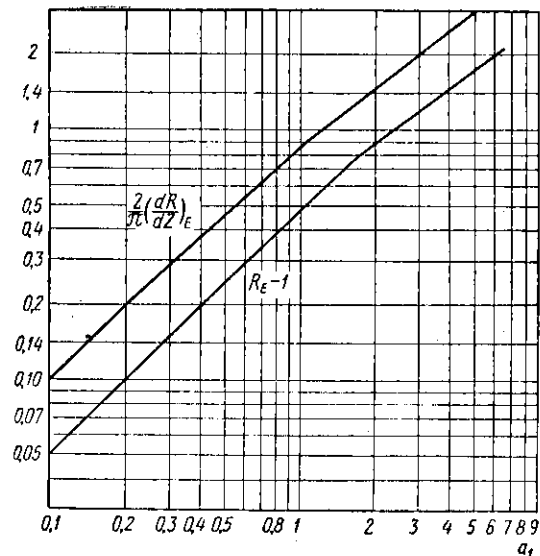


Рис. 8.4. Зависимость начального радиуса и начального угла наклона траектории на входе в переходную область, необходимых для получения бриллюэновского потока, от параметра a_1 .

B -кривая аппроксимирована функцией (8.2).

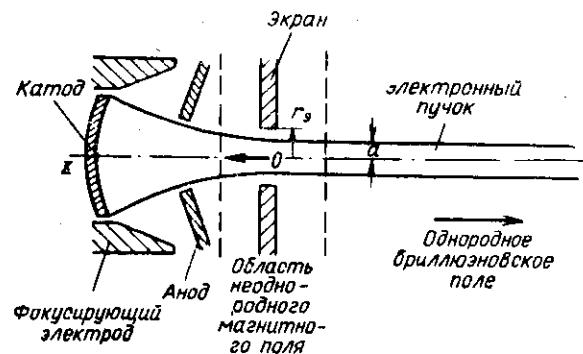


Рис. 8.5. Схематическое изображение электронной пушки, экрана и пучка, принятое при расчете переходной области в работе [8.3].

версия в экране обозначим r_0 (рис. 8.5), нормализованная B -кривая аппроксимирована следующей функцией:

$$\left. \begin{aligned} b\left(\frac{z}{r_0}\right) &= 1 - \frac{1}{\pi} \left[\operatorname{arctg}\left(-\frac{r_0}{z}\right) + \frac{z/r_0}{1+(z/r_0)^2} \right], \quad z < 0, \\ b\left(\frac{z}{r_0}\right) &= \frac{1}{\pi} \left[\operatorname{arctg}\left(\frac{r_0}{z}\right) - \frac{z/r_0}{1+(z/r_0)^2} \right], \quad z > 0. \end{aligned} \right\} \quad (8.3)$$

График этой функции изображен на рис. 8.6. Ось z направлена в сторону катода, ее начало находится в центре отверстия в экране. Из рис. 8.6 видно, что, начиная с $z/r_0 \approx -3$, поле становится почти однородным.

Для случая бриллюэновского потока ($B_R = 0$, $\alpha = \beta$) уравнение (8.1) подстановкой

$$Z_1 = \sqrt{\beta} Z = 0,123 \sqrt{P_\mu} \frac{z}{a}$$

приводится к виду

$$\frac{d^2 R}{dZ_1^2} + [b(Z_1)]^2 R - \frac{1}{R} = 0. \quad (8.4)$$

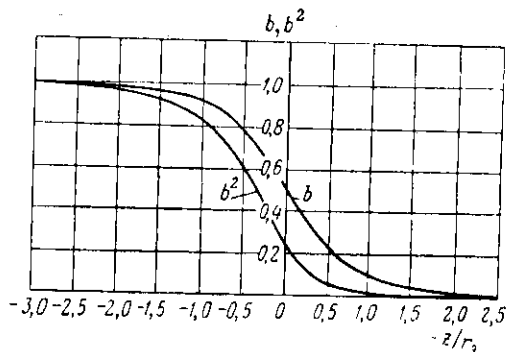


Рис. 8.6. Распределение магнитного поля в переходной области, соответствующее формуле (8.3).

Это уравнение решалось „против течения“ на счетной машине с начальными условиями: при $z/r_0 = -3$ $R = 1$ и $dR/dZ_1 = 0$. Результаты расчета представлены на графиках рис. 8.7 и 8.8, где принято обозначение: $\gamma = \sqrt{P_\mu} \frac{r_0}{a}$.

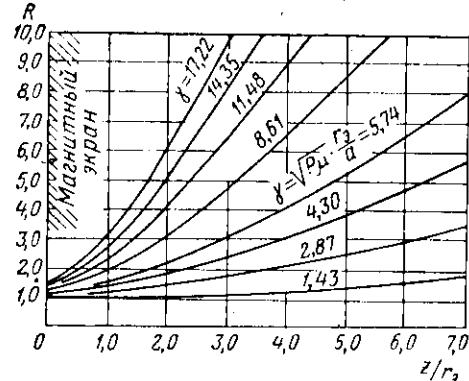


Рис. 8.7. Контуры электронных пучков в переходной области, вычисленные по уравнению (8.4) для различных значений параметра $\gamma = \sqrt{P_\mu} \frac{r_0}{a}$.

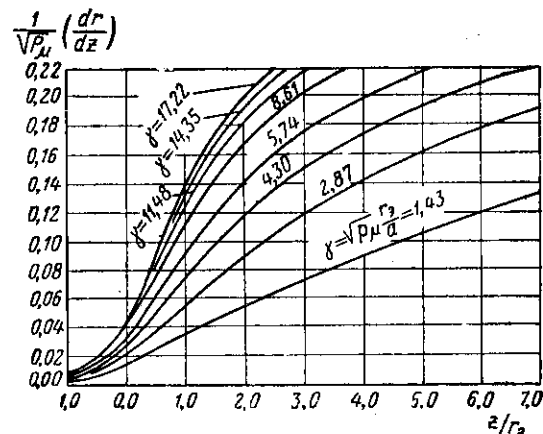


Рис. 8.8. Нормализованный угол наклона пучка в переходной области при различных значениях параметра $\gamma = \sqrt{P_\mu} \frac{r_0}{a}$.

С помощью этих графиков можно определить радиус пучка и угол наклона крайней траектории в плоскости, где магнитное поле достаточно мало, а затем определить параметры пушки сферического типа, пользуясь либо формулой (6.5) и таблицами, приведенными в приложениях 2 и 3, либо приведенными в [8.3] дополнительными графиками.

Пример. Пусть $P_{\mu} = 2 \text{ мка/в}^{3/2}$, $a = 2 \text{ мм}$, $r_{\theta} = 8 \text{ мм}$. Тогда $\gamma = \sqrt{P_{\mu}} \frac{r_{\theta}}{a} = 5,66$. По графикам рис. 8.6 и 8.7 находим, что на расстоянии $z = 16 \text{ мм}$ ($z/r_{\theta} = 2$) $R \approx 2,1$ и $(1/\sqrt{P_{\mu}}) \frac{dr}{dz} \approx 0,14$, т. е. $\text{tg } \gamma_a = 0,198$. Вспомогательная

функция $F(\rho_a) = 7,34 \gamma_a^2 / P_{\mu} \approx 0,144$; по графику $F(\rho_a)$ (см. рис. 6.9 или приложения) находим $\rho_a \approx 2,05$, $n(\rho_a) \approx 0,42$ и вычисляем остальные параметры пушки: $\sin \theta = 0,456$, $r_K = a R \rho_a = 8,6 \text{ мм}$, $R_K = r_K / \sin \theta = 18,9 \text{ мм}$ и т. д.

§ 8.3. УПРОЩЕННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ПУЧКА В ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ. СХЕМА ИНЖЕНЕРНОГО МЕТОДА РАСЧЕТА СИСТЕМЫ ФОРМИРОВАНИЯ

Точный расчет пучка и пушки предполагает, что известна реальная B -кривая, соответствующая вполне определенному экрану. Однако до того, как расчет закончен, вообще говоря, не ясно, каким именно должен быть экран. Это противоречие указывает на необходимость иметь некоторый упрощенный, ориентировочный расчет, который без каких-либо вычислительных трудностей позволил бы предварительно определить параметры пушки и габариты экрана и подготовить тем самым расчет более точный.

Введение такого упрощенного расчета позволяет сравнительно просто оценить влияние таких факторов, как тепловые скорости электронов, отступления от параксиальности, определить конструктивные особенности пушки и соленоида и сделать вывод о том, не следует ли изменить исходные данные и провести повторный расчет. Этим достигается немалая экономия времени.

Рассмотрим упрощенный метод расчета, основанный на замене реальной плавной B -кривой ступенчатой функцией. Расчет ведется «против течения».

Пусть на участке от плоскости $z=0$ до некоторой характерной плоскости z^* , положение которой определим далее, поле остается однородным, а начиная с плоскости z^* , поле равно нулю. Следовательно, начиная с плоскости $z=z^*$, электронный поток начинает свободно расширяться, не имея вначале радиальной компоненты скорости (см. кривую 2 на рис. 8.2).

Как показали численные расчеты, вдали от плоскости z^* контуры пучка в случае реальной и идеализированной ступенчатой B -кривой отличаются мало, если надлежащим образом выбрана плоскость z^* . Если плоскость z^* расположена слишком близко к плоскости $z=0$, то идеализированная траектория пойдет значительно выше траектории, учитывающей реальный ход B -кривой. Если плоскость z^* расположить слишком далеко, то мы получим заниженные значения r и r' (кривые 3 и 4 рис. 8.2).

Возникает вопрос, где необходимо расположить плоскость z^* ? Ответ на этот вопрос дали многочисленные расчеты (см., в частности, [8.1]): плоскость z^* должна быть расположена там, где $B(z)/B_B \approx 0,7$. В этом случае расхождения в значениях r и dr/dz для идеализированного и реального хода B -кривой не превышают нескольких процентов, если пучок расширился более чем в $1,5 \div 1,7$ раза.

Таким образом, упрощенный расчет контура пучка в переходной области сводится к уже рассмотренной задаче расширения электронного потока под действием сил пространственного заряда (§ 2.2). Таблицы для расчета и численный пример упрощенного расчета даны в приложениях 2 и 3.

Изложенное выше позволяет сформулировать схему пригодного для инженерной практики метода расчета системы формирования, содержащей соленоид, экран и пушку сферического типа со сходящимся потоком. Полагаются заданными ток пучка, ускоряющее напряжение и диаметр потока. Расчет будем вести в параксиальном приближении, «против течения», ориентируясь на получение потока Бриллюэна. Сводная таблица для расчета и численный пример вынесены в Приложение 3.

Расчет системы формирования проводится в следующем порядке:

1. *Подготовка расчета.* Вычисление магнитного поля по Бриллюэну, первеанса пучка, параметра пространственного заряда; выбор масштабных линейных размеров; вычисление параметров уравнения, определяющих контур пучка.

2. *Упрощенный расчет контура пучка (§ 2.2) и параметров пушки (§ 6.3).* Определение плотности тока эмиссии, оценка «расплывания» пучка под действием тепло-

вых скоростей электронов (гл. 10). Корректировка, если необходимо, исходных данных и повторный расчет. Ориентировочное определение габаритов пушки (§ 6.2), выбор схемы крепления электродов и изоляторов пушки, порядка сборки и сборочных оправок. Определение геометрических размеров магнитного экрана (§ 7.2).

3. *Расчет соленоида (§ Д.1—Д.2) и его изготовление. Изготовление экрана и измерение В-кривых.* Подбор оптимальной формы В-кривой.

Здесь заметим, что в некоторых практических случаях, где к системе формирования не предъявляется особо жестких требований, бывает достаточно провести лишь упрощенный расчет. Доводка конструкции в этом случае относится, в основном, к экспериментальному уточнению положения пушки относительно экрана и экрана относительно соленоида.

4. *Уточненный расчет контура пучка в переходной области по экспериментально снятой и обработанной В-кривой путем численного интегрирования уравнения контура пучка.* За начальную плоскость расчета целесообразно взять плоскость, где магнитное поле достигает максимума или где оно становится однородным. В этом случае начальные условия задачи имеют наиболее простой вид ($R(0)=1$ и $dR/dZ=0$). Результатом расчета является таблица значений R и R' на разных удалениях от начальной плоскости. В плоскости, где предположительно можно было бы разместить анод, проводят вычисление параметров пушки. Аналогичные вычисления проводят в ряде соседних точек. Полученная таблица позволяет провести оценку параметров и выбрать оптимальный вариант.

5. *Определение окончательной формы электродов пушки путем моделирования на электролитической ванне или, для несложных случаев, по графикам § 6.2.*

О расчете систем с магнитным полем, большим бриллюэновского, см. гл. 11.

ГЛАВА 9

ЭЛЕКТРОННЫЙ ПОТОК В ПЕРИОДИЧЕСКОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Постоянные магниты и соленоиды, применяемые для создания однородного фокусирующего магнитного поля, при большой длине пучка обладают большим весом, а соленоид, кроме того, потребляет значительную мощность. Поэтому широкое распространение, особенно для ЛБВ малой и средней мощности, получили значительно более легкие и компактные фокусирующие системы, создающие периодическое в пространстве (но неизменное во времени) фокусирующее магнитное поле*. По существу они представляют собой последовательность сильных собирающих электронных линз, параметры которых подобраны так, что силы пространственного заряда пучка в среднем могут быть скомпенсированы силами внешнего периодического магнитного поля.

Вопросы теории, расчета и конструирования МПФС в настоящее время в литературе описаны довольно подробно. Имеется также большое число публикаций о применениях МПФС. В списке литературы перечислены только некоторые основные работы.

§ 9.1. ВЫИГРЫШ В ВЕСЕ. ОПИСАНИЕ КОНСТРУКЦИИ И СТРУКТУРА ПОЛЯ МПФС

Выигрыш в весе, который дают магнитные периодические системы, поясним следующим рассуждением [9.1, 9.3]. Пусть фокусирующее магнитное поле на неко-

* Такие системы будем сокращенно называть МПФС (магнитные периодические фокусирующие системы).

торой длине создается магнитом определенных размеров. Для получения такого же поля на длине, в N раз большей, необходимо и размеры магнита увеличить в N раз. При этом вес его возрастет в N^3 раз. Если же создавать

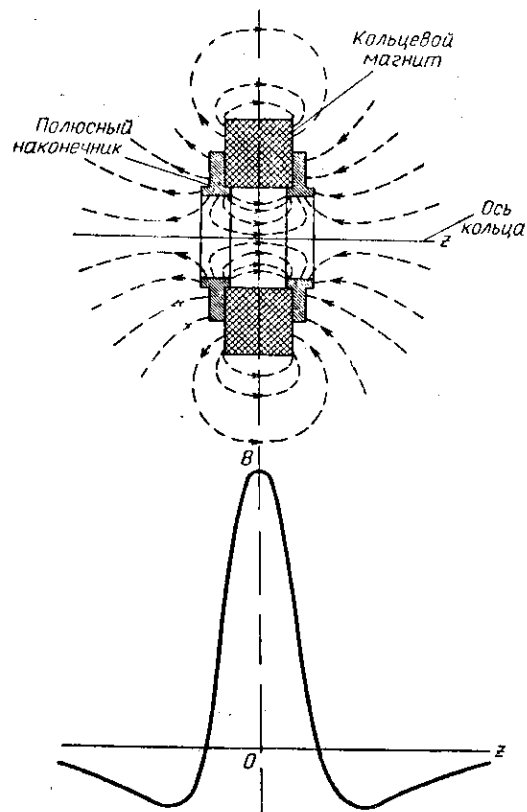


Рис. 9.1. Кольцеобразный магнит и полюсные наконечники, являющиеся ячейкой магнитной периодической фокусирующей системы (вверху), и B -кривая такой ячейки (внизу).

на N -кратной длине эквивалентное по своему фокусирующему действию периодическое поле при помощи N первоначальных магнитов, то вес системы увеличится лишь в N раз. Следовательно, применение последовательности небольших магнитов может дать выигрыш в весе поряд-

ка N^2 раз. (Практически этот выигрыш находится между N и N^2 .)

Реальные МПФС имеют в своем составе около 20—40 магнитов. Для фокусировки аксиально-симметричного потока естественно применять магниты кольцевидной формы и полюсные наконечники в виде дисков с отверстиями и выступами (рис. 9.1). Материалом наконечников обычно является железо «армко», материалом посто-

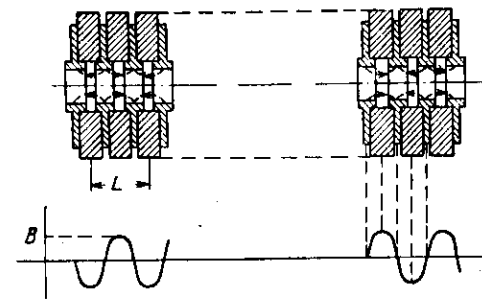


Рис. 9.2. Участок магнитной периодической фокусирующей системы и распределение магнитного поля на оси.

янных магнитов — специальная магнитная керамика [9.27] на основе окислов бария и железа (типа ферроксидюр), обладающая большим произведением $(BH)_{\max}$ (порядка $(1 \div 3) \cdot 10^6$ гс·э и выше) и большой коэрцитивной силой (свыше 1500 э). Из рис. 9.1 видно, что в ячейке МПФС имеются сильные поля рассеяния (ср. рис. 7.10), которым соответствуют «хвосты» B -кривой с отрицательным полем.

МПФС собирают так, что смежные ячейки имеют противоположное направление поля в зазоре полюсных наконечников. При этом образуется знакопеременное периодическое магнитное поле (рис. 9.2). Поля рассеяния каждого из магнитов усиливают основное поле в зазоре каждого соседнего магнита, так что пиковое значение индукции в собранной системе будет больше, чем максимум индукции отдельной ячейки.

В области, занимаемой пучком, индукция магнитного поля варьируется как по длине, так и по радиусу. В работе [9.3] вычислено, например, что в МПФС с периодом 10^*

$L=25,4$ мм и расстоянием между выступами полюсных наконечников (величиной зазора) $3,8$ мм при внутреннем радиусе их $R_g=4$ мм поле на оси будет приближенно описываться формулой

$$B(z, 0) = B_g \left(0,456 \cos \frac{2\pi}{L} z + 0,0711 \cos \frac{6\pi}{L} z + \right. \\ \left. + 0,006 \cos \frac{10\pi}{L} z + \dots \right),$$

где B_g — индукция магнитного поля при $r=R_g$ в зазоре между полюсными наконечниками.

Если крайние электроны пучка близко подходят к полюсным наконечникам, то для описания поля на границе пучка необходимо учитывать также зависимость B_z от r [9.23]. Если геометрические размеры наконечников близки к оптимальным, а радиус пучка в 3—5 раз меньше, чем их внутренний радиус, то с погрешностью, не превышающей примерно 10%, изменение продольной компоненты магнитного поля вдоль оси z в области, занятой пучком, может быть описано гармонической функцией вида

$$B(z) = B \cos \frac{2\pi}{L} z. \quad (9.1)$$

Здесь L — период системы, B — максимальное значение индукции магнитного поля на оси МПФС, которое будем называть также амплитудным и пиковым значением, или просто амплитудой магнитного поля.

В дальнейшем будет рассматриваться только случай параксиальных траекторий в гармоническом поле вида (9.1).

§ 9.2. АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫЙ ПУЧОК В ПЕРИОДИЧЕСКОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ [9.2—9.7]*

Воспользуемся уравнением крайней траектории аксиально-симметричного пучка (4.12). Введем следующие обозначения:

* В работе [9.9] показана принципиальная возможность фокусировки периодическим двумерным полем пучка ленточной формы. В работах [9.10, 9.10а] показана возможность фокусировки периодическим магнитным полем трубчатого электронного пучка.

$R = \frac{r}{r_p}$ — нормализованный радиус пучка;

r_p — средний радиус пучка в периодическом магнитном поле, который будет определен далее;

$r(0)$ — начальный радиус пучка, соответствующий плоскости, где магнитное поле достигает своего амплитудного значения;

$Z = \frac{2\pi}{L} z$ — нормализованная продольная координата;

$\alpha = \frac{\eta}{64\pi^2} \frac{B^2 L^2}{U} = 2,80 \cdot 10^8 \frac{B^2 L^2}{U}$ — параметр магнитного поля;

$\beta_p = \frac{P}{4\pi^3 \epsilon_0 \sqrt{2\eta}} \left[\frac{L}{2r_p} \right]^2 = 1,53 \cdot 10^3 P \left[\frac{L}{2r_p} \right]^2$ — параметр пространственного заряда пучка в МПФС;

$K = \left(\frac{B_K}{B/\sqrt{2}} \right)^2 \left(\frac{r_K}{r_p} \right)^4$ — параметр катодных условий;

B_K — магнитное поле на катоде;

r_K — радиус катода.

Подставим в (4.12) $B(z)$ из (9.1). Тогда с учетом введенных обозначений получим

$$\frac{d^2 R}{dZ^2} + \alpha (1 + \cos 2Z) R - \frac{\alpha K}{R^3} - \frac{\beta_p}{R} = 0. \quad (9.2)$$

Сделаем несколько предварительных замечаний о параметрах этого уравнения и возможном характере его решений.

Параметры α и β_p определяют основные закономерности фокусировки периодическим полем. В практических конструкциях они имеют величину порядка сотых (реже — десятых) долей единицы.

Пример. $L=20$ мм, $B=300$ гс, $U=2000$ в. Тогда $\alpha \approx 0,063$. Если при этом $P=1 \cdot 10^{-6}$ а/в^{3/2} и $r_p=1,5$ мм, то получим $\beta_p = 1,53 \cdot 10^3 \cdot 10^{-6} (20/3)^2 \approx 0,085$.

Уравнение (9.2) является нелинейным дифференциальным уравнением с периодическим коэффициентом типа уравнения Матье. Каноническая форма однородного уравнения Матье имеет вид

$$\frac{d^2 y}{dx^2} + (a + 2q \cos 2x) y = 0.$$

Это уравнение хорошо изучено, имеются формулы для его решений в виде рядов [9.8]. Характерно, что решения могут быть как устойчивыми, так и неустойчивыми — в зависимости от соотношений между параметрами уравнения a и q . Сочетания значений a и q обра-

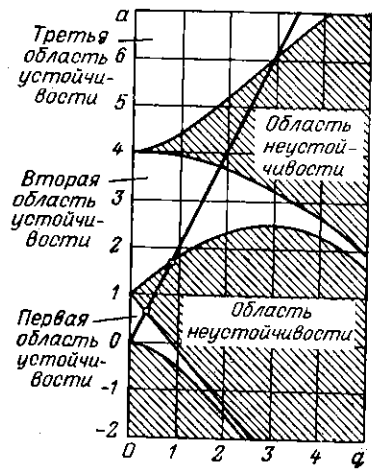


Рис. 9.3. Диаграмма устойчивости Матье.

Если точка с координатами a и q находится в зоне устойчивости, то решение однородного уравнения Матье является устойчивым (нерастающим). Процессу фокусировки магнитным периодическим полем соответствует зависимость между параметрами вида $a=2q$ (см. прямую линию).

Однако иногда осуществить фокусировку в первой области устойчивости не удастся. Это получается, например, в тех случаях, когда пучок имеет большой первеанс и малый диаметр. Необходимая для фокусировки величина магнитного поля в этих случаях может быть большой настолько, что для получения малых значений параметра a потребуется очень малый период L . Но при очень малых периодах, во-первых, невозможно изготовить кольцевые магниты, во-вторых, за счет малой толщины полюсных наконечников материал последних находится в состоянии насыщения, что ограничивает получение нужной амплитуды поля. Выходом из затруднения

являются области устойчивости и неустойчивости на так называемой диаграмме устойчивости Матье (рис. 9.3). Уравнению (9.2) соответствует случай, когда на параметры a и q наложена связь $a=2q$ (см. прямую на диаграмме). По диаграмме найдем, что решения, которые соответствуют процессу устойчивой фокусировки, будут при значениях a , изменяющихся от 0 до 0,66 в первой области устойчивости, от 1,72 до 3,76 во второй области и т. д.

Наибольшее распространение получила фокусировка в МПФС при работе в первой области устойчивости, поскольку при этом требуется наименьшее магнитное поле.

является применение длинных периодов (т. е. сравнительно больших a) и работа во второй области устойчивости. Однако в гармоническом поле волнистость контура пучка может быть значительной. Для снижения волнистости можно применять периодическое магнитное поле с четко выраженными гармоническими составляющими. При этом границы областей устойчивости доволь-

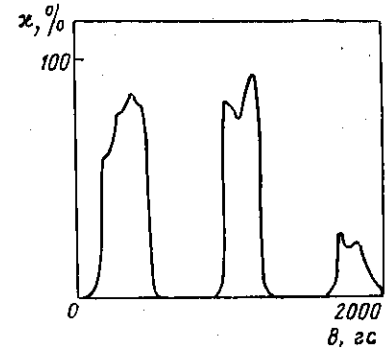


Рис. 9.4. Зависимость коэффициента токопрохождения через спираль ЛБВ от амплитудного значения магнитного периодического поля, демонстрирующая существование полос прохождения и полос запирания. Длина канала 230 мм, диаметр его 2 мм, ускоряющее напряжение 760 в, ток пучка около 6 мА, период системы 25 мм [9.3].

но значительно смещаются, так что их оценка по диаграмме устойчивости рис. 9.3 становится неправильной.

При очень длинных периодах магнитное поле почти на всей длине каждого полупериода должно быть почти постоянным, а изменение полярности (реверс) магнитного поля должно происходить на возможно более коротком участке. Такая фокусировка получила название *реверсной* фокусировки. Она будет рассмотрена в гл. 19.

Так как в данной главе рассматривается фокусировка только в гармоническом поле вида (9.1), продолжим описание устойчивости и неустойчивости в соответствии с диаграммой рис. 9.3. Как отмечалось, если $a > 0,66$, то теоретически, исходя из анализа соответствующего однородного уравнения Матье, фокусировка осуществлена быть не может; при $a = a_{кр} = 0,66$ наступает так называемое явление полосы «запирания». Физически это означает, что магнитные электронные линзы становятся чрезмерно сильными. В очередную линзу электроны входят с такими невыгодными начальными условиями, при которых траектории сильно удаляются от оси.

Явление полосы запирания характерно для всех периодических фокусирующих систем как магнитных, так и электростатических (гл. 15). Наличие пространственно-

го заряда и магнитного потока, проходящего через катод [не учтенные пока члены с β_p и K в уравнении (9.2)], смещает границу области устойчивости, однако само явление полосы запираания, как показывают расчеты и подтверждает эксперимент, остается. Отсюда следует практический вывод, что выбор элементов МПФС необходимо производить таким образом, чтобы значения параметра α

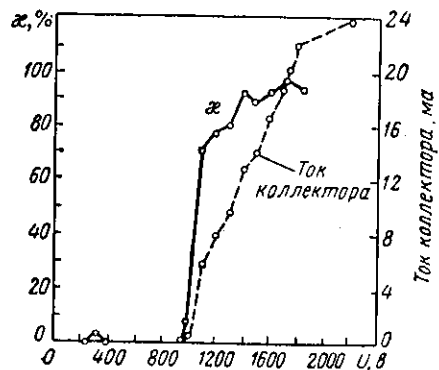


Рис. 9.5. Зависимость коэффициента токопрохождения и тока коллектора от ускоряющего напряжения для ЛБВ 3 см диапазона с МПФС. Период магнитного поля 25 мкс, эффективное значение магнитного поля 423 эс [9.3].

были значительно меньше, чем 0,66. Обычно подбирают B и L таким образом, чтобы α не превышало примерно 0,1—0,2. На рис. 9.4 представлена зависимость коэффициента токопрохождения через спираль экспериментальной ЛБВ от амплитудного значения магнитного поля. Знакопеременное поле создавалось электромагнитом. Отчетливо видны полосы пропускания и полосы запираания. На рис. 9.5 представлены зависимости тока коллектора и коэффициента токопрохождения от ускоряющего напряжения (также для одной из экспериментальных ЛБВ). Видно, что оптимальный коэффициент токопрохождения наблюдается при ускоряющем напряжении, примерно в 1,5—2 раза превышающем критическое значение, соответствующее границе полосы пропускания. Вблизи этой границы коэффициент токопрохождения изменяется очень резко.

Рассмотрим теперь приближенное решение уравнения (9.2), предположив, что в периодическом магнитном поле относительно некоторого среднего радиуса пучка r_p происходят небольшие отклонения δ^* :

$$r = r_p (1 + \delta), \quad \delta \ll 1.$$

* Из дальнейшего анализа будет ясно, что такое предположение вполне оправдано.

Линеаризуем уравнение (9.2), пользуясь равенствами:

$$R = 1 + \delta; \quad \frac{1}{R^3} \approx 1 - 3\delta; \quad \frac{1}{R} \approx 1 - \delta.$$

Имеем

$$\frac{d^2\delta}{dz^2} + \alpha\delta [\cos 2Z + 1 + 3K + \beta_p/\alpha] + \alpha [\cos 2Z + 1 - K - \beta_p/\alpha] = 0. \quad (9.2a)$$

Аналогично случаю однородного магнитного поля [см. (4.13)] для определения r_p можем потребовать, чтобы выполнялось следующее условие:

$$1 - K - \beta_p/\alpha = 0. \quad (9.3)$$

Если сюда подставить значения α и β_p и применить обозначение

$$a_p^2 = \frac{\beta_p}{\alpha} r_p^2 = \frac{V\sqrt{2}I}{\pi\epsilon_0\eta^{3/2}V\bar{U}(B/\sqrt{2})^2}, \quad (9.4)$$

то найдем, что

$$r_p^2 = a_p^2 \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{1 + 4 \left(\frac{B_K}{B/\sqrt{2}} \right)^2 \left(\frac{r_K}{a_p} \right)^4} \right]. \quad (9.5)$$

В частном случае полной экранировки катода ($B_K=0$) средний радиус пучка r_p принимает свое минимальное значение, равное a_p .

Сравнение (9.4) с (4.14) приводит к выводу, что величина a_p имеет физический смысл бриллюэновского радиуса для пучка с током I и напряжением U в эквивалентном магнитном поле с индукцией $B/\sqrt{2}$. Это значение индукции называют среднеквадратическим или эффективным значением.

Таким образом в периодическом поле, так же, как и в однородном поле, формально может выполняться соотношение Бриллюэна, однако роль бриллюэновского поля играет не амплитудное, а эффективное значение индукции.

В случае частичной экранировки катода ($B_K \neq 0$) средний радиус пучка больше эквивалентного бриллюэновского [ср. (9.5) и (4.15)]. Фокусировка периодическим полем возможна при любой степени экранировки катода.

Вернемся, однако, к решению уравнения (9.2а). С учетом (9.3) оно приводится к виду:

$$\frac{d^2\delta}{dZ^2} + 2\alpha(1+K)\delta + \alpha \cos 2Z = -\alpha\delta \cos 2Z. \quad (9.6)$$

Будем решать его методом последовательных приближений [9.5]. В качестве первого приближения примем решение уравнения (9.6) без правой части:

$$\delta = \bar{C}_1 \cos \sqrt{2\alpha(1+K)}Z + \bar{C}_2 \sin \sqrt{2\alpha(1+K)}Z + \frac{\alpha \cos 2Z}{4-2\alpha(1+K)}. \quad (9.7)$$

Для отыскания второго приближения подставим (9.7) при $\bar{C}_1 = \bar{C}_2 = 0$ в правую часть уравнения (9.6). Получим

$$\frac{d^2\delta}{dZ^2} + 2\alpha(1+K)\delta + \alpha \cos 2Z = \frac{-\alpha^2}{4-2\alpha(1+K)} \cdot \frac{1 + \cos 4Z}{2}. \quad (9.7')$$

Общее решение этого уравнения имеет вид:

$$\delta(Z) = C_1 \cos \sqrt{2\alpha(1+K)}Z + C_2 \sin \sqrt{2\alpha(1+K)}Z + \frac{\alpha}{4-2\alpha(1+K)} \left[\cos 2Z - \frac{1}{4(1+K)} + \frac{\alpha \cos 4Z}{2[16-2\alpha(1+K)]} \right]. \quad (9.8)$$

Последующие приближения будут содержать убывающие члены с $\cos 2nZ$, ($n=3, 4, \dots$). Ввиду малости α по сравнению с единицей мы ограничимся вторым приближением в форме (9.8). Константы C_1 и C_2 определяются начальными условиями: при $Z=0$ $r(0) = r_p(1 + \delta(0))$ и $r'(0) = r_p\delta'(0)$. Имеем

$$\delta(0) = C_1 - \varepsilon,$$

$$\delta'(0) = C_2 \sqrt{2\alpha(1+K)},$$

где

$$\varepsilon = \frac{\alpha}{4-2\alpha(1+K)} \left[1 - \frac{1}{4(1+K)} + \frac{\alpha}{2[16-2\alpha(1+K)]} \right]$$

154

и

$$\delta(Z) = [\delta(0) - \varepsilon] \cos \sqrt{2\alpha(1+K)}Z + \frac{\delta'(0)}{\sqrt{2\alpha(1+K)}} \times \times \sin \sqrt{2\alpha(1+K)}Z + \frac{\alpha}{4-2\alpha(1+K)} \left[\cos 2Z - \frac{1}{4(1+K)} + \frac{\alpha \cos 4Z}{32-4\alpha(1+K)} \right]. \quad (9.9)$$

Контур электронного пучка в периодическом поле представляет волнистую линию. Отклонения радиуса пучка от среднего значения можно условно разделить на *пульсацию* (члены с C_1 и C_2) и *волнистость* (члены с $\cos 2Z$ и т. д.).

Волнистость от начальных условий и тока пучка не зависит, она определяется только параметрами системы B , L и U . В периодическом магнитном поле получить пучок с «гладкой» поверхностью принципиально невозможно, так как всегда будет наблюдаться волнистость его границы. Длина волны волнистости, если не учитывать малых членов с $\cos 4Z$ и т. д., вдвое меньше периода магнитной системы. «Амплитуда» волнистости при малых α имеет величину порядка $\alpha/4$, т. е. сравнительно невелика.

Наличие волнистости контура пучка связано с тем обстоятельством, что в периодическом поле магнитная сила, действующая на электрон, изменяется вдвое чаще, чем изменяется само поле. При отсутствии пульсаций в точках, где поле достигает максимума или минимума, на электроны действует максимальная радиальная сила, направленная к оси. Баланс сил имеет место только в четырех точках за период, а именно в тех точках, где $|B(z)| = B/\sqrt{2}$. В остальных точках баланса нет. Действие сил пространственного заряда компенсируется не в каждой точке, а лишь в среднем за период. (Поэтому, кстати, в случае МПФС пользуются понятием не равновесного, а среднего радиуса пучка.)

Пульсации пучка определяются в основном начальными условиями; подходящим выбором начальных условий, а именно, при $r(0) = r_p(1 + \varepsilon)$ и $r'(0) = 0$ можно добиться отсутствия пульсаций. При этом в случае $K=0$ имеем $r_p = a_p$ и $\alpha = \beta_p$. Длину волны пульсаций λ_{π} пучка

155

в МПФС можно определить из равенства $\sqrt{2\alpha(1+K)}Z = (2\pi/\lambda_p)z$:

$$\lambda_p = \frac{L}{\sqrt{2\alpha(1+K)}} = \frac{4\pi V \bar{U}}{\sqrt{2}qB/\sqrt{2}} \sqrt{\frac{2}{1+K}}. \quad (9.10)$$

При малых α длина волны пульсаций во много раз больше периода системы L [ср. с (4.22)]. Если $K=0$ и $\alpha=0,5$, то имеет место своеобразный резонанс, когда длина волны пульсаций совпадает с периодом системы.

Рассмотренное приближенное решение справедливо при малых α и β . В том случае, когда α не мало и возмущения радиуса пучка велики, необходимо иметь более точные решения. Рядом авторов уравнение (9.2) было решено на вычислительных машинах [9.2, 9.3, 9.6].

При машинных расчетах нормализованные значения радиуса пучка были взяты в виде отношения текущего радиуса к начальному: $R = r/r(0)$. Соответственно параметр пространственного заряда содержал не средний, а начальный радиус пучка, т. е. был взят в следующем виде:

$$\beta = \frac{1}{4\pi^2 \epsilon_0 \sqrt{2} q} P \left[\frac{L}{2r(0)} \right].$$

Таким образом,

$$\beta = \beta_p \left[\frac{r_p}{r(0)} \right]^2.$$

В случае малых отклонений радиуса пучка от среднего значения параметры β и β_p практически не отличаются друг от друга.

Рассмотрим некоторые результаты численных расчетов. На рис. 9.6 изображены контуры пучков при фиксированном значении α и различных значениях β . Из рисунка следует, что при $\beta = \alpha$ пульсация пучка практически отсутствует, остается небольшая волнистость. При $\beta > \alpha$ пульсации направлены наружу от начального радиуса, при $\beta < \alpha$ — внутрь. Влияние начальных условий на контур пучка иллюстрируется рис. 9.7. Пульсации тем больше, чем больше начальный наклон траектории.

В дальнейшем изложении под «относительными пульсациями» понимается отношение разности между максимальным и минимальным радиусом пучка Δ к среднему его диаметру d .

Влияние начальной радиальной скорости на пульсацию пучка проиллюстрируем примером.

Пример. Пусть $L = 20$ мм, $r(0) = 1$ мм. Для значений $\alpha = \beta = 0,0139$ по графикам рис. 9.7 найдем, что при $(dR/dZ)_0 = 1/15$ относительные пульсации составят примерно 40%. Поскольку $\frac{dR}{dZ} = \frac{L}{2\pi r(0)} \frac{dr}{dz}$, заключаем, что указанные пульсации будут иметь место при начальном наклоне траектории около $1,2^\circ$, $(dr/dz)_0 \approx 0,02$.

Чтобы получить хорошую фокусировку в МПФС, необходимо очень точно выполнить условия ввода пучка.

На рис. 9.8 представлена зависимость β от α , при которой относительные пульсации Δ/d минимальны. На рис. 9.9 указаны относительные пульсации в зависимости от α при оптимальном соотношении между α и β , соответствующем рис. 9.8.

При $K=0$ и небольших α (примерно до 0,2) условием минимальных относительных пульсаций является равенство $\alpha = \beta$ или с учетом (9.4) равенство среднего радиуса пучка бриллюэновскому значению в эффективном по-

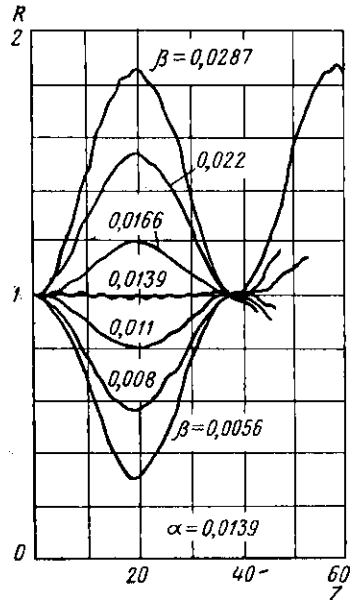


Рис. 9.6. Контур электронного пучка в периодическом магнитном поле при фиксированном значении параметра магнитного поля α и различных значениях параметра пространственного заряда β .

Начальный наклон траекторий равен нулю, $K=0$. При $\beta > \alpha$ пульсации пучка направлены наружу от начального радиуса, при $\beta < \alpha$ — внутрь. Условием оптимальной фокусировки является равенство $\alpha = \beta$ (при малых α и β).

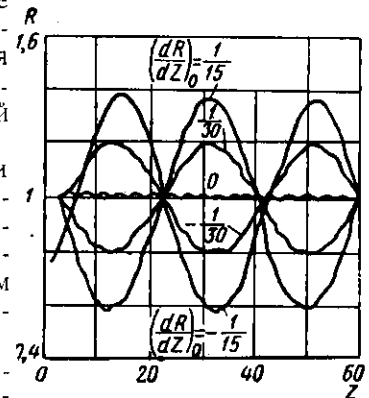


Рис. 9.7. Контур электронного пучка в периодическом магнитном поле при различных начальных наклонах крайней траектории; $\alpha = \beta = 0,0139$, $K=0$.

ле. При дальнейшем увеличении β рост α обгоняет рост β . Это означает, что для фокусировки пучка с большим первеансом требуется относительно большее эффективное поле, чем при малых значениях первеанса. График рис. 9.9 показывает, что с ростом α относительные пульсации возрастают: если при $\alpha=0,1$ они составляют примерно 2,5%, то при $\alpha=0,5$ они составляют примерно 17%.

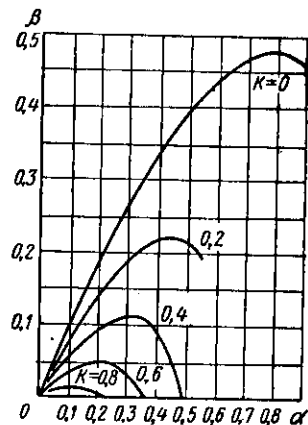


Рис. 9.8. Оптимальные соотношения между параметрами α и β , обеспечивающие минимальные пульсации пучка в периодическом поле, при различных значениях параметра катодных условий K .

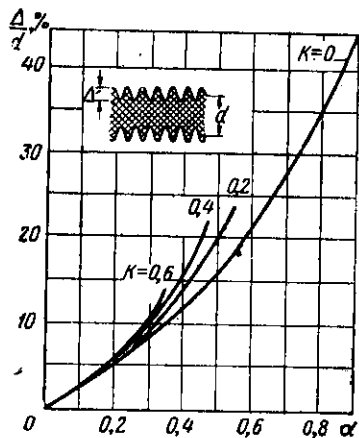


Рис. 9.9. Зависимость относительных пульсаций Δ/d от α при оптимальном соотношении между α и β и различных значениях параметра катодных условий K .

Следовательно, контур пучка тем лучше, чем меньше α .

Отметим, что принципиально фокусировка возможна и при $\alpha > 0,66$ (правда, при этом велики возмущения пучка): силы пространственного заряда препятствуют пересечению электронами оси системы, и поэтому граница полосы запираания сдвигается в сторону больших значений α .

В работе [9.6] приводятся аналитические выражения для расчета α , β в зависимости от K и от амплитуды пульсаций, справедливые не только для малых, но и больших значений возмущений радиуса пучка и параметра α .

На рис. 9.10 представлены зависимости относительных пульсаций от «расстройки» параметров β/α для случая малых значений α . Как отмечалось, при $\alpha > \beta$ пульсации направлены внутрь относительно начального радиуса. Например, при $\alpha=2\beta$ относительные пульсации составляют примерно 25–30%, тогда как при $\alpha=0,5\beta$ они составляют около 45%, причем направлены наружу.

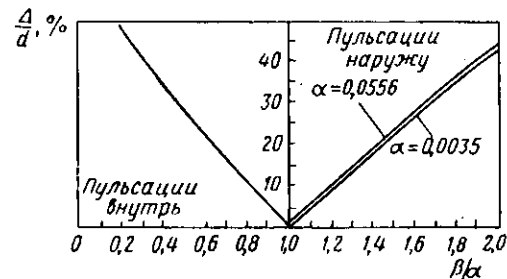


Рис. 9.10. Зависимость относительных пульсаций от «расстройки» параметров β/α .

Отсюда следует, что с точки зрения пропускания пучка через канал с заданным диаметром лучше иметь $\alpha > \beta$, чем $\beta > \alpha$.

Если применяется частично-экранированная пушка ($K \neq 0$), то, как следует из рис. 9.8, при фиксированном значении первеанса (параметра β) необходимо иметь большую амплитуду магнитного поля (параметра α), чем в случае $K=0$. Существуют два значения параметра α при заданном β , при которых пульсации минимальны.

Заметим, что при $K=0$ (полная экранировка катода) из (9.3) получаем известное условие оптимальной фокусировки $\alpha=\beta$. При $K \neq 0$ должно быть $\alpha > \beta$. Случай $K=1$ (через катод проходит поток магнитной индукции, равный потоку эффективного магнитного поля через среднее сечение пучка с радиусом r_p) соответствует условиям, когда магнитное поле велико настолько, что силами пространственного заряда можно пренебречь ($\alpha \rightarrow \infty$ или $\beta \rightarrow 0$). В этом случае $a_p \rightarrow 0$ и $r_p \rightarrow r_k \left(\frac{B_k}{B/\sqrt{2}} \right)^{1/2}$.

В частности, при $B_{\text{к}} = B/\sqrt{2}$ средний радиус пучка будет близок к радиусу катода. Читателя, интересующегося динамикой пучков, сформированных пушками, частично экранированными от магнитного поля, отсылаем к гл. 11, где указанные вопросы применительно к случаю однородного фокусирующего поля рассмотрены довольно подробно.

§ 9.3. О РАСЧЕТЕ ФОКУСИРОВКИ ПУЧКА ПЕРИОДИЧЕСКИМ ПОЛЕМ. ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ. ПЕРЕХОДНАЯ ОБЛАСТЬ

Рассмотрим на численном примере приближенный расчет фокусировки пучка периодическим магнитным полем [9.3, 9.7а]. Пусть заданы:

ток пучка 70 ма,
напряжение 2000 в,
диаметр пучка 2 мм.

Будем считать, что $K=0$ — катод полностью экранирован. Определяем индукцию эффективного магнитного поля:

$$\left(\frac{B}{\sqrt{2}}\right)^2 = B_{\text{эф}}^2 = 6,90 \cdot 10^7 \frac{I}{a_p^2 \sqrt{U}}.$$

Так как средний радиус пучка $a_p = 10^{-3}$ м, имеем $B_{\text{эф}}^2 = 10,8 \cdot 10^{-4}$ тл², $B_{\text{эф}} = 328$ гс. Амплитудное значение поля $B = \sqrt{2} B_{\text{эф}} = 465$ гс.

Теперь необходимо выбрать период магнитного поля L . Его выбор во многом произволен. Здесь учитывают следующие обстоятельства:

— период не должен быть слишком большим, с тем чтобы параметр α был заведомо меньше своего критического значения $\alpha_{\text{кр}} = 0,66$, соответствующего границе полосы устойчивой фокусировки;

— период системы не должен быть слишком малым, так как будет сложно изготавливать кольцевые керамические магниты малой толщины.

Оценим максимальный период из условия $\alpha_{\text{кр}} = 2,8 \cdot 10^8 \frac{B^2 L^2}{U} = 0,66$. Имеем $L_{\text{макс}}^2 = 21,8 \cdot 10^{-4}$ м²,

$L_{\text{макс}} = 46,6$ мм. Отсюда следует, что рабочая величина периода может составлять, например, 15 — 20 мм. При $L = 15$ мм имеем $\alpha \approx 0,07$ и минимальные относительные пульсации менее 2%, а при $L = 20$ мм $\alpha = 0,128$ и минимальные относительные пульсации около 3%.

Проведенный расчет основан на предположении, что выполняются идеальные условия ввода пучка в первый максимум магнитного поля [радиальная скорость равна нулю, начальный радиус равен $a_p(1+\epsilon)$]. Практические условия, конечно, в большей или меньшей степени отличаются от идеальных: имеют место аберрации анодной линзы в пушке, действие тепловых скоростей электронов, ионный фон, разброс параметров МПФС, неполная экранировка катода, неточности изготовления и сборки прибора и т. д. Поэтому правильно будет обеспечить определенный «запас по полю», с тем чтобы в какой-то мере компенсировать влияние этих факторов и не допустить существенного увеличения диаметра пучка за счет пульсаций, направленных наружу относительно начального размера.

Обычно увеличивают амплитуду магнитного поля на 20—30%. В нашем численном примере рабочим значением амплитуды поля можно считать 600—700 гс. При этом, конечно, будет $\alpha > \beta$ и будут существовать пульсации, направленные внутрь от начального радиуса. Их величину можно оценить по графику рис. 9.10 (в случае малых β).

На рис. 9.11 приведены примеры контуров пучков в МПФС при двух значениях параметра: $\alpha = \alpha_{\text{опт}}$ и $\alpha = 2,5 \alpha_{\text{опт}}$ [9.17]. Видно, что пульсации велики, но направлены внутрь.

После того, как выбраны амплитуда поля и период системы, необходимо найти конфигурацию магнитов и полюсных наконечников, обеспечивающих создание требуемого поля. Приближенные расчеты магнитных периодических систем изложены в работах [9.11—9.16]. Отметим, что из-за приближенности расчетов практически всегда требуется экспериментальная доводка МПФС, заключающаяся в корректировке формы и толщины выступов полюсных наконечников, а также условий ввода пучка в МПФС.

Рассмотрим влияние вариаций параметров МПФС на фокусировку пучка [9.17]. Результаты получены путем чи-

сленного интегрирования уравнения крайней траектории в магнитном поле, имеющем те или иные отклонения от гармонического закона.

1. При разбросе длины периода в пределах $\pm 1\%$ и при оптимальном соотношении между α и β имеют место относительные пульсации менее 1% для $\alpha=0,1$ и от 5 до

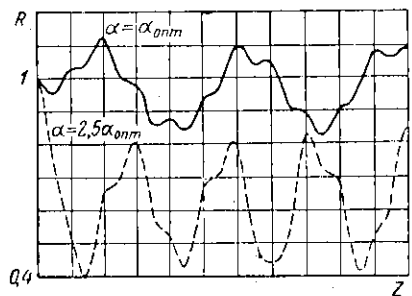


Рис. 9.11. Контуры пучков при оптимальном и неоптимальном магнитном поле.

— рассчитанный контур электронного пучка в магнитной периодической фокусирующей системе с разбросом пикового значения поля в пределах нескольких процентов. $K=0$, $\alpha=0,1$ (оптимальное значение), $\beta=0,0959$; - - - - - рассчитанный контур в той же системе при $\alpha=0,25$; (K и β те же, что и выше).

13% при $\alpha=0,5$ в случае $K=0$. В случае $K=0,2$ относительные пульсации при $\alpha=0,1$ по-прежнему невелики, а при $\alpha=0,5$ лежат в пределах 5%. Таким образом при малых α и β небольшой разброс периода практически не влияет на фокусировку. При больших α появляются заметные возмущения; при наличии магнитного поля на катоде влияние разброса сказывается меньше, чем при полной экранировке катода.

2. Разброс пиковых значений магнитного поля разных ячеек на практике обычно довольно значителен (3—10%). В табл. 9.1 представлены данные для трех реальных систем.

Из таблицы следует, что разброс пиковых значений поля в пределах нескольких процентов приводит к значительным относительным пульсациям, достигающим нескольких десятков процентов при больших α .

Если же применяется МПФС, у которой параметр α заведомо больше оптимальной величины, то как показы-

K	α	β	Относительные пульсации, %		
			для системы № 1	для системы № 2	для системы № 3
			При разбросе пиковых значений магнитного поля относительно средней величины		
			0,915÷1,051	0,957÷1,017	0,954÷1,06
0	0,1	0,0959	12,3	5,4	9,3
	0,3	0,2630	39,3	13,3	30,8
	0,5	0,3893	27,8	37,3	38,6
0,2	0,1	0,0749	13,1	6,2	8,7
	0,3	0,1857	85,3	13,2	42
	0,5	0,2192	27,0	11,5	44,2

вает аналогичный расчет, влияние этого разброса на токопрохождение будет сказываться значительно слабее.

3. Плавное увеличение вдоль оси z пикового значения индукции вызывает плавное уменьшение среднего диаметра пучка при незначительных относительных пульсациях. Скачкообразное изменение пикового значения поля или периода (рассматривается случай, когда начиная с некоторой плоскости все последующие ячейки имеют измененные, но одинаковые параметры) вызывает резкое возмущение пучка.

Рассмотрим теперь контур пучка в переходной области между пушкой и регулярной частью МПФС. В зависимости от величины магнитного поля на катоде можно различить следующие способы расчета пучка в переходной области и области пушки (рис. 9.12).

1. $K=0$ (полностью экранированная пушка). Расчет пучка в переходной области и области пушки проводится так же, как в случае применения однородного магнитного поля (гл. 8, Приложение 3). Для точного расчета производят численное интегрирование «против течения» уравнения (8.1) при $K=0$ с экспериментально снятой нормализованной B -кривой. Начальные условия: $R(0)=1$, $R'(0)=0$. Расчет начинают с плоскости первого максимума магнитного поля ($z=0$). Поскольку начальный радиус пучка должен быть равен среднему радиусу

(с точностью до ϵ), нормализованные значения магнитного поля в переходной области высчитываются по отношению к эффективному значению поля. Таким образом, $b(0) = \sqrt{2}$.

В отличие от случая однородного магнитного поля, в случае МПФС в начальной точке $Z=0$ расчета «против течения» на электрон будет действовать, как отмечалось,

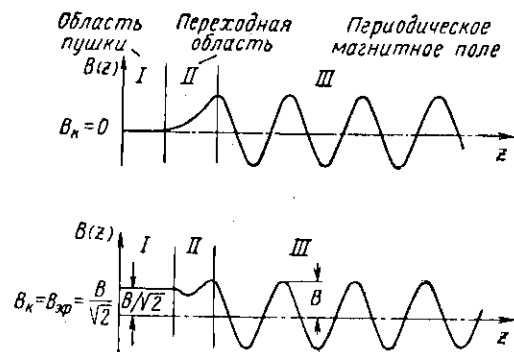


Рис. 9.12. К расчету контура пучка в переходной области при различной величине магнитного поля на катоде.

максимальная радиальная сила ($R''(0) \neq 0$). Поэтому пучок будет сначала сужаться, а лишь на некотором расстоянии от максимума B -кривой он начинает расширяться под действием сил пространственного заряда [9.18].

Для приближенных расчетов можно воспользоваться данными работ [9.18—9.20]; упрощенный расчет по ступенчатой идеализированной b -кривой можно произвести так же, как для случая однородного поля (§ 8.3).

2. $B_k = B_{эф} = B/\sqrt{2}$. Незэкранированные пушки с большим магнитным полем на катоде применяются в ЛБВ малой мощности с низким уровнем шума. При этом $\alpha \gg \beta$. Пушка находится в однородном магнитном поле, созданном коротким вспомогательным соленоидом или постоянным магнитом. Между областью однородного поля и периодическим полем должен находиться «трансформатор» пучка, т. е. область неоднородного поля. Распределение поля в этой области записывается в виде ряда

Фурье, расчет [9.22, 9.19а] сводится к вычислению первых трех или четырех коэффициентов этого ряда. О расчете незэкранированной пушки см. гл. 5.

§ 9.4. НЕКОТОРЫЕ ПРАКТИЧЕСКИЕ КОНСТРУКЦИИ. „РАЗРЫВ“ В МПФС ПРИ НАЛИЧИИ ВОЛНОВОДНОГО ВХОДА ЭНЕРГИИ. НЕДОСТАТКИ МПФС

В работе [9.21] описана экспериментальная ЛБВ с МПФС (рис. 9.13). В диапазоне частот 2000—3880 $Мгц$ лампа обладала коэффициентом усиления 36 $дб$ на малом сигнале и выходной мощностью 100—170 $вт$ (в импульсном режиме). Пушка со сходящимся потоком. Параметры пучка следующие:

диаметр канала	5,25 $мм$
переванс	$1,2 \cdot 10^{-6} a/v^{3/2}$
напряжение	4000 $в$
ток	250 $ма$
коэффициент токопрохождения	90 %

МПФС содержала магниты кольцевой формы из магнитной керамики ($Ba Fe_{12} O_{19}$) промышленного производства. Основные параметры МПФС:

наружный диаметр магнита	51 $мм$
внутренний диаметр наконечника	13,3 $мм$
длина МПФС	352 $мм$
количество магнитов	38
период системы	18,5 $мм$
амплитуда поля	600 $гс$
вес МПФС	2,9 $кг$

Для фокусировки пучка однородным полем потребовался бы соленоид весом 20 $кг$, постоянный магнит имел бы совершенно неприемлемые габариты и вес. Отмечается, что применение более высококачественной магнитной керамики позволяет снизить вес МПФС до 1,1 $кг$.

Лампа и МПФС заключены в специальный корпус (пакетированная конструкция). Ввод и вывод энергии осуществляется по тонкому коаксиальному кабелю, проложенному в специальной канавке в толще полюсного наконечника. Такая конструкция ввода и вывода энергии не нарушает периодического магнитного поля.

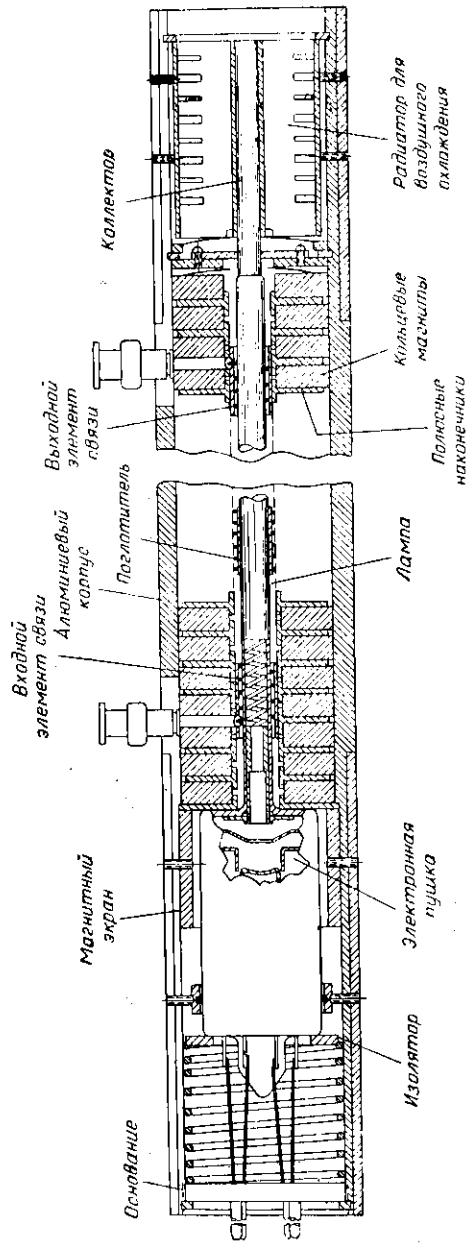


Рис. 9.13. Конструкция пакированной ЛБВ 10-см диапазона с магнитной периодической фокусирующей пучка.

Некоторые сведения о зарубежных выпускаемых промышленностью ЛБВ с МПФС приведены в книге С. В. Кукарина [9. 24].

Часто лампа имеет волноводный вход и выход энергии. В том месте, где проходит волновод, образуется «разрыв» периодической системы, распределение магнит-

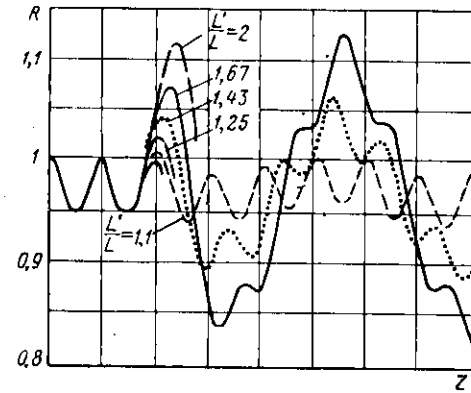


Рис. 9.14. Контуры электронных пучков в МПФС с «разрывом» в районе входного волновода ЛБВ при различных отношениях «растянутого» участка поля к периоду системы L'/L .

ного поля сильно искажается, и поэтому нарушаются условия фокусировки. Особую опасность представляет разрыв в области входного волновода; разрыв в области выходного волновода, даже если он сильно возмущает поле, мало сказывается на токопрохождении, так как после него пучок проходит через 2—3 кольца и поступает в коллектор.

На рис. 9.14 представлены расчетные контуры пучков в системе с «разрывом», вычисленные на счетной машине [9.17]. В расчетах принято, что в области разрыва пиковое значение магнитного поля остается таким же, как и в остальной системе, но длина участка разрыва L' больше периода системы L . Из рисунка видно, что чем больше разрыв, тем больше пульсации. Так, при $L'/L = 1,7$ относительные пульсации возрастают до 15%. Если же волновод очень толстый, то относительные пульсации станут настолько большими, что фокусировка нарушается

ся. Поэтому, если позволяют условия согласования, идут на значительное уменьшение узкой стенки волновода.

Расчет показывает также, что в случае «растянутого» периода пульсации можно уменьшить, снижая до определенной величины поле в разрыве.

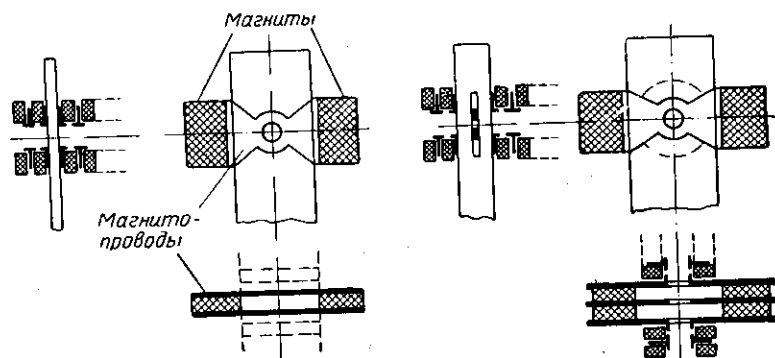


Рис. 9.15. Варианты конструкций, применяемых для восстановления периодической картины поля, нарушенной размещением волновода.

Существует несколько способов восстановления картины периодического магнитного поля в области волновода. Можно, например, деформировать волновод таким образом, чтобы на образовавшийся выступ можно было надеть дополнительное кольцо большего диаметра. Применяют также расположенные снаружи волновода вспомогательные магниты и магнитопроводы, которые подводят магнитный поток к области, занимаемой пучком (рис. 9.15). Плоский магнитопровод небольшого размера может быть также введен в волновод параллельно его широкой стенке; при этом согласование изменяется очень незначительно.

Фокусировка пучка периодическим магнитным полем может производиться как при низких рабочих напряжениях (несколько сотен вольт), так и при высоких напряжениях. В работе [9.25], например, описаны эксперименты с фокусировкой пучка с напряжением 10—25 кВ через каналы диаметром 4,2 и 5,2 мм. Первенец пучка $2 \cdot 10^{-6} \text{ а/в}^{3/2}$. МПФС имела период $L=18 \text{ мм}$ и амплитудное значение поля $B=1900 \text{ гс}$, в другом варианте $L=12,5 \text{ мм}$ и $B=1300 \text{ гс}$, коэффициент токопрохождения до 95%.

При переходе к очень коротким периодам не удается получить амплитуду поля на оси большую примерно 2000 гс, если применять кольцевые магниты из обычной магнитной керамики. Один из путей укорочения периода МПФС — применение больших постоянных магнитов и системы скрещенных магнитопроводов (рис. 9.16). Достижимая амплитуда поля ограничивается насыщением материала магнитопроводов.

В приборах большой мощности с замедляющей системой в виде последовательности объемных резонаторов шаг магнитной системы должен совпадать с шагом замедляющей системы. В этом случае полюсные наконечники одновременно являются стенками резонаторов. Для некоторых конфигураций было проверено, что щели индуктивной связи между резонаторами, прорезанные в их стенках (т. е. в магнитопроводах), практически не нарушают фокусировки пучка [9.25].

В работе [9.26] описан мощный клистрон с периодической фокусировкой пучка. Параметры пучка: напряжение 18 кВ, ток 1,85 а в непрерывном режиме. Интересной особенностью клистрона является то, что магнитные поля в зазоре каждого из магнитов имеют один знак. Поле другого знака создается за счет полей рассеяния (рис. 9.17). Вес постоянных магнитов из ферроксидора с наконечниками 50 кг, тогда как электромагнит для этого клистрона весит 230 кг.

В заключение отметим наиболее существенные недостатки МПФС.

1. Фокусировка чувствительна к вариациям начальных условий. Поэтому требуется более тщательная отработка пушки и области перехода, чем в случае фокуси-

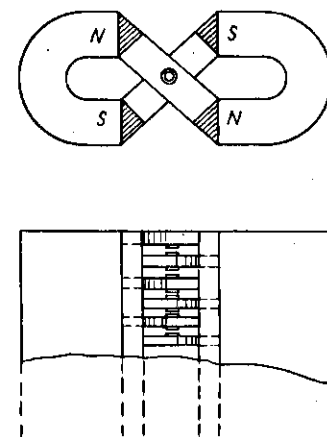


Рис. 9.16. Система с большими постоянными магнитами и скрещенными магнитопроводами для получения периодического магнитного поля с малым периодом и большой амплитудой поля.

ровки соленоидом. Этот недостаток усугубляется тем, что в МПФС с постоянными магнитами практически отсутствует возможность регулировки величины магнитного поля в зазоре. Небольшая регулировка (в сторону снижения поля) возможна лишь за счет внешних магнитных шунтов.

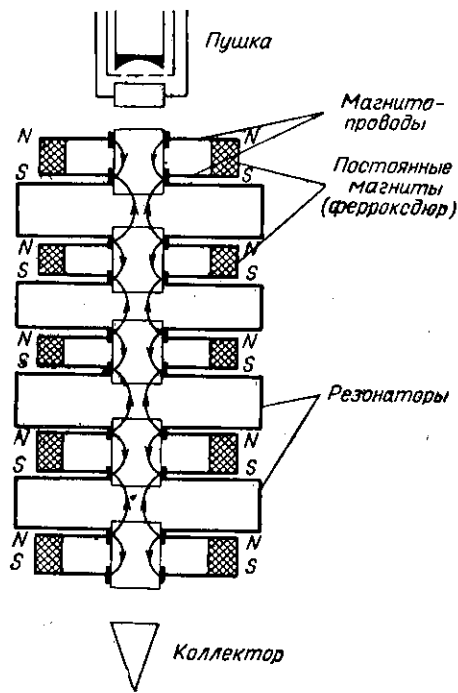


Рис. 9.17. Схема мощного многокатуточного клистрона с периодической фокусировкой постоянными магнитами.

уменьшается. Например, при изменениях температуры внешней среды от -60 до $+100^{\circ}\text{C}$ изменение амплитуды поля составит примерно $\pm 16\%$ от среднего значения при 20°C . Такие изменения не могут не исказить фокусировку. Если лампа работает в условиях сильно изменяющейся температуры внешней среды, то возникает необходимость в термостатировании или применении термокомпенсации при помощи каких-либо специальных магнитных шунтов.

Однако указанные недостатки лишь в незначительной степени ограничивают применение МПФС. Приборы с магнитными периодическими системами получают все большее распространение.

2. Сильно влияют на фокусировку разброс по амплитуде поля, вызванный как механическими причинами (неплотное прилегание колец к наконечникам, люфты, эксцентриситет деталей и т. п.), так и разбросом свойств самих магнитов. Значительная часть керамических магнитов имеет азимутальную неоднородность намагниченности. Требуется специальная аппаратура для проверки и отбраковки колец.

3. Магнитная керамика имеет большой температурный коэффициент (около $2 \cdot 10^{-3} \%$ /град). При увеличении температуры магнитное поле системы

ГЛАВА 10

ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНЫХ ТЕПЛОВЫХ СКОРОСТЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ НА ФОРМИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ

Одной из причин, вызывающих нарушение формирования потока, является действие начальных тепловых скоростей электронов. Если магнитное поле в пушке отсутствует, то такие скорости приводят к увеличению размеров пучка и к перераспределению плотности тока. Расчет и эксперимент показывают, что эти эффекты могут быть весьма существенными и их обязательно следует учитывать при конструировании электронных пушек, особенно пушек, формирующих пучки с малым поперечным сечением.

Расчет перераспределения плотности тока в пушках со сходящимся потоком представляет известную сложность. Поэтому в данной главе действие тепловых скоростей приближенно рассчитывается сначала для пушки с прямолинейным потоком (плоского диода), а затем полученные данные обобщаются на случай пушек цилиндрического и сферического типа.

В имеющейся литературе [10.1—10.10] материал по данному вопросу рассмотрен довольно подробно и позволяет провести численные оценки при практических расчетах.

§ 10.1. ФИЗИЧЕСКАЯ КАРТИНА ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С НАЧАЛЬНЫМИ ТЕПЛОВЫМИ СКОРОСТЯМИ В ПЛОСКОМ ДИОДЕ

Электроны, эмитированные накаленным катодом, обладают определенными начальными тепловыми скоростями. Эти скорости тем больше, чем выше температура

катода. Для оксидного катода, например, средняя тепловая скорость электронов соответствует ускоряющему напряжению U_0 порядка 0,08 в.

Тепловые электроны вылетают с катода под всевозможными углами. В числе их имеются электроны, вылетающие параллельно или почти параллельно поверхности катода.

Пусть в плоском диоде с катода из точки K (рис. 10.1) стартовал электрон, обладающий средней тепловой скоростью \bar{v}_x , направленной по касательной к катоду. Ускоряющее электрическое поле направлено по нормали к катоду. Если бы электрон не обладал начальной скоростью, то он попал бы на аноде в точку A . За счет начальной тепловой скорости траектория отклонится в сторону на некоторую величину Δ . Вдоль оси x , поскольку в этом направлении ускорения нет, электрон будет двигаться равномерно со скоростью \bar{v}_x . Поэтому $\Delta = \bar{v}_x \Delta t_a$, где Δt_a — время пролета электрона от катода до анода. Вычислим это время, проинтегрировав равенство $dt = dz / \sqrt{2\eta U(z)}$ с учетом формулы (5.3):

$$\Delta t_a = \frac{1}{\sqrt{2\eta U_a}} \int_0^d \frac{dz}{(z/d)^{2/3}} = \frac{3d}{\sqrt{2\eta U_a}}. \quad (10.1)$$

Выразим среднюю тепловую скорость через эквивалентное напряжение: $\bar{v}_x = \sqrt{2\eta U_0}$. Тогда получим следующее соотношение:

$$\Delta = 3 \sqrt{\frac{U_0}{U_a}} d.$$

Таким образом, под действием тепловых скоростей пучок электронов будет расширяться («расплываться»). Это расширение, не зависящее от абсолютных размеров поперечного сечения пучка, прямо пропорционально рас-

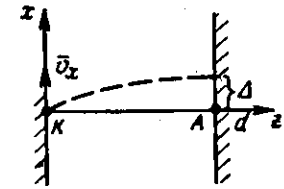


Рис. 10.1. Под действием начальной тепловой скорости \bar{v}_x электрон будет удаляться от той траектории, которую он имел бы в отсутствие тепловых скоростей.

стоянию катод — анод и обратно пропорционально корню квадратному из анодного напряжения.

Пример. Пусть $U_a = 800$ в, $d = 10$ мм. Тогда $U_0/U_a = 10^{-4}$ и $\Delta = 0,3$ мм.

Ясно, что если размер поперечного сечения пучка значительно больше, чем его расширение за счет тепловых скоростей, то распределение плотности тока в пучке в основном останется неизменным. Несколько «размытыми» будут границы пучка, причем это будет связано главным образом с электронами, эмитированными вблизи края катода.

Качественно эти выводы справедливы также и в случае сходящихся потоков. Однако по мере удаления от катода относительное расплывание пучка будет сказываться все сильнее, так как удаление «тепловых» электронов от номинальных траекторий будет продолжаться, а абсолютные поперечные размеры пучка — уменьшаться.

Для значительного числа практических случаев приращение размеров пучка за счет тепловых скоростей электронов в пушках с анодным напряжением 0,5—5 кВ изменяется от нескольких сотых до нескольких десятых долей миллиметра. Поэтому в ранних работах по расчету пушек, где учитывались тепловые скорости [10.1], для уменьшения тока на анод рекомендуется увеличить радиус отверстия в аноде примерно на 10—15% по сравнению с радиусом, вычисленным без учета тепловых скоростей.

Если размер поперечного сечения пучка меньше, чем величина расширения за счет тепловых скоростей электронов, или сравним с ним, то будет получен поток, мало похожий на поток, рассчитанный в предположении, что тепловых скоростей нет. В этом случае произойдет резкое перераспределение плотности тока. Существенную роль при расплывании пучка будут играть электроны, эмитированные не только с крайних участков катода, но также и с центральных участков.

Будем называть начальными *поперечными* скоростями те компоненты скоростей электронов, которые перпендикулярны к направлению ускоренного движения в плоском диоде (пушке Пирса), т. е. лежащие в плоскости катода.

Рассмотрим движение совокупности электронов, покидающих катод бесконечно протяженного плоского

диода в малой окрестности некоторой выбранной точки M_0 (рис. 10.2). Электрон, не обладающий начальной поперечной скоростью, будет двигаться по прямой линии M_0M_1 и через некоторый промежуток времени достигнет точки M_1 некоторой промежуточной плоскости P , перпендикулярной к направлению ускоренного движения

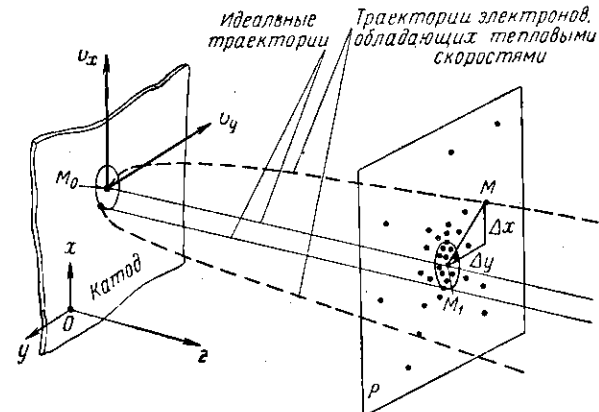


Рис. 10.2. К расчету перераспределения плотности тока в пучке с параллельным потоком под действием тепловых скоростей электронов.

этого электрона. Будем называть подобные траектории идеальными или номинальными траекториями. Каждому «тепловому» электрону можно сопоставить идеальную траекторию, которая начинается в точке вылета электрона из катода и по которой он стал бы двигаться в отсутствие начальных поперечных скоростей.

Если бы поперечные скорости отсутствовали, то электроны, выходящие из катода в малой окрестности рассматриваемой точки M_0 , стали бы двигаться от катода к аноду исходного диода по прямолинейным траекториям, которые пересекли бы плоскость P в подобной малой окрестности точки M_1 .

Фактически же при наличии начальных поперечных скоростей электроны, покинувшие малую окрестность выбранной точки M_0 , будут удаляться от соответствующих идеальных траекторий, рассеиваясь в пространстве, как это схематически указано на рис. 10.2. Например, электрон, вышедший из точки M_0 и обладающий некото-

рой начальной поперечной скоростью, будет удаляться от своей идеальной траектории M_0M_1 и пересечет плоскость P в некоторой точке M .

Естественно, что в окрестность точки M_1 плоскости P будут прибывать также электроны, эмитированные из других точек катода (на рисунке не указаны), создавая, таким образом, определенную плотность тока в рассматриваемой точке.

Отметим, что если существуют достаточно большие начальные поперечные скорости электронов, то в рассматриваемую точку M_1 могут прибыть электроны из весьма удаленных точек катода. Если же размер катода (пучка) ограничен, то в рассматриваемую точку придут только те электроны, которые имеют поперечную скорость, не большую, чем некоторая величина, определяемая размерами катода (пучка).

§ 10.2. ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ТОКА В ПУШКЕ С ПАРАЛЛЕЛЬНЫМ ПОТОКОМ

Так как в безграничном плоском диоде электроны испытывают ускорение только в направлении z , т. е. вдоль идеальной траектории, то удаление электрона от последней будет определяться только поперечными начальными скоростями. Это удаление будет пропорционально времени движения Δt , так что можно написать:

$$\frac{\Delta x}{v_x} = \frac{\Delta y}{v_y} = \Delta t. \quad (10.2)$$

Здесь Δx и Δy — x - и y -компоненты удаления некоторого выбранного электрона от идеальной траектории; v_x и v_y — соответственно x и y -компоненты начальной скорости электрона. Так как равенство (10.2) справедливо для любого численного значения времени Δt , то далее будем считать, что Δt — это время пролета от плоскости катода до рассматриваемой плоскости электрона, не имеющего начальной продольной компоненты скорости.

Для количественной оценки эффекта «расплывания» электронного пучка под действием начальных скоростей примем, что распределение электронов по скоростям подчиняется закону Максвелла — Больцмана. Пирс [1.1], используя теорему Лиувилля, записывает распределение

заряда в электронном потоке в фазовом пространстве в следующем виде (наши обозначения несколько отличаются от обозначений Пирса):

$$dq = Ke^{-\frac{m}{2kT}(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) + \frac{eU}{kT}} dv_x dv_y dv_z dx dy dz. \quad (10.3)$$

Здесь K — постоянная; e , m — заряд и масса электрона; k — постоянная Больцмана; T — температура катода, °К; U — потенциал в рассматриваемой точке по отношению к потенциалу катода, принятому за нуль.

Элемент плотности заряда в обычном пространстве запишется в виде равенства

$$d\rho = \frac{dq}{dx dy dz}, \quad (10.4)$$

а компонента плотности тока dj в направлении z равна $d\rho \cdot v_z$, т. е.

$$dj = Ke^{-\frac{m}{2kT}(v_x^2 + v_y^2) - \frac{mv_z^2}{2kT} + \frac{eU}{kT}} dv_x dv_y v_z dv_z. \quad (10.5)$$

Для определения константы K допустим, что размеры катода настолько велики, что некоторой рассматриваемой точки плоскости P с потенциалом $U(P)$ достигают электроны, имеющие сколь угодно большие начальные скорости. Тогда равенство (10.5) можно проинтегрировать от $-\infty$ до $+\infty$ по v_x и v_y и от $\sqrt{2\eta U(P)}$ до ∞ по v_z . Обозначив результат интегрирования через j_P , имеем:

$$\begin{aligned} j_P &= Ke^{\frac{eU(P)}{kT}} \left(\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} dv_x \right)^2 \cdot \int_{\sqrt{2\eta U(P)}}^{\infty} e^{-\frac{m}{2kT}v_z^2} v_z dv_z = \\ &= K \frac{\pi}{2} \left(\frac{kT}{m} \right)^2. \end{aligned}$$

Отсюда определяем величину константы K :

$$K = j_P \frac{2}{\pi} \left(\frac{m}{kT} \right)^2. \quad (10.6)$$

В случае конечного в направлениях x и y потока, когда интегрировать по v_x и v_y в пределах от $-\infty$ до $+\infty$ нельзя, мы можем, однако, по-прежнему проинтегрировать (10.5) по v_z в указанных выше пределах, так как с какой бы скоростью в направлении z электроны ни покидали катод, они все равно достигнут плоскости P . Произведя интегрирование, с учетом равенства (10.6) имеем

$$dj = j_P \frac{m}{2\pi kT} e^{-\frac{m}{2kT}(v_x^2 + v_y^2)} dv_x dv_y. \quad (10.7)$$

Выражения, входящие в последнее равенство, имеют следующий физический смысл:

dj — это элемент компоненты плотности тока в направлении ускорения (т. е. в направлении идеальной траектории), который обусловлен электронами, пришедшими в окрестность рассматриваемой точки, имеющими начальные поперечные компоненты скорости, лежащие в пределах от v_x до $v_x + dv_x$ и от v_y до $v_y + dv_y$ соответственно.

j_P — это плотность тока в некоторой рассматриваемой точке в предположении, что исходный диод имеет бесконечные размеры в поперечных направлениях, либо, что физически равнозначно, в предположении, что эмитируемые электроны не обладают начальными поперечными скоростями. Поэтому далее вместо j_P будем писать j_0 .

Равенство (10.7) преобразуем к форме, удобной для анализа потоков конечного поперечного сечения, для чего воспользуемся соотношениями (10.2):

$$dj = j_0 \frac{m}{2\pi kT} e^{-\frac{m}{2kT(\Delta t)^2} [(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2]} d\left(\frac{\Delta x}{\Delta t}\right) d\left(\frac{\Delta y}{\Delta t}\right). \quad (10.8)$$

Целесообразно ввести величину σ , пропорциональную времени пролета электрона от катода, определяемую равенством

$$\sigma = \sqrt{\frac{kT}{m}} \Delta t, \quad (10.9)$$

Выражение (10.8) может быть записано, следовательно, в следующей форме:

$$dj = \frac{j_0}{2\pi} e^{-\frac{1}{2\sigma^2} [(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2]} d\left(\frac{\Delta x}{\sigma}\right) d\left(\frac{\Delta y}{\sigma}\right). \quad (10.10)$$

Для расчета плотности тока в некоторой рассматриваемой точке потока с координатами x , y необходимо просуммировать те доли плотности тока, которые приносят электроны, эмитированные из различных точек катода, и которые в отсутствие тепловых скоростей пришли бы в некоторые точки x_1 , y_1 в плоскости P (т. е. идеальные траектории которых пересекли бы плоскость в некоторых точках x_1 , y_1). Таким образом, точка, в которой отыскивается плотность тока, имеет координаты x , y , а точка, по координатам которой производится суммирование (интегрирование), есть x_1 , y_1 . Очевидно, что

$$x_1 - x = \Delta x, \quad y_1 - y = \Delta y, \\ d\left(\frac{\Delta x}{\sigma}\right) = -d\left(\frac{x_1}{\sigma}\right), \quad d\left(\frac{\Delta y}{\sigma}\right) = -d\left(\frac{y_1}{\sigma}\right). \quad (10.11)$$

Выражение (10.10), записанное с учетом (10.11) в виде

$$dj = \frac{j_0}{2\pi} e^{-\frac{1}{2\sigma^2}(x^2 + y^2)} e^{-\frac{1}{2} \left[\left(\frac{y_1}{\sigma}\right)^2 - 2\left(\frac{y}{\sigma}\right)\left(\frac{y_1}{\sigma}\right) \right]} d\left(\frac{y_1}{\sigma}\right) \times \\ \times e^{-\frac{1}{2} \left[\left(\frac{x}{\sigma}\right)^2 - 2\left(\frac{x}{\sigma}\right)\left(\frac{x_1}{\sigma}\right) \right]} d\left(\frac{x_1}{\sigma}\right), \quad (10.12)$$

необходимо проинтегрировать по сечению потока, т. е. по x_1 в пределах от $-x_K$ до $+x_K$ (x_K — «идеальная» полутолщина потока в рассматриваемом сечении, которую он имел бы в отсутствие тепловых скоростей электронов) и по y_1 в пределах от $-y_K$ до $+y_K$ (y_K — полуширина потока в этом же сечении). Для простоты рассмотрим часто встречающийся на практике случай, когда $y_K \gg x_K$. Тогда интегрирование по y_1 с некоторым приближением можно провести в пределах от $-\infty$ до $+\infty$. Имеем

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2} \left[\left(\frac{y_1}{\sigma}\right)^2 - 2\left(\frac{y}{\sigma}\right)\left(\frac{y_1}{\sigma}\right) \right]} d\left(\frac{y_1}{\sigma}\right) = \sqrt{2\pi} e^{\frac{1}{2} \left(\frac{y}{\sigma}\right)^2}. \quad (10.13)$$

Результаты последующего интегрирования, т. е. плотность тока пучка конечной толщины в произвольной точке его поперечного сечения, мы обозначим просто j . Тогда

$$\begin{aligned} \frac{j}{j_0} &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x}{\sigma}\right)^2} \int_{-x_K/\sigma}^{x_K/\sigma} e^{-\frac{1}{2}\left[\left(\frac{x_1}{\sigma}\right)^2 - 2\left(\frac{x}{\sigma}\right)\left(\frac{x_1}{\sigma}\right)\right]} d\left(\frac{x_1}{\sigma}\right) = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-x_K/\sigma}^{x_K/\sigma} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x_1-x}{\sigma}\right)^2} d\left(\frac{x_1}{\sigma}\right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\frac{x_K+x}{\sigma}}^{\frac{x_K-x}{\sigma}} e^{-\frac{1}{2}\omega^2} d\omega, \end{aligned} \quad (10.14)$$

где $\omega = \frac{x_1 - x}{\sigma}$. Мы свели наш интеграл к табличному — интегралу вероятности

$$\Phi(A) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^A e^{-\frac{1}{2}\omega^2} d\omega.$$

Окончательно имеем

$$\frac{j}{j_0} = \frac{1}{2} \left[\Phi\left(\frac{x_K - x}{\sigma}\right) + \Phi\left(\frac{x_K + x}{\sigma}\right) \right]. \quad (10.15)$$

Последнее равенство выражает отношение плотности тока в пучке при наличии тепловых начальных скоростей к идеальной плотности тока, которая была бы в данном сечении пучка в отсутствие начальных тепловых скоростей электронов. Это отношение зависит лишь от безразмерных параметров $(x_K \pm x)/\sigma$ [σ имеет размерность длины, как видно из формулы (10.9)]. Параметры x_K и σ определяются конкретной геометрией электронной пушки. Физический смысл величины σ ясен из равенства (10.9): это то отклонение от идеальной траектории, которое имеет электрон, эмитированный с начальной скоростью v_σ , близкой к средней тепловой скорости:

$$v_\sigma = \sqrt{\frac{kT}{m}}.$$

(Для сравнения укажем, что в кинетической теории га-

зов средняя скорость частицы $\bar{v} = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{kT}{m}}$, наивероятнейшая скорость $v_H = \sqrt{2} \sqrt{\frac{kT}{m}}$. Следовательно, $v_\sigma \approx 0,6\bar{v}$ или $v_\sigma \approx 0,7v_H$.)

Величиной σ , которую будем называть *девиацией*, удобно пользоваться как мерой расплывания пучка под действием начальных тепловых скоростей электронов.

Зависимость j/j_0 от x/x_K при различных x_K/σ представлена на рис. 10.3. Из рисунка видно, что при величинах σ , значительно меньших номинальных размеров пучка (т. е. при больших x_K/σ), распределение плотности тока близко к идеальной П-образной форме. Если же σ сравнима с размерами пучка, то распределение плотности тока по сечению пучка имеет колоколообразную форму, причем максимальная плотность тока в центре пучка уменьшается, а часть тока, вышедшая из «идеальных» размеров, становится все большей. При $x_K/\sigma = 1$ в центре пучка $j/j_0 = 0,68$.

Так как за счет начальных тепловых скоростей происходит «расплывание» пучка, а его граница получается не четкой, размытой, становится трудно указать, каков именно размер пучка.

Площадь под кривой распределения плотности тока $j(x)$ в случае достаточно широкого ленточного пучка пропорциональна току пучка. Это позволяет по графикам рис. 10.3 пересчитать, внутри какого размера проходит та или иная часть общего тока пучка. Результаты пересчета, представленные на графиках рис. 10.4, показывают, насколько увеличивается размер пучка при различных x_K/σ . Например, размер, охватывающий 99% тока, превышает идеальный размер (размер катода) в случае $x_K/\sigma = 10$ на 8%, а в случае $x_K/\sigma = 5$ на 23%. Когда $x_K/\sigma > 20$ размер, охватывающий 99% тока ленточного пучка, отличается от идеального менее, чем на 1,5%. В этом случае эффектом тепловых скоростей, очевидно, можно пренебречь.

Расчет девиации σ , как видно из формулы (10.9), сводится к расчету времени пролета электрона, не обладающего продольной начальной компонентой скорости, при его движении от катода до рассматриваемой плоскости.

Для плоскости анода пушки с прямолинейным потоком, используя формулы (10.9) и (10.1), можем записать

$$\sigma = 3d \sqrt{\frac{k}{2e}} \sqrt{\frac{T}{U_a}} = 6,57 \cdot 10^{-3} \sqrt{\frac{T}{U_a}} \cdot 3d. \quad (10.16)$$

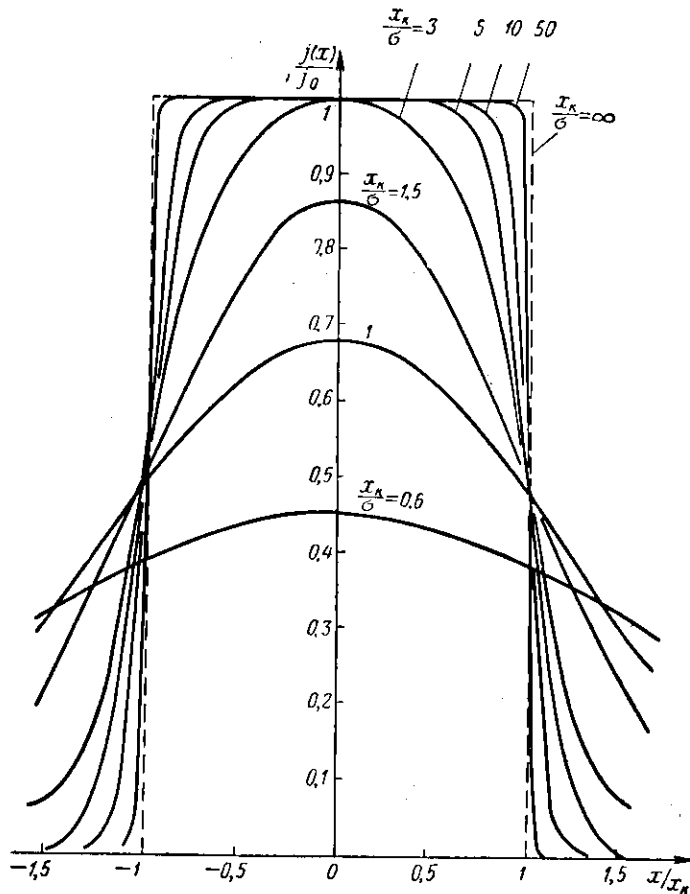


Рис. 10.3. Перераспределение плотности тока в пучке, вызванное тепловыми скоростями.

Перераспределение тем больше, чем больше девиация σ по сравнению с номинальным размером пучка x_k/j_0 — отношение плотности тока в пучке с начальными тепловыми скоростями к плотности тока в идеальном пучке, т. е. когда предполагается, что тепловые скорости отсутствуют. (Пучка с параллельным потоком, формирующая ленточный пучок).

Отсюда видно, что расплывание пучка тем больше, чем выше температура катода и чем ниже анодное напряжение.

Соотношения между рассмотренными величинами иллюстрируем следующим примером. Пусть имеется пучка с параллельным потоком, у которой расстояние

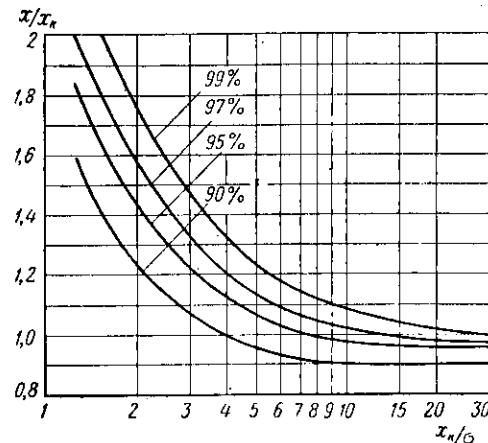


Рис. 10.4. График для определения относительного расширения ленточного пучка под действием тепловых скоростей электронов.

Цифры около кривых указывают долю общего тока (в %), который проходит внутри заданного размера.

катод — анод $d=5$ мм, $x_k=0,5$ мм, $T=1200^\circ$ К. При различных анодных напряжениях имеем данные, сведенные в таблицу.

$U_a, \text{ в}$	100	200	500	1200	
$\sigma, \text{ мм}$	0,35	0,24	0,15	0,098	
x_k/σ	1,43	2,08	3,34	5,1	
x/x_k по проценту охвата тока	99%	2	1,72	1,42	1,22
	95%	1,70	1,4	1,18	1,06

Видно, в частности, что при малых напряжениях пучка более чем вдвое превышает свой номинальный размер.

§ 10.3. ОБОБЩЕНИЕ ДАННЫХ, ПОЛУЧЕННЫХ ДЛЯ ПУШКИ С ПАРАЛЛЕЛЬНЫМ ПОТОКОМ, НА СЛУЧАЙ ПУШЕК ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО И СФЕРИЧЕСКОГО ТИПОВ

Представляется естественным предположить, что если в электронных пушках со сходящимся потоком угол схождения потока невелик, то рассмотренная выше картина расплывания пучка будет верна и для них. (Обсуждение этого предположения проводится в § 10.4.) Тогда с некоторым приближением будет справедлива формула (10.9) и наша задача сведется к вычислению величины девиации σ . Для пушки цилиндрического типа, формирующей ленточный пучок, необходимо в формулу (10.15) вместо x_k подставить идеальную полутолщину пучка в выбранном сечении, например полутолщину пучка в аноде. Перераспределение плотности тока в случае аксиально-симметричного пучка вычислено в работе [10.2].

Необходимое для расчета девиации время пролета электрона от катода до рассматриваемой плоскости определяется равенством:

$$\Delta t_a = - \int_{R_k}^{R_a} \frac{dR}{\sqrt{2\eta U(R)}} \quad (10.17)$$

Распределение потенциала $U(R)$ выражается формулой (6.2) для пушки сферического типа и формулой (6.8) для пушки цилиндрического типа. Подставив эти формулы в (10.17) и выполнив интегрирование*, получим для плоскости анода пушек цилиндрического и сферического типов следующее выражение:

$$\sigma = R_k \sqrt{\frac{k}{2e}} \sqrt{\frac{T}{U_a}} \tau(\rho_a) = 6,57 \cdot 10^{-3} R_k \sqrt{\frac{T}{U_a}} \tau(\rho_a) \quad (10.18)$$

Здесь $\tau(\rho_a)$ — функция, пропорциональная времени пребывания электрона в пушке (рис. 10.5).

Если нас интересует плоскость кроссовера, то вместо $\tau(\rho_a)$ мы должны подставить функцию $\tau'(\rho_a)$, учитывая

* Интегрирование проводится численными методами. Вблизи катода, где $U(R) \rightarrow 0$, чтобы избежать трудности при интегрировании, заменяют распределение потенциала, выраженное формулами (6.2) или (6.8), формулой (5.3).

щую время пролета электронов в заанодном пространстве. Для плоскости кроссовера имеем выражение для девиации:

$$\sigma' = 6,57 \cdot 10^{-3} R_k \sqrt{\frac{T}{U_a}} \tau'(\rho_a) \quad (10.19)$$

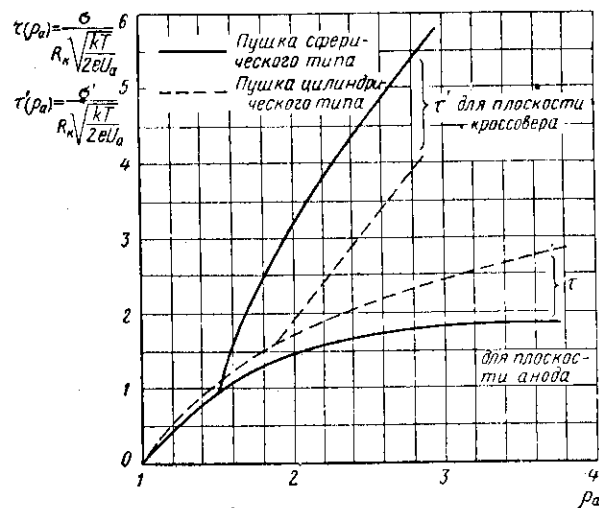


Рис. 10.5. Графики функций τ и τ' , пропорциональных времени пролета электрона от катода до анода (τ) или до кроссовера (τ') в пушках сферического и цилиндрического типов.

Графики используются для вычисления девиации σ .

Функция $\tau'(\rho_a)$ также представлена на рис. 10.5. Из графиков следует, что для значений ρ_a , употребляемых при создании пушек, $\tau(\rho_a)$ изменяется примерно от 1 до 2 для пушек сферического типа и от 1,7 до 2,5 для пушек цилиндрического типа. В плоскости кроссовера величина τ' изменяется соответственно в пределах примерно от 1 до 5 и от 1,7 до 4.

Перераспределение плотности тока под действием тепловых скоростей электронов для аксиально-симметричного пучка, сформированного пушкой сферического

типа, представлено на рис. 10.6*. Из графиков следует, что в аксиально-симметричных потоках размытость границы пучка выражена несколько сильнее, чем в случае ленточных пучков, при одинаковых отношениях номинального размера пучка к девиации. Эти графики позволяют вычислить тот радиус, который охватывает за-

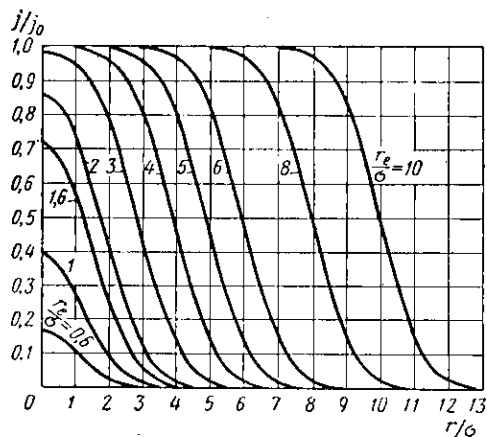


Рис. 10.6. Кривые, показывающие перераспределение плотности тока аксиально-симметричного пучка под действием тепловых скоростей электронов.

По осям отложены: нормализованный радиус (r/σ) и относительная плотность тока ($j(r)/j_0$). j_0 — плотность тока в идеальном пучке без тепловых скоростей. Параметром является отношение номинального размера пучка (r_e) к девиации (σ). В плоскости анода $r_e = r_a$. В плоскости кроссовера $r_e = r_{\text{мин}}$, а σ принимает значение σ' .

данный процент общего тока. Результаты такого пересчета представлены на графиках рис. 10.7.

Использование приведенных графиков иллюстрируем следующими примерами.

Примеры.

1. Пусть имеется пушка сферического типа со следующими параметрами, вычисленными без учета тепловых скоростей электронов:

* Для ленточных потоков, сформированных пушками цилиндрического типа, перераспределение плотности тока представлено на рис. 10.3, причем вместо x_k следует взять номинальную полутолщину пучка в рассматриваемом сечении.

$U = 1600$ в, $T = 1160^\circ\text{K}$, $r_a = 2$ мм, $r_k = 4,4$ мм, $r_{\text{мин}} = 0,75$ мм (в плоскости кроссовера), $\rho_a = 2,20$, $R_k = 15$ мм.

По графикам рис. 10.5 находим $\tau(\rho_a) \approx 1,6$, $\tau' \approx 3,75$. По формулам (10.18) и (10.19) вычисляем $\sigma = 0,134$ мм, $\sigma' = 0,315$ мм. Отсюда $r_a/\sigma \approx 15$, $r_{\text{мин}}/\sigma' \approx 2,4$. Таким образом, в плоскости анода расширение пучка будет незначительным. Для плоскости кроссовера по графику рис. 10.7 найдем: при $r_{\text{мин}}/\sigma' = 2,4$ для размера, охватывающего 99% тока, $r/\sigma' \approx 4,4$, т. е. $r/r_{\text{мин}} \approx 1,8$. Следовательно, вблизи кроссовера произойдет очень сильное перераспределение плотности тока и расширение пучка примерно вдвое.

2. Пушка с параметрами: $U = 16$ кв, $T = 1160^\circ\text{K}$, $R_k = 30$ мм, $\rho_a = 2,20$. Остальные линейные размеры будут в два раза больше, чем у предыдущей пушки. Аналогично найдем, что $\sigma \approx 0,085$ мм, $\sigma' \approx 0,2$ мм, $r_a/\sigma \approx 47$ и $r_{\text{мин}}/\sigma' \approx 7,5$. В этом случае расширением пучка в аноде можно пренебречь. В плоскости кроссовера пучок будет толще расчетного примерно на 20%.

Расчеты показывают, что из-за тепловых скоростей при напряжениях до 1000 в нельзя получить четко сформированного потока с размерами поперечного сечения, меньшими чем примерно 0,4—0,6 мм (в отсутствие магнитного поля).

Рис. 10.8 иллюстрирует расплывание аксиально-симметричного пучка под действием тепловых скоростей электронов.

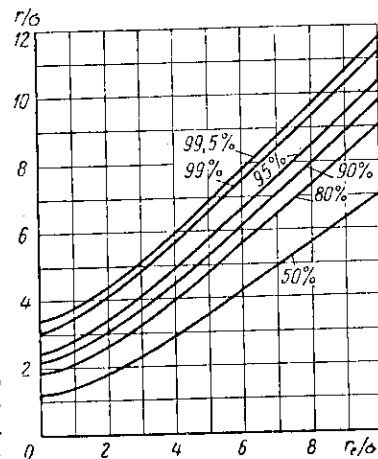


Рис. 10.7. График для определения относительного расширения аксиально-симметричного пучка.

Вычислив σ и задавая долю общего тока (в %), которая должна проходить в интересующем нас размере, по графику находим $r/r_e = (r/\sigma) : (r_e/\sigma)$.

Численный пример смотри в тексте.

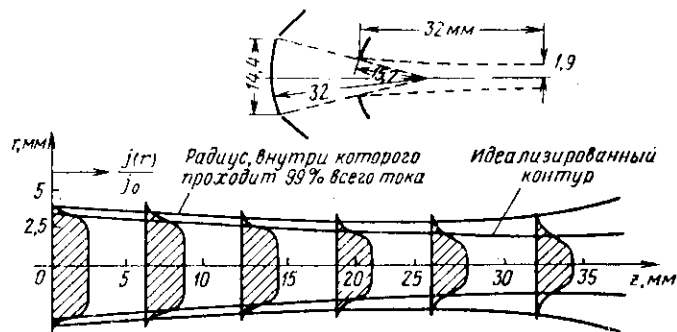


Рис. 10.8. Пример вызванного тепловыми скоростями перераспределения плотности тока аксиально-симметричного пучка. Наглядно видны размытость границ пучка, увеличение его диаметра, приближение кроссовера к аноду пушки. Расчет проведен для пушки с размерами, указанными пунктиром в верхней части рисунка (по данным [10.3], размеры округлены).

§ 10.4. О СООТВЕТСТВИИ ТЕОРИИ И ЭКСПЕРИМЕНТА. ОБСУЖДЕНИЕ

Итак, приближенная теория указывает на то, что в ряде случаев тепловые скорости электронов могут существенно исказить формирование потока, вызывая такие явления, как перераспределение плотности тока, расплывчатость границ, расширение пучка и приближение кроссовера к аноду, а также могут ограничить возможность получения тонких потоков. Возникает вопрос: насколько теория соответствует действительности?

Следует заметить, что сопоставление рассматриваемой теории с экспериментом является очень сложным делом, так как помимо тепловых скоростей существует еще целый ряд факторов, не учитываемых теорией, например: aberrации анодной линзы, неточное выполнение прикатодных условий, ионы в пучке, которые приводят к тому, что реальные траектории электронов отличаются от номинальных. Экспериментальная работа [10.3] совершенно определенно показала, что в тех случаях, когда номинальный радиус достоверно известен, теория дает довольно точную количественную характеристику пере-

распределения плотности тока в пучке. Это иллюстрируется рис. 10.9, где приведены экспериментальные точки и расчетная кривая распределения плотности тока.

Эксперимент показал, что в случае потока с большим углом сходимости и высокой компрессией перераспределение плотности тока происходит более сильно, чем следует из рассмотренной выше упрощенной теории.

При вычислении девиации предполагалась неизменность поперечных компонент скорости электрона. В системах же с большой компрессией или криволинейной фокусировкой имеются электрические поля, перпендикулярные к электронным траекториям, которые могут изменять поперечные компоненты скоростей. Кроме того, при больших углах сходимости потока рассеянные за счет тепловых скоростей электроны могут составлять значительные углы с идеальными траекториями. Это проявляется в том, что в заданном пространстве пушки электроны потока будут обладать большими поперечными скоростями, чем это следует из упрощенной теории.

Хорошее соответствие эксперимента с расчетом получается в том случае, когда в формулы для расчета σ вместо температуры катода подставлено значение так называемой эффективной температуры $T_{эфф} = T_k (r_k/r)^2$, что указывает на своеобразное «нагревание» электронного газа при сжатии потока.

Детальный анализ формирования потока с учетом тепловых скоростей и коррекцией преломляющего действия анодной линзы дан в работе [10.5], где приведены данные о пучках с микропервеансом от 0,05 до 0,8.

Интересный упрощенный метод оценки влияния тепловых скоростей на контур пучка развивается в работах [10.8—10.10]. В этом методе принято, что поверхность

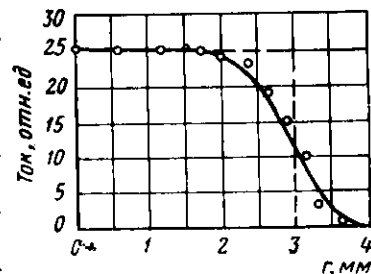


Рис. 10.9. Распределение плотности тока по радиусу пучка, сформированного пушкой со сходящимся потоком (по данным [10.2]):

— идеализированное распределение в отсутствие тепловых скоростей; — распределение, вычисленное с учетом тепловых скоростей; экспериментальные данные обозначены кружочками.

пучка расширяется под действием двух сил: электростатической силы расталкивания и силы теплового давления электронного газа. Для давления электронного газа принимаются те же соотношения, которые описывают состояние идеального газа. В качестве уравнения состояния применяется уравнение адиабаты. Получаются

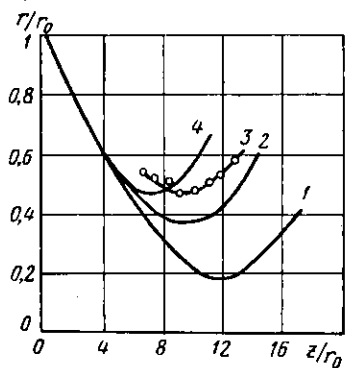


Рис. 10.10. Контуры пучка, сформированного пушкой с первеансом $0,2 \cdot 10^{-6} \text{ а/г}^{3/2}$, рассчитанные по разным методам, и контур, измеренный экспериментально [10.5]: 1 — контур идеализированного пучка в отсутствие тепловых скоростей электронов; 2 — расчет по методу [10.9]; 3 — эксперимент; 4 — по методу [10.2, 10.5].

несложные формулы для расчета контуров аксиально-симметричных и ленточных пучков. По рис. 10.10, на котором изображены контуры пучков, рассчитанные различными способами, и контур, полученный экспериментально, можно судить о точности тех или иных методов расчета. Видно, что приближенные методы расчета удовлетворительно согласуются с данными эксперимента и, следовательно, могут применяться для расчетов практических систем.

Следует оговориться, что в тех случаях, когда вызванное тепловыми скоростями перераспределение плотности тока в пучке очень сильное, например при $x/c/\sigma$ или r_e/σ порядка 3 или менее, результаты расчетов становятся слишком приближенными, так как при выводе основных формул неявно предполагалось, что возмущающее действие тепловых скоростей не настолько велико, чтобы существенно изменить картину распределения плотности пространственного заряда.

Пути снижения влияния тепловых скоростей электронов заключаются в правильном выборе параметров пушки и пучка и в применении соответствующего магнитного поля.

Снижение температуры катода может дать некоторое уменьшение тепловых скоростей, однако для современных типов катодов оно очень небольшое. Выбор пара-

метров пушки должен быть направлен на снижение отношения $R_K/\sqrt{U_a}$ и компрессии потока, хотя ясно, что это противоречит требованию снижения плотности тока эмиссии катода.

Если после выхода из анода пушки пучок попадает в нарастающее магнитное поле, то последнее будет препятствовать дальнейшему перераспределению плотности тока. Очевидно, что при больших отношениях x/σ или r/σ , когда «расплывание» невелико, ход пучка в нарастающем магнитном поле будет незначительно отличаться от хода пучка в случае, когда тепловые скорости не учитываются. При небольших x/σ или r/σ , меньших, например, чем 5—3, картина движения электронов пучка резко усложняется, так как каждый из них входит в магнитное поле, имея свои «индивидуальные» начальные условия [10.11].

Для ограничения эффекта расплывания пучка необходимо, чтобы достаточно сильное магнитное поле, способное «парализовать» тепловые скорости, начинало действовать как можно раньше, в частности, начиная непосредственно с катода.

Допустим, катод пронизывают силовые линии магнитного поля. Электроны, эмитированные со средней тепловой скоростью $U_0 \approx 0,1$ в перпендикулярно силовым линиям магнитного поля, будут двигаться по спиралеобразным траекториям. В поперечной к магнитному полю плоскости эти траектории будут иметь вид окружностей с радиусом r . Если, например, индукция магнитного поля на катоде равна 100 гс, то r будет иметь величину около 0,1 мм. (Это следует из формулы для радиуса вращения электрона в магнитном поле $r = 3,37 \times 10^{-6} \sqrt{U_0/B}$.) Аналогично, если потребовать, чтобы «размытость» пучка за счет тепловых скоростей не превышала 0,2 мм, на катоде пушки необходимо иметь поле около 50 гс, и т. д.

Опыт показывает, что магнитное поле является наиболее эффективным средством подавления не только действия поперечных тепловых скоростей электронов, но и других факторов, возмущающих электронные траектории и приводящих к неламинарности потока. Вопросы, связанные со свойствами электронных потоков, сформированных пушками, у которых имеется магнитное поле на катоде, рассматриваются в следующей главе.

ГЛАВА II

СИСТЕМА ФОРМИРОВАНИЯ, СОДЕРЖАЩАЯ ЭЛЕКТРОННУЮ ПУШКУ, ЧАСТИЧНО ЭКРАНИРОВАННУЮ ОТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В этой главе проводится более общее рассмотрение аксиально-симметричного пучка, сформированного так называемой *частично-экранированной* от магнитного поля пушкой, т. е. пушкой, через катод которой проходит определенная часть общего магнитного потока, пронизывающего поперечное сечение пучка в однородном магнитном поле. При наличии магнитного поля в области пушки [11.1—11.8] величина оптимального магнитного фокусирующего поля становится больше бриллюэновской, а свойства электронного потока существенно изменяются: увеличивается стабильность потока как в самой пушке, так и в пространстве дрейфа, уменьшается средняя скорость вращения электронов вокруг оси, изменяется характер движения электронов в области коллектора, полностью экранированного от магнитного поля. Такие пучки находят применение в приборах, обладающих улучшенными характеристиками (высокий к. п. д. и первеанс), в приборах большой мощности и приборах миллиметрового диапазона.

§ 11.1. ФАКТОРЫ, ПРЕПЯТСТВУЮЩИЕ ПОЛУЧЕНИЮ ЛАМИНАРНОГО ПОТОКА. ЭЛЕКТРОННЫЙ ПОТОК В ПОЛЕ, БОЛЬШЕМ БРИЛЛЮЭНОВСКОГО

При расчетах систем, формирующих бриллюэновский поток, предполагается, что в пространстве катод — анод пушки магнитное поле равно нулю, или, другими словами, что пушки являются полностью экранированными

от магнитного поля. Практикой проверено, что такие расчеты, дополненные небольшой экспериментальной корректировкой, являются удовлетворительными для ряда «обычных» фокусирующих систем, предназначенных, в частности, для приборов с небольшим первеансом и коэффициентом заполнения канала потоком, или в тех случаях, когда не требуется очень высокое токопрохождение и качество электронного потока.

Следует, однако, иметь в виду, что большинство приборов работает в магнитных полях, превышающих бриллюэновское значение в 1,5—3 раза. Это объясняется тем, что невозможно строго реализовать условия, необходимые для получения бриллюэновского потока.

Перечислим здесь наиболее существенные факторы, нарушающие формирование электронных потоков [11.9, 11.10, 11.12].

1. Электронная пушка, как правило, не может обеспечить точное выполнение условий вброса пучка в однородное магнитное поле. Причины этого следующие:

— несоответствие приближенных расчетов преломляющего действия анодной линзы действительной картине движения электронов. При значительных первеансах имеют место сильные aberrации, приводящие к потере ламинарности и к неравномерной плотности тока в пучке (см. гл. 12);

— тепловые скорости электронов, которые производят перераспределение плотности тока в пучке (гл. 10);

— погрешности при моделировании электронной пушки, неточности при изготовлении деталей пушки и при их монтаже; изменения геометрических размеров деталей при их разогреве за счет накала катода.

2. В приборе всегда имеются ионы и вторичные электроны, которые в большей или меньшей степени изменяют распределение потенциала и пространственного заряда в пучке (гл. 16).

3. Магнитное поле в области катод — анод пушки не точно равно нулю в силу конечных геометрических размеров отверстий в экранах и за счет частичного насыщения материала экрана; наблюдаются отклонения от однородности магнитного поля, созданного реальными катушками (соленоидами) по длине пучка (гл. 7); вблизи катода сказывается влияние магнитного поля подогревателя.

4. В лампах, работающих в режиме большого сигнала, в результате ВЧ модуляции в пучке образуются сгустки (пакеты) электронов, плотность пространственного заряда в которых в несколько раз больше среднего значения.

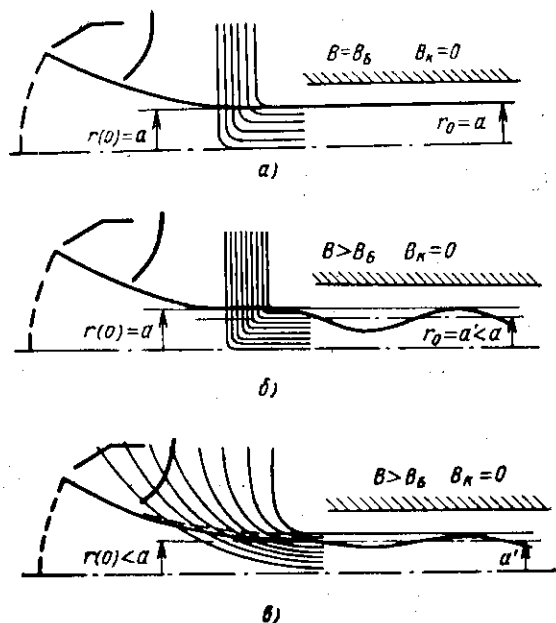


Рис. 11.1. Контуры электронного потока, сформированного полностью экранированной пушкой, в магнитном поле, равном бриллюэновскому и большем бриллюэновского:

a — идеальные условия ввода потока в бриллюэновское магнитное поле; *б* — поток в быстро нарастающем поле, большем бриллюэновского. Большие пульсации объясняются большим различием между $r(0)$ и a' ; *в* — реальные условия ввода пучка. Магнитное поле постепенно «подхватывает» поток, сужая его, поэтому пульсации будут меньше за счет уменьшения разницы между a' и $r(0)$.

Рассмотрим теперь, что произойдет с потоком, рассчитанным на бриллюэновское поле, если его поместить в поле, большее бриллюэновского. Допустим, что имеется полностью экранированная от магнитного поля электронная пушка, способная обеспечить в некоторой плоскости $z=0$ параллельный оси поток с радиусом $r(0) = a$, равным бриллюэновской величине (рис. 11.1, *a*). Допу-

стим далее, что магнитное поле нарастает настолько резко, что радиус потока в переходной области заметно измениться не успеет. В этом случае при $B = B_б$ мы должны получить бриллюэновский поток. Если $B > B_б$ (рис. 11.1, *б*), то электроны пересекут большее число силовых линий и приобретут большую, чем нужно для равновесного движения, азимутальную скорость, что приведет к пульсациям потока. Эти пульсации будут происходить относительно среднего радиуса a' , меньшего, чем исходный (бриллюэновский радиус обратно пропорционален индукции поля), однако максимальное значение радиуса должно сохраниться равным a . Практически магнитное поле нарастает более или менее плавно, так что оно начинает действовать еще в пушке, сужая поток. Поэтому радиус потока на входе в однородное поле не остается постоянным, а уменьшается с ростом магнитного поля. За счет этого уменьшается амплитуда пульсаций относительно уменьшенного равновесного радиуса (рис. 11.1, *в*).

Таким образом, увеличение магнитного поля против бриллюэновской величины в реальных системах приводит к уменьшению среднего диаметра и абсолютных пульсаций потока. Однако относительные пульсации остаются большими. Действительная картина движения электронов, где всегда имеются значительные радиальные компоненты скоростей электронов и магнитное поле на катоде, конечно, много сложнее только что рассмотренной схемы, но в общих чертах последняя верна. Ведь хорошо известно из практики, что зачастую удается «сфокусировать» лучок магнитным полем и получить удовлетворительное токопрохождение даже в случае плохого согласования. Однако конфигурация пучка в этом случае получается далеко не такой, какая заложена в расчет.

Для ряда современных приборов, где требуется высокое качество системы формирования, например для приборов с высоким первенсом потока, приборов большой мощности, приборов миллиметрового диапазона, ориентироваться на получение бриллюэновского потока будет неправильно. Поэтому разрабатываются улучшенные небриллюэновские методы фокусировки и способы их расчета, учитывающие работу приборов в магнитных полях, больших бриллюэновских.

§ 11.2. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ПУШКЕ. СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ ПОТОКАМИ

Для увеличения стабильности пучка существует простой и радикальный способ, заключающийся в пропускании магнитного потока через катод, или, другими словами, в применении пушек, *частично* экранированных от магнитного поля.

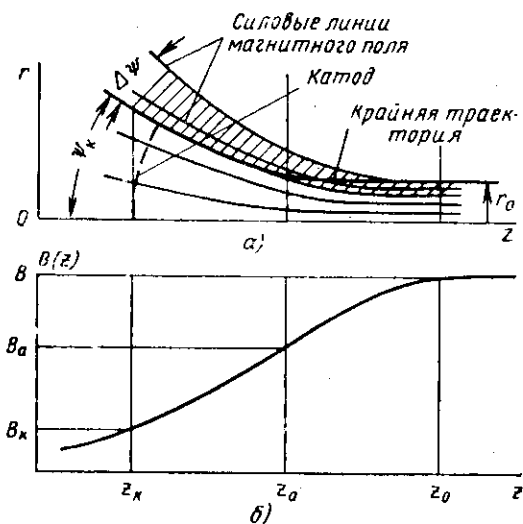


Рис. 11.2. Силовые линии магнитного поля и электронные траектории в частично экранированной пушке:

a — схема, поясняющая введение в пучок в заанодном пространстве дополнительного магнитного потока $\Delta\psi$, необходимого для закручивания пучка с целью компенсации сил пространственного заряда. Ψ_k — магнитный поток через катод; Ψ_0 — суммарный поток магнитного поля, пронизывающий сечение равновесного пучка; *b* — распределение магнитного поля в системе с частично экранированной пушкой; z_k — плоскость катода; z_a — плоскость анода; z_0 — плоскость начала области однородного магнитного поля.

На рис. 11.2 схематически представлены ход траекторий, ход силовых линий и распределение магнитного поля на оси системы с частично экранированной пушкой. Магнитные силовые линии пронизывают катод. Поток индукции магнитного поля через поверхность катода ра-

дуса Γ_k , который мы обозначаем Ψ_k , в парааксиальном приближении выражается формулой

$$\Psi_k = \pi r_k^2 B_k. \quad (11.1)$$

На рисунке изображен случай, когда в области катод — анод пушки силовые линии магнитного поля совпадают с электронными траекториями*. Это означает, что в этой области величина магнитного потока, находящегося внутри пучка, остается неизменной. Так как электроны не пересекают силовых линий, магнитное поле не будет оказывать влияния на движение электронов, эмитированных по нормали к поверхности катода, но зато будет сильно влиять на «возмущенные» электроны, эмитированные под углом к нормали, «парализуя» действие поперечных скоростей. По мере продвижения к аноду магнитное поле увеличивается, и возрастает, следовательно, его способность противостоять поперечным возмущениям траекторий.

Совпадение силовых линий магнитного поля и электронных траекторий в пушке можно осуществить двояко: либо по результатам моделирования пушки на ванне путем несложного пересчета (типа расчета по формуле (7.2)) найти нужный закон распределения магнитного поля, либо из результатов измерения магнитного поля получить картину силовых линий, а по ним путем моделирования на ванне подобрать соответствующий ход траекторий.

Форма экрана для пушки с частичной экранировкой катода должна быть более «открытой», чем в случае хорошо экранированных пушек. Если экран имеет вид железного диска, то отверстие в нем должно быть большего размера. Если экран имеет вид стакана, то отверстие в его торце также должно быть большого диаметра, либо следует применять экран без торца (он будет иметь вид отрезка трубы).

Создать строго конический сходящийся магнитный поток довольно трудно. Однако вряд ли нужно добиваться строгой прямолинейности силовых линий. Ведь в практических системах ход траекторий в пушке является более или менее криволинейным, причем отличие траекторий от прямых линий сказывается тем сильнее, чем

* Такую систему иногда называют «пушкой с магнитным сопровождением».

больше первеанс и угол сходимости потока. Опыт показывает, что получение удовлетворительного совпадения траекторий и магнитных силовых линий в пушке представляется не очень сложным делом [11.6, 11.7].

При приближении электронов к аноду картина начинает меняться. Анодная линза на сравнительно коротком участке сильно уменьшает сходимость электронных траекторий, тогда как сходимость магнитных силовых линий на том же участке остается почти прежней или изменяется очень незначительно, поскольку железные элементы экрана находятся на сравнительно большем расстоянии от пучка, чем электроды. Следовательно, в заанодном пространстве пушки начнется пересечение силовых линий магнитного поля и электронных траекторий (см. ход силовых линий и траекторий на участке от z_a до z_0 на рис. 11.2). Возникшая азимутальная компонента силы Лоренца будет «закручивать» электронные траектории вокруг оси.

По мере удаления от анода величина магнитного потока, заключенного внутри пучка, будет все более превышать величину Ψ_k , а скорость вращения будет нарастать. Наконец, при некотором значении магнитного потока азимутальная скорость достигнет такой величины, когда обусловленная ею радиальная сила Лоренца будет в состоянии уравновесить силу пространственного заряда плюс центробежную силу. Если начиная с этой плоскости магнитное поле становится однородным, то при определенных условиях можно осуществить тот равновесный электронный поток с неизменным радиусом r_0 , о котором говорилось в гл. 4. Дальнейшее «втекание» магнитного потока в электронный пучок или, что то же, дальнейшее пересечение электронами силовых линий магнитного поля приведет к нарушению условий равновесия и возникновению пульсаций. Следовательно, для получения равновесного потока в однородном магнитном поле в случае, когда через катод проходит известный поток Ψ_k , необходимо ввести в пучок строго определенный магнитный поток $\Delta\Psi$, который мы будем называть *дополнительным потоком* (по отношению к Ψ_k).

С увеличением магнитного поля на катоде в пучке оказывается все большее число силовых линий, величина «рабочего» магнитного поля, в котором должен находиться равновесный пучок, возрастает. Рабочее поле при

$B_k \neq 0$ всегда больше бриллюэновского. Доля дополнительного потока $\Delta\Psi$ с ростом Ψ_k должна падать. Действительно, чем больше индукция B продольного «рабочего» магнитного поля, тем меньшей должна быть азимутальная компонента скорости электронов v_θ , достаточная для получения заданной фокусирующей силы. Заметим к тому же, что при этом уменьшается центробежная сила, прямо пропорциональная v_θ^2 , так что условие баланса сил в среднем осуществить легче, чем в случае больших v_θ и малых B .

Сравним два пучка, имеющие одинаковый равновесный радиус, первеанс и напряжение, но находящиеся в разных по величине однородных полях: один пучок при $B_k = 0$ в бриллюэновском поле, а другой при $B_k \neq 0$ — в соответственно большем поле. Если электроны обоих пучков в какой-то момент получают одинаковые возмущения, приводящие к появлению одинаковых поперечных скоростей, то ясно, что чем больше поле, тем меньше будет пульсация, обусловленная этой поперечной компонентой скорости. Это и означает, что «жесткость» фокусировки при наличии магнитного потока через катод возрастает не только в пушке, но и в пространстве дрейфа.

Здесь мы рассмотрели качественно только одну из возможных схем введения дополнительного магнитного потока. Возможны и другие схемы. Например, дополнительный магнитный поток может входить в электронный пучок постепенно от плоскости z_k до плоскости z_0 , или же входить только в пространстве катод — анод пушки. Однако эти варианты при расчетах более сложны, так как определение траекторий в пушке при наличии неоднородного магнитного поля требует применения сложных траектографов или длительных машинных расчетов. Поэтому в дальнейшем будем рассматривать только ранее введенную схему, в которой траектории и силовые линии в пушке совпадают, а в заанодном пространстве пересекаются таким образом, что происходит введение в пучок дополнительного магнитного потока, «закручивающего» электроны вокруг оси.

Рассмотрим теперь количественные соотношения между магнитными потоками в различных сечениях пучка. Для удобства дальнейшего изложения введем следующие величины:

1. Поток магнитной индукции через поперечное сечение равновесного пучка радиуса r_0 в однородном магнитном поле:

$$\Psi_0 = \pi r_0^2 B. \quad (11.2)$$

2. Соответствующий бриллюэновский радиус a , которым обладал бы поток в рабочем магнитном поле с индукцией B , если бы пушка была полностью экранирована от магнитного поля:

$$a^2 = \frac{\sqrt{2}}{\pi \epsilon_0 \eta^{3/2}} \frac{PU}{B^2}. \quad (11.3)$$

3. Поток магнитной индукции через сечение пучка с соответствующим бриллюэновским радиусом a :

$$\Psi_B = \pi a^2 B. \quad (11.4)$$

Умножая (4.13) почленно на $(\pi B)^2$, с учетом введенных величин мы получим следующее основное соотношение между потоками:

$$\Psi_0^2 - \Psi_B \Psi_0 - \Psi_K^2 = 0. \quad (11.5)$$

Отсюда имеем

$$\Psi_0 = \Psi_K + \Delta\Psi,$$

где

$$\Delta\Psi = \Psi_K \left[\sqrt{1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\Psi_B}{\Psi_K} \right)^2} - 1 \right] + \frac{1}{2} \Psi_B. \quad (11.6)$$

Из последней формулы следует, что величина дополнительного магнитного потока $\Delta\Psi$ стремится к Ψ_B , когда $\Psi_K \rightarrow 0$. В том случае, когда магнитное поле велико настолько, что $\frac{1}{4} (\Psi_B / \Psi_K)^2 \ll 1$, мы имеем $\Delta\Psi \rightarrow \frac{1}{2} \Psi_B$.

При дальнейшем увеличении B величина $\Psi_0 \rightarrow \Psi_K$, т. е. $r_0 \rightarrow r_K \sqrt{B_K / B}$. Физически это означает, что когда силы пространственного заряда пренебрежимо малы, равновесный пучок будет иметь место в том случае, когда траектория наружного электрона в области однородного поля совпадает с силовой линией магнитного поля, проходящей через край катода.

200

Отметим, что в случае ленточного пучка, сформированного при помощи частично экранированной от магнитного поля пушки цилиндрического типа, связь между магнитными потоками выражается не квадратичной, а линейной формой. Если ввести следующие обозначения потоков на единицу ширины в направлении y (гл. 3)

$$\begin{aligned} \Psi_K &= 2x_K B_K, \\ \Psi_0 &= 2x_0 B, \\ \Psi_B &= 2a_0 B, \end{aligned} \quad (11.7)$$

то из равенства (3.10) получим

$$\Psi_0 = \Psi_K + \Psi_B, \quad (11.8)$$

т. е. в случае ленточного пучка дополнительный магнитный поток совпадает с потоком индукции через соответствующую бриллюэновскую толщину.

§ 11.3. РАВНОВЕСНЫЙ ПОТОК ПРИ ЧАСТИЧНОЙ ЭКРАНИРОВКЕ КАТОДА. ОПТИМАЛЬНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ. АЗИМУТАЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ

В случае однородного магнитного поля $B = \text{const}$ уравнение (8.2), описывающее контур аксиально-симметричного пучка при произвольной степени экранировки катода, запишется в следующем виде:

$$\frac{d^2 R}{dz^2} + \alpha R - \frac{\alpha K}{R^2} - \frac{\beta}{R} = 0. \quad (11.9)$$

Здесь α — параметр магнитного поля, а β — параметр пространственного заряда:

$$\alpha = \frac{\eta B^2 l^2}{8U} = 2,20 \cdot 10^{10} \frac{B^2 l^2}{U}, \quad (11.10)$$

$$\beta = \frac{l}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{2}\eta} \frac{1}{U^{3/2}} \left(\frac{l}{r_0} \right)^2 = 1,52 \cdot 10^4 \rho \left(\frac{l}{r_0} \right)^2, \quad (11.11)$$

$R = r/r_0$ — нормализованный радиус, $Z = z/l$ — нормализованная продольная координата, K — параметр катодных условий.

201

Из (11.9) видно, что равновесный поток, характеризующийся неизменным радиусом $R=1$ ($r=r_0$), будет в том случае, когда выполнено следующее условие: $dR/dZ=0$ и $d^2R/dZ^2=0$ для всех Z . Тогда из (11.9) следует соотношение между параметрами K , α и β , которое должно соблюдаться, чтобы можно было получить равновесный поток:

$$\alpha - \alpha K - \beta = 0 \text{ или } K = 1 - \frac{\beta}{\alpha}. \quad (11.12)$$

При дальнейшем анализе удобно пользоваться величиной *соответствующего бриллюэновского поля* B_B , которое было бы необходимо для получения равновесного потока с радиусом r_0 , если бы катод был полностью экранирован от магнитного поля:

$$B_B^2 = \frac{\sqrt{2}}{\pi \epsilon_0 \eta^{3/4}} \frac{PU}{r_0^2}. \quad (11.13)$$

Величина B_B определяется только параметрами пучка в пролетном пространстве и не зависит от катодных условий и индукции рабочего магнитного поля.

Из сравнения (11.10), (11.11), (11.13) и (11.3) следует, что

$$\frac{\beta}{\alpha} = \left(\frac{a}{r_0}\right)^2 = \left(\frac{B_B}{B}\right)^2. \quad (11.14)$$

Параметр катодных условий K играет важную роль в теории формирования электронных потоков. Поэтому, используя равенства (4.18), (11.1), (11.2), (11.12) и (11.14), напомним несколько вариантов его представления через параметры системы:

$$K = \begin{cases} \left(\frac{B_K}{B}\right)^2 \left(\frac{r_K}{r_0}\right)^4, \\ \left(\frac{\Psi_K}{\Psi_0}\right)^2, \\ 1 - \left(\frac{a}{r_0}\right)^2, \\ 1 - \left(\frac{B_B}{B}\right)^2. \end{cases} \quad (11.15)$$

Из графика рис. 11.3 видно, что с ростом B/B_B параметр K растет сначала резко, а после $B/B_B \approx 2$ — медленно. Это говорит о том, что свойства электронного пучка даже при небольшом превышении магнитного поля над бриллюэновским значением должны изменяться довольно существенно. Вместе с тем видно, что более чем

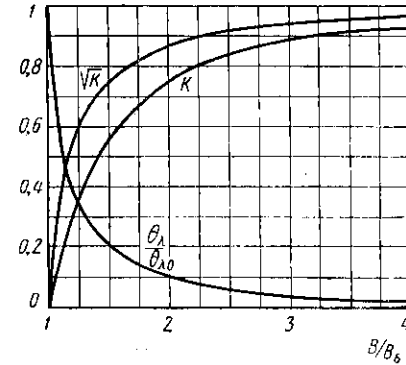


Рис. 11.3. Зависимость параметра катодных условий K , а также $\sqrt{K} = \Psi_K/\Psi_0$ и $\theta_L/\theta_{L0} = (1 - \sqrt{K})(1 + \sqrt{K})^{-1/2}$ от отношения B/B_B , где B_B — соответствующее данному радиусу пучка бриллюэновское поле, определяемое формулой (11.13).

двух-, трехкратное увеличение поля влияет уже не существенно.

Из равенств (11.15) виден физический смысл параметра K : это квадрат отношения магнитных потоков через катод и через поперечное сечение равновесного пучка. Через параметр K нетрудно найти ту часть магнитного потока, которая должна проходить через катод, чтобы получить равновесный пучок, если задано отношение индукции рабочего магнитного поля к соответствующей бриллюэновской величине:

$$\Psi_K = \Psi_0 \sqrt{K} = \Psi_0 \sqrt{1 - \left(\frac{B_B}{B}\right)^2}.$$

Если, например, $B/B_B = 1.5$, то для получения равновесного потока через катод должно проходить примерно

77% суммарного потока, а при $B/B_B=2$ — уже 86%.

Параметр K можно рассматривать так же, как квадрат произведения степени экранировки катода на компрессию пучка по площади. Например, пусть у некоторой пушки степень экранировки $B_K/B=0,02$, а компрессия по площади $(r_K/r_0)^2=25$. Тогда найдем, что через поверхность катода проходит половина суммарного магнитного потока. В реальных системах поле на катоде почти никогда не равно точно нулю. Поэтому чем больше компрессия потока, тем с меньшим основанием можно считать пушку «полностью» экранированной. Практически все пушки со сходящимся потоком являются, строго говоря, не полностью, а частично экранированными.

Из формулы (11.15) следует, что выбор одной из величин (K или B) однозначно определяет другую величину. Условимся называть *оптимальным магнитным полем* такое поле, для которого выполняется условие (11.15):

$$B_{\text{опт}} = \frac{B_B}{\sqrt{1-K}}. \quad (11.15')$$

Если при заданном K рабочее магнитное поле больше или меньше оптимальной величины, то поток будет неравновесным, пульсирующим.

Представляет интерес проследить, как изменяется угловая частота вращения крайнего электрона вокруг оси равновесного пучка при переходе от полной экранировки катода к частичной. Обозначив посредством $\dot{\theta}_0$ угловую частоту вращения бриллюэновского потока

$$\dot{\theta}_0 = \frac{\eta B_B}{2}$$

(точка означает дифференцирование по времени) и используя формулы (4.10) и (11.15), получим

$$\dot{\theta} = \frac{\eta B}{2} (1 - \sqrt{1-K})$$

и

$$\frac{\dot{\theta}}{\dot{\theta}_0} = \frac{B}{B_B} \left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{B_B}{B}\right)^2} \right]. \quad (11.16)$$

С ростом индукции оптимального магнитного поля скорость вращения крайнего электрона резко убывает. Так, например, при $B/B_B=1,2$ скорость вращения уменьшается почти в два раза, а при $B/B_B=2$ — почти в четыре раза. В очень сильных магнитных полях пучок почти не поворачивается.

§ 11.4. ПУЛЬСАЦИИ ПОТОКА, СФОРМИРОВАННОГО ПУШКОЙ, ЧАСТИЧНО ЭКРАНИРОВАННОЙ ОТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Если на входе в область однородного магнитного поля радиус пучка отличается от равновесного (это эквивалентно отличию индукции магнитного поля от оптимального значения) и (или) имеется радиальная компонента скорости, то электронный поток будет пульсировать. Для расчета пульсаций пучка* в случае частичной экранировки катода [11.1, 11.2] умножим уравнение (11.9) на $2R'$ (штрих означает дифференцирование по Z) и проинтегрируем его, считая, что при $R=1$ $dR/dZ=R'_0$. Получим

$$(R')^2 = (R'_0)^2 + 2\beta \ln R + \alpha \left[1 - R^2 + K \left(1 - \frac{1}{R^2} \right) \right]. \quad (11.17)$$

В точках, где радиус пучка достигает своих экстремальных значений R_m , т. е. в точках максимума, $R_{\text{макс}}$, и минимума, $R_{\text{мин}}$, угол наклона проекции траектории на плоскость R, Z обращается в нуль. Из (11.17) при условии, что $R'=0$, получим

$$\ln R_m + \frac{\alpha}{2\beta} \left[1 - R_m^2 + K \left(1 - \frac{1}{R_m^2} \right) \right] + \frac{(R'_0)^2}{2\beta} = 0. \quad (11.18)$$

Коэффициенты этого трансцендентного алгебраического уравнения зависят от параметра K , отношения $\alpha/2\beta = 0,5 (B/B_B)^2$ и отношения $(R'_0)^2/2\beta = (l/r_0 \sqrt{2\beta})^2 (dr/dz)_0^2$, содержащего начальный угол наклона траектории к оси z .

* При вычислении пульсаций в гл. 4 предполагалось, что амплитуда пульсаций много меньше среднего радиуса пучка. Здесь это ограничение не накладывается.

Используя (11.11), получаем

$$\frac{R'_0}{\sqrt{2\beta}} = \frac{5,75}{\sqrt{P_\mu}} \left(\frac{dr}{dz} \right)_0.$$

Например, при $P_\mu = 1$ и начальном угле наклона 5° ($\text{tg} 5^\circ \approx 0,087$) имеем $R'_0/\sqrt{2\beta} \approx 0,5$.

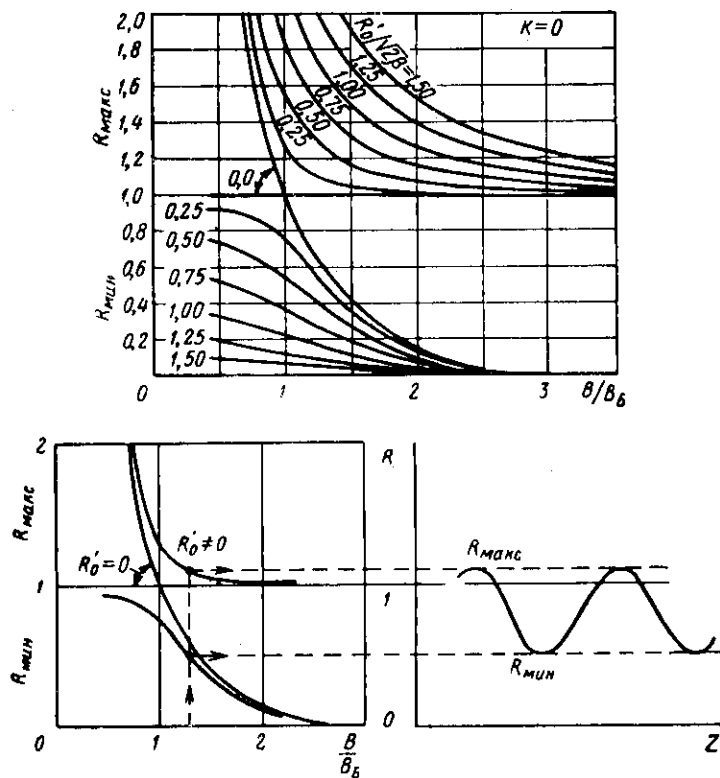


Рис. 11.4. Результаты расчета пульсаций: зависимости максимального (R_{\max}) и минимального (R_{\min}) радиусов пучка от отношения рабочего магнитного поля к бриллюэновскому B/B_B при различных значениях нормализованного начального наклона $R'_0/\sqrt{2\beta} = 5,75 \times (dr/dz)_0/\sqrt{P_\mu}$, для случая $K=0$.

Внизу показана схема определения пульсаций по данному графику.

Результаты решения уравнения (11.18) представлены на рис. 11.4—11.8 в виде зависимостей R_{\max} и R_{\min} от B/B_B при различных значениях отношения $R'_0/\sqrt{2\beta}$ для случаев $K=0; 0,16; 0,36; 0,64$ и 1 .

Рассмотрим кратко, как изменяется характер пульсаций с изменением параметра K .

1. $K=0$. Катод полностью экранирован. Если $B = B_B$, то из графиков рис. 11.4 видим, что при $R'_0 = 0$ пульсации отсутствуют (поток Бриллюэна). При $R'_0/\sqrt{2\beta} = 0,5$ имеем $R_{\max} \approx 1,6$, а $R_{\min} \approx 0,55$. Таким

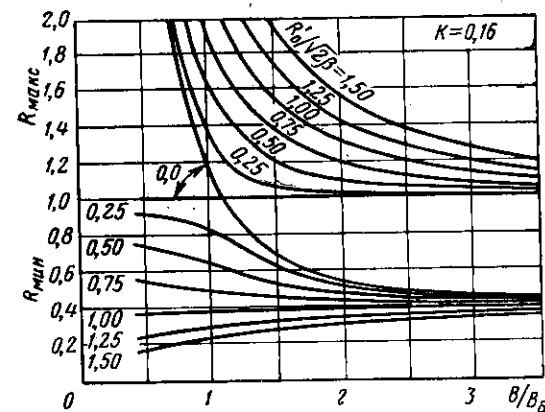


Рис. 11.5. То же для случая $K=0,16$.

образом, пульсации будут несимметричными—наружу от равновесного уровня больше, чем внутрь. Большая величина пульсаций подтверждает чувствительность бриллюэновской фокусировки к поперечным скоростям электронов.

Если поле больше бриллюэновского в 2 раза, то наблюдаются очень сильные пульсации, направленные при $R'_0 = 0$ только внутрь (R_{\min} порядка 0,15). При наличии начального наклона $R'_0/\sqrt{2\beta} = 0,5$ имеем R_{\max} порядка 1,1 и R_{\min} порядка 0,1.

2. $K=0,16$. При этом 40% магнитного потока проходит через катод. Если $R'_0 = 0$, то при $B = B_B$ наблюдаются пульсации, направленные только наружу ($R_{\max} \approx$

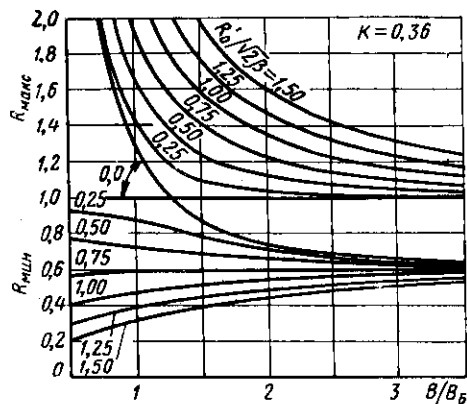


Рис. 11.6. То же для случая $K=0,36$.

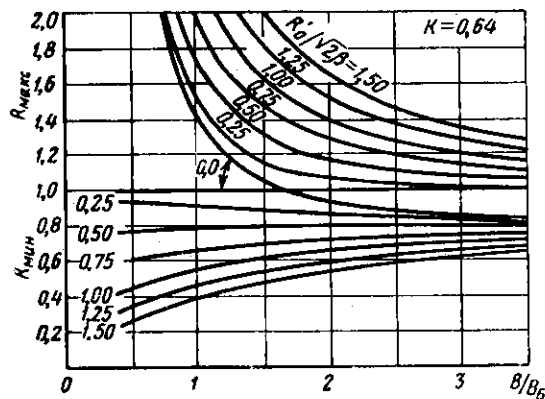


Рис. 11.7. То же для случая $K=0,64$.

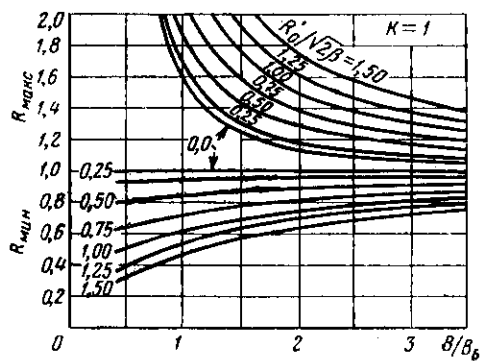


Рис. 11.8. То же для случая $K=1$.

$\approx 1,2$); равновесный поток без пульсаций будет при $B/B_0 \approx 1,1$, как это и следует из равенства (11.15') для оптимального магнитного поля. При $B/B_0 = 2$ пульсации направлены только внутрь (R_{\min} порядка 0,5).

Если $R'_0/V^2\beta = 0,5$, то при оптимальном поле $R_{\max} \approx 1,5$, $R_{\min} \approx 0,65$, а при $B/B_0 = 2$, $R_{\max} \approx 1,1$, а $R_{\min} \approx 0,5$. Таким образом, по сравнению со случаем $K=0$ пульсации существенно уменьшились.

3. $K=0,64$. При этом 80% магнитного потока проходит через катод. Если $R'_0=0$, то при $B=B_0$ (недостаточное магнитное поле) наблюдаются сильные пульсации, направленные наружу ($R_{\max} \approx 1,45$); равновесный поток наблюдается при $B/B_0 \approx 1,7$; при $B/B_0 = 2$ пульсации направлены только внутрь, но имеют небольшую величину ($R_{\min} \approx 0,93$).

Если $R'_0/V^2\beta = 0,5$, то при оптимальном поле $R_{\max} \approx 1,27$, $R_{\min} \approx 0,8$, пульсации несимметричны, а при $B/B_0 = 2$ $R_{\max} \approx 1,17$ $R_{\min} \approx 0,8$. Таким образом, произошло дальнейшее уменьшение пульсаций.

4. $K=1$. Через катод проходит весь магнитный поток. Из графика видно, что при всех значениях B поток пульсирует. (В случае $K=1$ «равновесный» поток будет при $B \rightarrow \infty$.) При $R'_0=0$ имеем пульсации, направленные наружу: $R_{\max} \approx 1,6$ при $B=B_0$ и $R_{\max} \approx 1,14$ при $B=2B_0$. Если $R'_0/V^2\beta = 0,5$, то при $B/B_0 = 2$ пульсации невелики: $R_{\max} \approx 1,3$, $R_{\min} \approx 0,9$. Пульсации менее 2% будут наблюдаться при $B/B_0 > 2,7$.

Анализ графиков подтверждает, что с ростом параметра K и, как следствие, увеличения оптимального рабочего поля, влияние начальной радиальной компоненты скорости уменьшается. Это и означает, что стабильность потока увеличивается.

Рассмотрим теперь длину волны пульсаций потока λ_n . Очевидно, что расстояние вдоль оси z между соседними максимумом и минимумом составит как раз половину длины волны пульсаций. Поэтому с учетом равенства $dZ = dR/R'$ можно написать, что

$$\frac{1}{2} \frac{\lambda_n}{l} = \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \frac{dR}{R'} \quad (11.19)$$

Это равенство с учетом (11.17), (4.27) и (11.10) можно привести к следующему виду:

$$\frac{\lambda_{\pi}}{\lambda_c} = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{B}{B_B} \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \left\{ \ln R + \frac{1}{2} \left(\frac{B}{B_B} \right)^2 \times \right. \\ \left. \times \left[1 - R^2 + K \left(1 - \frac{1}{R^2} \right) \right] + \frac{(R'_0)^2}{2\beta} \right\}^{-1/2} dR. \quad (11.20)$$

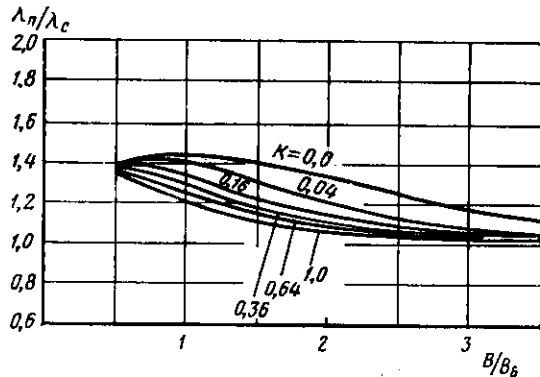


Рис. 11.9. Зависимость длины волны пульсаций λ_{π} от отношения рабочего магнитного поля к бриллюэновскому V/B_B при различных значениях параметра катодных условий K .
 λ_c — циклотронная длина волны (см. рис. 4.5).

Результаты численного интегрирования при $R'_0 = 0$ представлены на графиках рис. 11.9. Как и следовало ожидать, с ростом магнитного поля, когда роль сил пространственного заряда уменьшается, длина волны пульсаций стремится к циклотронной длине волны λ_c . При $K=0$ и $V/B_B=1$ $\lambda_{\pi} = \sqrt{2} \lambda_c$. С ростом K длина волны пульсаций уменьшается.

Движение электронов в поперечной к оси z плоскости можно вычислить, используя формулу (4.10), которую запишем в следующем виде:

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{\eta B}{2} \left[1 - \sqrt{K} \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \right]. \quad (11.21)$$

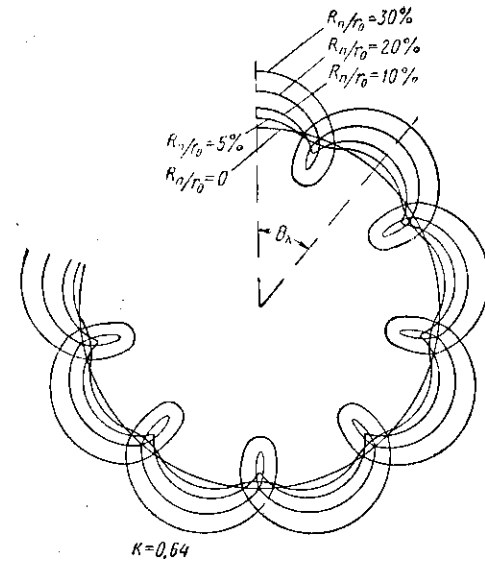


Рис. 11.10. Проекции на плоскость R, θ траекторий крайнего электрона пульсирующего пучка при частичной экранировке катода ($K=0,64$) для различных значений относительных пульсаций $\frac{R_{\pi}}{r_0}$.

Интегрирование этого выражения дает угол поворота. Ясно, что за счет пульсаций угловое перемещение крайнего электрона будет неравномерным: на постоянную угловую скорость поворота вокруг оси накладывается периодическое возмущение, связанное с периодическим удалением и приближением электрона к оси. Рис. 11.10—11.12 иллюстрируют движение электронов в поперечной плоскости для различных значений K , амплитуды пульсаций и величины магнитного поля.

Интересно определить, на какой угол повернется поток за время одного периода пульсаций. Обозначим этот угол θ_{λ} . Ясно, что

$$\theta_{\lambda} = \theta \frac{\lambda_{\pi}}{v}.$$

Для случая небольших пульсаций и оптимального магнитного поля справедлива формула (4.22). Поэтому

$$\theta_{\lambda} = \pi \sqrt{2} \frac{1 - \sqrt{K}}{\sqrt{1 + K}}. \quad (11.22)$$

Как видим, угол поворота за время одной пульсации зависит только от K , т. е. от V/V_B . Зависимость $\theta_\lambda/\theta_{\lambda 0}$ от V/V_B представлена на рис. 11.3. Быстрое уменьшение

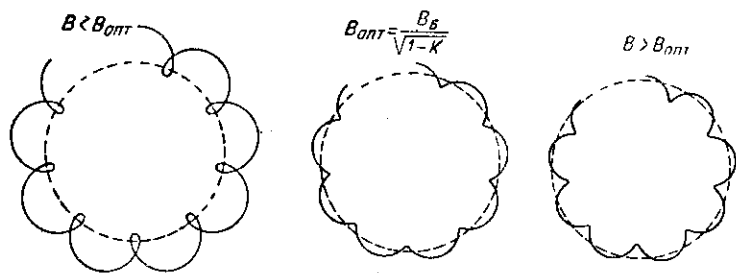


Рис. 11.11. Проекция на плоскость R, θ траекторий крайнего электрона пульсирующего пучка при частичной экранировке катода ($K=0,64$) при одинаковых начальных условиях, но различных значениях рабочего магнитного поля.

Пульсации минимальны, когда магнитное поле достигает оптимального значения, выражаемого формулой (11.15').

этого отношения происходит даже при небольшом превышении бриллюэновского значения поля. Примеры величины θ_λ можно найти на рис. 11.12 и 11.13.

§ 11.5. О РАСЧЕТЕ СИСТЕМ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ НА КАТОДЕ

Рассмотрим ход пучка на участке неоднородного поля между анодом пушки и входом в однородное магнитное поле.

В первую очередь возникает вопрос: как изменится преломляющее действие анодной линзы, если ее поместить в сходящееся магнитное поле? Допустим, что в соответствии с рассматриваемой схемой при подходе к линзе электронные траектории совпадают с силовыми линиями магнитного поля, а после прохождения линзы не совпадают. Если линза тонкая и сильная, то при ее прохождении радиальное положение электрона почти не изменится, заметное изменение направления траектории электрона под воздействием появившейся силы Лоренца скажется не сразу, а лишь по прошествии некоторого

212

времени, на известном удалении от линзы. Следовательно, преломляющее действие анодной линзы, оцениваемое по изменению угла наклона траектории, останется почти таким же, каким оно было в отсутствии магнитного поля. В работе [11.8] делается вывод, что в системах с пара-

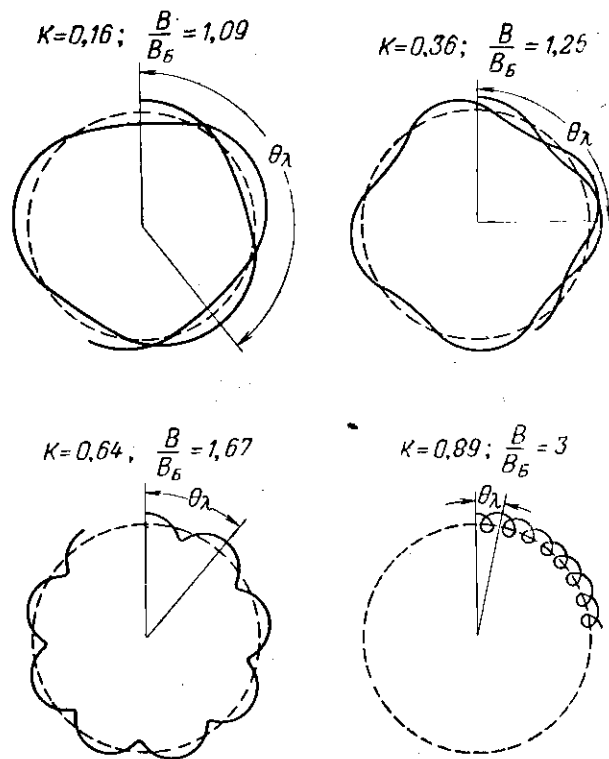


Рис. 11.12. Проекция на плоскость R, θ траекторий крайнего электрона пульсирующего пучка при различных значениях параметра K и одинаковых значениях относительных пульсаций $(r_{\max} - r_0)/r_0$, равных 10%.

θ_λ — угол поворота за время одной пульсации.

ксиальным пучком с пушками Пирса влиянием магнитного поля на преломляющее действие анодного отверстия можно пренебречь, если магнитный поток через

плоскость анода Ψ_a мало отличается от магнитного потока через поверхность катода Ψ_k , а протяженность вдоль оси z области, занятой линзой, много меньше, чем примерно четверть длины волны пульсаций в заанодном пространстве дрейфа с потенциалом, равным анодному. Отсюда следует, что электростатическую часть пучки и преломление траекторий в аноде можно в этом случае рассчитывать по известным формулам электронной оптики.

Расчет пучка в заданном неоднородном магнитном поле при использовании указанной схемы ввода дополнительного магнитного потока в заанодной области можно провести путем численного интегрирования уравнения (11.9) с начальными условиями, соответствующими плоскости анода пушки. Такой расчет позволит получить достаточно полную информацию о дальнейшем ходе пучка (пульсации, средний диаметр) в однородном поле.

Более оправдан, однако, расчет «против течения» (см. гл. 8), который позволяет определить параметры пушки по заданной форме B -кривой и выбранной величине рабочего магнитного поля $B > B_B$. В таком расчете имеется трудность, связанная с тем, что до расчета нам неизвестны r_k и B_k . Однако нам не надо знать их каждый в отдельности, а достаточно знать параметр K . Поэтому можно ввести в расчет значение K из формулы (11.15'), т. е. взять $K = 1 - (B_B/B)^2$, с тем, чтобы получить равновесный поток. Начальные условия для интегрирования уравнения (11.9) при этом имеют наиболее простой вид: $R(0) = 1$ и $R'(0) = 0$.

С учетом изложенного, расчет контура пучка и частично экранированной пушки можно вести, например, в следующем порядке:

- 1) выбор величины рабочего оптимального магнитного поля $B > B_B$, вычисление параметра K ;
- 2) численный расчет «против течения» контура пучка в переходной области по заданной B -кривой по уравнению (11.9) до плоскости, где предполагается разместить анод;
- 3) расчет преломления траектории в анодной линзе и параметров пушки (в соответствии с расчетом гл. 8 и приложения 3);

4) расчет и сопоставление магнитных потоков Ψ_k и Ψ_a и параметра K .

Для получения окончательного решения следует стремиться к возможно более точному выполнению следующих условий: совпадение заложенного в расчет параметра K с полученным в результате расчета; совпадение магнитных потоков через катод и через сечение пучка в плоскости анода; совпадение в пушке траекторий и силовых линий магнитного поля. Если окажутся грубые расхождения между заложенными в расчет и полученными в результате расчета указанными величинами, то необходимо будет скорректировать исходные данные (например, экран и B -кривую) и произвести повторный расчет.

§ 11.6. ОБСУЖДЕНИЕ.

ПРЕИМУЩЕСТВА И НЕДОСТАТКИ СИСТЕМ С ЧАСТИЧНО ЭКРАНИРОВАННЫМИ ПУШКАМИ

Изложенное в предыдущих параграфах позволяет составить общее представление о ламинарном электронном потоке в продольном магнитном поле. Сводный рис. 11.13 иллюстрирует траектории электронов такого потока для ряда значений K , B/B_B и вариациях начальных условий, причем для расчета принято интересное для практики значение микропервеанса $P_\mu = 2$. Рассмотренные ранее случаи бриллюэновского потока ($B_k = 0$, $K = 0$) и неэкранированной пушки ($B_k = B$, $K = 1$) являются частными случаями потока, сформированного пушкой с магнитным полем на катоде.

Изложенное выше рассмотрение было по необходимости упрощенным. При более детальном рассмотрении [11.1; 11.12] должно быть учтено движение внутренних электронных слоев, неламинарность потока и неравномерность распределения плотности пространственного заряда и продольных скоростей по поперечному сечению пучка. Как отмечалось, средняя вращательная скорость электронов при $K \neq 0$ значительно меньше, чем у бриллюэновского потока. Следовательно, на долю вращательного движения приходится меньшая часть энергии, и за счет вызванного пространственным зарядом прови-

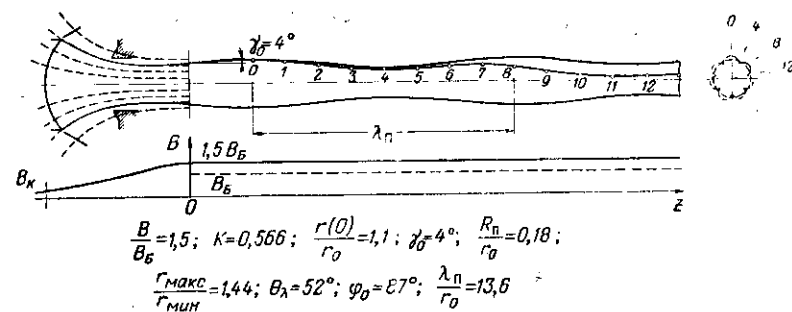
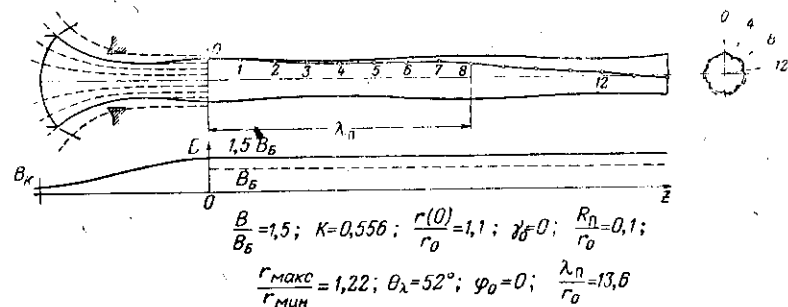
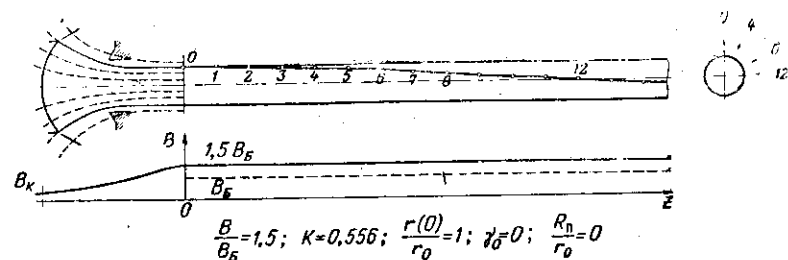
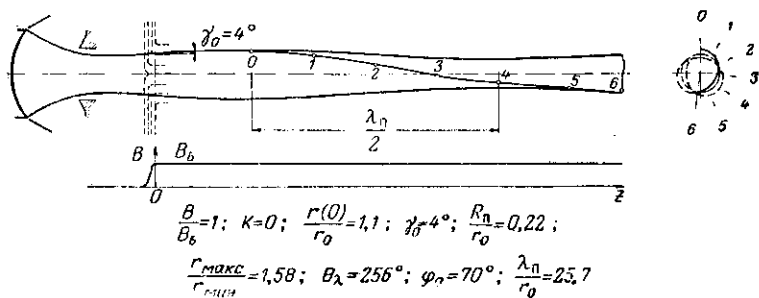
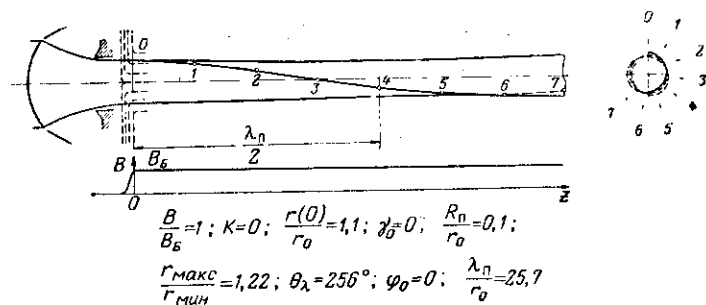
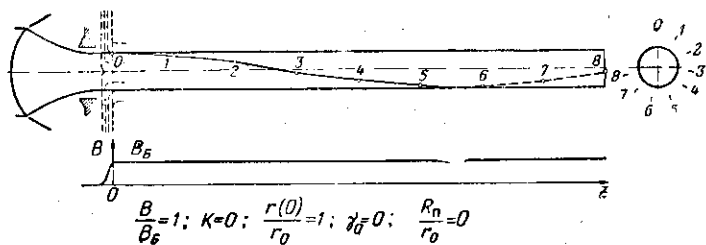


Рис. 11.13 (продолжение).

Рис. 11.13. Картины электронных траекторий и контуров аксиально-симметричных пучков в области однородного магнитного поля при различных условиях ввода пучка в магнитное поле и различных значениях рабочего магнитного поля.

Расчет произведен для пучка с микропервансом $P_\mu = 2$. Масштаб по осям r

и z взят одинаковым, чтобы дать правильное представление о соотношениях размеров. B — индукция однородного фокусирующего магнитного поля; B_0 — индукция магнитного поля по Бриллюэну; K — параметр катодных условий; $r(0)$ — начальный радиус, т. е. радиус пучка на входе в область однородного магнитного поля; r_0 — равновесный радиус; γ_0 — начальный угол наклона крайней траектории; R_n — амплитуда пульсаций; R_n/r_0 — относитель-

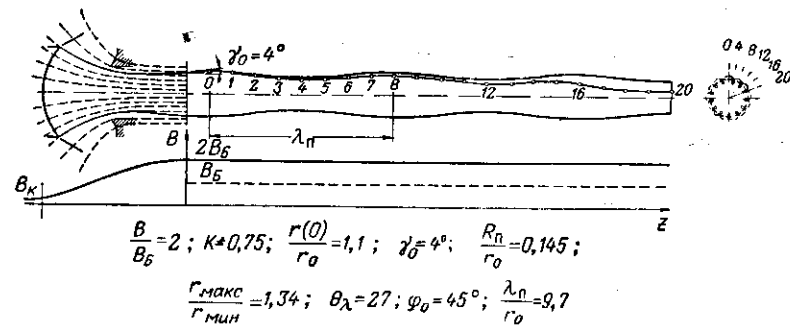
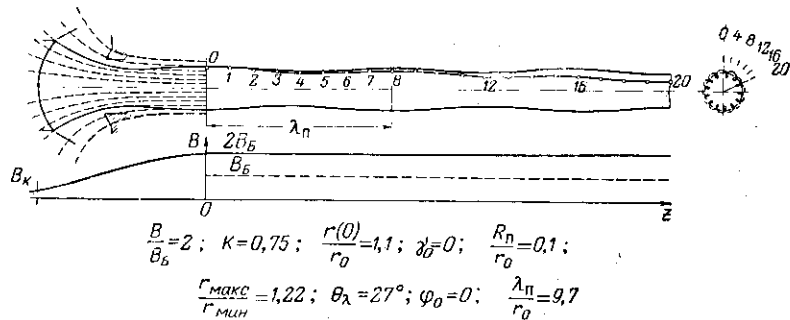
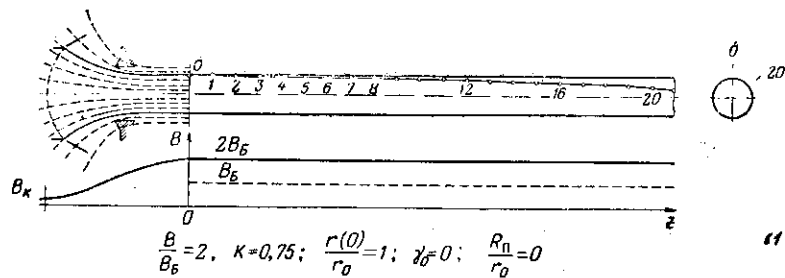


Рис. 11.13. (окончание).

ные пульсации; r_{\max}/r_{\min} — отношение максимального радиуса пучка к минимальному; θ_λ — угол поворота пучка за время одной пульсации; φ_0 — начальная фаза пульсаций; λ_n — длина волны пульсаций. Точки, отмеченные цифрами, находятся друг от друга на расстоянии, равном $1/4$ длины волны пульсаций.

сания потенциала продольная скорость внутренних электронов будет меньше скорости наружных электронов*.

Резкие изменения величин K и θ в зависимости от B/B_0 указывают на то, что стабильность пучка сильно изменяется даже при небольших превышениях поля над бриллюэновским значением. Судя по графикам рис. 11.3, с точки зрения фокусировки достаточными можно считать магнитные поля порядка $(1,4 \div 1,8)B_0$, при этом $K \approx 0,5 \div 0,7$. Если предполагается работа прибора в режиме большого сигнала, то выбор величины рабочего магнитного поля будет определяться уже не условиями статической фокусировки, а динамическими условиями ВЧ группировки и необходимостью компенсации больших сил расталкивания в сгустках. Для ряда приборов имеет смысл с самого начала рассчитывать фокусирующую

* О движении внутренних слоев (этот вопрос теоретически разработан недостаточно, некоторые соображения приведены в [11.1]), можно высказать следующие замечания. Пусть \hat{r} — радиус некоторого внутреннего электронного слоя ($0 \leq \hat{r} \leq r_0$). Сила Лоренца — $e\hat{r}B$ и сила центробежная $m\hat{v}^2/\hat{r}$ пропорциональны радиусу. Если предположить, что распределение плотности пространственного заряда равномерное, то, как следует из (2.18), сила пространственного заряда $\rho_0/2\epsilon_0\hat{r}$ также пропорциональна радиусу. Следовательно, если условия баланса выполнены для наружного электронного слоя, то они выполнены также для внутренних слоев при условии, что угловая скорость $\dot{\theta}$ для всех внутренних слоев одинакова. С помощью (11.21) можно эту скорость записать следующим образом:

$$\dot{\theta} = (\eta B/2) [1 - \sqrt{K} (r_0 \hat{r}_k / r \hat{r}_k)^2],$$

где \hat{r}_k — радиус того электронного слоя на катоде, электроны которого в однородном поле образуют слой радиуса \hat{r} . Чтобы $\dot{\theta}$ была постоянной, необходимо соблюдать условие $\hat{r}_k/r_k = \hat{r}/r_0$, т. е. поток должен обладать равномерной сходимостью.

Таким образом, теоретически можно представить себе существование равновесного электронного потока, у которого действие пространственного заряда уравновешено магнитными фокусирующими силами во всех точках. Практически, при применении пучков с высоким первансом и развитой поверхностью катода плотность тока эмиссии и напряженность магнитного поля в разных точках катода различны, так что, по-видимому, перечисленные условия пропорциональности точно не соблюдаются, и можно ожидать возникновения «внутренних пульсаций» потока. Применительно к полюсу пучку вопрос о внутренних пульсациях рассматривался в работе [11.5].

щие системы на рабочее магнитное поле, в 2—3 раза превышающее бриллюэновское значение.

У правильно сконструированных систем зависимость коэффициента токопрохождения от магнитного поля обычно имеет максимум вблизи оптимального значения индукции и плавные спады по краям. Спад токопрохождения при малых магнитных полях объясняется образованием больших пульсаций относительно увеличенного равновесного радиуса. Увеличение токооседания при больших магнитных полях может быть объяснено, по всей видимости, тем, что за счет насыщения материала экрана происходит снижение степени экранировки катода и в результате — возрастание среднего радиуса пучка.

Применение в приборах частично экранированных пушек, формирующих более стабильные потоки, дает ряд преимуществ и улучшает рабочие характеристики приборов. Перечислим основные преимущества:

1. Электронный поток, выходящий из пушки, имеет резко очерченные границы за счет «подавления» тепловых скоростей электронов магнитным полем. Особенно важно иметь резкую границу пучка для пушек с большой компрессией и в случае малых геометрических размеров пролетного канала. В этом отношении характерен следующий пример. В работе [11.6] описана пушка с микропервеансом $P_p = 0,4$ с компрессией пучка по площади до 125 раз, формирующая пучок диаметром 0,4—0,5 мм; у магнитной системы этой пушки ход силовых линий магнитного поля совмещен с ходом траекторий, вычисленных независимо от магнитного поля. В отсутствие магнитного поля пучок был расплывчатым и имел в несколько раз больший диаметр.

2. При наличии магнитного поля на катоде и работе в повышенном магнитном поле токопрохождение в приборе оказывается мало чувствительным к небольшим вариациям питающих напряжений и тока соленоида. Прибор работает более устойчиво, менее критичен к условиям настройки. В отсутствие сигнала и при его наличии токопрохождение отличается незначительно.

3. За счет уменьшения пульсаций при работе в непрерывном режиме заметно снижается уровень ионных шумов, особенно в системах с высоким первеансом и высокими рабочими напряжениями [11.13].

4. У частично экранированных пушек могут быть сохранены такие основные преимущества пушек со сходящимся потоком, как получение большой плотности тока в пучке и большой срок службы катода.

5. Формирование потока менее чувствительно к изменениям пространственного заряда, вызванным наличием положительных ионов.

Основными недостатками систем с частично экранированными пушками является, во-первых, значительная сложность расчета системы, и, во-вторых, несколько большая, чем в случае полностью экранированных пушек, величина рабочего магнитного поля. Впрочем, это превышение скорее кажущееся, поскольку все равно приборы никогда не работают в бриллюэновских полях.

ГЛАВА 12

ПУШКИ СО СХОДЯЩИМСЯ ПОТОКОМ С ВЫСОКИМ ПЕРВЕАНСОМ

В этой главе обсуждаются физические особенности пушек с высоким первеансом и приводятся некоторые рекомендации по их приближенному расчету и моделированию (в отсутствие магнитного поля). Методы и результаты экспериментального исследования приводятся здесь лишь частично. Основной экспериментальный материал излагается в гл. 13. Содержание гл. 12 и 13 очень тесно связано между собой. В отрыве от материалов гл. 13 представление о свойствах пушек с высоким первеансом будет далеко неполным.

§ 12.1. ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ И ОГРАНИЧЕНИЯ ТЕОРИИ ПУШЕК СО СХОДЯЩИМСЯ ПОТОКОМ ПРИ ВЫСОКИХ ПЕРВЕАНСАХ

Конструирование систем формирования электронных пучков с высоким первеансом обладает рядом особенностей, связанных с усилением влияния анодного отверстия на первеанс и ход траекторий в пушке. В пушках со сходящимся потоком, основанных на использовании части сферического диода (пушках Пирса) для увеличения первеанса, как следует из формулы (6.3), необходимо увеличивать угол сходимости потока и уменьшать отношение R_k/R_a , т. е. приближать анод к катоду:

$$P_{\mu} = 14,67 \frac{1 - \cos \theta}{(-\alpha)^2}. \quad (12.1)$$

Рис. 12.1 наглядно показывает изменение формы потока в пушке и относительных размеров электродов при увеличении микропервеанса от 0,1 до 3.

По мере приближения анода к катоду и роста отношения диаметра анодного отверстия к расстоянию катод — анод наблюдаются следующие основные явления [12.1—12.6, 12.14]:

— плотность тока эмиссии катода становится неравномерной;

— снижается величина первеанса по сравнению с расчетной величиной, определяемой формулой (12.1);

— появляются сильные aberrации анодной линзы, приводящие к пересечению траекторий (к неламнарности потока).

Расчет пушек по параксиальной теории становится слишком грубым. В частности, значения первеанса получаются завышенными, а преломляющее действие анодной линзы — заниженным. Поэтому метод Пирса приводит к большим ошибкам и должен быть определенным образом видоизменен.

Простых инженерных методов расчета таких систем не существует. Поэтому при разработках характерно широкое использование методов моделирования при помощи электролитической ванны [12.8—12.10] с последующей экспериментальной обработкой [12.7, 12.15].

Разрабатываются также методы решений с помощью сетки сопротивлений и электронных счетных машин [12.16, 12.20—12.22].

§ 12.2. СНИЖЕНИЕ ПЕРВЕАНСА ЗА СЧЕТ УВЕЛИЧЕНИЯ АНОДНОГО ОТВЕРСТИЯ. КОРРЕКТИРОВКА ПЕРВЕАНСА. ФОРМА ЭЛЕКТРОДОВ. РАСЧЕТ ПУШКИ ПО МОЛЛЕРУ

Рассмотрим, как изменяются параметры пушки по мере приближения анода к катоду и роста угла сходимости.

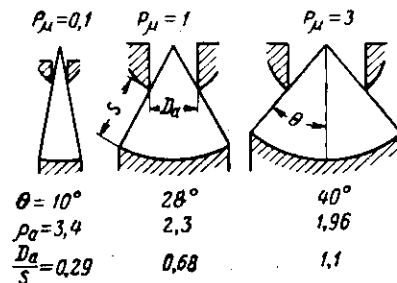


Рис. 12.1. Изменение формы потока в пушке и размеров электродов при увеличении микропервеанса.

Если бы анодом была часть сферы, то соотношение (12.1) было бы справедливо при любых Θ . Но в пушке против центра катода находится не металлическая поверхность, а отверстие. Расстояние от центра катода до ближайшей точки анода становится больше, чем от края катода. Следовательно, плотность тока эмиссии с центральных участков катода будет меньше, чем с крайних.

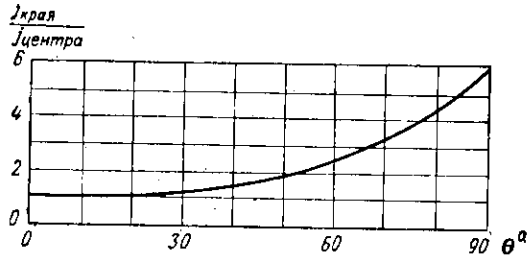


Рис. 12.2. Зависимость $j_{\text{края}}/j_{\text{центра}}$ от Θ . Чем больше угол сходимости Θ , тем больше плотность тока эмиссии с края катода ($j_{\text{края}}$) превышает плотность тока эмиссии с центра катода ($j_{\text{центра}}$). (Пример для случая $R_k/R_a=2$, см. [12.2]).

Этот эффект будет сказываться тем сильнее, чем больше отношение диаметра анодного отверстия к расстоянию катод — анод, или, что то же самое, чем больше угол раствора анодного отверстия. В результате ток пучка снижается и первеанс будет меньше, чем дает формула (12.1).

Количественную оценку уменьшения первеанса можно получить при измерениях на ванне или сетке сопротивлений, определив на модели картину эквипотенциалей и вычислив соответствующие значения тока эмиссии в разных точках катода*.

Рис. 12.2 показывает, как изменяется соотношение плотностей тока с края катода ($j_{\text{края}}$) и с центра его

* При таких вычислениях используется аналогия между сферическим диодом и сферическим конденсатором с одинаковой формой электродов, позволяющая определить «горячее» электрическое поле (т. е. поле при наличии пространственного заряда, если известна конфигурация «холодного» поля (т. е. поля в отсутствие зарядов): плотность тока эмиссии обратно пропорциональна квадрату расстояния до выбранной эквипотенциали, расположенной близко к катоду (например, $0,1 U_a$).

($j_{\text{центра}}$) при увеличении угла сходимости потока. Видно, что при больших углах сходимости ток с центра катода может быть в 3—5 раз меньше, чем с края катода.

В гл. 10 показано, что под действием тепловых скоростей электронов радиус пучка в районе анода получается больше расчетного значения для многих пушек на 10÷20%. Кроме того, приближаясь к аноду, пучок несколько расширяется еще и потому, что рассеивающее действие анодного отверстия сказывается уже в пространстве перед анодом. Чтобы избежать токооседания на анод, размер отверстия в нем делают большим, чем следует из расчетов, не учитывая эти факторы. Целесообразно поэтому ввести кроме угла сходимости Θ угол раствора анодного отверстия Θ_a , как показано на рис. 12.3. Дальнейшее расширение отверстия в аноде также уменьшает первеанс. Из рис. 12.3 следует, например, что при $\rho_a=2$ и $\Theta=45^\circ$ в отсутствие отверстия микропервеанс был бы равен примерно 6, тогда как при наличии отверстия он снижается до 3,7, а при $\Theta_a/\Theta=1,2$ — до 3. При $\Theta_a/\Theta=1,2$ и указанном ρ_a нельзя вообще

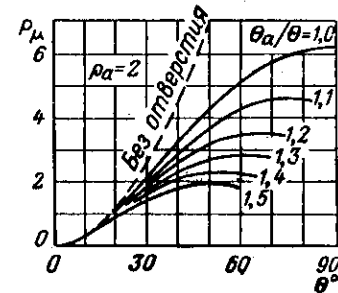
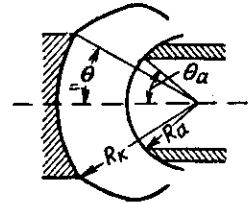


Рис. 12.3. Зависимость микропервеанса пушки от угла сходимости.

Чем больше угол раствора анодного отверстия Θ_a по сравнению с углом сходимости Θ , тем меньше первеанс пучки. (Пример для случая $R_k/R_a=2$, см. [12.2].)

получить микропервеанс более чем 3,5 при любых Θ . График показывает, что влияние отверстия на первеанс можно не учитывать лишь при углах, меньших примерно 12 — 18° и при микропервеансе меньше $0,6$ — $0,8$.

Естественный путь восстановления величины первеанса, уменьшенной отверстием в аноде, — приблизить анод к катоду (рис. 12.4). Измерения на ванне показали, что расчетное значение первеанса примерно восстановится,

если край анода поместить в точку, проекция которой на ось z совпадает с точкой, через которую прошла бы расчетная поверхность сферического анода, если бы отверстие не было. Таким образом, вместо R_a следует взять

$$R'_a = \frac{R_a}{\cos \theta}. \quad (12.2)$$

Возможны другие поправки при вычислениях расположения края анода, однако поправка по (12.2) кажется наи-

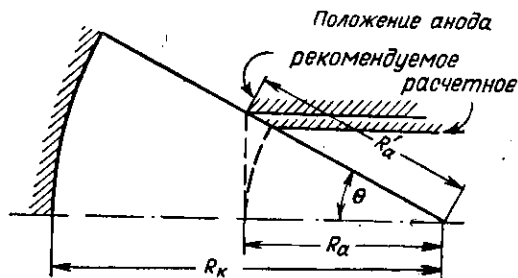


Рис. 12.4. К определению положения анода с отверстием.

Приближение анода к катоду восстанавливает величину первеанса.

более простой. Формула (12.1) с учетом (12.2) дает хорошо согласующиеся с экспериментом значения первеанса для углов до 30° . (Отметим, что без поправки (12.2) первеанс получается заниженным почти на 30%.) Для углов порядка 40° поправка (12.2) дает расхождение с экспериментом около 10% (расчет дает большие значения первеанса, чем показывает эксперимент).

На практике в процессе обработки прибора часто требуется в небольших пределах корректировать величину первеанса. Чтобы сделать это, не меняя основных размеров деталей пушки, смещают вдоль оси катодный узел вместе с фокусирующим электродом относительно анода. Обозначим требуемое относительное изменение первеанса $\Delta P/P$, а необходимое относительное смещение катодного узла $\Delta d/d$. Тогда

$$\frac{\Delta d}{d} \approx \frac{1}{2} \frac{\Delta P}{P}. \quad (12.3)$$

Например, если первеанс необходимо увеличить на 10%, анод следует приблизить на 5% исходного расстояния катод — анод*.

Форма анода и фокусирующего электрода должна быть такой, чтобы на наружную часть анода (анодной трубы) приходилась как можно меньшая часть силовых линий, идущих с анода на край эмитирующей поверхно-

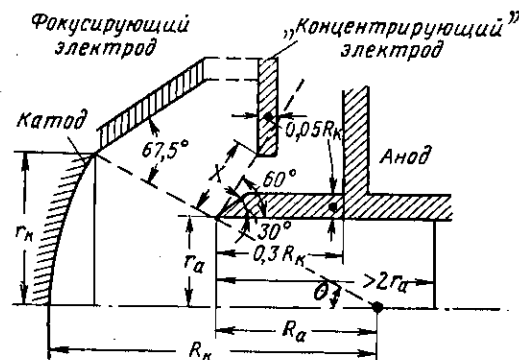


Рис. 12.5. Форма электродов пушки с высоким первеансом по Мюллеру [12.1].

сти катода. Это означает, что кромка анода должна быть по возможности острой, а толщина стенки анодного патрубка — возможно меньшей. Некоторый выигрыш дает также форма анода, у которого внутренняя стенка отверстия имеет вид не цилиндра, а постепенно сужающейся трубы, например вид конуса.

На рис. 12.5 представлена подобранная на ванне геометрическая форма электродов пушки, в которой по возможности учтены перечисленные выше соображения. Уменьшению рассеивающего действия линзы служат острая кромка анода и специальный «концентрирующий» электрод в виде диска, на который, вообще говоря, можно подать отрицательное напряжение, что приведет к концентрации пучка вблизи анода. Однако в реаль-

* Формула (12.3) выведена для плоского диода, у которого плотность тока эмиссии обратно пропорциональна квадрату расстояния катод — анод. Практикой проверено, что она приблизительно справедлива также и для пушек со сходящимся потоком и сложной формой электродов, если $\Delta P/P$ невелико (10—20%).

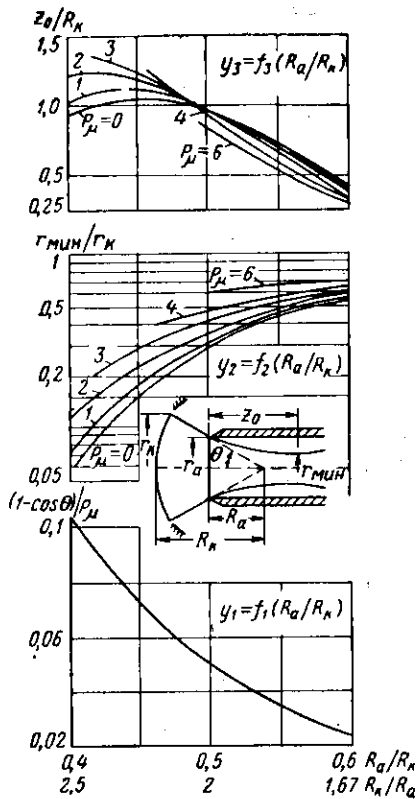


Рис 12.6. График для определения параметров пушки по Мюллеру [12.1]. Мюллеру [12.1].

Пример использования графиков приведен в тексте.

формула справедлива лишь для центральной части потока, содержащей по меньшей мере половину общего тока, тогда как крайние траектории преломляются слабее.

Используя соотношения, совершенно аналогичные соотношениям § 6.3 и 2.2, и формулы с поправками (12.2),

* Подобная модификация пушки Пирса получила название пушки Мюллера [12.1].

ных пушках этот электрод имеет потенциал катода и конструктивно составляет одно целое с фокусирующим электродом, который имеет тогда вид чаши с «закрайной»*. Расстояние X до «закрайины» определялось при помощи ванны.

Также путем построения траекторий при помощи ванны было установлено, что уравнение для фокусного расстояния в форме (5.5) пригодно примерно для углов Θ до 20° . При больших углах сходимости преломляющая сила линзы возрастает, фокусное расстояние F линзы уменьшается, так что в эту формулу нужно ввести поправку. Для углов Θ до 40° удовлетворительной является поправка в форме

$$F' = F \cos \Theta. \quad (12.4)$$

Следует, однако, оговориться, что эта формула

(12.4) для расположения анода и фокусного расстояния анодной линзы, можно построить сводный график (рис. 12.6) для определения размеров электродов пушки с повышенным первеансом [12.1].

Пример. Пусть задан микропервеанс $P_\mu = 3$, радиус катода r_k и линейная компрессия $r_k/r_{\text{мин}}$, равная 4. По среднему графику найдем, что пушка должна иметь отношение $R_a/R_k \approx 0,44$, а по нижнему — что $\cos \Theta = 0,76$ и $\Theta = 40^\circ$. Отсюда, зная r_k , нетрудно вычислить остальные параметры пушки. Расстояние от анода до крестовера определяется по верхнему графику. Имеем $z_0/R_k \approx 1,3$.

Возможен другой способ расчета, например, когда заданы P_μ , Θ и R_k , а находятся $r_{\text{мин}}$, z_0 и т. д.

Эти графики позволяют приближенно определить геометрические размеры электродов пушки с первеансом до 6 (правда, с весьма умеренной компрессией) и углом сходимости потока до 40° , что существенно расширяет расчетные возможности.

Однако, как и всякий метод расчета, приведенный метод и конструкция пушек не свободны от недостатков:

1) графики рис. 12.6 не могут быть прямо использованы при расчетах «против течения», чтобы по параметрам пучка γ_a и P_0 однозначно определить размеры пушки;

2) не учтено увеличение размера анодного отверстия, необходимое для снижения токооседания на анод;

3) форма фокусирующего электрода, близко подходящего к аноду, и острая кромка анода дают риск пробоя между электродами при высоких рабочих напряжениях. Для высоковольтных пушек такая форма электродов непригодна;

4) при расчете пучка в заанодном пространстве применялись формулы параксиальной оптики, которые не учитывают неравномерности плотности тока, неламинарности и аберрации. За счет аберраций и неламинарности потока в заанодном пространстве при больших углах сходимости и первеансах контур пучка сильно отличается от расчетного. Например, по данным [12.15] для одной из пушек с первеансом $2,2 \cdot 10^{-6}$ и углом сходимости 35° , рассчитанной по Мюллеру, измерения показали, что минимальное сечение пучка ближе к аноду примерно

в 1,7 раза против расчетного, а толщина пучка в минимуме была больше расчетной примерно на 40%.

Попытка аналитического расчета хода траекторий в области анода пушки с высоким первеансом предпринята в работе [12.6]. Однако эти расчеты весьма сложны.

§ 12.3. АБЕРРАЦИИ АНОДНОЙ ЛИНЗЫ. ИЗМЕНЕНИЕ ФОРМЫ КАТОДА КАК СРЕДСТВО УМЕНЬШЕНИЯ АБЕРРАЦИЙ

Сравним ход электронных траекторий 1 и 2 в пушке с высоким первеансом, изображенной на рис. 12.7. Обе траектории вблизи катода идут по нормали к катоду, «нацеливаясь» в центр сходимости. Однако эквипотенциали не являются concentрическими сферами, они прогибаются в анодное отверстие. Так как провисание эквипотенциалей вблизи оси происходит на большую глубину, чем с края пучка, то электрическое поле начнет

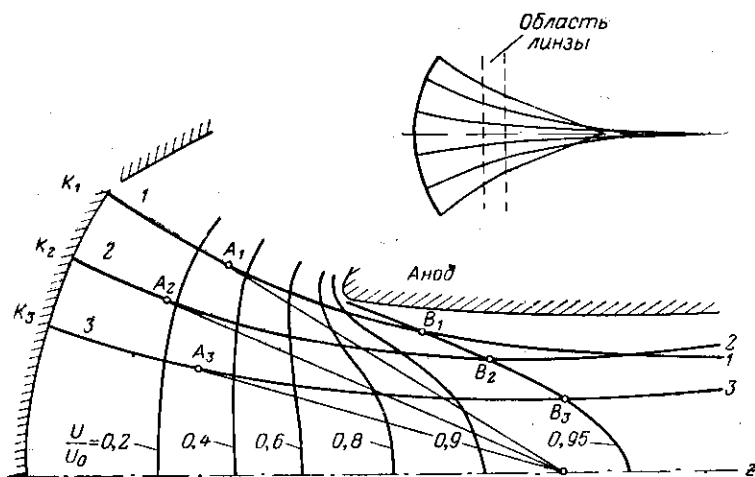


Рис. 12.7. Аберрации в анодной линзе.

На выходе из пушки электронные траектории пересекаются, плотность тока в пучке становится неравномерной.

отклонять траекторию 2 раньше, чем траекторию 1 (см. точки A_2 и A_1). Таким образом, траектория 2 проходит как бы через более протяженную линзу, и за счет этого искривляется сильнее. В результате по выходе из

линзы траектории 1 и 2 оказываются направленными не в одну точку на оси, а в разные точки (пучок теряет свойство гомоцентричности), они пересекаются. Это явление и носит название аберраций.

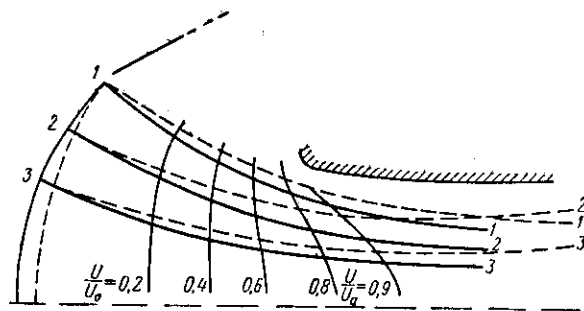


Рис. 12.8. Изменение формы траекторий при изменении радиуса кривизны катода.

Пунктиром показаны траектории электронов с катода большего радиуса кривизны. Уменьшение радиуса кривизны катода является эффективным средством снижения аберраций.

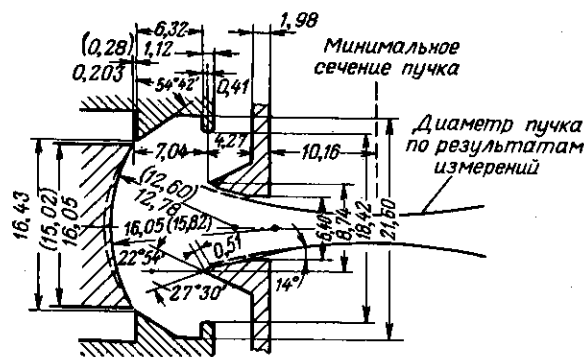


Рис. 12.9. Пушка с первеансом $1,9 \cdot 10^{-6}$ и компрессией 27 : 1.

Пунктиром указана скорректированная форма катода [12.7]. Размеры в скобках даны для «холодной» пушки, остальные — для «горячей».

Аберрации в анодной линзе приводят к тому, что отдельные электронные слои пересекаются (поток становится неламинарным), плотность тока к краю пучка возрастает, а вблизи центра уменьшается. С учетом боль-

шей плотности тока эмиссии с края катода, с ростом первеанса лучок по распределению плотности тока будет приближаться к тубчатому.

Основной метод снижения aberrаций в пучке заключается в изменении формы катода. На рис. 12.8 показано изменение формы траекторий при уменьшении радиуса

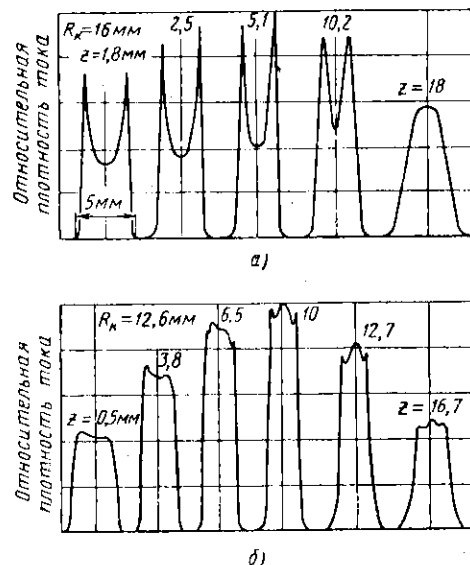


Рис. 12.10. Распределение плотности тока по поперечному сечению пучка на различных расстояниях от анода для пушки рис. 12.9:

а — при исходной форме катода; б — при скорректированной форме катода, когда радиус кривизны отличается от исходного на 27%. Отсчет продольного расстояния z производится от наружного торца анода.

кривизны (увеличении вогнутости) катодной поверхности. Начальные участки траекторий типа траекторий 2 рис. 12.4 получают относительно более удаленными от области сильной линзы. За счет этого, а также большей начальной сходимости пересечение внутренних траекторий уменьшается.

Что дает уменьшение радиуса кривизны катода покажем на следующем примере [12.9]. Пушка с первеансом $1,9 \cdot 10^{-6}$ испытывалась в двух вариантах: с катодами

радиуса кривизны 16 и 12,6 мм (рис. 12.9). Распределение плотности тока на разных удалениях от анода представлено на рис. 12.10. Из графиков видно, что уменьшение радиуса кривизны привело к почти равномерному распределению плотности тока. Ламинарность в значительной степени восстановлена. Увеличилась компрессия потока. Изменение радиуса кривизны в данном примере составило 27%. При меньших первеансах оно будет меньшим. Например, при $P_p = 1,2$ радиус кривизны уменьшается на 16%. С увеличением первеанса уменьшение радиуса кривизны может быть весьма существенным, например 30—50%.

Следует отметить, что по мере увеличения вогнутости катода первеанс уменьшается, а неравномерность плотности тока эмиссии увеличивается.

Пушки с высокими первеансом и компрессией с более сложной формой вогнутой поверхности катода, чем сферическая, описаны в работах [12.12—12.14].

§ 12.4. МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ПОДБОРА ЭЛЕКТРОДОВ ПУШЕК С ВЫСОКИМ ПЕРВЕАНСОМ. ЗАМЕЧАНИЯ О ПРИЕМАХ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Рассмотрим кратко основные методы моделирования и экспериментального подбора формы электродов пушек с высоким первеансом.

1. *Метод подбора формы электродов при помощи траектографа и электролитической ванны, имитирующей пространственный заряд* [12.8—12.10].

При помощи траектографа сначала определяется ход траекторий в отсутствие имитации пространственного заряда в некоторой конкретной системе электродов, предварительно приближенно рассчитанных по какому-либо способу. Методом последовательных приближений определяется поле пространственного заряда и строятся траектории при наличии пространственного заряда. Производится подбор формы электродов, обеспечивающих необходимый ход траекторий. Преимуществом метода является большая наглядность и обилие информации о ходе траекторий. К недостаткам следует отнести кропотливость и длительность метода последовательных приближений (хотя в последнее время работают над их автоматизацией [12.10]), а также ограниченная точность построения траекторий, что особенно отрицательно ска-

зывается при моделировании пушек с большой компрессией.

2. Метод подбора распределения потенциала в пушке на действующем макете при помощи анализатора пучка.

В этом методе [12.7] отработка пушки производится в следующем порядке:

1. На основании данных, известных из литературы, и собственного опыта разработчика создается конструкция электронной пушки.

2. Создается реальная действующая модель пушки. Однако ее фокусирующий электрод не устанавливается, а заменяется набором вспомогательных дисковых электродов, изолированных друг от друга, расположенных последовательно между катодом и анодом (рис. 12.11).

3. Проводится испытание этой модели на специальной вакуумной установке с анализатором. Измеряется распределение плотности тока и радиальные компоненты скоростей электронов пучка (об анализаторах и методах измерения пучков см. гл. 13).

4. Потенциалы на электродах, расположенных между катодом и анодом, подбираются таким образом, чтобы получить по возможности равномерное распределение плотности тока в пучке и минимальные радиальные скорости в кроссовере.

При необходимости, производят смену катода, устанавливают катод новой формы (например, более вогнутый) и снова производят измерения.

5. После получения требуемого пучка использованная форма дисковых электродов с соответствующими потенциалами переносится в электролитическую ванну, где вдоль границы пучка измеряется полученное на установке (оптимальное) распределение потенциала. Затем набор дисковых электродов заменяется одним-единственным фокусирующим электродом, форма которого подбирается на ванне такой, чтобы по возможности точно воссоздать оптимальное распределение потенциала.

6. Изготавливается фокусирующий электрод, и с этим электродом проводится контрольное испытание на том же анализаторе.

7. Пушка испытывается в отпаянном приборе с пролетным каналом для определения токопрохождения в том или ином варианте согласования пучка с магнитным полем.

234

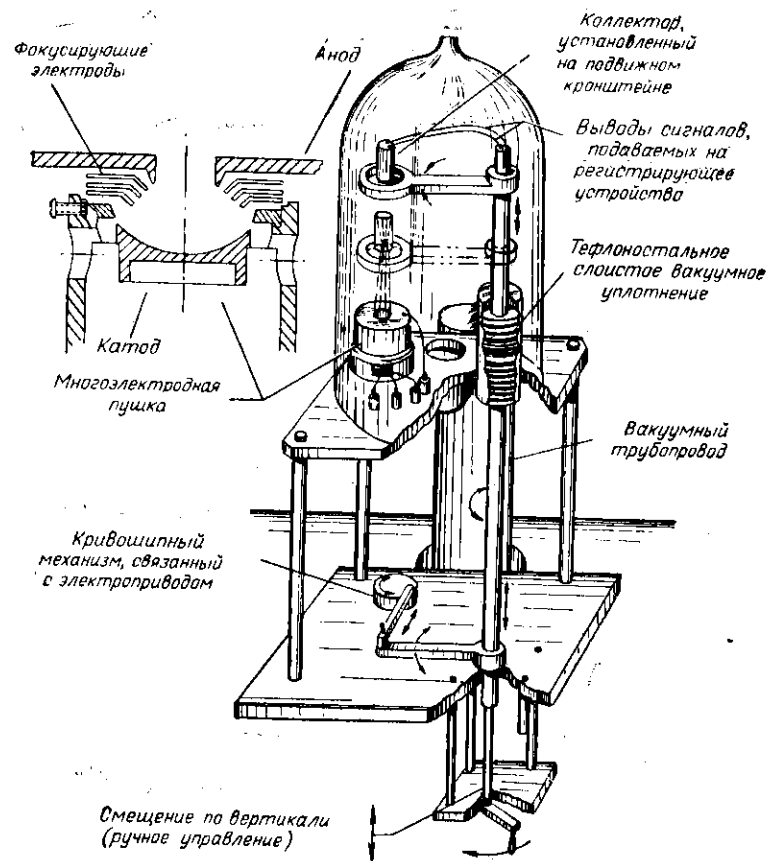


Рис. 12.11. Схематическое изображение установки для отработки электронной пушки [12.7].

Вверху слева показана схема пушки с набором изолированных дисковых электродов, с помощью которых производится подбор оптимального распределения потенциала между катодом и анодом вблизи границы пучка.

Авторы этого метода считают, что он пригоден для отработки пушек с первеансом от 0,1 до 7 с компрессией соответственно от 2000 до 2*.

* В работе [12.19] описана пушка с компрессией по площади около 1350:1. Параметры системы: диаметр пучка около 0,3 мм, длина пролетного канала 10 мм, плотность тока в пучке около 2500 а/см², магнитное поле 7500 гс.

Преимуществом рассматриваемого метода является высококачественная и относительно быстрая обработка пушки в реальных условиях работы. Пушка, изображенная на рис. 12.9, обработана этим методом. Приведем чертеж еще одной пушки с первеансом $2,2 \cdot 10^{-6}$ и компрессией свыше $300:1$, обработанной методом подбора

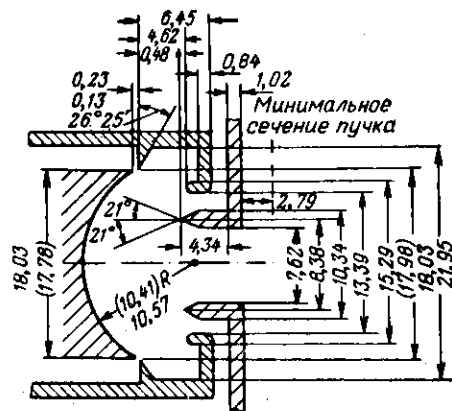


Рис. 12.12. Электронная пушка с первеансом $2,2 \cdot 10^{-6}$ и сходимостью по площади $300:1$, обработанная при помощи установки рис. 12.11. Размеры в скобках даны для «холодной» пушки, остальные — для «горячей».

потенциала между катодом и анодом и кривизны поверхности на анализаторе (рис. 12.12). Интересно отметить, что исходная конструкция пушки, будучи рассчитана по Пирсу, показала при испытаниях первеанс $1,6 \cdot 10^{-6}$ при компрессии $85:1$.

Методы 1 и 2 предполагают наличие у разработчика довольно сложной аппаратуры. Если такая аппаратура отсутствует, то в ряде случаев можно использовать, например, следующий, более грубый упрощенный метод.

3. Метод подбора формы электродов при помощи простой ванны и графоаналитического метода построения траекторий.

Сделаем предварительно несколько замечаний о расположении эквипотенциалей.

Пусть в электролитическую ванну установлена модель пушки с катодом и анодом, имеющими форму

частей концентрических окружностей (анод без отверстия). Поместим вдоль границы пучка пластинку из диэлектрика. В образовавшемся секторе будет создано распределение потенциала такое же, как в сферическом конденсаторе. Пусть, далее, вне этого сектора по методу Пирса подобрана форма фокусирующего электрода и анода. Расположение эквипотенциалей в этой области будет таким, что вдоль границы пучка (диэлектрической пластины) выполняется распределение потенциала такое же, как в сферическом диоде. Если теперь убрать пластинку, то во внешней области эквипотенциали сместятся в сторону катода.

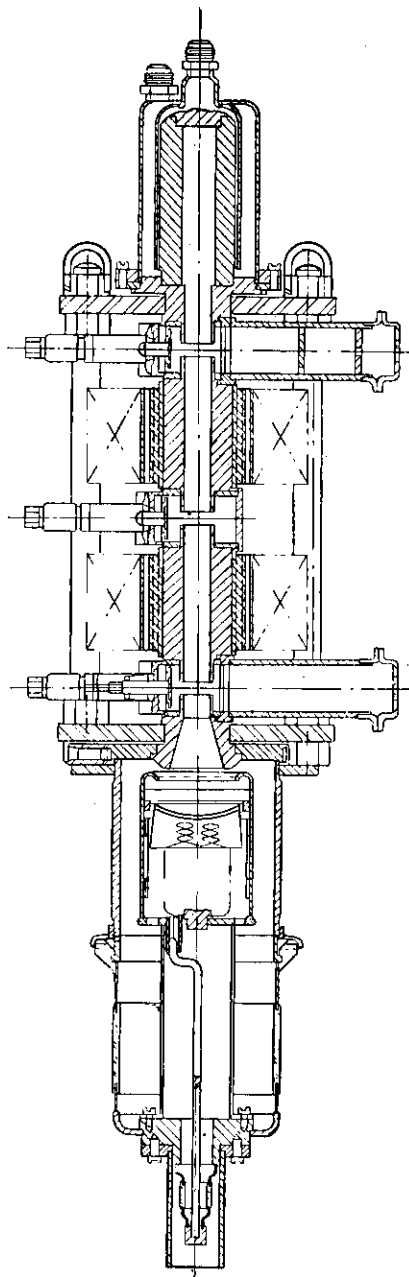
Сделаем затем отверстие в аноде. Тогда эквипотенциали сместятся в сторону анода. В результате некоторая средняя эквипотенциаль на границе пучка (обычно это эквипотенциаль между $0,3 U_a$ и $0,5 U_a$) будет находиться в том месте, где она располагалась бы при наличии пространственного заряда.

С учетом изложенного, упрощенный метод моделирования сводится к следующему:

1. Рассчитать угол сходимости потока в пушке и уточнить положение анода (например, по способу Мюллера). Вычислить распределение потенциала вдоль границы потока. На обычной электролитической ванне установить модель электродов и подобрать форму фокусирующего электрода и анода, имитируя предполагаемую границу пучка пластинкой из диэлектрика.

2. Оставив неизменной форму фокусирующего электрода (это оставляет практически неизменным прикатодные условия формирования вблизи края катода), изменяют форму анода таким образом, чтобы учесть возможные скругления и увеличение радиуса анодного отверстия, необходимое для уменьшения токооседания на анод. Вынуть пластинку из ванны и снять картину эквипотенциалей.

3. Графоаналитическими методами (например, методом синусов, описанным в любой книге по электронной оптике, или см. [12.11]) построить траектории электронов в пушке. Для начала расчета провести нормали к катоду и начинать построение с эквипотенциали, которая осталась на месте при указанных выше операциях (например, с эквипотенциали $0,3 U_a$). Начинать расчет крайних траекторий в непосредственной близости к ка-



Чертеж клинотрона с пушкой сферического типа.

тому будет неправильным, так как в ванне отсутствует имитация пространственного заряда и распределение потенциала вблизи катода сильно искажено.

4. Варьируя радиус кривизны катодной поверхности и проводя построение траекторий, определить оптимальный радиус кривизны катода.

Этот метод, естественно, дает приближенные результаты, так как не учитывает влияние пространственного заряда в области анодной линзы. Однако для сильных линз его влияние сравнительно невелико даже при высоком первичном токе. Практика показывает, что этим методом можно создать удовлетворительные пушки с высоким первичным током, требующие незначительной экспериментальной доработки на действующих образцах приборов.

На рис. 12.13 приведен чертеж прибора с электронной пушкой (рис. 12.13), на котором кроме основных электродов указаны также вспомогательные детали и изоляторы [12.18]. Некоторые сведения о конструкциях пушек приведены в книге В. П. Тараненко [1.11].

ГЛАВА 13

ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА РЕАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ

В рамках приближенных теорий, естественно, не представляется возможным с достаточной полнотой учесть всю совокупность физических условий, в которых происходит формирование интенсивного электронного потока. Опыт показывает, что реальный электронный поток имеет гораздо более сложное строение, чем обычно принято считать.

Знание структуры реальных пучков, т. е. их поперечных размеров и распределения плотности тока по сечению пучка, пульсаций, траекторий отдельных электронов или отдельных электронных слоев, позволяет более четко представлять работу приборов, использующих эти пучки и намечать пути улучшения самих систем формирования. Поэтому представляет большой научный и практический интерес экспериментальное исследование структуры электронных пучков, дающее много сведений как о самом пучке, так и о работе пушки.

В литературе опубликованы интересные результаты целого ряда исследований, которые позволяют составить правильное представление о структуре реальных электронных пучков ряда типов систем формирования. Небольшая часть этих работ приведена в списке литературы [13.1—13.12]. Много данных об экспериментальном исследовании пучков содержится в ряде цитированных ранее работ и в книге [13.10], в которой имеется довольно полная библиография.

В данной главе кратко рассматриваются основные методы и приборы для экспериментального исследования пучков (анализаторы), а также результаты эксперимен-

тального исследования аксиально-симметричных пучков, сформированных лужками со сходящимся потоком. Основной экспериментальный материал для § 13.2, 13.3 и 13.4 заимствован из работ [13.1, 13.7, 13.3, 13.7a]. В этих работах читатель найдет также много дополнительных сведений, относящихся к более тонкому и более тщательному исследованию структуры электронного пучка.

§ 13.1. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ ПУЧКОВ. АНАЛИЗАТОРЫ

Наблюдения над электронными пучками проводились со времен зарождения электроники. Имеется масса описаний различных установок и методов индикации электронных пучков. При исследовании интенсивных потоков находят применение следующие основные группы методов наблюдения.

1. Визуальное наблюдение или фотографирование свечения, возникающего при соударениях электронов с молекулами остаточных или специально введенных в объем газов. В условиях очень хорошего вакуума свечения не видно, поэтому визуальные наблюдения возможно проводить при давлении выше примерно 10^{-5} мм рт. ст. При этом, однако, происходит частичная нейтрализация электронного объемного заряда положительными ионами и определенное искажение траекторий.

2. Наблюдение или фотографирование излучения (светового, рентгеновского) специального экрана или мишени, помещенного поперек пучка, которое возникает при его бомбардировке электронами. Экран, покрытый люминофором, позволяет наблюдать пучки с небольшой плотностью энергии. Яркость свечения в определенных пределах прямо пропорциональна плотности тока пучка. Угольный или графитовый экран позволяет наблюдать пучки со значительно большей средней плотностью энергии, однако яркость его свечения не пропорциональна плотности тока. Например, увеличение мощности бомбардирующего пучка в полтора раза вызывает увеличение яркости примерно на порядок [13.3]. При большом ускоряющем напряжении возникает рентгеновское излучение, которое может быть зарегистрировано на фотобумаге.

3. Наблюдение тока, перехватываемого специальным зондом, погружаемым в поток. Зонд может иметь, например, вид круглой проволоки или иметь вид пластинки с ровным краем. Таким способом легко определить границы пучка и получить качественное представление о его

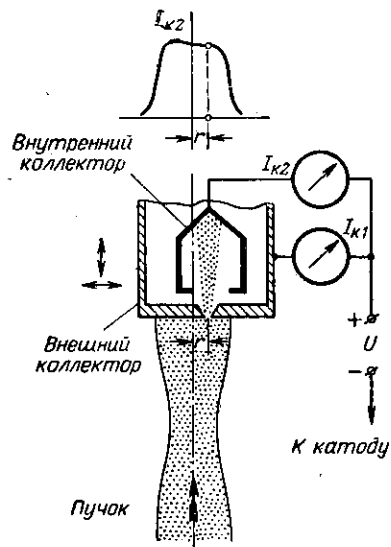


Рис. 13.1. Схема измерений по методу подвижного коллектора с малым отверстием, применяемому при исследовании структуры электронных пучков.

или пучок относительно коллектора, можно с высокой точностью определить распределение плотности тока и поперечных скоростей электронов на различных расстояниях вдоль оси.

Методом коллектора с малым отверстием получены основные и наиболее интересные результаты. Ввиду большой эффективности этого метода рассмотрим его более подробно.

На рис. 13.1 изображена схема измерений по методу подвижного коллектора с малым отверстием. Очевидно,

* В английской литературе применяется название pin-hole-camera method.

структуре. Количественная расшифровка зондограмм обычно встречает большие трудности.

4. Наблюдение тока, прошедшего через отверстие той или иной формы в специальном коллекторе, задерживающем основную часть электронов пучка. Наиболее часто используется круглое отверстие очень малого размера. Это так называемый метод коллектора с малым отверстием*.

Поток электронов, прошедший через малое отверстие, можно либо просто регистрировать токовым прибором, либо направить на светящийся экран или более сложное регистрирующее устройство. Перемещая коллектор относительно пучка

что величина тока, прошедшего через отверстие будет пропорциональна среднему значению плотности тока по сечению отверстия. За счет конечного размера отверстия измеренная кривая распределения тока будет шире измеряемой кривой плотности тока. Если размер отверстия значительно меньше поперечного размера пучка (или размеров области, где плотность тока сильно неоднородна), то ток внутреннего коллектора будет пропорционален плотности тока в точке с координатами центра отверстия.

Для краткости изложения условимся в дальнейшем называть *j-кривой* кривую зависимости тока, прошедшего на внутренний коллектор, от поперечного смещения наружного коллектора с отверстием.

Реально применяемые зонды имеют диаметр отверстия 0,05—0,3 мм. В толще коллектора форма канала для пролета электронов на внутренний коллектор должна быть конусной (с углом раствора 60—90°), чтобы на его стенки не оседали электроны, обладающие поперечными компонентами скоростей. При этом снижается также влияние вторичных электронов, выбиваемых с краев отверстия.

Наружный коллектор должен выдерживать почти полную мощность пучка. Если охлаждение коллектора происходит только за счет теплоизлучения в вакууме, то коллекторы из молибдена или тантала могут выдерживать нагрузку до 10—50 вт средней мощности (в зависимости от размеров). Если плотность энергии в пучке, усредненная по времени, больше нескольких киловатт на квадратный сантиметр, то края отверстия могут оплавиться. По этой причине оказываются мало пригодными коллекторы, изготовленные из меди или нержавеющей стали. Следует отдать предпочтение тугоплавким металлам (Mo, W). Большой эффект дает охлаждение коллектора. Например, вольфрамовый коллектор диаметром 20—30 мм с водяным охлаждением может спокойно выдержать среднюю мощность порядка 1 кВт, а плотность мощности до нескольких киловатт на квадратный сантиметр.

Как и всякий зонд, вносимый в пучок, наружный коллектор определенным образом искажает распределение потенциала вблизи исследуемой точки. Пусть, например, пучок с микропервеансом 2 на одну треть за-

полняет трубку дрейфа. Тогда по формуле (2.40) найдем, что в некоторой точке на оси в центральной части длинной трубки провисание потенциала под действием пространственного заряда будет около 10%. Если же в эту точку поместить коллектор, то картина поля искажится, и потенциал станет равным анодному. Следовательно, при конструировании анализатора необходимо позаботиться о том, чтобы провисание потенциала было как можно меньшим. Для того чтобы поток не шел далеко от стенок, в ряде экспериментов с потоками с большим первенсом применяют пролетный канал, образованный отверстиями в наборе пластин (или в виде трубки, в которой проделаны поперечные щели), между которыми и вводится зондирующий коллектор. Размер области, в которой произошло искажение поля, будет порядка диаметра трубки или поперечных размеров коллектора, поэтому изменение хода траекторий в этой области будет небольшим. Если измерения проводятся в магнитном поле, то влияние небольших изменений потенциала на ход траекторий становится незначительным, и тогда искажением, вызванным помещением коллектора поперек пучка, смело можно пренебречь.

При снятии j -кривых большую погрешность в измерениях могут вносить вторичные электроны, выбиваемые с внутреннего коллектора, которые, если не принять специальных мер, могут уйти на внешний коллектор и исказить тем самым ток I_{K2} . Для уменьшения влияния вторичной эмиссии с внутреннего коллектора применяют антиэмиссионные покрытия и придают электродам соответствующую замкнутую форму. Большой эффект дает подача небольшого положительного потенциала на внутренний коллектор относительно внешнего, который задерживает основную массу вторичных электронов. Например, при измерениях пучков с ускоряющим напряжением несколько киловольт достаточно подать дополнительное напряжение 50—100 в. О вторичной эмиссии см. § 17.4.

Анализатор в целом (см., например, рис. 12.11) представляет собой установку, состоящую из следующих узлов: вакуумная камера, в которой размещается пушка, исследуемый пучок и подвижной коллектор; вакуумное подвижное сочленение; механизм перемещения и отсчета координат; блок измерительных приборов; со-

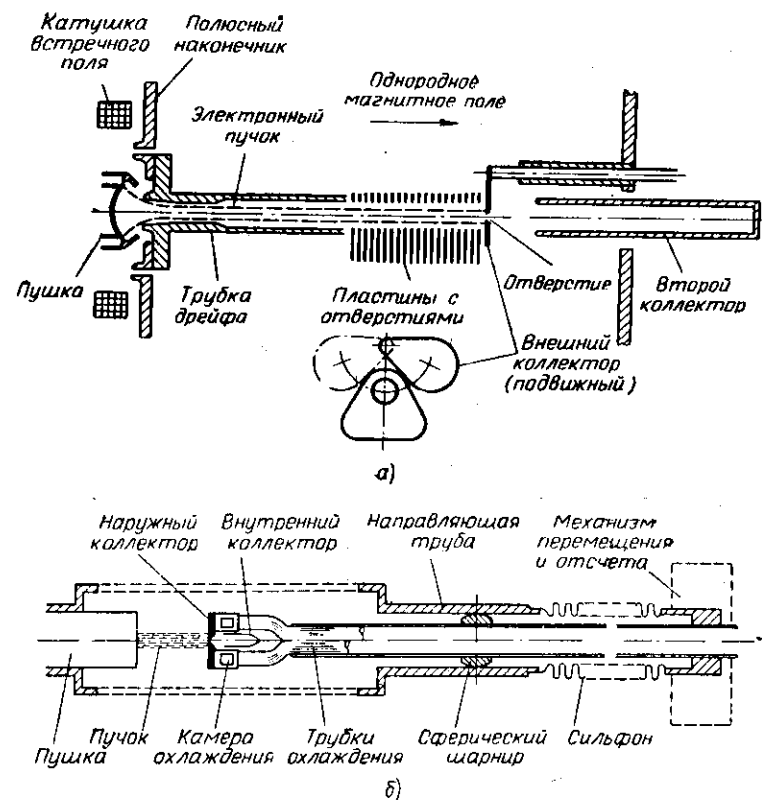


Рис. 13.2. Анализаторы электронных пучков:

а — схема анализатора, у которого подвижный коллектор может перемещаться вдоль системы и поворачиваться вместе со штоком вокруг оси последнего. Во время перемещения коллектор должен быть выведен из зазора между пластинами, отверстия в которых образуют пролетный канал; б — схема анализатора с сильфоном и подвижным коллектором, имеющим водяное охлаждение.

леноид или электромагнит; средства откачки (для разборных систем); блоки питания.

На рис. 13.2 представлены схемы анализаторов, в которых используется подвижной коллектор с малым отверстием.

Один из наиболее ответственных узлов — подвижное вакуумное сочленение. Там, где требуется большое продольное перемещение, применяют уплотнения в виде набора резиновых или тефлоновых шайб, с зажатыми

между ними стальными кольцами большого внутреннего диаметра. Через внутренние отверстия этих шайб проходит шток (трубка), с очень точно обработанной наружной цилиндрической поверхностью, на котором крепится коллектор. Такая система обеспечивает две степени свободы (продольное перемещение и поворот).

Часто применяются сочленения с сильфонами, однако они обладают ограниченным перемещением. Сильфон позволяет производить перемещения в трех взаимно перпендикулярных направлениях. Зондирующий коллектор укрепляется на одном конце рычага (рис. 13.2,б). Другой конец рычага специальным механизмом может перемещаться вдоль оси системы. При этом сферический шарнир скользит вдоль направляющей трубы. Движение коллектора поперек пучка осуществляется за счет поворота рычага вокруг оси шарнира. При достаточной длине плеч рычага перемещение по дуге практически не будет отличаться от прямолинейного.

В современных анализаторах применяются ионно-геттерные насосы высокой производительности (100—150 л/сек).

Поскольку каждое измерение обычно дает большую серию j -кривых, совершенно необходимо применение приборов-самописцев.

Как видим, анализатор представляет собой довольно сложную установку. Однако затраты на создание анализатора, как правило, быстро окупаются, так как с его помощью можно в сжатые сроки провести отработку высокоэффективной системы формирования и всего прибора в целом.

§ 13.2. СТРУКТУРА ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА, ФОРМИРУЕМОГО ПУШКОЙ СО СХОДЯЩИМСЯ ПОТОКОМ, В ОТСУТСТВИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ. РАСПЛЫВАНИЕ ПУЧКА, ВЛИЯНИЕ ВАКУУМА, АБЕРРАЦИИ

Катлер [13.1] провел достаточно подробное экспериментальное исследование пучка, сформированного пушкой со сходящимся потоком с умеренной величиной перванса. Измерения производились при помощи анализатора, схема которого представлена на рис. 13.3.

Зависимость тока, прошедшего через малое отверстие во втором коллекторе, от поперечного перемещения

будет характеризовать распределение в пучке поперечных скоростей электронов.

На рис. 13.4 представлены результаты измерений распределения плотности тока и поперечных скоростей на некотором расстоянии от анода пушки Пирса со сходящимся потоком, имевшей следующие расчетные параметры:

$$U = 1000 \text{ в}, \quad r_{\text{к}} = 7,3 \text{ мм}, \\ I = 14,5 \text{ ма}, \quad r_{\text{мин}} = 1,9 \text{ мм}, \\ (P_{\text{э}} = 0,46), \quad \theta = 13^\circ.$$

Фокусирующий электрод и катод были сделаны в двух вариантах, изображенных на рис. 13.4,а. В первом варианте конструкции диаметр отверстия в фокусирующем электроде равен расчетному диаметру катода. Идеальная форма катода указана пунктиром. Однако реальный катод отодвинут от фокусирующего электрода, чтобы устранить контакт между ними. Во втором варианте конструкции диаметр отверстия в фокусирующем электроде сделан большим, чем покрытая оксидом сферическая часть катода. Идеальная форма фокусирующего электрода указана пунктиром. Как следует из рассмотрения графиков рис. 13.4,б, j -кривые имеют колоколообразную форму, обу-

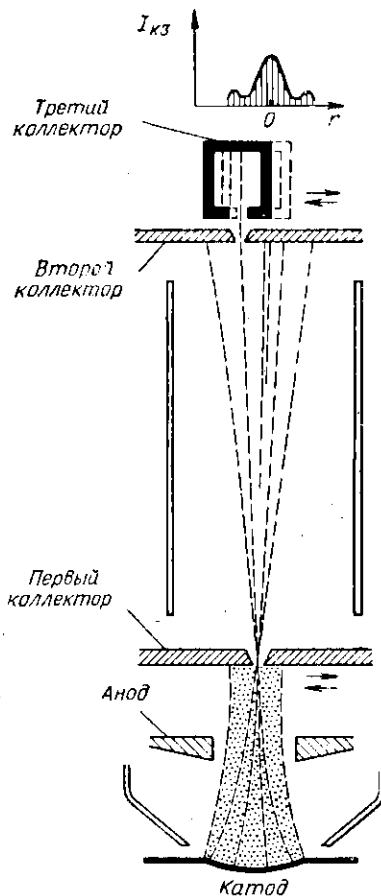


Рис. 13.3. Модификация метода подвижного коллектора с малым отверстием.

Использование дополнительного регистрирующего устройства (третьего коллектора) позволяет исследовать распределение поперечных компонент скоростей электронов. Чем больше поперечные скорости электронов, тем дальше от линии, проходящей через центр отверстия в первом коллекторе, будет зарегистрирован ток в плоскости второго коллектора. Вверху указан пример зависимости тока на третий коллектор от радиуса.

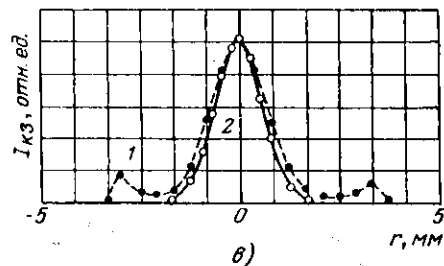
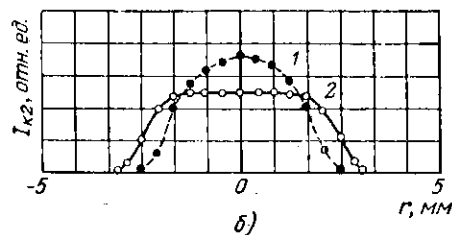
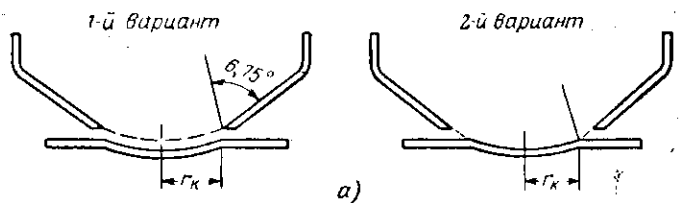


Рис. 13.4. Влияние формы фокусирующего электрода и катода на распределение плотности тока и поперечных скоростей электронов по сечению пучка:

а — два варианта формы фокусирующего электрода и катода; б — распределение плотности тока; в — распределение поперечных скоростей электронов. Цифры 1 и 2 показывают, какому варианту конструкции соответствует кривая.

словленную как тепловыми скоростями электронов, так и возмущающим действием зазора между катодом и фокусирующим электродом. Для первого варианта конструкции распределение плотности тока и поперечных скоростей гораздо хуже, чем для второго варианта.

Подобные измерения подтверждают, что необходимо соблюдать большую осторожность как при выборе конструкции, так и при изготовлении фокусирующего электрода и катода, чтобы избежать сильных возмущений пучка.

Рассмотрим влияние вакуума на формирование потока. На рис. 13.5 представлены j -кривые, снятые на небольшом удалении от анода пушки, описанной выше, при различных давлениях остаточных газов. Видно, что при давлениях $2 \cdot 10^{-6} - 7 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст., которые обычно принято считать удовлетворительными, имеется явно выраженный эффект накопления ионов вблизи оси пучка. Положительный «ионный шнур» удерживает значительное число электронов, что и проявляется в виде максимума вблизи центра j -кривой. Для того чтобы нейтрализация пространственного заряда положительными ионами не искажала существенно формирование потока, вакуум в приборе должен быть не хуже, чем примерно 10^{-7} мм рт. ст. Измерения показали, что ионный эффект можно устранить, если между анодом и коллектором создать небольшое продольное электрическое поле, уводящее ионы из потока.

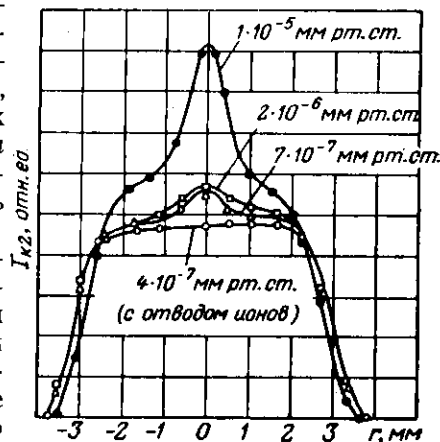


Рис. 13.5. Распределение плотности тока по сечению пучка при различных значениях давления остаточных газов. При плохом вакууме наблюдается частичная нейтрализация пространственного заряда, приводящая к сужению пучка и образованию «ионного шнура» вблизи оси пучка, удерживающего избыточное количество электронов.

При плохом вакууме (например, давление выше 10^{-5} мм рт. ст.) влияние нейтрализации и ионного шнура выражено очень сильно, распределение плотности тока в пучке искажено, сходимость пучка в пушке увеличивается, а перванс на некоторое время возрастает.

При плохом вакууме (например, давление выше 10^{-5} мм рт. ст.) влияние нейтрализации и ионного шнура выражено очень сильно, распределение плотности тока в пучке искажено, сходимость пучка в пушке увеличивается, а перванс на некоторое время возрастает.

После длительной работы в условиях плохого вакуума происходит уменьшение первеанса и значительное ухудшение формирования, так как в центре катода образуется так называемое ионное пятно — участок катода, оксидное покрытие с которого выбито ионной бомбардировкой.

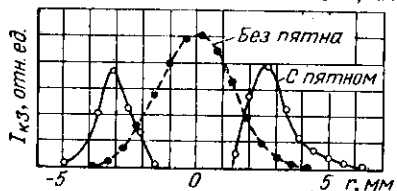
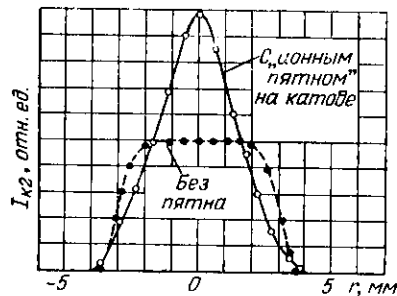


Рис. 13.6. Распределение плотности тока (а) и поперечных скоростей электронов (б) в пучке, сформированном пушкой, у которой центр катода не покрыт оксидом для имитации «ионного пятна».

Для сравнения пунктиром показаны соответствующие кривые катода без «ионного пятна».

речных скоростей резко исказилось: значительная часть электронов устремилась к оси под большими углами, создав вблизи оси «пик» плотности тока. При своем дальнейшем движении они за счет больших поперечных компонент скорости пересекают ось, приводя к сильной расходимости потока в условиях резко выраженной неламинарности. Оседание тока на анод за счет «ионного пятна» возросло до 14%, тогда как в его отсутствие оно составляет не более 2%.

При исследованиях электронных пучков, чтобы избежать искажения за счет ионного фона, часто измерения проводят в импульсном режиме. При длительности им-

пульса 2—5 мксек ионы не успевают накопиться в объеме пучка.
Рассмотрим теперь структуру пучка, сформированного пушкой с высоким первеансом (по данным Брюэра [13.7]). На рис. 13.7 и 13.8 представлена картина траекторий внутри пушки с первеансом около $2,3 \cdot 10^{-6}$, кон-

а) прожигает отверстие в катоде и подогревателе.)
Влияние ионного пятна на формирование потока было исследовано в специальном эксперименте, когда в анализаторе был установлен катод, у которого вблизи центра оксид был преднамеренно удален с площадью в виде круга, площадь которого составляла 7% от общей эмитирующей поверхности катода. Из рис. 13.6 видно, что в этом случае распределение плотности тока и попе-

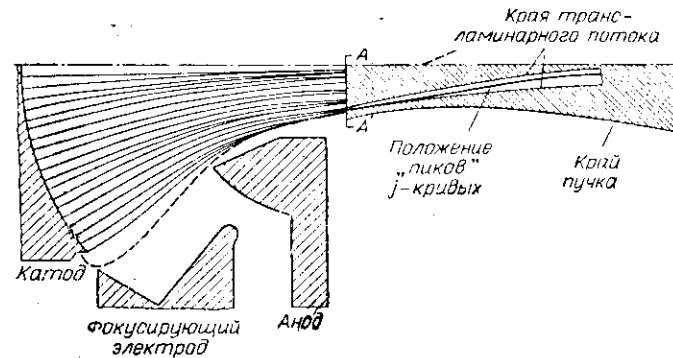


Рис. 13.7. Составная картина электронных траекторий и контура пучка (пушка с высоким первеансом).

Слева от сечения А—А' траектории построены траектографом с учетом пространственного заряда. Справа от сечения А—А' контур пучка получен из измерений на анализаторе. Указаны примерные границы «трансламинарного» потока. Соответствующие кривые распределения плотности тока указаны на рис. 13.8, пушка С.

тур ее пучка и кривые распределения плотности тока по выходе из анодного отверстия. Условия опыта: длительность импульса 1—2 мксек, частота посылок 300—1000 в 1 сек, диаметр сканирующего отверстия около 0,05 мм. Из 13.7 видно, что может быть получено хорошее соответствие между построенными на траектографе и измеренными на опыте траекториями. В сечении А—А', где «сшиваются» оба построения, экспериментально полученный размер потока несколько больше полученного на траектографе. Это хорошо объяснимо влиянием тепловых скоростей, не учитываемых траектографом. Видно, далее, что *i*-кривые вблизи анодного отверстия пушки с недостаточно скорректированными aberrациями имеют резкие «пики» по краям, поток напоминает по структуре полый или трубчатый. Та часть электронного потока, которой соответствуют эти пики, по мере удаления от анода быстро сходится к центру —

гораздо быстрее, чем основная масса электронов, образующая более или менее ламинарный поток. Эта быстро сходящаяся часть потока получила наименование *трансламинарного* потока или слоя. Трансламинарный поток

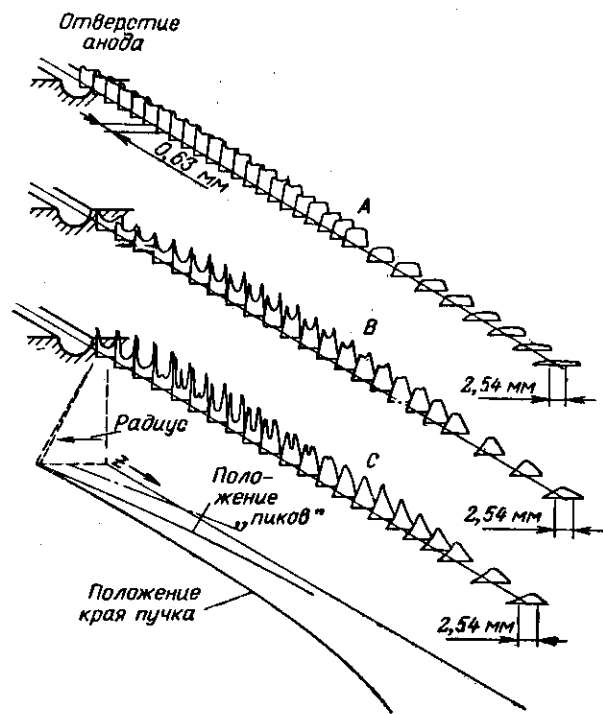


Рис. 13.8. Типичные j -кривые на различных расстояниях от анода пушек с высоким первансом в отсутствие магнитного поля, полученные при помощи анализатора.

Аберрации в пушке А выражены значительно слабее, чем у пушек В и С. Для пушки С внизу рисунка изображены контур пучка и геометрическое место «пиков» на j -кривых, характеризующее трансламинарный поток. Ср. рис. 13.7.

несет в данном примере 20—25% общего тока. Происхождение этого трансламинарного слоя совершенно ясно из рис. 13.7: это — электроны, эмитированные с края катода, которые из-за аберраций анодной линзы обладают повышенной сходимостью по сравнению с остальными электронами.

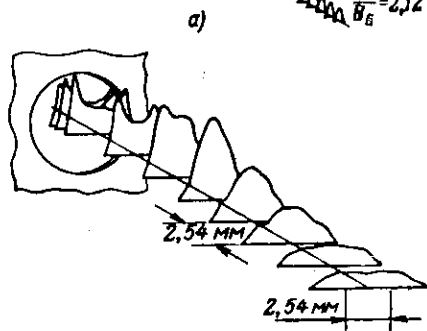
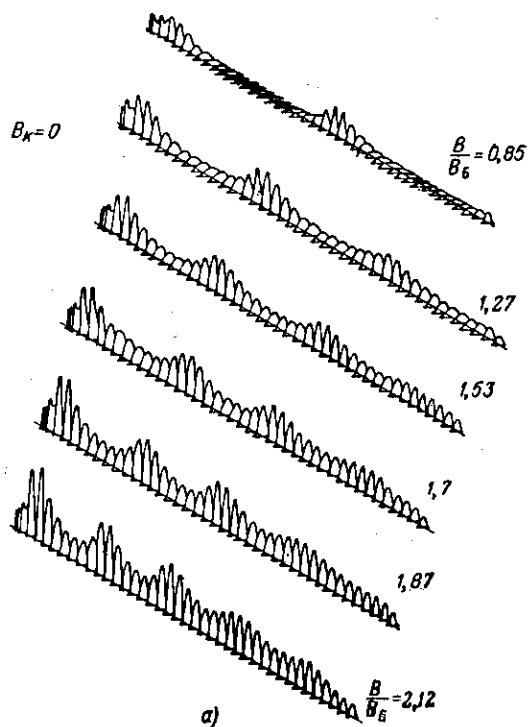
Рис. 13.7 и 13.8 свидетельствуют о том, что может существовать второй трансламинарный слой электронов, если может эмитировать кромка катода, обращенная в сторону фокусирующего электрода и если слишком велика щель между катодом и фокусирующим электродом.

Если аберрации в пушке каким-либо образом уменьшены, то трансламинарный поток выражен значительно менее резко, распределение плотности тока по сечению пучка становится более равномерным (рис. 13.8, пушка А, и рис. 13.10, 12.10).

§ 13.3. СТРУКТУРА И КОНТУР ПОТОКА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПУЛЬСАЦИИ, НЕЛАМИНАРНОСТЬ

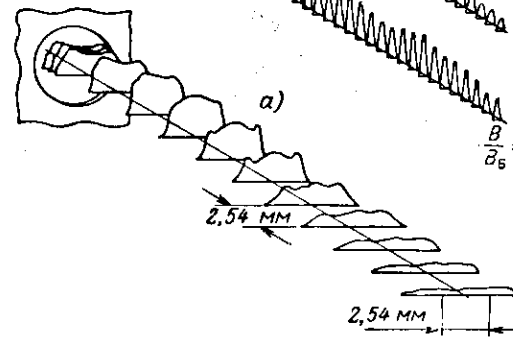
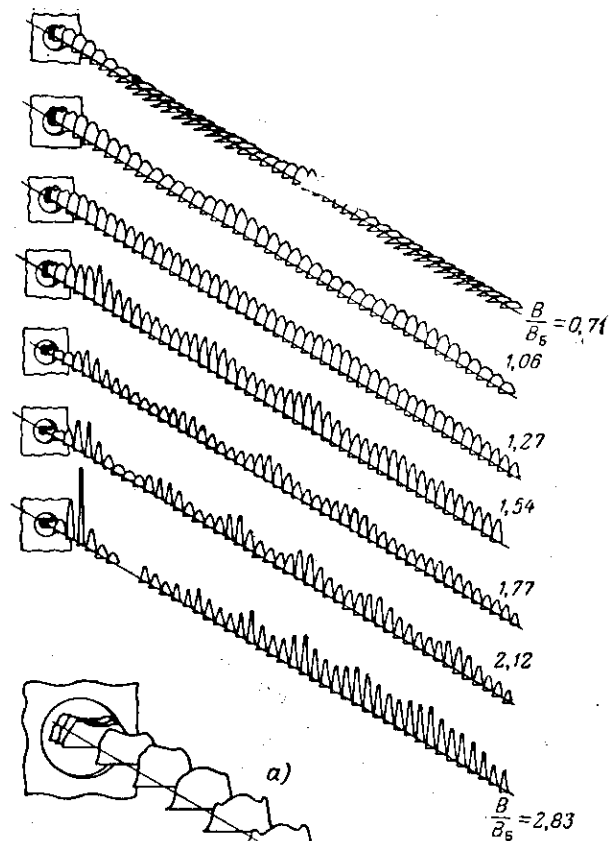
На рис. 13.9 изображены j -кривые электронного потока, сформированного пушкой со сходящимся потоком с первансом $1,7 \cdot 10^{-6}$ при различных значениях индукции однородного магнитного поля. Магнитное поле на катоде поддерживалось равным нулю при помощи специальной катушки, расположенной в области пушки. Основное магнитное поле создавалось соленоидом с полюсными наконечниками в виде дисков. Сканирующее отверстие в коллекторе имело диаметр около 0,12 мм, давление $1 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст., импульсный режим. Видно, как пучок пульсирует. В слабом поле, когда влияние пространственного заряда велико, пульсации направлены наружу, в сильном поле — внутрь относительно некоторого среднего радиуса. Наличие четко выраженного трансламинарного потока приводит к тому, что пульсации велики при всех значениях магнитного поля.

На рис. 13.10 представлены j -кривые потока с первансом $1,35 \cdot 10^{-6}$ при различных значениях магнитного поля. Из рисунка видно, что качественно поток ведет себя так же, как и на рис. 13.9, но количественно наблюдается большая разница: здесь пульсации значительно меньше. Причины относительно меньших пульсаций заключаются, во-первых, в том, что электростатическая часть пушки обладает небольшими аберрациями и создает поток с хорошим распределением тока, во-вторых, магнитное поле в пушке увеличивает стабильность потока и уменьшает действие аберраций. Отметим, что при $V/B_B \approx 1,3$ пучок пульсирует весьма незначительно, так



б)

Рис. 13.9. Кривые распределения плотности тока пучка, сформированного экранированной пушкой с микроперфорансом $1,7 \cdot 10^{-6}$, находящегося в различных магнитных полях, демонстрирующие пульсации потока (а) и j -кривые пучка (в другом масштабе), сформированного той же пушкой, в отсутствие магнитного поля (б).



б)

Рис. 13.10 Структура пучка с микроперфорансом $1,35 \cdot 10^{-6}$ в различных по величине магнитных полях (а) и j -кривые в отсутствие магнитного поля (б) (в другом масштабе).

Магнитное поле на катоде не равно нулю: $K=0,04$, через катод проходит 20% общего магнитного потока. При $B/B_0=1,27$ пульсации имеют сравнительно небольшую величину, электронный поток имеет в основном ламинарный характер.

что можно говорить о ламинарном характере движения основной массы электронов потока.

На рис. 13.11 изображены j -кривые пучка для двух случаев: B_k равно нулю и B_k равно 3,2% от значения однородного поля. Видно, что влияние аберраций в значительной степени подавляется [13.3].

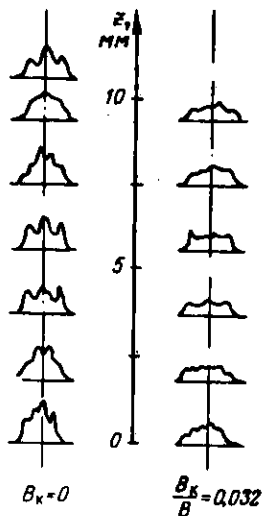


Рис. 13.11. Влияние магнитного поля на структуру пушки.

Микропервееанс около 2, напряжение 100 кВ; при $B_k/B_0 = 0,032$ отношение магнитных потоков $\Psi_k/\Psi_0 \approx 0,55$.

в случае, когда пространственный заряд оказывает очень слабое влияние на движение электронов, как и предсказывает теория, эксперимент обнаруживает очень сильные пульсации, если катод полностью или почти полностью экранирован от магнитного поля [13.4, 13.6, 13.9]. При этом поток становится существенно неламинарным. Одна из причин этого явления заключается в том, что

* Эти данные получены при специально выполненных очень тщательных измерениях, направленных на сопоставление теории с экспериментом. В практических конструкциях получить такое качество потока, конечно очень трудно.

Прохождение электронных потоков через пролетный канал в виде трубки иллюстрируется графиками рис. 13.12. Из графиков следует, что в случае хорошо сформированного потока (пушка А) коэффициент токопрохождения достигает 99% в магнитном поле, превышающем бриллюэновское значение примерно на 20—40%, причем коэффициент заполнения довольно высок (0,7—0,8)*. В случае плохо сформированного потока (пушка С) получить высокое токопрохождение вообще не удается. Детальное рассмотрение показывает, что основные ограничения связаны с сильно возмущенными электронными траекториями трансламинарного потока.

В случае очень сильных магнитных полей, например в 3—5 или более раз превышающих бриллюэновское значение, т. е.

при сильных пульсациях поперечная к оси z -компонента скорости электронов имеет большую величину. За счет поворота вектора полной скорости его проекция на ось z укорачивается. Следовательно, вдоль оси пучка крайние электроны движутся медленнее, чем приосевые. На некоторой длине (например, 10—15 длин волн пульсаций) разница фаз пульсаций для разных слоев становится значительной, так что огибающая пучка утрачивает пульсирующий характер с четко выраженными максимумами и минимумами, становится более гладкой. В то же время внутри пучка происходит интенсивное перемешивание слоев, наблюдается типичная неламинарность.

Если же применяется частично экранированная пушка с хорошо согласованным ходом траекторий и силовых линий, то рост магнитного поля только улучшает ламинарность потока.

Величину длины волны пульсаций потока $\lambda_{\text{п}}$ можно измерить как по j -кривым, определяя контур пучка, так и по зависимости плотности тока на оси пучка от продольной координаты. (Можно также поставить более простой эксперимент [13.12].) Эта зависимость при наличии заметных пульсаций обнаруживает отчетливые максимумы и минимумы: там, где поток сужается, плотность тока растет, и наоборот (рис. 13.13).

Отмечается, что наибольшие величины плотности тока в центре наблюдаются при $B_k = 0$. Величины максимумов тесно связаны с наличием трансламинарного потока. С ростом поля в пушке или с ростом общего магнитного поля эти максимумы сглаживаются.

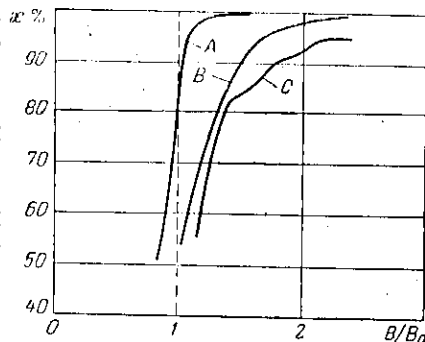


Рис. 13.12. Зависимость коэффициента токопрохождения от магнитного поля.

Пролетный канал имел вид трубки диаметром 3 мм. Коэффициент заполнения трубки потоком около 0,7—0,8, напряжение 10 кВ. Кривые А, В и С относятся к пушкам, j -кривые которых представлены на рис. 13.8. B_0 — некоторая характерная величина магнитного поля, близкая к бриллюэновской, рассчитанная с учетом измеренного размера пучка.

В ряде случаев положение этих максимумов не совпадает точно с положениями минимального диаметра пучка. Разность фаз свидетельствует о пересечении внутренних слоев, т. е. о наличии определенных неламинарных слоев потока. В случае плохой фокусировки между

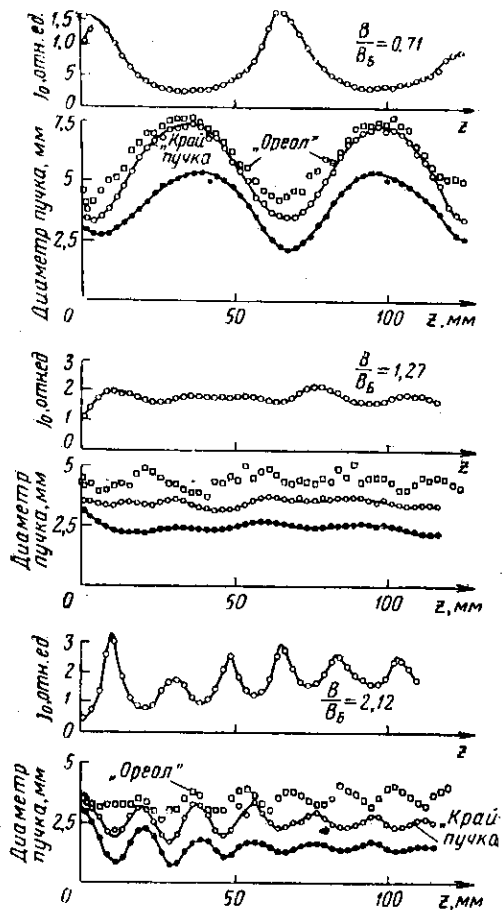


Рис. 13.13а. Зависимости плотности тока и на оси пучка j_0 (в относительных единицах) и диаметра электронного потока от продольной координаты при трех значениях магнитного поля.

Соответствующие j -кривые представлены на рис. 13.10. Точками обозначен диаметр «основной части» потока, кружочками — диаметр «края» пучка и квадратиками — диаметр «ореола».

основными максимумами могут появиться дополнительные, промежуточные максимумы, что свидетельствует о пересечении оси некоторыми слоями электронов, т. е.

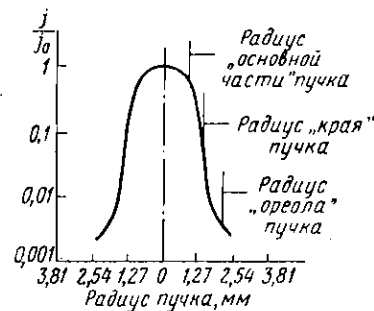


Рис. 13.13б. Распределение плотности тока по сечению пучка с указанием границы («края») пучка, его «основной части» и «ореола» вокруг пучка.

о наличии в потоке двух или большего числа слоев, имеющих на входе в магнитное поле существенно разные углы наклона траекторий.

§ 13.4. О СОПОСТАВЛЕНИИ ТЕОРИИ И ЭКСПЕРИМЕНТА. ОБСУЖДЕНИЕ

Наиболее просто сопоставить с теорией результаты измерений длины волны пульсаций (рис. 13.14). Экспериментально полученные значения длины волны пульсаций очень близко совпадают с теоретическими значениями. Расхождения лежат в пределах погрешностей измерений.

Важно подчеркнуть, что хорошее соответствие между теорией и экспериментом в отношении λ_D наблюдается не только при больших, но и при малых значениях B/B_0 , т. е. в условиях, когда силы пространственного заряда играют очень существенную роль.

Количественные сопоставления таких величин, как радиус потока или амплитуда пульсаций встречают определенную трудность, так как граница пучка в большинстве случаев является не очень четкой, размытой.

По этой же причине затруднено точное определение поля по Бриллюэну, так как в формулу для его расчета входит радиус потока. Тем не менее, приближенное сопоставление провести можно, если условиться диаметром пучка считать такой размер, внутри которого проходит основная часть тока (ср. § 10.3). В данном случае пренебрегают той частью тока, которая приходится на

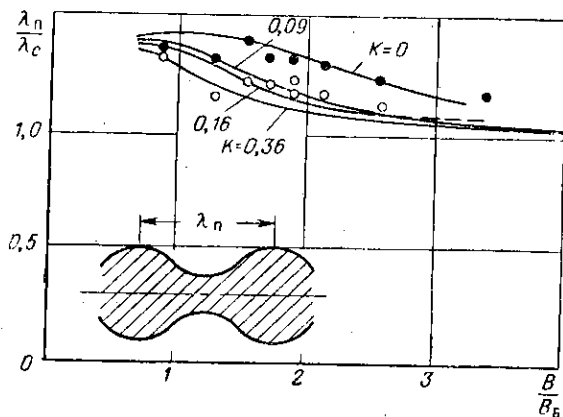


Рис. 13.14. Сравнение расчетных и типичных экспериментальных значений длины волны пульсаций.

Сплошные кривые — расчетные. Точками обозначены результаты измерений, в которых магнитное поле на катоде сводилось к нулю специальной вспомогательной катушкой, расположенной в районе пучка, кружочками — при выключенной вспомогательной катушке.

«ореол» вокруг пучка и которая содержит 2—3% общего тока (см. рис. 13.13б).

На рис. 13.15 показаны максимальные и минимальные радиусы пучка при различных B/B_B для той же пушки с первеансом $1,35 \cdot 10^{-6}$, с которой получены данные рис. 13.10. При этом величина B_B вычислялась по результатам измерений диаметра потока с учетом тепловых скоростей электронов. Поскольку граница пучка не четкая, она вычислялась с определенной, правда, небольшой, степенью произвола. Из рисунка видно, что качественно результаты расчета и эксперимента, безусловно, хорошо совпадают. Что касается количественного совпадения, то в максимуме пульсаций значение радиуса потока близко совпадает с расчетными значе-

ниями (в пределах 10—25%). Минимальные же значения радиуса пучка получаются большими, чем следует из расчета; разница составляет 20—30% и возрастает в случае больших значений индукции рабочего магнитного поля. Причинами этого, как отмечалось, являются неламинарные слои электронов. Основная часть элек-

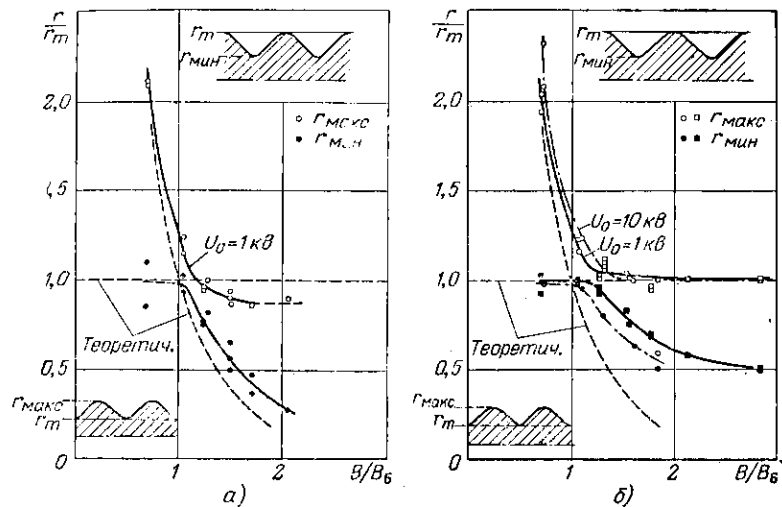


Рис. 13.15. Зависимость радиуса пучка в максимуме и минимуме пульсаций от отношения рабочего магнитного поля к бриллюэновскому значению B/B_B .

Пушка с первеансом $1,35 \cdot 10^{-6}$. Величина B_B оценивалась приближенно по измеренным значениям радиуса пучка, с учетом расширения пучка за счет тепловых скоростей электронов. Кривиром указана расчетная кривая при $B_K=0$.

r , r_m — радиусы окружностей, внутри которых проходит 85% (а) и примерно 95—98% (б) общего тока пучка.

тронного потока, содержащая 85% всего тока, имеет минимальные значения радиуса, совпадающие с расчетными значениями радиуса всего пучка с точностью 10—30%.

Видно, далее, что можно получить поток с весьма небольшими пульсациями, примерно 10—15%, причем оптимальное магнитное поле не намного (на 20—40%) превышает бриллюэновское значение.

Совокупность приведенных данных и практика работы с электронными приборами позволяют заключить,

что приближенная теория формирования статических электронных потоков, базирующаяся на представлении о ламинарности потока и равномерности плотности пространственного заряда, в основном правильно описывает главные свойства реальных электронных потоков и, следовательно, может служить основой для практических расчетов.

Разумеется, этот вывод касается лишь основной массы электронов потока, траектории которых можно в совокупности рассматривать как ламинарные. Вместе с тем, движение отдельных электронов или отдельных электронных слоев может сильно отличаться от упорядоченного движения основной массы электронов. Влияние неламинарных электронов будет сказываться тем меньше, чем большая часть магнитного потока пронизывает катод и чем сильнее магнитное поле.

Поскольку широко применяются методы моделирования пушек, то немаловажным является вопрос: насколько точно результаты моделирования соответствуют реальному ходу электронных траекторий?

В табл. 13.1 представлены значения угла наклона и радиуса пучка в плоскости, расположенной вблизи анодного отверстия, для модели пушки с первеансом $2,3 \cdot 10^{-6}$ и для пучка, созданного такой пушкой и измеренного анализатором [13.7а].

Из таблицы следует, что средствами моделирования на ванне с имитацией пространственного заряда можно получить хорошее согласие с реальными условиями; в данном примере расхождение не превышает 10%.

Здесь же отметим, что получающиеся на практике значения первеанса отличаются от полученных при моделировании с учетом пространственного заряда для большинства случаев на 5—10%.

Заканчивая рассмотрение основных свойств реальных потоков, следует еще раз подчеркнуть, что реальные электронные потоки в магнитном поле всегда пульсируют. Рабочее магнитное поле должно быть больше бриллюэновского. Главной причиной пульсаций являются поперечные скорости электронов и отличие радиуса пучка от равновесного значения на входе в магнитное поле. При наличии магнитного поля в пушке влияние таких факторов, как тепловые скорости, абберрации и пространственный заряд, значительно уменьшается.

Таблица 13.1

Сравнительные данные об угле наклона и радиусе пучка на выходе из анода пушки, полученные с помощью траектографа и анализатора

Измеряемая величина	Источник информации	
	траектограф	анализатор
Тангенс угла наклона крайней траектории: без пространственного заряда с пространственным зарядом	0,23 0,19	0,25 0,19
Радиус границы пучка, мм: без пространственного заряда с пространственным зарядом	6,6 14,2	7,4 17,0 (15,5)
Тангенс угла наклона трансламнарного слоя: без пространственного заряда с пространственным зарядом	0,38 0,20	0,40 0,19
Радиус трансламнарного слоя, мм: без пространственного заряда с пространственным зарядом	5,8 14,0	5,8 15,0 (14,0)

В скобках указан размер за вычетом поправки, учитывающей дополнительное расширение пучка под действием тепловых скоростей электронов.

Тщательной отработкой всей системы формирования, и в первую очередь электронной пушки и области перехода, можно добиться высокого качества формирования электронного потока.

ФОРМИРОВАНИЕ ТРУБЧАТЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ С ВЫСОКИМ ПЕРВЕАНСОМ

В последнее время значительно усилился интерес к системам формирования трубчатых электронных потоков. Такие потоки обладают следующими основными преимуществами:

1. Возможность получения высокого первеанса (см. § 1.1) за счет увеличения среднего диаметра «электронной трубы». (Разумеется, применение трубчатых потоков большого диаметра оправдано в тех случаях, когда это совместимо со свойствами электродинамических систем.)

2. Провисание потенциала за счет пространственно-го заряда в трубчатом потоке значительно меньше, чем в сплошном пучке; это является существенным фактором с точки зрения увеличения к. п. д. и ширины полосы частот приборов.

3. Системы формирования трубчатых пучков с компрессией тока позволяют получать пучки с высоким первеансом при относительно небольших диаметрах пучков.

4. Трубчатый поток по сравнению с потоком сплошным позволяет получить несколько лучшее взаимодействие с ВЧ полем электродинамической системы за счет прохождения электронов в области с увеличенной амплитудой поля. Трубчатый поток обладает высокой эффективностью в электродинамических системах, в которых используются виды колебаний с нулевым продольным полем на оси.

5. Применение трубчатых потоков с высоким первеансом в приборах длинноволновой части диапазона СВЧ сокращает их габариты и вес.

6. В некоторых случаях трубчатые потоки позволяют снизить ионные шумы прибора за счет резкого ослабления взаимодействия потока со столбом электронно-ионной плазмы, «стягивающейся» к оси прибора (см. гл. 16).

Электронные пушки для формирования трубчатых электронных потоков более сложны в расчетном и конструктивном отношении, а изучены они в меньшей степени, чем пушки для формирования сплошных потоков.

В этой главе рассматриваются условия формирования и свойства трубчатых потоков в продольном однородном магнитном поле, описываются основные типы электронных пушек.

§ 14.1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ТРУБЧАТОГО ПОТОКА. УСЛОВИЯ ВВОДА ЕГО В МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Различают два случая аксиально-симметричных трубчатых потоков, схематически изображенных на рис. 14.1: трубчатый поток без каких-либо внутренних электродов (т. е. полый поток в буквальном смысле слова) и трубчатый поток с расположенным внутри проводником [14.1 — 14.4].

Отрицательный электронный объемный заряд нависит на окружающих проводниках заряд положительного знака. Поэтому указанные случаи с точки зрения поля пространственного заряда существенно различаются. В полом трубчатом потоке силовые линии идут от внешнего проводника (трубы) к зарядам потока, так что наибольшая по величине напряженность поля наблюдается на внешней границе потока. На электроны, расположенные на внутренней границе полого трубчатого потока, силы электростатического расталкивания не действуют. (Это следует из теоремы Гаусса, см. § 14.2.)

Если же имеется внутренний проводник, то силовые линии электрического поля будут существовать как снаружи, так и внутри пучка. В самом пучке на некотором среднем радиусе будет находиться слой электронов, на

которые электрические силы не действуют. Вне этого слоя на электроны действуют расталкивательные силы пространственного заряда, так что в отсутствие магнитного поля пучок будет расширяться как в сторону наружного, так и в сторону внутреннего проводника. Этот второй случай применяется сравнительно редко из-за большой сложности крепления внутреннего проводника.

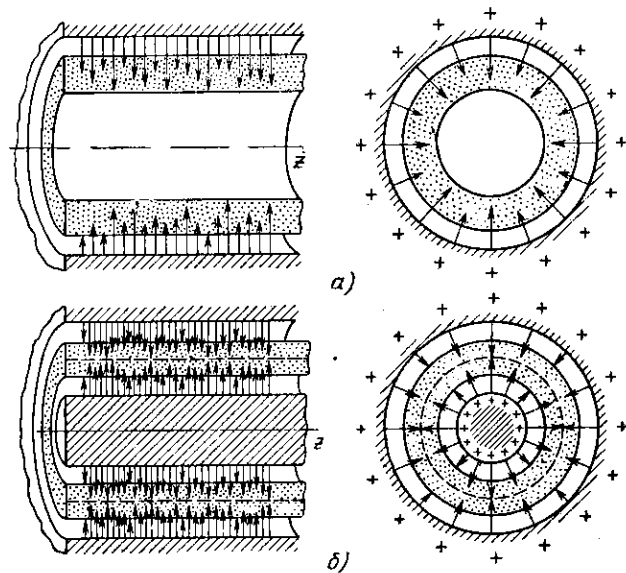


Рис. 14.1. Схематическое изображение трубчатых потоков и силовых линий электрического поля, созданного пространственным зарядом: а — схема трубчатого (полого) электронного потока в пролетном канале в виде трубы; б — схема трубчатого электронного потока в пролетном канале между наружным и внутренним проводниками, расположенными соосно. Силовые линии электрического поля, созданного пространственным зарядом, существуют как с наружной, так и с внутренней стороны потока.

Оставляя до § 14.4 разбор конкретных электронных пушек, рассмотрим возможные схемы ввода трубчатого пучка в магнитное поле (рис. 14.2).

Если катод целиком находится в том же однородном магнитном поле, что и весь пучок (рис. 14.2,а), то при достаточной величине поля влияние сил пространственного заряда на движение электронов будет невелико даже при большой величине первеанса, а ход траекторий

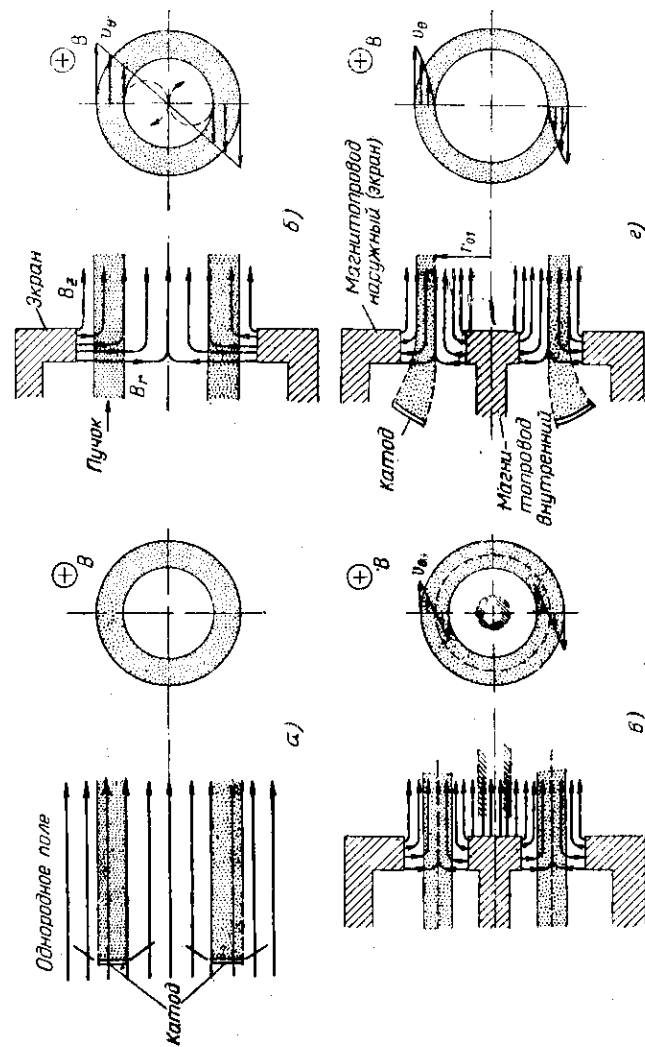


Рис. 14.2. Схемы ввода трубчатого потока в однородное магнитное поле:

а — пучка находится в том же однородном достаточно сильном поле, что и весь пучок; б — ввод потока в бриллюэновское поле из области, полностью экранированной от магнитного поля; в — «симметричный» ввод пучка в магнитное поле в системе с внутренним магнитопроводом. Часть магнитного потока проходит через внешний магнитопровод, часть — через внутренний; г — ввод пучка из области, экранированной от магнитного поля, в магнитное поле с разделяющимися потоком; в) внутренняя граница пучка совпадает с «границей раздела» потоков (случай Сэмьюэла).

практически не будет отличаться от хода силовых линий магнитного поля. Это самая простая схема «ввода». Однако она требует довольно сильного магнитного поля, во всяком случае, в несколько раз превышающего соответствующее бриллюэновское поле, рассчитанное исходя из представления о свернутом в кольцо ленточном пучке.

Посмотрим, нельзя ли применить ввод пучка в однородное магнитное поле из области, полностью от него экранированной (рис. 14.2,б), ибо из теории сплошных пучков известно, что при полной экранировке катода требуется минимальная величина поля. Чтобы облегчить рассмотрение, идеализируем, как мы делали это ранее, (гл. 4 и 11), ход силовых линий магнитного поля в перекрестной области: будем считать, что они выходят из экрана, направляясь к оси (радиальное поле), а затем направляются вдоль оси, создавая продольное однородное поле. Будем считать, что последнее начинается с плоскости $z=0$, а протяженность области неоднородного поля мала настолько, что за время ее прохождения радиальное положение любого электрона не успевает измениться.

Проходя область радиального поля, электроны приобретут азимутальную компоненту скорости v_θ , при этом чем дальше от оси проходит электрон, тем больше будет повернут вектор полной скорости и тем больше будет v_θ . Следовательно, на входе в однородное магнитное поле у всех электронов пучка будет иметься направленная к центру сила Лоренца, обусловленная продольным полем и азимутальной скоростью. На внешней границе пучка эта сила может быть в точности скомпенсирована силой пространственного заряда плюс силой центробежной, если индукция магнитного однородного поля близка к бриллюэновскому значению, вычисленному исходя из заданного тока, напряжения и наружного радиуса пучка по формуле (4.24).

На внутренней же границе такой компенсации не будет, так как здесь отсутствует сила пространственного заряда. Следовательно, на самые внутренние электроны будут действовать только центробежная сила и сила Лоренца, первоначально направленная к оси пучка. Под ее воздействием электрон начнет вращаться вокруг силовых линий магнитного поля, периодически касаясь

оси в точках, отстоящих друг от друга на циклотронную длину волны λ_c . Промежуточные электронные слои также начнут пульсировать, но с большими длинами волн пульсаций, так что очень скоро образуется сильно пульсирующий неламинарный поток. Если величина поля больше бриллюэновской, то сразу же начнется сильная пульсация и наружной границы пучка.

Таким образом, совершенно бесполезно пытаться получить хорошо сформированный трубчатый пучок при помощи пушки, полностью экранированной от магнитного поля по схеме с наружным экраном, которую мы только что рассмотрели*.

Положение изменится, если видоизменить схему экранировки пушки введением внутреннего магнитопровода так, как показано на рис. 14.2,в. На этом же рисунке показано распределение азимутальных скоростей электронов на входе в область однородного магнитного поля. На внешний электрон будет действовать сила Лоренца, направленная к центру, а на внутренний — направленная от центра. Следовательно, если в пучке имеется внутренний проводник, то может быть получена компенсация сил во всех точках пучка. Условием этого является правильный выбор положения «границы раздела» магнитных потоков, ответвляющихся на внешний и внутренний магнитопроводы, относительно границ пучка и вполне определенное распределение плотности пространственного заряда по радиусу.

Возможен вариант схемы не при полной, а частичной экранировке катода.

Наконец, рассмотрим четвертую схему ввода пучка в магнитное поле, изображенную на рис. 14.2,г. В этой схеме внутренний проводник в пучке отсутствует. Магнитный поток раздваивается: часть его уходит во внешний магнитопровод, часть — во внутренний. Особенностью схемы является то, что электрон, находящийся

* В принципе, можно получить неппульсирующий трубчатый поток и при рассмотренной схеме экранировки пушки [14.5], но для этого внутри пучка по оси его следует расположить цилиндрический проводник и подать на него отрицательное напряжение (по отношению к наружной трубе), которое на внутренней границе пучка создаст напряженность поля такую же, какую создал бы сплошной бриллюэновский пучок. Тогда весь трубчатый поток вращался бы как одно целое вокруг оси системы с ларморовой частотой.

на внутренней границе пучка, проходит по «границе раздела» между указанными потоками, т. е. не пересекает силовых линий магнитного поля и не имеет, следовательно, азимутальной скорости на входе в однородное магнитное поле. Все остальные электронные слои будут обладать θ -компонентами скорости, тем большими, чем дальше электрон прошел от внутренней границы пучка. При такой схеме ввода в принципе можно получить равновесный трубчатый полый поток. Это случай так называемого потока Сэмьюэла [14.3], который мы более подробно рассмотрим в § 14.3.

Отметим, что если сходимость магнитного потока не столь резкая, как принято в только что рассмотренной идеализированной схеме, и часть магнитного потока проходит через катод, то очевидно можно будет сформировать устойчивый полый поток и в том случае, если внутренний магнитопровод отсутствует. Естественно, здесь потребуется пушка с криволинейными траекториями, причем самая внутренняя траектория пучка в области однородного поля должна совпадать с силовой линией, проходящей через внутренний край кольцевого катода.

Если условия ввода соблюдены неточно или если имеются начальные радиальные компоненты скоростей, то пучок будет пульсировать. Могут быть как «синфазные», так и «противофазные» пульсации внешней и внутренней границ. О пульсациях см. [14.3, 14.4, 14.6, 14.7] и § 14.3.

§ 14.2. О РАДИАЛЬНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПОТЕНЦИАЛА В СИСТЕМЕ С ТРУБЧАТЫМ ПУЧКОМ

Если длина пролетной трубы значительно превосходит ее диаметр, то для участков, где влиянием концов трубы можно пренебречь, а пучок является аксиально-симметричным, потенциал будет функцией только радиальной координаты: $U = U(r)$. Будем считать известными радиус внутренней (r_1) и радиус наружной (r_2) границ пучка. Такой пучок может быть реализован, например, когда пушка и пучок находятся в достаточно сильном магнитном поле (см. рис. 14.2,а).

Обозначим посредством $\rho(r)$ плотность объемного заряда в пучке (ρ — отрицательная величина). Применяя теорему Гаусса, получаем следующее выражение для напряженности электрического поля:

$$E_r(r) = -\frac{1}{\epsilon_0 r} \int_{r_1}^r \rho(r) r dr, \quad r \geq r_1. \quad (14.1)$$

При $r \leq r_1$, т. е. во внутренней полости и на внутренней границе пучка, напряженность поля равна нулю, так как при этом $\rho = 0$. Положив в формуле (14.1) $r = r_2$, получим поле на внешней границе пучка. Поле вне пучка определится формулой

$$E_r(r) = -\frac{Q}{2\pi\epsilon_0 r}, \quad (14.2)$$

где Q (положительная величина) определяется равенством

$$Q = 2\pi \int_{r_1}^{r_2} |\rho(r)| r dr. \quad (14.3)$$

Величина Q имеет физический смысл заряда, приходящегося на единицу длины пучка (погонный заряд). Формула (14.2) показывает, что электрическое поле вне пучка определяется только суммарным погонным зарядом, который можно считать сосредоточенным, например, на некотором цилиндрическом проводнике, расположенном вдоль оси пучка, или просто на оси.

Пусть потенциал наружной трубы по отношению к катоду равен U_a . Радиус трубы обозначим r_a . Радиальное распределение потенциала вне пучка получим интегрированием (14.2):

$$U(r) = U_a - \frac{Q}{2\pi\epsilon_0} \ln\left(\frac{r_a}{r}\right). \quad (14.4)$$

Между наружной границей пучка и стенкой трубы будет следующая разность потенциалов:

$$U(r_2) - U_a = -\frac{Q}{2\pi\epsilon_0} \ln\left(\frac{r_a}{r_2}\right). \quad (14.5)$$

Следовательно, чем дальше пучок проходит от стенки трубы, тем больше провисание потенциала, т. е. тем ниже потенциал на границе пучка.

Распределение потенциала внутри пучка может быть получено в результате решения уравнения Пуассона, которое в данном случае имеет вид

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dU}{dr} \right) = \frac{\rho}{\epsilon_0}.$$

Плотность объемного заряда ρ , плотность тока j и скорость электронов $v = \sqrt{2\eta U}$ связаны известным соотношением $j = \rho v$. Для решения уравнения Пуассона нам необходимо каким-либо образом задать либо j , либо ρ . Более достоверно, конечно, может быть задано $j(r)$, так как плотность тока можно измерить или вычислить по известной форме электродов пушки. Однако пригодное для несложных вычислений выражение для $U(r)$ можно получить лишь тогда, когда зависимость $j(r)$ имеет простой вид. Например, если можно считать, что $j = \text{const}$, а относительные изменения потенциала в пучке невелики, то уравнение Пуассона сводится к уравнению Бесселя.

Случай, когда $v_z = \text{const}$, рассмотрен в работе [14.2].

Ограничимся здесь рассмотрением случая $\rho = \rho_0 = \text{const}$, наиболее простого в расчетном отношении. Предположение о равномерном распределении объемного заряда является хорошим приближением для ряда практически важных задач*. Кроме того, здесь можно проследить основные физические отличия трубчатого потока от сплошного.

В случае $\rho = \rho_0 = \text{const}$ распределение потенциала по сечению пучка имеет вид

$$U(r) = U(r_2) + \frac{\rho_0}{4\epsilon_0} \left[(r_2^2 - r^2) - r_1^2 \ln \left(\frac{r_2}{r} \right)^2 \right]. \quad (14.6)$$

Общее провисание потенциала между трубкой и некото-

* В. С. Лукошков [6.4] обращает внимание на то обстоятельство, что небольшие вариации в распределении пространственного заряда мало сказываются на распределении потенциала внутри пучка в силу того, что связь между ρ и U отображается двукратным интегрированием.

рой точкой внутри пучка определится суммой выражений (14.5) и (14.6).

При небольшом провисании потенциала можно приближенно считать, что продольная скорость всех электронов одинакова. Обозначив посредством I общий ток трубчатого пучка, получим

$$\rho_0 = \frac{-I}{\pi (r_2^2 - r_1^2) \sqrt{2\eta U}}, \quad (14.7)$$

а относительное провисание потенциала между стенкой пролетного канала и внутренней границей пучка выражается формулой

$$\frac{\Delta U}{U} \approx 0,015 P_\mu \left[1 - \frac{(r_1/r_2)^2}{1 - (r_1/r_2)^2} \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^2 + \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^2 \right]. \quad (14.8)$$

Последнее слагаемое в скобке характеризует провисание потенциала между трубкой и наружной границей пучка. Как видно, оно тем меньше, чем ближе пучок к трубе. Первые два слагаемых в скобке характеризуют провисание потенциала в самом пучке. При $r_1 = 0$ (сплошной пучок) провисание потенциала наибольшее, а формула (14.8) переходит в (2.40). Если «толщина стенки» электронного потока уменьшается, то провисание потенциала также уменьшается. Например, при $r_1/r_2 = 0,5$ провисание потенциала в трубчатом пучке примерно вдвое меньше, чем у сплошного пучка с тем же первансом и тем же наружным радиусом, а при $r_1/r_2 = 0,8$ — примерно в 5 раз меньше. В пределе при $r_1 \rightarrow r_2$ провисание потенциала по сечению трубчатого пучка будет отсутствовать. В этом, как отмечалось, и заключается одно из важных преимуществ трубчатого пучка перед пучком сплошным: здесь в значительно меньшей степени выражено различие в величинах продольных скоростей электронов.

§ 14.3. ПОТОК С УРАВНОВЕШЕННЫМ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ ЗАРЯДОМ. ПУЛЬСАЦИИ ПОТОКА

Рассмотрим теперь более подробно движение электронов трубчатого пучка, который сформирован экранированной от магнитного поля электронной пушкой и

вводится в магнитное поле специальной конфигурации таким образом, что внутренняя траектория пучка не пересекает силовых линий (рис. 14.2,з). Вычислим сначала азимутальную компоненту скорости электрона за время прохождения области неоднородного магнитного поля (рис. 14.3). Ход силовых линий магнитного поля

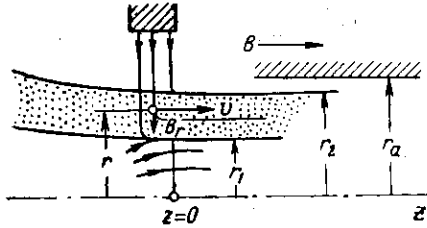


Рис. 14.3. К расчету азимутальной компоненты скорости электрона, проходящего через участок неоднородного (радиального) магнитного поля.

в этой области идеализируем, считая, что они сначала идут по радиусам, а потом резко искривляются и идут параллельно оси. Как будет ясно из дальнейшего, размеры переходной области не входят в окончательные формулы, что подтверждает правомерность применения такой идеализированной схемы.

На электрон, находящийся на произвольном расстоянии r от оси ($r_1 < r \leq r_2$) в области радиального магнитного поля на протяжении Δz действует направленная по углу θ сила Лоренца F_θ . За время прохождения Δt этой области вектор скорости повернется и, следовательно, на выходе из нее электрон будет обладать некоторой азимутальной скоростью v_θ . По закону Ньютона запишем

$$F_\theta \Delta t = m v_\theta. \quad (14.9)$$

Так как имеется только радиальная компонента магнитного поля, то $F_\theta = -e v B_r$. Подставляя F_θ в (14.9) с учетом того, что $v_z \Delta t = \Delta z$, получаем

$$v_\theta = -\eta B_r \Delta z, \quad (14.10)$$

Рассмотрим теперь магнитный поток, который проходит через цилиндрическую поверхность радиуса r и длины Δz . Очевидно, его величина равна $-B_r 2\pi r \Delta z$. Этот же поток в области однородного магнитного поля с индукцией B будет проходить через кольцевую поверхность, заключенную между радиусами r и r_1 . Следовательно, $-B_r \Delta z = \frac{1}{2r} B (r^2 - r_1^2)$. Подставив это выражение в (14.10), имеем

$$v_\theta = \frac{\eta B}{2} r \left[1 - \left(\frac{r_1}{r} \right)^2 \right], \quad (14.11)$$

$$\dot{\theta} = \frac{\eta B}{2} \left[1 - \left(\frac{r_1}{r} \right)^2 \right]. \quad (14.12)$$

Как видим, угловая скорость электрона зависит только от индукции продольного магнитного поля и радиального положения электронной траектории. Размеры переходной области и характер поля в ней никак не влияют на окончательную величину азимутальной скорости, которой обладает поток на входе в однородное поле. [В работе [14.3] дается более строгий вывод формулы (14.12).] Важно подчеркнуть, что угловая скорость вращения у всех электронов пучка разная: при $r=r_1$ (внутренняя граница пучка) электроны не вращаются; чем дальше от оси, тем быстрее вращаются электроны вокруг оси. Максимальная скорость вращения — у наружных электронов.

За счет вращательного движения в продольном однородном поле будет существовать радиально направленная сила Лоренца $-e v_\theta B$ и центробежная сила $m v_\theta^2 / r$. Потребуем, чтобы при любом r сила Лоренца уравновешивала силу центробежную и силу расталкивания пространственного заряда $-e E_r$:

$$e v_\theta B = e \frac{\partial U}{\partial r} + m v_\theta^2 / r.$$

Подставляя сюда (14.11), имеем

$$\frac{\partial U}{\partial r} = \frac{\eta B^2}{4} r \left[1 - \left(\frac{r_1}{r} \right)^4 \right]. \quad (14.13)$$

Теперь нетрудно, используя уравнение Пуассона, получить искомое распределение плотности пространственного заряда:

$$\rho(r) = -\frac{\epsilon_0}{2} \eta B^2 \left[1 + \left(\frac{r_1}{r} \right)^4 \right]. \quad (14.14)$$

Таким образом, если выполняется это равенство, то во всех точках пучка силы пространственного заряда уравновешены силами магнитными. Распределение потенциала по радиусу внутри пучка будет выражаться формулой

$$U(r) = U(r_2) - \frac{\eta B^2}{8} \left[r_2^2 - r^2 + \frac{r_1^4}{r_2^2} - \frac{r_1^4}{r^2} \right]. \quad (14.15)$$

Вне пучка потенциал нарастает по логарифмическому закону в соответствии с формулой (14.4). На рис. 14.4 представлены примеры распределения по радиусу поля и потенциала трубочатого пучка с уравновешенным пространственным зарядом.

Рассмотрим теперь распределение по радиусу продольных скоростей электронов v_z .

Потенциал в данной точке определяет полную скорость электрона. Поэтому

$$v_z^2 = 2\eta U - v_0^2.$$

Используя (14.11), нетрудно убедиться, что

$$v_z^2 = 2\eta U(r_1).$$

Таким образом, продольная скорость всех электронов в рассматриваемом пучке одинакова и выражается через потенциал на внутренней границе пучка. В частности, при $r_1=0$ мы имеем сплошной поток Бриллюэна, у которого, следовательно, продольная скорость всех электронов одинакова и определяется потенциалом на оси пучка.

Формула (14.14) показывает, что чем меньше толщина «стенки» пучка, тем ближе распределение ρ приближается к однородному. Например, плотность пространственного заряда на внешней границе пучка меньше

276

чем на внутренней, для $r_2/r_1=1,5$ в 1,67 раза, для $r_2/r_1=1,2$ — в 1,35 раза, а для $r_2/r_1=1,1$ — на 18%.

Рассмотрим вкратце вопрос о пульсациях трубчатого потока (в рамках той же схемы ввода его в магнитное поле). Пульсации наружной и внутренней границы возникнут в том случае, когда не равны нулю радиальные скорости электронов на влете в однородное магнитное поле, и когда радиусы границ не совпадают с равновесными значениями.

Величины пульсаций внешней границы потока будут характеризоваться такими же условиями, как и в случае сплошного бриллюэновского потока, так что для их определения можно воспользоваться соотношениями § 11.4 и графиками рис. 11.4.

Для рассмотрения пульсаций внутренней границы потока введем следующие обозначения:

$r_1(0)$ — начальный радиус внутренней границы трубчатого пучка;

$r'_1(0)$ — начальный наклон внутренней траектории к оси в плоскости входа пучка в однородное магнитное поле;

r_{01} — радиус цилиндрической поверхности в однородном магнитном поле, образованной вращением вокруг продольной оси той силовой линии магнитного поля, которая является границей раздела двух магнитных потоков: потока, проходящего внутри внутренней границы равновесного пучка (сквозь отверстие в катоде), и потока, входящего в трубчатый пучок в переходной области. Радиус r_{01} обозначен на рис. 14.2,г;

$K_1 = \left(\frac{\Psi_{к1}}{\Phi_{01}} \right)^2$ — параметр катодных условий, равный квадрату отношения магнитного потока $\Psi_{к1}$, фактически проходящего через внутреннюю границу кольцевого ка-

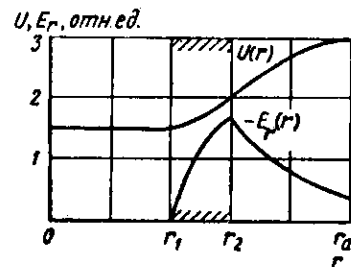


Рис. 14.4. Пример распределения поля и потенциала в системе с трубчатым пучком с уравновешенным пространственным зарядом [14.3].

тогда, к потоку Ψ_{01} , определяемому из условия отсутствия пульсаций внутренней границы пучка*;

R_m — отношение радиуса внутренней поверхности в максимуме или минимуме пульсаций к начальному радиусу $r_1(0)$.

Ясно, что необходимым условием получения непульсирующего потока является выполнение равенства $K_1=1$.

Для определения R_m можно воспользоваться уравнением (11.18), положив в нем $\beta=0$. Тогда, используя

обозначение $R'_0 = \frac{l}{r_1(0)} r'_1(0)$ и изменив обозначение K на K_1 , получаем

$$R_m^4 - R_m^2 \left(1 + K_1 + \frac{[R'_0]^2}{\alpha} \right) + K_1 = 0.$$

Решения этого уравнения в зависимости от параметра

$$\frac{R'_0}{\sqrt{\alpha}} = 2\sqrt{2/\eta} \frac{\sqrt{U}}{B} \frac{r'_1(0)}{r_1(0)} = \frac{r'_1(0)}{\pi} \frac{\lambda_c}{r_1(0)}$$

представлены на графиках рис. 14.5 для различных значений K_1 [14.7]. Графики показывают, что, как и ожидалось, при $R'_0=0$ и $K_1=1$ пульсации отсутствуют. Если $K_1=0$ (рис. 14.2, б, внутри пучка не проходит никакого магнитного потока), то при $R'_0=0$ внутренняя граница пульсирует между $r_{\max}=1$ и $r_{\min}=0$, т. е. внутренние электроны подходят к оси пучка.

Максимальный радиус внутренней границы растет по мере роста начального угла наклона. Если $K_1 > 1$, что физически означает, что $r_1(0) < r_{01}$, то при $R'_0=0$ пульсация направлена только наружу от начального радиуса, а при $R'_0 \neq 0$ — также отчасти и внутрь.

* Поскольку, физически, важно, чтобы внутренняя траектория не пересекала силовых линий магнитного поля, не нарушая общности наших рассуждений, можно считать, что упомянутой границей раздела двух магнитных потоков является поверхность, образованная вращением силовой линии, проходящей через внутренний край катода. В этом случае через внутреннюю границу катода как раз и пройдет тот магнитный поток, который мы обозначили Ψ_{01} . Такое представление о ходе силовых линий внутри потока и внутри пучка облегчает математическое рассмотрение вопроса.

В работе [14.8] разобран случай, когда при рассматриваемой схеме ввода пучка в магнитное поле полагается, что $\rho = \text{const}$, и что внешняя и внутренняя границы пучка остаются прямолинейными. Показано, что в этом случае в толще пучка будут наблюдаться «внутренние» пульсации. Смежные электронные слои, отли-

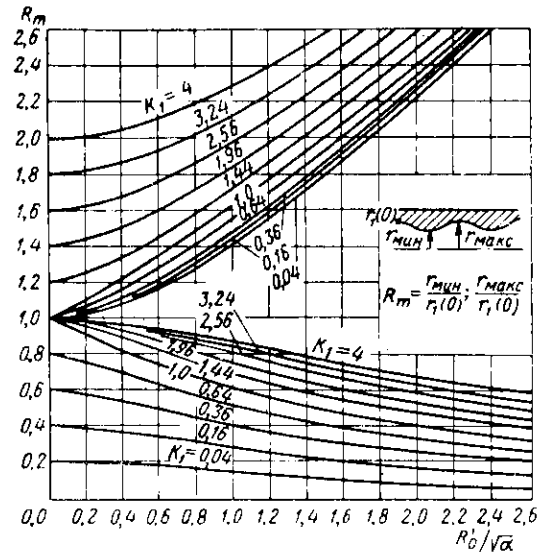


Рис. 14.5. Зависимость максимального и минимального радиусов внутренней границы пульсирующего трубчатого потока от параметра $R'_0/\sqrt{\alpha}$, пропорционального начальной радиальной скорости электронов, при различных значениях параметра $K_1 = (\Psi_{r1}/\Psi_{01})^2$.

чающиеся начальными радиальными положениями, будут осциллировать с различными частотами. Вначале они только начинают несколько «скользить» один относительно другого, но на определенном расстоянии они должны пересечься, пучок становится неламинарным. Как показывают расчеты, длина, на которой происходит это перемешивание, такова, что при практических длинах приборов (клистроны, некоторые ЛБВ) пучок не успевае стать неламинарным.

14.4. ЭЛЕКТРОННЫЕ ПУШКИ С КОЛЬЦЕВЫМИ КАТОДАМИ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ТРУБЧАТЫХ ПУЧКОВ

На рис. 14.6 представлены схемы электронных пушек с кольцевыми катодами, формирующих трубчатые электронные пучки.

Наиболее простым устройством является свернутая в кольцо пушка Пирса с прямолинейным потоком

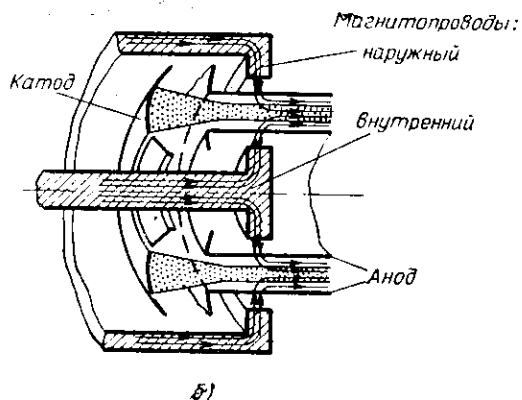
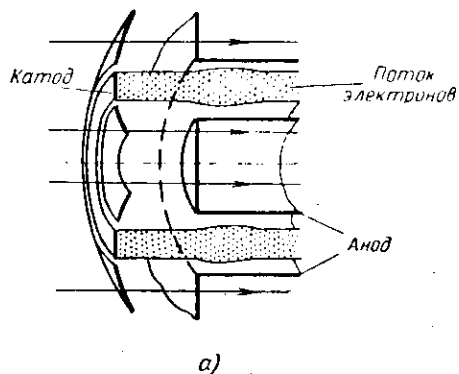


Рис. 14.6. Некоторые типы электронных пушек с кольцевыми катодами, формирующих трубчатые пучки:

а — пушка Пирса с прямолинейным потоком, свернутая в кольцо; б — пушка тороидального типа, образованная из пушки цилиндрического типа.

[14.9, 14.11]. Пушка (рис. 14.6,а) имеет следующие электроды: катод с эмитирующей поверхностью в виде плоского кольца, внешний и внутренний фокусирующие электроды в виде тел конической формы, и анод с отверстием в виде кольцевой щели. Пушка находится в том же однородном магнитном поле, что и весь пучок. Если средняя толщина пучка мала по сравнению со средним радиусом, то для приближенного расчета пушки, величины пульсаций, необходимого магнитного поля можно использовать формулы гл. 3 и 5, относящиеся к ленточному пучку, положив в них

$$I_0 = \frac{I}{\pi(r_1 + r_2)} \quad \text{и} \quad x_0 = \frac{r_2 - r_1}{2}.$$

Здесь I — общий ток пучка, r_1 и r_2 — соответственно внутренний и внешний радиусы трубчатого пучка.

Когда имеется внутренний электрод пролетного канала, предъявляются высокие требования к однородности магнитного поля в области, занятой пучком. Если, например, в центре канала имеется даже небольшое максимум магнитного поля, то при большом среднем диаметре потока прогиб силовых линий может быть значительным [см. формулу (7.2)], что приведет к оседанию электронов на внутренний проводник. К недостаткам такой простой пушки относится большое значение магнитного поля и отсутствие компрессии плотности тока.

Для получения трубчатого потока с компрессией естественно было использовать пушку со сходящимся потоком цилиндрического типа (§ 6.4). Если ее свернуть в кольцо (рис. 14.6,б), то получится так называемая пушка тороидального типа, так как ее катод имеет вид части тороида [14.12—14.14].

В работе [14.12] сделана попытка рассчитать поток в пространстве катод — анод пушки тороидального типа и исследовать преломление траекторий в анодном отверстии, имеющем вид кольцевой щели. Экспериментальные исследования серии пушек с микропервеансом от 4,7 до 14,9 показали, что величины расчетных и полученных на опыте значений первеанса отличаются не на много (расхождение в пределах $\pm 10\%$). Пушки обнаруживали снижение первеанса с ростом анодного напряжения. Преломляющее действие анодного отвер-

ствия оказалось значительно более сильным, чем следовало из приближенных расчетов по формулам для тонкой линзы [14.15]. Углы наклона траекторий расчетные и экспериментальные отличаются в 2—3 раза. Внутренняя граница потока искривляется в анодной линзе сильнее, чем внешняя, причем эта асимметрия растет с ростом первеанса.

В работе [14.14] проводится более строгий расчет области катод—анод пушек тороидального типа, основанный на применении модифицированной тороидальной системы координат. В этом расчете не вводится предположения о том, что толщина пучка мала по сравнению со средним его радиусом.

Другой подход к созданию пушек тороидального типа заключается в использовании результатов моделирования пушек цилиндрического типа, формирующих ленточные пучки [14.13]. При систематическом исследовании хода траекторий в анодной линзе с помощью траектографа используется то обстоятельство, что в таких пушках примерно на середине расстояния от катода до анода эквипотенциальная поверхность имеет почти плоскую форму. Эта эквипотенциаль позволяет условно разбить пушку на две области, каждая из которых может быть заменена эквивалентным плоским диодом. Произведя большое число построений траекторий на ванне с учетом пространственного заряда, обобщают полученные результаты в сводные расчетные графики и эмпирические формулы.

По этой методике была спроектирована и испытана серия пушек с микропервеансом от 6 до 10 и компрессией по площади (плотности тока) порядка 2—5. Средний диаметр пучка был равен 20 мм. Первеанс этих пушек мало отличается от расчетного. Величина преломляющего действия анодной линзы удовлетворительно согласуется с расчетным значением почти для всех испытанных пушек. Компрессия по площади в пушках тороидального типа ограничена тепловыми скоростями электронов, ее теоретический предел имеет величину порядка 15—20 (в отсутствие магнитного поля). Пушка с микропервеансом 6, углом сходимости 11° и компрессией по площади около 5 испытывалась на токопрохождение в пролетном канале с внутренним проводником. При напряжении 3 кВ и индукции магнитного поля

950 гс был получен коэффициент токопрохождения на коллектор, равный 71%. Отмечается сложность обработки схемы ввода пучка в магнитное поле.

В литературе появились предварительные сообщения о пушках с криволинейными траекториями, предназначенных для формирования трубчатых пучков [14.16, 14.17].

§ 14.5. ПУШКА МАГНЕТРОННОГО ТИПА. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ И УСТРОЙСТВО. ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ ТРАЕКТОРИИ

Рассмотрим цилиндрический диод (рис. 14.7) с внутренним катодом и коаксиальным анодом. Если этот диод поместить в однородное магнитное поле, направленное по оси диода, то получим простейший статический магнетрон. Электронные траектории под действием магнитного поля искривятся, оставаясь в плоскости, перпендикулярной оси. При некотором значении магнитного поля $B = B_{кр}$ электроны будут лишь касаться поверхности анода и возвращаться затем к катоду. Кри-

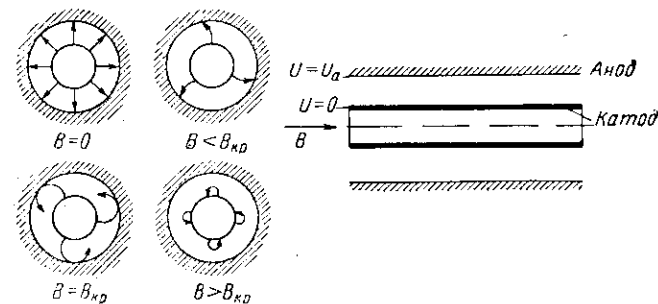


Рис. 14.7. Устройство статического магнетрона.

Слева показаны траектории электронов в статическом магнетроне при различных значениях магнитной индукции B .

тическое значение магнитного поля определяется формулой (см., например, [14.18])

$$B_{кр} = \frac{4}{\sqrt{2\eta}} \frac{\sqrt{U}}{r_a \left[1 - \left(\frac{r_k}{r_a} \right)^2 \right]}, \quad (14.16)$$

где r_a — радиус анода;
 r_k — радиус катода.

При $V > V_{кр}$ ток на аноде прекращается, электроны образуют вокруг катода облако пространственного заряда, имеющее в поперечном сечении вид кольца. Если теперь каким-либо способом осуществить продольный

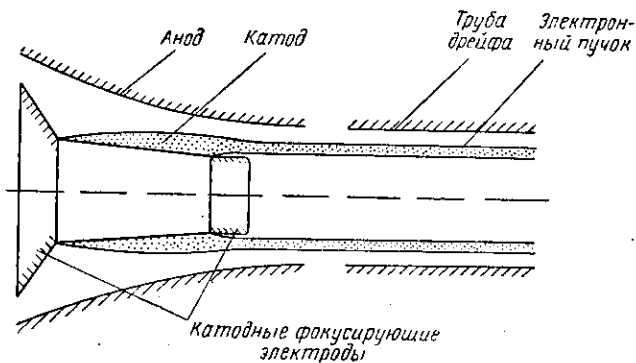


Рис. 14.8. Схема электродов и пучка в магнетронной пушке с конусным катодом и конусным анодом.

дрейф электронов, то получим устройство, способное формировать трубчатый электронный поток. Это устройство получило название *магнетронной (инжекторной) пушки*.

Магнетронная пушка (рис. 14.8) содержит следующие основные электроды: катод (конусный или цилиндрический), анод в виде полого тела, внутренняя поверхность которого напоминает по своей форме усеченный конус, задний фокусирующий электрод (обычно в виде конуса) и передний фокусирующий электрод, который имеет форму, близкую к цилиндрической*.

Продольное движение электронов происходит под действием продольной компоненты электрического поля, созданного между катодом и анодом указанной формы. Существует несколько вариантов сочетаний формы катода и анода магнетронной пушки;

конусный катод и цилиндрический анод;

* В настоящее время нет единого мнения об оптимальной форме переднего фокусирующего электрода вдали от катода и об условиях движения пучка в переходной области между пушкой и полетной трубой.

цилиндрический катод и конусный анод*;
конусный катод и конусный анод.

Последний вариант пушек получил наибольшее распространение. Возможны аналогичные варианты так называемых *обращенных* конструкций, т. е. магнетронных пушек с наружным катодом и внутренним анодом.

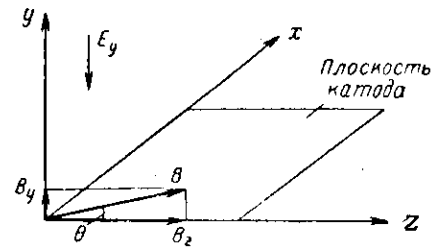


Рис. 14.9. К расчету плоской магнетронной пушки.

Магнитное поле однородно и направлено под углом θ к плоскости катода.

Существуют способы непосредственного расчета пушек магнетронного типа с конусным катодом [14.20—14.22]. Однако эти расчеты довольно сложны. Поэтому мы рассмотрим более простую задачу — расчет пушки с плоским катодом [14.23]. Затем вычислим поправки, которые позволяют рассчитать пушку и с конусным катодом.

Будем считать, что катод расположен в плоскости x, z (рис. 14.9)**, а магнитное поле однородно и направлено под углом θ к его поверхности. При этом составляющая магнитного поля B_z в направлении оси z равна $B \cos \theta$, а составляющая магнитного поля B_y в направлении оси y равна $B \sin \theta$. Будем считать далее, что катод безграничен в направлениях x и z ,

* Эксперимент показал [14.19], что возможно формирование лучка магнетронной пушкой с цилиндрическим анодом и цилиндрическим же катодом.

** В отличие от предыдущего изложения, в § 14.6, 14.7 и приложения 4 толщина пучка будет отсчитываться в направлении оси y , а ширина — в направлении оси x . Здесь сохранены также другие обозначения, принятые в теории магнетронных пушек, за исключением отношения заряда к массе для электрона: $\eta = |e|/m$ как и в остальных разделах книги.

а плотность пространственного заряда, потенциал и скорость электронов являются функцией только y , т. е. не зависят от x и z . При этом электрическое поле имеет составляющую только в направлении оси y . Обозначив

$$\omega_z = \eta B_z,$$

$$\omega_y = \eta B_y,$$

$$\omega = \eta B,$$

напишем уравнения движения электрона (точки означают дифференцирование по времени):

$$\ddot{y} = -\eta E_y + \omega_z \dot{x}, \quad (14.17)$$

$$\ddot{z} = -\omega_y \dot{x}, \quad (14.18)$$

$$\ddot{x} = -\omega_z \dot{y} + \omega_y \dot{z}. \quad (14.19)$$

В силу сделанных предположений все электронные траектории одинаковы. Поэтому достаточно выбрать и вычислить одну из них.

Пусть для выбранной траектории существуют следующие начальные условия: при $t=0$ $x=x_0$, $z=z_0$, $y_0=0$, $\dot{x}_0=0$, $\dot{z}_0=0$.

Интегрируя уравнения (14.18), (14.19) с указанными начальными условиями, получаем

$$\dot{z} = -\omega_y (x - x_0), \quad (14.20)$$

$$\dot{x} = -\omega_z y + \omega_y (z - z_0). \quad (14.21)$$

Дифференцируя (14.17) дважды по времени и используя (14.21) и (14.18), находим уравнение для определения y :

$$D^2 (D^2 + \omega^2) y = - (D^2 + \omega_y^2) \eta E_y, \quad (14.22)$$

где

$$D = \frac{d}{dt}, \quad \omega^2 = \omega_y^2 + \omega_z^2.$$

Уравнение Пуассона в нашем случае имеет следующий вид:

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{dE}{dy} = -\frac{\rho}{\epsilon_0}. \quad (14.23)$$

Поскольку составляющие вектора плотности тока J_x и J_z не зависят от x и z , уравнение непрерывности запишется в следующем виде:

$$\frac{dJ_y}{dy} = 0,$$

т. е.

$$J_y = \rho \dot{y} = J_0 = \text{const}. \quad (14.24)$$

Из уравнений (14.23) и (14.24) получим

$$\frac{dE_y}{dt} = -\frac{\rho \dot{y}}{\epsilon_0} = -\frac{J_0}{\epsilon_0}, \quad (14.25)$$

где J_0 — плотность тока катода.

Интегрируя уравнение (14.25) при начальном условии $E_y = 0$ при $t = 0$, имеем

$$E_y = -\frac{J_0}{\epsilon_0} t. \quad (14.26)$$

Подставив это выражение в (14.22), находим

$$D^2 (D^2 + \omega^2) y = \omega_y^2 \frac{\eta J_0}{\epsilon_0} t. \quad (14.27)$$

Уравнение (14.27) есть линейное неоднородное дифференциальное уравнение четвертого порядка с постоянными коэффициентами. Его решением, как известно, будет сумма общего решения соответствующего однородного уравнения и частного решения неоднородного уравнения (\bar{y}).

Можно убедиться, что

$$\bar{y} = \frac{1}{6} \frac{\omega_y^2}{\omega^2} \frac{\eta J_0}{\epsilon_0} t^3. \quad (14.28)$$

Тогда полное решение уравнения (14.27) будет иметь вид

$$y = At + B_1 + F \cos \omega t + C \sin \omega t + \frac{1}{6} \frac{\omega_y^2}{\omega^2} \frac{\eta J_0}{\epsilon_0} t^3. \quad (14.29)$$

Коэффициенты A , B_1 , F и C определяются начальными условиями. С помощью выражений (14.17) и (14.29) получаем уравнение для скорости \dot{x} . Используя начальное условие $\dot{x}=0$ при $t=0$, определяем, что $F=0$. Так как при $t=0$ $y=0$, сразу находим, что $B_1=0$. Далее, используя полученное уравнение для \dot{x} и уравнение (14.19), можно найти следующее уравнение для скорости \dot{z} :

$$\dot{z} = \omega_y \left(A \frac{\omega_z}{\omega_y^2} - C \frac{\omega}{\omega_z} \cos \omega t - \frac{\eta J_0}{\epsilon_0} \frac{\omega_z}{\omega^2 \omega_y^2} + \frac{1}{2} \frac{\omega_z}{\omega^2} \frac{\eta J_0}{\epsilon_0} t^2 \right). \quad (14.30)$$

Поскольку при $t=0$ $\dot{z}=0$, находим одно из уравнений, определяющих коэффициенты A и C :

$$A \frac{\omega_z}{\omega_y^2} - \frac{\omega}{\omega_z} C - \frac{\eta J_0}{\epsilon_0} \frac{\omega_z}{\omega^2 \omega_y^2} = 0. \quad (14.31)$$

Другое уравнение получим проинтегрировав (14.29), положив $t=0$ и обозначив начальную скорость \dot{y}_0 :

$$A + C\omega = \dot{y}_0. \quad (14.32)$$

Решая совместно (14.31) и (14.32), определяем коэффициенты A и C :

$$C = \frac{\omega_z^2}{\omega^2} \left(\omega^2 \dot{y}_0 - \frac{\eta J_0}{\epsilon_0} \right), \quad (14.33)$$

$$A = \frac{\omega_y^2}{\omega^2} \dot{y}_0 + \frac{\omega_z^2}{\omega^4} \frac{\eta J_0}{\epsilon_0}. \quad (14.34)$$

Подставив найденные значения коэффициентов A и C в (14.29) и используя (14.20) и (14.30), получаем уравнения, определяющие искомую траекторию в параметрическом виде:

$$x - x_0 = -\frac{\eta J_0 \cos \theta}{\epsilon_0 \omega} t^2 + \frac{(1 - \cos \omega t) \cos \theta}{\omega} \left[\frac{\eta J_0}{\epsilon_0 \omega^2} - \dot{y}_0 \right], \quad (14.35)$$

$$y = \frac{\eta J_0}{6\epsilon_0} t^3 \sin^2 \theta + \dot{y}_0 t + \frac{\omega t - \sin \omega t}{\omega} \cos^2 \theta \left[\frac{\eta J_0}{\epsilon_0 \omega^2} - \dot{y}_0 \right], \quad (14.36)$$

$$z - z_0 = \frac{\eta J_0}{6\epsilon_0} t^3 \sin \theta \cos \theta - \frac{\omega t - \sin \omega t}{\omega} \times \times \sin \theta \cos \theta \left[\frac{\eta J_0}{\epsilon_0 \omega^2} - \dot{y}_0 \right]. \quad (14.37)$$

Анализ полученного решения лучше всего начать с численного примера. Пусть $J_0 = 1,57$ а/см², $\theta = 4^\circ$ и $B = 595$ гс. Имеем

$$\omega_z = \eta B \cos \theta \approx 1,038 \cdot 10^{10}, \quad \frac{\eta J_0}{\epsilon_0} = 3,12 \cdot 10^{26},$$

$$\omega_y = \eta B \sin \theta \approx 7,3 \cdot 10^8, \quad \frac{\eta J_0}{\epsilon_0 \omega} = 3 \cdot 10^{16},$$

$$\omega = \eta B = 1,04 \cdot 10^{10}, \quad \frac{\eta J_0}{\epsilon_0 \omega^2} = 2,88 \cdot 10^6.$$

Время пребывания электрона в пушке оценивается величинами порядка $10^{-10} \div 10^{-9}$ сек. Для оценочных расчетов положим сначала, что $\dot{y}_0 = 0$. Результаты расчетов представлены на рис. 14.10. Из рисунка видно, что траектория имеет вид кривой с характерными небольшими периодическими возмущениями. Эти возмущения соответствуют членам с $\cos \omega t$ и $\sin \omega t$. Видно, что в магнетронной пушке под действием скрещенных полей «снос» электронов по направлению x довольно велик. Он сравним со смещением в продольном направлении*. По мере удаления от катода относительное влияние периодических возмущений траектории становится все меньше и меньше.

Сами по себе небольшие пульсации электронных траекторий в пушке не имеют какого-либо решающего значения. Однако с точки зрения дальнейших расчетов (по траекториям будет вычисляться распределение потенциала), эти периодические возмущения доставляют много неудобств. Оказывается, что для целей приближенных расчетов периодические возмущения траекторий

* Следует отметить, что явление «сноса» в случае пушки с плоским катодом и аналогичное явление вращения пучка в аксиально-симметричном случае будет наблюдаться только в области пушки. После того, как поток введен в канал, в области, удаленной от катода, при достаточно сильном поле электроны потока будут следовать в основном вдоль силовых линий магнитного поля, а вращение трубчатого потока практически наблюдаться не будет.

можно не учитывать. Обосновать это можно следующим образом.

Как уже отмечалось, небольшие вариации в распределении плотности пространственного заряда мало сказываются на распределении потенциала. Поэтому с точ-

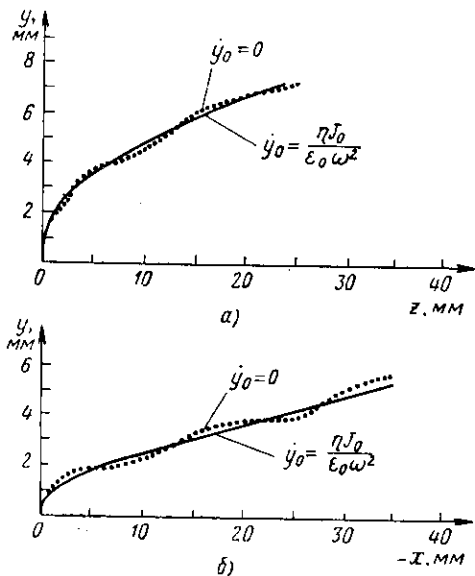


Рис. 14.10. Пример траектории электрона в магнетронной пушке (в проекциях на плоскости z, y и x, y), вычисленной при двух значениях начальной скорости.

Траектория, вычисленная в предположении $y_0 = 0$ (пунктирная кривая), колеблется около траектории, вычисленной в предположении, что $y_0 = \frac{\eta J_0}{\epsilon_0 \omega^2}$ (сплошная кривая).

ки зрения вычисления распределения потенциала, созданного внешними электродами и собственным пространственным зарядом пучка, не будет большой ошибки, если мы в равенствах (14.35) — (14.37) отбросим последние члены с $\sin \omega t$ и $\cos \omega t$, а удержим только первые члены, т. е. если будем пользоваться следующими «укороченными» решениями:

$$x - x_0 = -\frac{\eta J_0 t^2 \cos \theta}{\epsilon_0 \omega^2}, \quad (14.38)$$

$$y = \frac{\eta J_0}{6\epsilon_0} t^3 \sin^2 \theta + \frac{\eta J_0}{\epsilon_0 \omega^2} t, \quad (14.39)$$

$$z - z_0 = \frac{\eta J_0}{6\epsilon_0} t^3 \sin \theta \cos \theta. \quad (14.40)$$

(Заметим, что отбрасывание последних членов эквивалентно выполнению равенства $\eta J_0 / \epsilon_0 \omega^2 = \dot{y}_0$; последнее использовано в (14.39).) Результаты расчетов траектории по «укороченным» формулам (14.38) — (14.40) представлены на том же рис. 14.10 сплошными кривыми. Видно, что траектория получилась «гладкой» и на некотором удалении от катода в среднем очень близкой к более точно вычисленной траектории.

Приведенные физические соображения, а также более подробный анализ, включающий численную оценку многих вариантов пучков и сравнение с результатами машинных расчетов [14.23, 14.30], показывают, что использование «укороченных» решений в форме (14.38) — (14.40) в большинстве случаев* вполне допустимо. Об этом же свидетельствует тот факт, что результаты таких приближенных расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными (§ 14.7).

§ 14.6. РАСЧЕТ ФОРМЫ ЭЛЕКТРОДОВ МАГНЕТРОННОЙ ПУШКИ

Потенциал в любой точке пучка плоской магнетронной пушки может быть найден из выражения:

$$U = -\int_0^y E_y dy = -\int_0^t E_y \dot{y} dt.$$

Подставляя сюда E_y из (14.26), \dot{y} из (14.39) и производя интегрирование при условии, что $U=0$ при $t=0$, получаем

$$U = \frac{\eta J_0^2}{\epsilon_0^2 \omega^2} \left[\frac{t^2}{2} + \frac{1}{8} \omega_v^2 t^4 \right]. \quad (14.41)$$

* Оценку применимости укороченных решений в сомнительных случаях см. в [14.23].

Для упрощения дальнейших расчетов перейдем к нормализованным значениям координат, времени и потенциала:

$$x = \frac{\eta J_0}{\epsilon_0 \omega^3} X, \quad (14.42)$$

$$y = \frac{\eta J_0}{\epsilon_0 \omega^3} Y, \quad (14.43)$$

$$z = \frac{\eta J_0}{\epsilon_0 \omega^3} Z, \quad (14.44)$$

$$\omega t = T, \quad (14.45)$$

$$U = \frac{\eta J_0^2}{\epsilon_0^2 \omega^4} \Phi. \quad (14.46)$$

В новых обозначениях уравнения (14.38) — (14.41) примут следующий вид:

$$X - X_0 = -\frac{T^2}{2} \cos \theta, \quad (14.47)$$

$$Y = T + \frac{T^3}{6} \sin^2 \theta, \quad (14.48)$$

$$Z - Z_0 = \frac{T^3}{6} \sin \theta \cos \theta, \quad (14.49)$$

$$\Phi = \frac{T^2}{2} + \frac{T^4}{8} \sin^2 \theta. \quad (14.50)$$

Уравнения (14.47) — (14.50) определяют траектории электронов и распределение потенциала в пучке с плоским катодом, безграничным как в x , так и в z -направлениях.

Произведем теперь ограничение катода в z -направлении и произведем расчет анода и фокусирующих электродов, при которых электронные траектории будут такими же, как и в случае бесконечного катода. Для этого нужно, чтобы поле, создаваемое анодом и фокусирующими электродами в области пучка, было таким же, как и в безграничной системе. В направлении оси x катод по-прежнему будем считать бесконечным.

Введем комплексную величину ξ , связанную с координатами Y и Z следующим соотношением:

$$\xi = Z - Z_0 + iY. \quad (14.51)$$

Тогда уравнения (14.48) и (14.49), определяющие тра-

екторию электрона в плоскости Y, Z , можно записать следующим образом:

$$\xi = T^3 \frac{e^{i\theta} \sin \theta}{6} + iT. \quad (14.52)$$

Обобщим параметр T , заменив его комплексным параметром $W = T + iS$. При этом уравнение (14.52) примет вид:

$$\xi = W^3 \frac{e^{i\theta} \sin \theta}{6} + iW. \quad (14.53)$$

Введенная новая переменная S не имеет прямого физического смысла. Ее следует рассматривать как вспомогательную величину, позволяющую установить соотношение между точками плоскости ξ и плоскости W . Распределение потенциала вне пучка в плоскости W определяется выражением [14.24].

$$\Phi = \operatorname{Re} \left[\frac{W^2}{2} - \frac{iW^4}{8} \sin \theta e^{i\theta} \right]. \quad (14.54)$$

Зная распределение потенциала вне пучка в плоскости W , найдем распределение потенциала в плоскости ξ . Для этого представим W в следующей форме:

$$W = \mu e^{i\alpha}, \quad (14.55)$$

где μ, α — действительные числа.

Подставляя (14.55) в (14.54), получаем уравнение

$$\Phi = \frac{\mu^2}{2} \cos 2\alpha + \frac{\mu^4}{8} \sin \theta \sin (\theta + 4\alpha). \quad (14.56)$$

Решая уравнение (14.56) относительно μ , находим:

$$\mu = \pm \left[\frac{-\cos 2\alpha \pm [\cos^2 2\alpha + 2\Phi \sin \theta \sin (\theta + 4\alpha)]^{1/2}}{(1/2) \sin \theta \sin (\theta + 4\alpha)} \right]^{1/2}. \quad (14.57)$$

С помощью этого равенства можно определить форму эквипотенциалей в плоскости W , а затем, подставляя (14.55) в (14.52) и используя (14.51), можно получить

выражения, определяющие форму эквипотенциалей в плоскости Y, Z :

$$Z - Z_0 = \mu^3 \frac{\sin \theta}{6} \cos(\theta + 3z) - \mu \sin \alpha, \quad (14.58)$$

$$Y = \mu^3 \frac{\sin \theta}{6} \sin(\theta + 3z) + \mu \cos \alpha. \quad (14.59)$$

Примеры численных расчетов даны в приложении 4.

Пример формы эквипотенциалей в плоскости Y, Z для различных значений Φ , вычисленных с помощью урав-

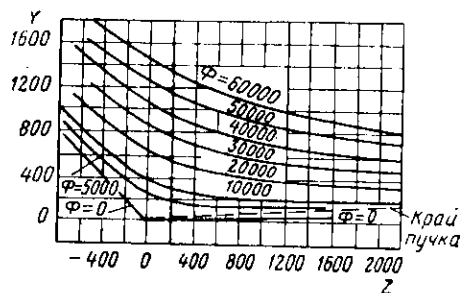


Рис. 14.11. Форма эквипотенциалей в плоскости Y, Z , вычисленная по формулам (14.57), (14.58) и (14.59) для пушки с $\theta = 2^\circ$.

Пунктирная линия изображает траекторию электрона, вычисленную по формулам (14.48) и (14.49) для точки катода с координатами $x=0, y=0, z=0$.

нений (14.57), (14.58) и (14.59) для пушки с $\theta = 2^\circ$, показан на рис. 14.11. С каждой из этих эквипотенциалей можно совместить металлическую поверхность (электрод) с соответствующим потенциалом. Чем дальше будет анод от катода, тем ниже будет анодный первеанс. На том же рисунке показана граница пучка, вычисленная на основании выражений (14.48) и (14.49).

Перейдем теперь к приближенному расчету анода, формы фокусирующих электродов и траектории электрона для магнетронной пушки, обладающей осевой симметрией. Будем считать, что катод имеет форму конуса с углом при вершине 2θ , а магнитное поле — однородно и направлено по оси симметрии. Если средний радиус конусного катода взят достаточно большим, а среднее расстояние между катодом и анодом достаточно малым, то траектории электронов в этой пушке

будут мало отличаться от траекторий электронов в эквивалентной магнетронной пушке с плоским катодом (т. е. в пушке, имеющей те же значения анодного напряжения, магнитной индукции и плотности тока на катоде). Если анод, рассчитанный для пушки с плоским катодом, заменить новым, аксиально-симметричным анодом, который вблизи конусного катода создает такое же поле, какое первый создавал вблизи плоского, то приближенно можно считать, что полученная таким образом аксиально-симметричная магнетронная пушка будет иметь такое же значение плотности тока на катоде, что и пушка с плоским катодом.

Такую замену анода можно осуществить двояко: либо при помощи моделирования на электролитической ванне, либо расчетным способом.

При моделировании поступают следующим образом: в электролитической ванне (без имитации пространственного заряда) измеряют поле вблизи плоского катода, созданное электродом, совмещенным с одной из эквипотенциалей, положение и форма которой рассчитывается с помощью выражений (14.57), (14.58) и (14.59). Затем ванну наклоняют и, несколько отодвинув электрод, определяют новую форму анодной эквипотенциали, при которой вблизи катода будет создаваться такое же поле.

При пересчете определение формы анода производят следующим образом: рассчитанную пушку с плоским катодом разбивают по координате z на достаточно малые участки (практически на 5—10 участков), в каждом из которых поле считается однородным, и вычисляют потенциал на некотором достаточно малом расстоянии Δ_{1n} от поверхности плоского катода в соответствии с выражением:

$$U_n = \frac{U_a \Delta_{1n}}{d_n}, \quad (14.60)$$

где U_a — потенциал анода;

d_n — среднее расстояние между катодом и анодом в выбранном участке.

Конусный катод также разбивают по оси на такое же количество участков. В каждом из участков катод считается цилиндрическим.

Определим приближенно расстояние Δ_{2n} (отсчитывая от поверхности катода), на котором необходимо поме-

стить цилиндрический анод, создающий на расстоянии Δ_{1n} такой же потенциал, что и вычисленный по формуле (14.60). Из выражения для распределения потенциала между двумя цилиндрами следует, что значение потенциала на расстоянии Δ_{1n} от поверхности внутреннего цилиндра (катода) определяется выражением

$$U = U_a \frac{\ln \left(1 + \frac{\Delta_{1n}}{r_k} \right)}{\ln \frac{r_a}{r_k}}.$$

Если положить $r_a = r_k + \Delta_{2n}$, то

$$U = U_a \frac{\ln \left(1 + \frac{\Delta_{1n}}{r_k} \right)}{\ln \left(1 + \frac{\Delta_{2n}}{r_k} \right)}.$$

Отсюда, используя (14.60), получаем

$$\Delta_{2n} = r_k \left[\left(1 + \frac{\Delta_{1n}}{r_k} \right)^{\frac{d_n}{\Delta_{1n}}} - 1 \right]. \quad (14.61)$$

Здесь r_k — средний радиус катода в выбранном участке. Полученные таким способом точки соединяем плавной кривой, которая и представляет исправленную форму анода для аксиально-симметричной пушки с конусным катодом.

Одним из недостатков изложенного метода расчета магнетронной пушки с конусным катодом является то, что в нем не учитывается действие центробежных сил. Поэтому, следуя работе [14.26], произведем уточнение траектории в пушке и формы анода, учитывая действие центробежных сил.

Предположим, что все электроны, эмитированные катодом, находятся в некоторой области, окружающей катод и имеющей кольцевое поперечное сечение. Средний диаметр этой области примем равным большему диаметру конусного катода, а толщину ее «стенки» будем считать малой по сравнению с радиусом. Предположим,

что начальная скорость электрона $\dot{y}_0 = \frac{\eta J_0}{\epsilon_0 \omega^2}$. Из теории [14.26] следует, что учет действия центробежных сил приводит к изменению траектории, которая при этом будет определяться следующими выражениями:

$$Y = T + \frac{T^3}{6} \sin^2 \theta + \alpha(T) \cos \theta, \quad (14.62)$$

$$Z - Z_0 = \frac{T^3}{6} \sin \theta \cos \theta - \alpha(T) \sin \theta, \quad (14.63)$$

где функция $\alpha(T)$ является решением дифференциального уравнения

$$\ddot{\alpha} + \alpha = \frac{(T \cos \theta + \alpha)^2}{R_k}. \quad (14.64)$$

Здесь R_k — нормализованный большой радиус конусного катода, связанный с действительным радиусом r_k соотношением

$$R_k = \frac{\epsilon_0 \omega^2}{\eta J_0} r_k. \quad (14.65)$$

Можно показать, что решение уравнения (14.64) может быть достаточно точно аппроксимировано выражениями:

$$\alpha(T) = \frac{T^2 \cos^2 \theta}{R_k} \quad \text{при } 0 < T < 0,1 \frac{R_k}{\cos \theta}. \quad (14.66)$$

$$\alpha(T) = \frac{10T^3 \cos^3 \theta}{R_k^2} \quad \text{при } 0,1 \frac{R_k}{\cos \theta} < T < \frac{0,25R_k}{\cos \theta}. \quad (14.67)$$

Из сопоставления (14.62), (14.63) с (14.48), (14.49) следует, что за счет центробежных сил каждая точка траектории перемещается в направлении радиуса на величину $\alpha(T)$. Значение параметра T для различных точек траектории может быть определено из (14.49).

Из теории следует, что нормализованное смещение ΔU в координатах Y, Z каждой точки анода приближенно определяется следующим образом:

$$\Delta U = 10 \cos^3 \theta \frac{|\Delta \Phi|^3}{4R_k^2} e^{i(\theta - 3\tau)}, \quad (14.68)$$

где $|\Delta\Phi|$ — абсолютное значение градиента потенциала в исходной точке;

γ — угол между направлением градиента потенциала в исходной точке и осью z .

Таким образом, численное значение смещения каждой точки анода равно $10 \cos^3 \theta \frac{|\Delta\Phi|^3}{4R_K^2}$. Направление смещения в каждой точке, вообще говоря, различно и определяется

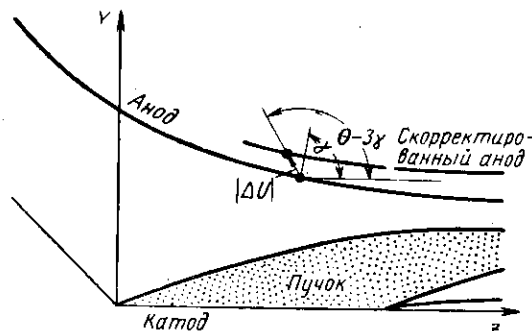


Рис. 14.12. К вычислению формы анода магнетронной пушки по [14.26] с учетом действия центробежных сил.

Каждая точка анода, вычисленного для плоской пушки, смещается на величину ΔU . Направление этого смещения определяется углом $\theta - 3\gamma$.

углом $\theta - 3\gamma$ по отношению к оси z . Этот метод корректировки формы анода, учитывающий действие центробежных сил, иллюстрируется рис. 14.12. Далее необходимо провести уточнение формы анода в соответствии с формулой (14.61).

Расчеты показывают, что учет центробежных сил приводит к значительному изменению траектории электрона (особенно при малых величинах угла θ) и к малому изменению формы эквипотенциалей.

В заключение остановимся на выборе значения магнитного поля, необходимого для работы магнетронной пушки. Известно, что для работы магнетронной пушки требуется большее магнитное поле, чем для работы пушек других типов. В настоящее время нет методов, позволяющих сразу вычислить рабочее магнитное поле. Поэтому производят расчет магнетронной пушки для

нескольких значений магнитного поля и выбирают то из них, при котором электронный пучок не касается анода пушки. Для первого пробного расчета рекомендуется [14.23] взять значение индукции магнитного поля, в 2—3 раза превышающее бриллюэновское, вычисленное для эквивалентного ленточного пучка с толщиной, равной толщине «электронной трубы».

§ 14.7. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О РАБОТЕ МАГНЕТРОННЫХ ПУШЕК

Экспериментальное обследование работы магнетронных пушек, сконструированных на основе описанного выше приближенного расчета, показывает хорошее совпадение расчетного значения анодного первеанса с экспериментальным. В работе [14.23] описана магнетронная пушка, имеющая расчетный первеанс $10 \cdot 10^{-6} a/v^{3/2}$. При этом экспериментально измеренное значение первеанса составило $9,8 \cdot 10^{-6} a/v^{3/2}$.

С целью определения равномерности плотности тока эмиссии по поверхности катода были проведены опыты с пушками, у которых катод был разделен на три равных секции, изолированных одна от другой [14.23]. Измерялся ток с каждой секции. При расчетных значениях магнитного поля и анодного напряжения отношение токов, отбираемых с передней, средней и задней секции, составляло 1,09 : 1,1 : 0,81.

В работе [14.30] проведено сравнение параметров двух магнетронных пушек, одна из которых рассчитывалась приближенным методом [14.23], а другая — более строгим методом [14.20, 14.21]. Исходные параметры обеих пушек были одинаковыми. Результаты их экспериментального обследования приведены в таблице.

Из таблицы следует, что приближенная теория дает результаты, мало отличающиеся от результатов более строгой теории.

В работе [14.29] производилось измерение зависимости первеанса магнетронной пушки от анодного напряжения для различных значений магнитного поля. Полученные результаты приведены на рис. 14.13. Из рисунка следует, что если отношение U/B^2 равно расчетному, то экспериментально измеренное значение первеанса хорошо согласуется с расчетным ($7 \cdot 10^{-6} a/v^{3/2}$) для разных V .

		Распределение плотности тока по секциям (в относительных единицах)			Отношение измеренного первеанса к расчетному
		передняя	средняя	задняя	
Приближенная теория	Расчет	1,0	1,0	1,0	1,0
	Эксперимент	1,0	0,8	0,74	0,86
Строгая теория	Расчет	1,0	1,12	1,17	1,0
	Эксперимент	1,0	0,79	1,14	1,16

Обследование структуры пучка [14.23] показало, что магнетронная пушка формирует хорошо очерченный электронный пучок с кольцевым поперечным сечением.

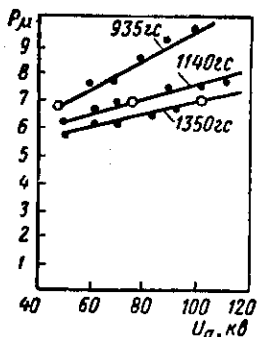


Рис. 14.13. Пример зависимости первеанса магнетронной пушки от анодного напряжения, измеренного при различных значениях магнитного поля.

Кружочками отмечен первеанс при расчетном анодном напряжении и расчетном магнитном поле.

В работе [14.27] экспериментально изучалась магнетронная пушка с цилиндрическим катодом и конусным анодом. Пушка имела первеанс $7,2 \cdot 10^{-6} \text{ а/в}^{3/2}$. Изме-

режение диаметра пучка по его длине не превышало $\pm 1,4\%$ и зависело от формы переднего катодного фокусирующего электрода. Наименьшие изменения наблюдались при его конусной форме. Было найдено, что толщина «стенки» трубчатого пучка Δr приближенно определяется следующим выражением:

$$\Delta r = r_{k1} - r_{k2} + \delta,$$

где r_{k1} , r_{k2} — соответственно больший и меньший радиусы катода, а значение δ находится из выражения:

$$\delta = \frac{I}{2\pi\epsilon_0\eta\sqrt{2\eta U} r_{k1} B^2},$$

где I — общий ток пучка; B — магнитное поле [ср. с (3.11)].

ния показали, что распределение плотности эмиссии по катоду является очень неравномерным. Для работы такой пушки обычно требуется большее магнитное поле, чем для пушек с конусным катодом. Зато с ее помощью можно сформировать трубчатый пучок, имеющий меньшую толщину «стенки», чем пучок, сформированный с помощью пушки с конусным катодом.

В литературе имеется описание приборов с трубчатыми пучками, сформированными магнетронными пушками. В работе [14.29] описан клистрон с таким пучком, работающий в непрерывном режиме. Анод магнетронной пушки использовался как управляющий электрод. Коэффициент токопрохождения в клистроне составил 99%, ток анода — менее 0,03% от тока пучка. Клистрон имел хорошую характеристику запирания. К. п. д. клистрона составил 40%, а отношение сигнал/шум 60 дБ.

Магнетронная пушка с анодным первеансом $7 \cdot 10^{-6} \text{ а/в}^{3/2}$ была использована в шестирезонаторном клистроне дециметрового диапазона [14.29]. Импульсная выходная мощность клистрона составила 9,5 Вт, а к. п. д. 30,7%. Ширина полосы пропускания на уровне 1 дБ равнялась 13%. Было проведено обследование шумов в электронных пучках, формируемых магнетронными пушками разных вариантов [14.28]. Из этой работы следует, что шумы магнетронных пушек имеют заметную величину.

В работе [14.29] было установлено, что шум пучка принимает минимальное значение, если анодное напряжение и магнитное поле равны расчетным значениям. Большой уровень шума наблюдался в моменты нарастания и спада импульса анодного напряжения. Автор полагает, что увеличение шума связано с ухудшением ламинарности пучка в эти моменты времени.

В работе [14.30] отмечается, что шум мощного пучка, формируемого магнетронной пушкой, на 60 дБ превышал дробовой шум. При этом наблюдалась обратная бомбардировка катода магнетронной пушки. Мощность обратной бомбардировки составляла 1,3% от мощности пучка.

В заключение отметим, что некоторые вопросы работы магнетронных пушек изучены еще недостаточно. Сюда относятся вопросы о величине шума, стабильности электронных пучков, а также вопросы, связанные

с обратной электронной бомбардировкой катода. Недостаточно изучен ход электронного потока в переходной области между пушкой и трубой дрейфа.

§ 14.8. ЗАМЕЧАНИЯ ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ТРУБЧАТЫХ И ЛЕНТОЧНЫХ ПУЧКОВ

При экспериментальном исследовании трубчатых пучков [14.31, 14.10, 14.25] было обнаружено, что при некоторых условиях наблюдается своеобразное явление

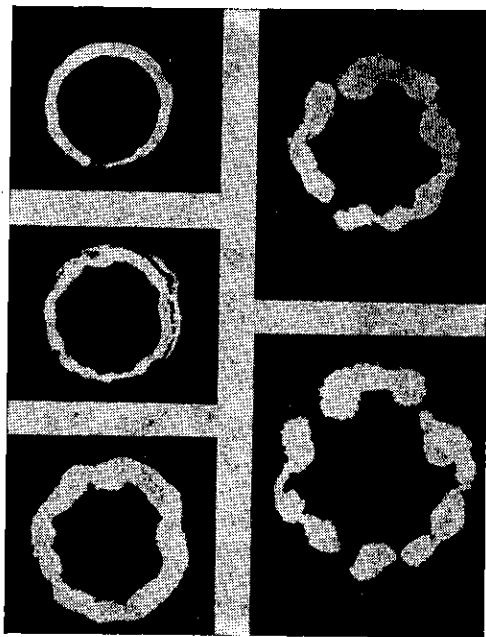


Рис. 14.14. Фотографии, иллюстрирующие возможную неустойчивость трубчатого пучка [14.25].

Экран светится под действием бомбардировки электронами трубчатого пучка. Условия опыта: $U=80$ в, $B=580$ гс, средний диаметр пучка 3,6 мм, режим работы импульсный (длительность импульса 10 мксек). Снимки сделаны на расстояниях от 1,5 до 8,7 см от пушки.

неустойчивости, когда пучок распадается на ряд отдельных более или менее четко выраженных потоков («шну-

ров»), в поперечном сечении имеющих завихрения сложного вида. Это явление иллюстрируется рис. 14.14. Измерения показали, что оно не зависит от типа катода, и что оно выражено тем сильнее, чем больше плотность тока пучка и чем ниже магнитное поле и ускоряющее напряжение. В импульсном режиме это явление наблюдалось в широком интервале ускоряющих напряжений (если длина пучка достаточно велика). В непрерывном режиме при напряжениях ниже 30 в распад пучка наблюдался отчетливо, а при более высоких напряжениях — не наблюдался, что, по-видимому, объясняется частичной нейтрализацией пространственного заряда пучка положительными ионами.

Рассмотрим качественно на примере ленточного пучка механизм нарастания этих возмущений. Допустим, что по каким-то причинам (например, неоднородность эмиссии катода) в некотором месте пучка плотность тока возросла против среднего значения. Тогда возникнут электрические силы, направление которых указано на рис. 14.15 длинными стрелками. Известно, что при наличии скрещенных электрических и магнитных полей

всегда имеется смещение электронов в направлении, перпендикулярном векторам напряженности обоих полей (вспомним движение электронов в магнетроне или явление «сноса» в электронных потоках, гл. 3, 4). Направление этого смещения изображено на рис. 14.15 короткими стрелками. За счет такого смещения через некоторое

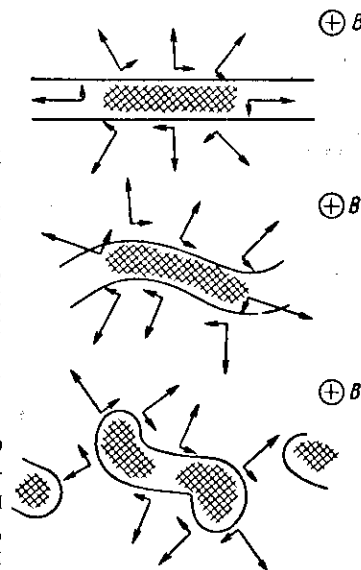


Рис. 14.15. Схема, поясняющая механизм «распада» ленточного или трубчатого пучка, вызванного нарастанием первоначальных возмущений плотности пространственного заряда.

Здесь изображен участок поперечного сечения ленточного пучка, который распространяется вдоль магнитного поля, направленного за плоскость чертежа.

время пучок изогнется, а затем разделится на отдельные «струи», в поперечном сечении имеющие S-образную форму. Таким образом, ленточным и трубчатым пучкам присущ механизм нарастания первоначальных возмущений плотности пространственного заряда. (Кстати, опыт подтверждает, что чем сильнее первоначальная неоднородность, тем ярче проявляются указанные эффекты).

В непрерывном режиме при наличии сильного продольного магнитного поля и ионов остаточных газов может потребоваться такая большая длина потока, чтобы указанные явления проявились достаточно четко, которая не встречается на практике. В литературе пока имеются противоречивые данные о стабильности и шумовых характеристиках трубчатых потоков. Однако определенно известно, что в пучках мощных приборов, для которых в основном и предназначены трубчатые пучки, даже в импульсном режиме явление неустойчивости практически не проявляется.

ГЛАВА 15

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ ФОКУСИРОВКА ПУЧКОВ

В последнее время предложен и разработан целый ряд приборов СВЧ с электростатической фокусировкой интенсивных электронных потоков. По данному вопросу имеются обзоры [15.1, 15.2]. Детальные расчеты систем электростатической фокусировки довольно сложны. При разработке приборов широко используют методы моделирования.

В этой главе рассматриваются основные принципы электростатической фокусировки и приводятся некоторые типичные характеристики приборов.

§ 15.1. ОСНОВНЫЕ ПРЕИМУЩЕСТВА И НЕДОСТАТКИ СИСТЕМ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКИ

Как отмечалось, существенным недостатком систем с магнитным полем является их большой вес и объем, а также потребление значительной мощности соленоидами и электромагнитами. Поэтому большой практический интерес представляют системы фокусировки интенсивных пучков, использующие электростатические поля. Работы в этом направлении стали усиленно развиваться примерно с начала 50-х годов. В настоящее время известно большое число модификаций электростатических систем. Разработаны усилители с бегущей волной, генераторы с обратной волной и клистроны с электростатической фокусировкой, обладающие малым весом и большой компактностью. Мощность источников питания, создающих фокусирующие поля, обычно ничтожно мала. Зачастую вообще не требуется дополнительных источни-

ков питания. Это означает, что общий к. п. д. радиотехнического устройства будет выше, чем в случае применения приборов с соленоидами и электромагнитами.

Работа приборов с электростатической фокусировкой, в отличие от приборов с фокусировкой постоянными магнитами, практически не зависит от температуры окружающей среды.

На всем протяжении пучка имеются сильные электростатические поля, немедленно отводящие ионы из потока, поэтому значительно ослабляется ионная бомбардировка катода и увеличивается его срок службы. Интенсивность паразитных ионных колебаний резко снижается.

Однако, несмотря на эти явные преимущества, приборы с электростатической фокусировкой распространены меньше, чем с магнитной. Широкому внедрению таких приборов препятствуют следующие причины:

1. Сложность методов расчета и конструирования систем электростатической фокусировки; только в небольшом числе случаев такие системы могут быть рассчитаны приближенно.

2. Большие трудности конструктивного и технологического характера, связанные в первую очередь с креплением близко расположенных изолированных электродов, к которым приложены высокие напряжения.

3. Выполнение одним и тем же устройством в большинстве случаев функций электродинамической и фокусирующей систем.

4. Критичность систем к условиям ввода пучка в регулярную часть электростатического фокусирующего поля (малая жесткость фокусировки), что ограничивает величину тока пучка.

Тем не менее, электростатическая фокусировка оказалась пригодной не только для маломощных, но и для сравнительно мощных приборов СВЧ, как, например, ЛБВ с выходной мощностью 5—10 кВт или клистроны с выходной мощностью 10—15 кВт.

Различают три основных типа фокусировки электростатическими полями:

— центробежно-электростатическая фокусировка (ЦЭФ);

— периодическая электростатическая фокусировка (ПЭФ);

— фокусировка отдельными сильными электронными линзами.

Большинство остальных систем является их комбинациями или модификациями.

Прежде чем перейти к их обсуждению, рассмотрим случай, когда специальная фокусирующая система вообще не требуется. Этот случай иногда называют «фокусировкой за счет пространственного заряда» (рис. 15.1).

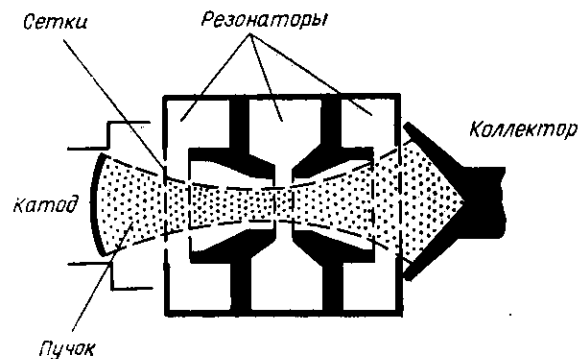


Рис. 15.1. Схема клистрона с «фокусировкой», осуществляемой за счет пространственного заряда пучка.

Точнее, речь идет о *расфокусировке* первоначально сходящегося пучка за счет пространственного заряда. В § 2.2 вычислена длина пролетной трубы, которую можно «прострелить» электронным пучком. Для ряда приборов оказывается достаточно иметь сравнительно небольшие длины пучка. Например, для двухконтурных клистронов оптимальное отношение диаметра пролетной трубы к ее длине будет порядка 1 : 5. По формуле (2.37) найдем, что при этом первичная пучка может достигать примерно $1,5 \cdot 10^{-6}$. В бессеточных клистропах непрерывного действия с такой «фокусировкой» можно получить выходную мощность порядка сотен ватт. Трехконтурные импульсные клистроны с сетками способны отдавать пиковую мощность порядка десятков киловатт [15.3]. Однако разогрев сеток, перехватывающих определенную часть тока, ограничивает среднюю мощность приборов величинами порядка нескольких сотен ватт.

В случае значительно более длинных электронных потоков становится необходимым применять специальные фокусирующие поля.

§ 15.2. ЦЕНТРОБЕЖНО-ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ ФОКУСИРОВКА

Центробежно-электростатическая фокусировка использует тот факт, что в поле коаксиального конденсатора при определенных условиях могут существовать устойчивые орбиты электронов. Рассмотрим поперечное

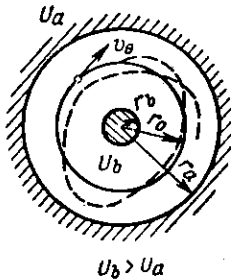


Рис. 15.2. Движение электрона, обладающего азимутальной скоростью, в коаксиальном конденсаторе может происходить по устойчивой орбите (пунктирная линия).

Потенциал внутреннего электрода больше, чем наружного. Когда центробежная сила уравновешена силой электростатического поля во всех точках, орбита в поперечной плоскости имеет вид окружности (сплошная линия).

сечение коаксиального конденсатора (рис. 15.2). Пусть на внутреннем проводнике потенциал выше, чем на внешнем: $U_b > U_a$. Тогда на электрон будет действовать сила, притягивающая его к внутреннему проводнику.

Распределение потенциала между наружным цилиндром и внутренним стержнем найдем, решая уравнение Лапласа в цилиндрической системе координат

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dU}{dr} \right) = 0$$

с граничными условиями $U(r_a) = U_a$ и $U(r_b) = U_b$:

$$U(r) = U_a - C_1 \ln \frac{r}{r_a}, \quad C_1 = \frac{U_b - U_a}{\ln \frac{r_a}{r_b}}. \quad (15.1)$$

Отсюда найдем напряженность радиального электрического поля

$$E_r = \frac{C_1}{r}. \quad (15.2)$$

Если электрон не имеет азимутальной компоненты скорости, то под действием этого поля он начнет двигаться к оси системы и вскоре оседет на внутреннем проводнике. Если же электрон имеет некоторую азимутальную скорость v_θ , то его движение будет криволинейным и будет существовать центробежная сила. В том случае, когда во всех точках траектории центробежная сила уравновешена силой электрической:

$$\frac{mv_\theta^2}{r} = eE_r = e \frac{C_1}{r}, \quad (15.3)$$

траектория в плоскости r, θ будет иметь вид окружности. Известно, что в поле центральных сил при движении частицы остается неизменным момент вращения

$$P_\theta = r v_\theta = \text{const}. \quad (15.4)$$

Из равенств (15.2)---(15.4) имеем условие равенства сил, определяющее радиус равновесной орбиты $r = r_0$:

$$\frac{mP_\theta}{r_0^3} = e \frac{C_1}{r_0}. \quad (15.5)$$

Если это равенство не выполнено, на электрон будет действовать направленная по радиусу сила

$$\Delta F = \frac{\text{const}_1}{r^3} - \frac{\text{const}_2}{r}. \quad (15.6)$$

[Величины констант ясны из (15.5)].

Пусть, например, электрон в силу каких-то причин сместился с равновесной траектории в направлении от центра, $r > r_0$. При этом первый член равенства (15.6) уменьшится сильнее, чем второй. Это означает, что сила центробежная стала меньше, чем сила электростатического поля. Результирующая сила начинает смещать электрон по направлению к оси системы. Наоборот, если электрон сместился по радиусу к центру относительно

равновесной орбиты, то центробежная сила превысит силу электростатического притяжения и результирующая сила будет смещать электрон в сторону от оси, опять-таки в сторону равновесной орбиты. Таким образом,

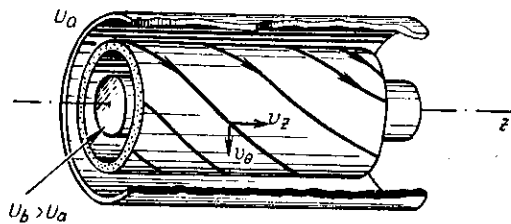


Рис. 15.3. Схема центробежно-электростатической фокусировки.

убеждаемся, что движение электрона будет устойчивым. В общем случае орбита отдельного электрона имеет вид розетки, в частном случае — вид окружности.

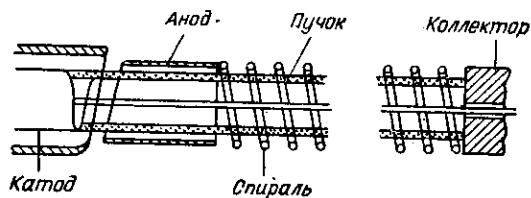


Рис. 15.4. Схематический чертеж спиратрона — усилителя с бегущей волной с ЦЭФ.

Наружная спираль является одновременно замедляющей системой и наружным проводником фокусирующей системы. Внутренний проводник (натянутая проволока) имеет более высокий потенциал, чем наружная спираль.

Если в коаксиальную систему с положительным внутренним электродом ввести электроны, имеющие как азимутальную, так и продольную компоненты скорости, то мы получим центробежно-электростатическую фокусирующую систему [15.4]. Электронные траектории в ней имеют вид спиралей (рис. 15.3).

До сих пор мы рассматривали движение одиночного электрона. При наличии облака пространственного заряда трубчатого пучка распределение потенциала будет определенным образом изменено [15.5, 15.8]. Однако при

не очень больших токах пучка жесткость фокусировки будет достаточной, чтобы пучок не разрушился. Наличие пространственного заряда и некорректные условия ввода приводят к пульсациям электронного потока [15.5].

Лампа с ЦЭФ получила название спиратрон (рис. 15.4). В спиратроне трубчатый вращающийся пучок проходит между наружной спиралью (замедляющей

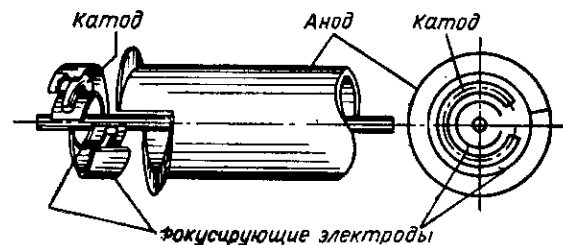


Рис. 15.5. Пушка для спиратрона, предложенная З. С. Черновым [15.4], формирующая трубчатый закрученный поток. Все электроды имеют спиральный срез.

системой) и центральным проводником. Основная сложность в создании ламп типа спиратрон заключается в получении закручивающегося трубчатого пучка. В пушке, предложенной З. С. Черновым, получение такого потока происходит в системе электродов, имеющих спиральный срез (рис. 15.5), за счет которого электроны, движущиеся в пушке примерно по нормали к катоду, получают не только продольную, но и азимутальную компоненту скорости.

Спиратрон-усилитель является лампой с бегущей волной. Параметры одного из описанных спиратронов таковы: диаметр пролетного канала 4 мм, длина 500 мм, ускоряющее напряжение 600—800 в, дополнительное напряжение на внутреннем проводнике 200—300 в, ток пучка 10—15 ма, коэффициент токопрохождения 95—97%, коэффициент усиления 40 дб. Спиратроны обладают высоким к. п. д. (например, 20% в диапазоне 10 см). Исследования высокочастотных свойств спиратронов, проведенные в диапазоне от 100 Мгц до 4500 Мгц, показали, что взаимодействие наступает при синхронизме продольной скорости вращающихся электронов со скоростью замедленной волны. Вращение

пучка не вносит существенных особенностей в механизм взаимодействия.

Преимуществами ламп типа спиратрон помимо малого веса и ничтожной мощности, необходимой для фокусировки, являются эффективное взаимодействие, очень широкая полоса частот, удобство настройки и подбора оптимальных режимов, ионозащищенность катода и, как следствие, большой срок службы катода.

Возможны многочисленные варианты приборов типа спиратрон, например лампы с обратной волной, антиклистрон [15, 6].

К недостаткам спиратронов следует отнести сложность изготовления электродов пушки, малая теплоустойчивость внутреннего стержня и сложность его крепления, а также чувствительность к вибрациям, так как внутренний стержень (натянутая проволока) на определенных звуковых частотах возбуждается, как струна.

Система ЦЭФ используется также в других типах приборов. Например, в приборе под названием хилитрон [15.7] пучок в виде ленточной спирали, формируемой пушкой с ленточным пучком, проходит между наружным проводником в виде трубы и расположенной внутри нее замедляющей системой, состоящей из набора параллельных стержней, нагруженных на концах на омическое сопротивление. Хилитрон является широкополосным генератором с обратной волной. Параметры прибора: напряжение на наружном электроде 135 в, на внутреннем 50—1700 в, ток пучка 0,45—1 ма, коэффициент токопрохождения 16—43%, частота генерируемых колебаний 1,2—2,4 Гц, к. п. д. около 1%.

Закручивание пучка можно производить не только электрическим, но и магнитным полем. На рис. 15.6 изображена схема электронной пушки [15.8], у которой катод расположен внутри магнитной цепи. На самом катоде магнитное поле отсутствует. Выходя из пушки, электроны проходят область радиального магнитного поля, которое поворачивает вектор скорости, сообщая электронам θ -компоненту скорости. Это — так называемый поток Гарриса. В работе [15.9] описана лампа с таким потоком. Ее параметры: напряжение 134 в, ток 5 ма (микроперванс 3,2), коэффициент токопрохождения 75—90%, частота 250—800 МГц, выходная мощность до 120 мвт, к. п. д. 12%, коэффициент усиления 18 дб.

Недостатком таких систем является необходимость вводить магнитопровод в вакуумную часть лампы. Фокусировка не является «чисто» электростатической. Име-

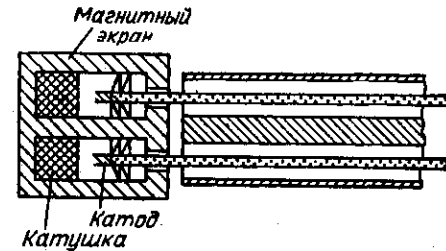


Рис. 15.6. Пушка, предложенная Гаррисом, для формирования потока в системе ЦЭФ.

Закручивание потока происходит во время движения электронов в области радиального магнитного поля.

ются оценки [15.10], которые показывают, что такие системы имеют жесткость фокусировки такую же или худшую, чем бриллиэповская.

§ 15.3. ПЕРИОДИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ ФОКУСИРОВКА

Проблема фокусировки интенсивных пучков периодическим в пространстве (но неизменным во времени) электростатическим полем имеет два подхода:

1. Фокусировка при помощи сильно изменяющегося по радиусу электрического поля, в среднем за период уравнивающего действие сил пространственного заряда. Этот случай мы будем называть периодической электростатической фокусировкой при помощи поля биспирали, так как наиболее типичным и наиболее часто употребляющимся устройством, создающим такое поле, является биспирали.

2. Фокусировка при помощи периодического поля, образованного электродами специальной формы, создающими вдоль пучка такое распределение потенциала, что радиальная компонента напряженности на границе пучка получается равной нулю. Этот случай мы будем называть периодической электростатической фокусиров-

кой при помощи поля специальных формирующих электродов.

Периодическая электростатическая фокусировка при помощи поля биспирали.

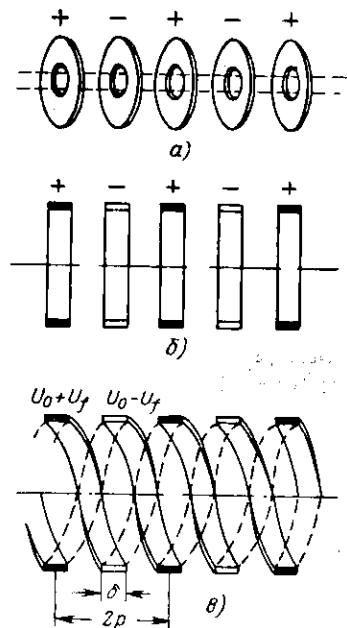


Рис. 15.7. Примеры систем электродов, которые могут создать периодическое в пространстве электростатическое поле:

a — последовательность дисковых электродов; *б* — последовательность кольцеобразных электродов; *в* — двухзаходная ленточная спираль (биспираль).

лом на электрон будет действовать сила, направленная к оси, т. е. фокусирующая сила, под действием которой электрон станет приближаться к оси. Таким образом, на электрон попеременно действует то фокусирующая, то расфокусирующая сила. *Фокусирующий эффект основан на том, что фокусирующая сила в среднем за период больше, чем сила расфокусирующая.* Это объясняется,

обладающее фокусирующим действием периодическое поле [15.11, 15.12] может быть создано, например, последовательностью дисковых или кольцеобразных электродов, или двухзаходной спиралью (биспиралью), намотанной лентой или круглой проволокой, при условии, что соседние электроды попеременно имеют потенциал, то более высокий ($U_0 + U_f$), то более низкий ($U_0 - U_f$) (рис. 15.7). Здесь через U_0 обозначен некоторый средний потенциал, а через U_f — так называемый фокусирующий потенциал.

Рассмотрим картину действия сил электростатического поля и движения электронов на примере двойной спирали (рис. 15.8). Пусть в некоторый момент электрон находится под витком с более высоким потенциалом и имеет скорость, параллельную оси. На него действует расфокусирующая сила. Она искривит траекторию в сторону от оси. Под электродом с более низким потенциалом

во-первых, тем, что под витком с более низким потенциалом на электрон действует большая по величине сила, чем под витком с более высоким потенциалом, и, во-вторых, скорость электрона под витком с более низким потенциалом меньше, чем под витком с более высоким потенциалом и поэтому фокусирующая сила действует большее время, чем расфокусирующая.

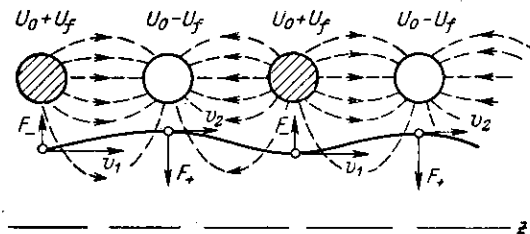


Рис. 15.8. Схема движения электрона в периодическом поле биспирали.

Витки биспирали имеют последовательно то более высокий ($U_0 + U_f$), то более низкий ($U_0 - U_f$) потенциал относительно среднего значения U_0 . Расфокусирующая сила обозначена F_- , фокусирующая F_+ .

В отсутствие расталкивающих сил пространственного заряда электрон постепенно отойдет от витков биспирали. Если ток пучка имеет конечную величину, то расталкивающая сила пространственного заряда в среднем может быть уравновешена фокусирующей силой периодического электростатического поля. В этом случае можно получить в среднем уравновешенный поток со слабо изменяющимся радиусом.

Совершенно аналогично может быть осуществлена фокусировка ленточного пучка, если его ввести в периодическое электростатическое двумерное поле, образованное, например, плоскими электродами с отверстиями в виде щелей или прорезей.

Для составления уравнения траектории находят распределения потенциала в системе, решая уравнение Лапласа.

Наиболее простые граничные условия получаются в случае системы кольцеобразных электродов или ленточной биспирали, изображенных на рис. 15.7, *б* и *в*, если положить, что при $r = r_s$ (r_s — внутренний радиус электродов) в зазоре между электродами потенциал изме-

няется линейно, а на электродах потенциал постоянен и равен $U_0 + U_f$ на одном электроде и $U_0 - U_f$ на расположенном рядом. Обозначим: δ — размер кольцевого электрода или ширина ленты биспирали, $2p$ — период системы. Распределение потенциала внутри ленточной биспирали будет приближенно определяться следующим выражением [15.12, 15.15]*:

$$U(r, z, \theta) = U_0 + U_1(r) \cos\left(\frac{\pi}{p} z - \theta\right), \quad (15.7)$$

где

$$U_1(r) = U_f \cdot F \frac{I_1\left(\frac{\pi}{p} r\right)}{I_1\left(\frac{\pi}{p} r_s\right)}; \quad (15.8)$$

$$F = \frac{4}{\pi} \frac{\sin \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{\delta}{p}\right)}{\frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{\delta}{p}\right)};$$

I_1 — модифицированная функция Бесселя первого рода. Совершенно аналогично для последовательности колец получается приближенное выражение

$$U(r, z) = U_0 + U_1(r) \cos \frac{\pi}{p} z, \quad (15.9)$$

где

$$U_1 = U_f F \frac{I_1\left(\frac{\pi}{p} r\right)}{I_1\left(\frac{\pi}{p} r_s\right)}. \quad (15.10)$$

Формулы (15.8) и (15.10) подтверждают, что переменная составляющая потенциала резко убывает по мере удаления от поверхности электродов. Это означает, в частности, что не будет большой ошибкой применить указанные формулы для расчета поля биспирали, намотанной не лентой, а круглым проводом, если пучок на-

* Выводы формул и промежуточные выкладки опущены. Их можно найти в оригинальных работах и частично в учебнике [1.5], стр. 207—218.

ходится на некотором удалении от ее витков. Так как $I_1(0) = 0$, переменная составляющая потенциала на оси биспирали равна нулю. В системе колец, так как $I_0(0) = -1$, потенциал на оси периодически изменяется, принимая максимальное значение в центре кольца с более высоким потенциалом и минимальное значение в центре кольца с более низким потенциалом. При фиксированном r поле можно считать изменяющимся вдоль оси z по гармоническому закону.

Нас интересует такое движение крайнего электрона пучка, при котором его радиус мало отличается от некоторого постоянного значения r_0 . Запишем радиус границы пучка в виде равенства

$$r(z) = r_0 + r_1(z)$$

и будем полагать, что $r_1 \ll r_0$ и $U_1 \ll U_0$. Тогда с учетом (15.7) или (15.9) уравнение траектории граничного электрона после ряда преобразований проводится к следующему виду [15.12]

$$\begin{aligned} \frac{d^2 r_1}{dz^2} - \frac{U''_1}{2U_0} \left(\cos \frac{\pi}{p} z\right) r_1 = \\ = \frac{U'_1}{2U_0} \cos \frac{\pi}{p} z + \frac{I}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{2\eta} U_0^{3/2} r_0}. \end{aligned} \quad (15.11)$$

Здесь U'_1 и U''_1 являются производными переменной составляющей потенциала по r , I — общий ток пучка. Силы пространственного заряда полагаются неизменными и вычисляются при $r = r_0$. Уравнение (15.11) является неоднородным уравнением Матье, которое имеет следующее общее решение [15.12, 15.16]:

$$r_1(z) = C_1 f_1(z) + C_2 f_2(z) + \sum_{m=1}^{\infty} a_m \cos \frac{m\pi}{p} z. \quad (15.12)$$

Первое и второе слагаемые являются общим решением соответствующего однородного уравнения Матье, третье слагаемое является частным решением неоднородного уравнения. Посредством $f_1(z)$ и $f_2(z)$ мы обозначили функции Матье (так называемые косинус эллиптический и синус эллиптический действительного дробного поряд-

ка), которые могут быть вычислены с помощью рядов [15.17]. В зависимости от значений параметров уравнения решения могут получиться либо сходящиеся (устойчивые), либо расходящиеся (неустойчивые) (см. гл. 9). Таким образом, при периодической электростатической фокусировке, так же, как и в случае магнитной периодической фокусировки, существуют зоны стабильности, когда можно осуществить фокусировку, и зоны нестабильности, когда ее осуществить нельзя. В пределах зоны стабильности функции Матье могут принимать большие значения. Это означает, что пучок может сильно пульсировать. Длина волны пульсаций гораздо больше, чем период системы.

Константы C_1 и C_2 являются постоянными интегрирования, которые определяются начальными условиями задачи. Если на входе в периодическую систему $dr_1/dz = 0$, то $C_1 = 0$. Если радиус равен среднему значению, то $C_2 = 0$. Таким образом, осуществляя подходящие начальные условия, можно свести пульсации потока к нулю. Контур пучка в этом случае будет представлять волнистую линию, определяемую частным решением (15.12). Это частное решение в первом приближении имеет вид

$$r_1(z) \approx - \left(\frac{p}{\pi} \right)^2 \frac{U'_1}{2U_0} \cos \frac{\pi}{p} z. \quad (15.13)$$

Как видим, волнистость тем меньше, чем меньше период системы и чем меньше разность потенциалов между соседними электродами по сравнению со средним потенциалом. Интересно отметить, что более точные решения мало отличаются от (15.13).

На рис. 15.9 представлены примеры расчетных крайних электронных траекторий в ленточной бифилярной спирали [15.16]. Как видно из рисунка, при расчетном значении фокусирующего потенциала ($2U_f = 170$ в) пульсация потока очень незначительна, амплитуда волнистости составляет около 3% от среднего значения радиуса пучка. При неоптимальных условиях наблюдается большая пульсация потока. Например, при $2U_f = 202$ в пульсация по радиусу должна составлять 13—15%, при этом значительная часть тока должна осесть на спираль.

Из физических соображений ясно, что чем дальше пучок проходит от витков спирали, тем меньший ток может быть скомпенсирован силами электростатического

поля. Следовательно, для получения устойчивой фокусировки начальное распределение плотности тока по сечению пучка должно быть резко неоднородным: максимальная плотность тока должна быть на периферии пучка, минимальная — на оси. Если в систему ПЭФ введен пучок с равномерной плотностью тока, то внутренние траектории начнут сильно пульсировать. Это может при-

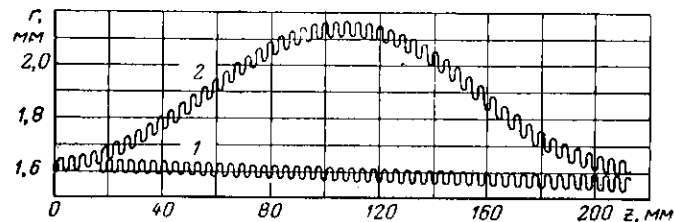


Рис. 15.9. Примеры рассчитанных траекторий граничного электрона в периодическом электростатическом поле [15.16]. Внутренний радиус спирали $r_0 = 2$ мм, период $2p = 3,6$ м, расстояние между соседними витками 1,04 мм. Ток пучка 1 ма, среднее напряжение 500 в: 1 — оптимальное фокусирующее напряжение $2U_f = 170$ в; 2 — неоптимальное $2U_f = 202$ в.

вести к перемешиванию слоев пучка и нарушению фокусировки.

В работе Ю. Д. Самородова [15.18] развиваются приближенные методы расчета ПЭФ, основанные на усреднении по периоду сил, действующих на граничный электрон.

Первеанс пучка, который можно сфокусировать системой типа биспираль, может быть оценен по формуле [15.2]

$$\frac{I}{U_0^{3/2}} \approx 61 \left(\frac{2U_f}{U_0} \right)^2 \left(\frac{r}{p} \right)^2 \cdot 10^{-6}, \quad (15.14)$$

которая справедлива при $U_f \ll U_0$ и $r \ll p$. Для оценки максимального первеанса примем $U_f/U_0 = 0,25$ и $r/p = 0,25$. Тогда найдем, что P_μ будет порядка единицы. Таким образом, рассмотренные системы в принципе позволяют сфокусировать пучки со значительным током.

Первые эксперименты [15.12] показали, что можно, например, получить коэффициент токопрохождения 75% при $P_\mu = 0,1$ и $U = 480$ в. В работе [15.20] описана лампа

с ПЭФ, работающая в диапазоне 2—3,5 Гц, которая обладает выходной мощностью порядка 20 вт при к. п. д. 20%, с коэффициентом усиления 23 дб. Фокусировка биспиралью обеспечивает токопрохождение 99,2% в отсутствие ВЧ сигнала и 98,5% — с сигналом. $P_{\mu} = 0,5$. Среднее ускоряющее напряжение U_0 порядка 2 кВ, разность потенциалов между соседними витками около 2 кВ. Такие лампы получили название эстриатронов [15.21]. Они обладают очень небольшим весом. К недостаткам эстриатронов следует отнести, во-первых, очень большую технологическую сложность крепления биспирали с заданной точностью по шагу, гарантирующего отсутствие утечек и пробоев между соседними близко расположенными витками с большой разностью потенциалов между ними, и, во-вторых, малую теплорассеивающую способность биспирали, ограничивающую среднюю мощность пучка.

Существуют модификации системы с ПЭФ [15.22, 15.23, 15.15]. Например, можно использовать так называемые бипериодические структуры, т. е. две коаксиально расположенные биспирали, между которыми проходит трубчатый электронный поток. Такая система обладает большой жесткостью фокусировки, так как с обеих сторон пучка находится сильное фокусирующее поле. С такой системой получены следующие данные: экспериментальная лампа с током 4 ма и средним ускоряющим напряжением 180 в (перванс $1,7 \cdot 10^{-6}$) при разности потенциалов между соседними витками 200 в имела коэффициент токопрохождения 97% и на частоте 2950 Мгц обладала выходной мощностью порядка 100 ват при усилении 10 дб и к. п. д. 14%.

Периодическая электростатическая фокусировка при помощи поля специальных формирующих электродов. Способ создания периодических фокусирующих систем заключается в том, что вдоль пучка задается периодическое распределение потенциала, а затем отыскивается форма и потенциалы внешних по отношению к пучку электродов, обеспечивающих это распределение, а также отсутствие поперечных компонент электрического поля [15.24—15.26, 15.28]. Этот способ аналогичен методу отыскания электродов пушек по Пирсу.

Сущность данного способа фокусировки можно пояснить следующим рассуждением. Пусть вдоль оси z распространяется сплошной поток электронов, безгранич-

ный в поперечном направлении. Расположим поперек пучка идеальные параллельные сетки, потенциал которых попеременно принимает значение то более высокое (U_H), то более низкое (U_L) (рис. 15.10). В отсутствие пространственного заряда распределение потенциала было бы линейным. Если увеличивать плотность тока пучка, то за счет пространственного заряда произойдет

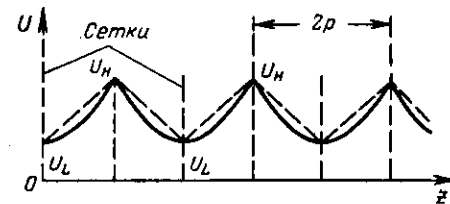


Рис. 15.10. К схеме периодической электростатической фокусировки с уравновешенным пространственным зарядом.

Распределение потенциала в электронном потоке, поперек которого расположены сетки с потенциалами U_L и U_H . В отсутствие пространственного заряда потенциал между сетками изменяется линейно (пунктир). При достаточной плотности пространственного заряда напряженность электрического поля в плоскости сеток с низким потенциалом обращается в нуль (сплошная линия).

провисание потенциала. При некоторой величине плотности тока продольная напряженность электрического поля в плоскости сетки с низким потенциалом обратится в нуль. В этом случае распределение потенциала, отсчитываемого от плоскости с потенциалом U_L (см., например, [15.27]), может быть приведено в виду

$$\frac{z}{z_0} = \left(\sqrt{\frac{U(z)}{U_L}} + 2 \right) \left(\sqrt{\frac{U(z)}{U_L}} - 1 \right)^{1/2}, \quad (15.15)$$

где

$$z_0 = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{U_L^{3/2}}{j};$$

j — плотность тока.

Величину первеанса можно оценить по формуле

$$\frac{I}{U_H^{3/2}} = 7,34 \cdot 10^{-6} \left(1 + 2 \sqrt{\frac{U_L}{U_H}}\right)^2 \times \left(1 - \sqrt{\frac{U_L}{U_H}}\right) \left(\frac{r}{p}\right)^2$$

Пусть, например, $r/p = 0,5$, $U_L/U_H = 0,25$. Тогда $I/U_H^{3/2} \approx 3,7 \cdot 10^{-6} a/\delta^{3/2}$. Если расчет первеанса вести по среднему значению потенциала $U_0 = 0,5(U_H + U_L)$, то получим первеанс порядка $9 \cdot 10^{-6} a/\delta^{3/2}$. Таким образом, рассматриваемая система в принципе позволяет фокусировать пучки с большим током.

Пусть пучок имеет конечный радиус r . Если сохранить распределение потенциала в форме (15.15) и добиться равенства нулю поперечного поля, то в пучке надобность в сетках с потенциалом U_L отпадает, а траектории электронов в пучке останутся прямолинейными.

Форма внешних электродов может быть определена как расчетным путем [15.26], так и путем подбора на ванне. В последнем случае граница пучка имитируется пластинкой из диэлектрика. На рис. 15.11,а приведен пример формы электродов, создающих хорошо совпадающее с расчетом распределение потенциала. Толстый электрод имеет низкий потенциал и подходит к границе пучка под углом $\alpha = 45^\circ$. Пучок должен, теоретически, подходить вплотную к этому электроду. Тонкий электрод имеет высокий потенциал и в области, занятой пучком, должен переходить в сетку.

Применение сеток в приборах крайне нежелательно, а иногда и недопустимо, так как сетки перехватывают значительную часть тока и ограничивают мощность пучка. Если сетку с высоким потенциалом убрать, то распределение потенциала будет отличаться от идеального. Это приведет к пульсациям потока. В этом случае во избежание токооседания диаметр пучка должен быть меньше внутреннего диаметра электродов, а форма последних должна быть несколько видоизменена.

По мере удаления пучка от электродов, как показали измерения на ванне, угол α должен уменьшаться. Например, когда отношение диаметра пучка к внутреннему

диаметру толстого электрода составляет 0,54, можно получить удовлетворительное распределение потенциала вдоль границы пучка при относительно простой форме внутренней части толстого и тонкого электродов (рис. 15.11,б, в).

Конфигурация внешней по отношению к пучку части электродов и элементов их крепления определяется высокочастотными свойствами замедляющей системы. В работе [15.28] описаны экспериментальные ЛБВ с электростатической фокусировкой диапазона 3—4 см.

Одна из ламп, работавшая при непрерывной откатке, обладала выходной мощностью 10 кВт в импульсном режиме. При этом напряжение на соседних электродах было 31,6 и 10,4 кВ по отношению к катоду, ток пучка 3 а, микропервеанс около 2,8. Лампа относительно узкополосна. Электронный к.п.д., рассчитанный по потенциалу

коллектора, соединенного с электродом, имеющим более низкий потенциал, достигал 30%. Другая лампа (отлапная), конструкция совмещенной замедляющей и фокуси-

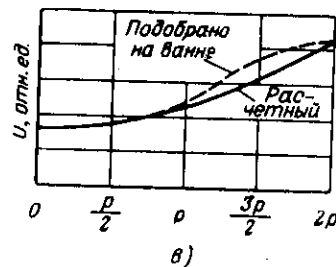
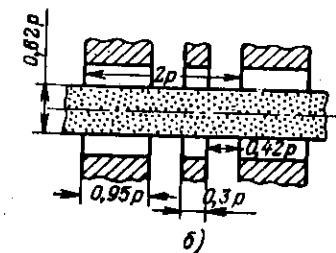
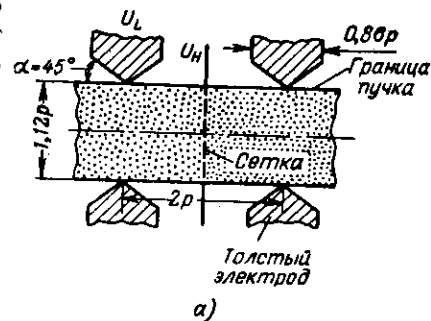


Рис. 15.11. Схемы электродов ПЭФ и графики распределения потенциала: а — схема электродов системы ПЭФ, создающих распределение потенциала вдоль границы пучка, близкое к расчетному; б — упрощенная форма электродов при наличии зазора между пучком и электродами; в — графики распределения потенциала для случая упрощенных электродов — расчетный и подобранный на ванне.

рующей системы которой показана на рис. 15.12, обеспечивала в полосе частот 26% выходную мощность 1,8—3 квт. При этом $U_H=27,3$ кв, $U_L=8,3$ кв, $I=1,8$ а. Отмечается, что такая лампа будет в полтора-два раза легче, чем лампа в периодических магнитах. Конструктивно она более сложна, чем лампа с магнитной фокусировкой. Ее основные преимущества помимо малого веса: возмож-

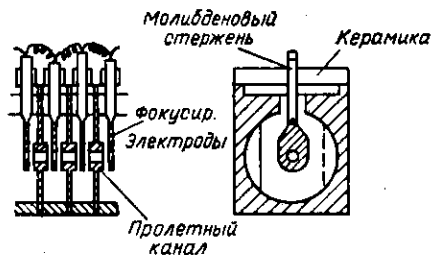


Рис. 15.12. Элементы конструкции совмещенной замедляющей и фокусирующей системы мощной ЛВВ с электростатической фокусировкой.

ность работы в широком диапазоне температур окружающей среды, большой срок службы катода; пониженный потенциал коллектора; низкий уровень ионных шумов.

§ 15.4. НЕКОТОРЫЕ ДРУГИЕ СХЕМЫ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКИ

Одиночные электростатические линзы [15.29, 15.13]. В многоконтурных клистронах можно применить так называемую фокусировку *одиночными электростатическими линзами*. Из электронной оптики известно, что линза, образованная системой из трех диафрагм с отверстиями (рис. 15.13,а), из которых средняя имеет более низкий потенциал, чем крайние, является собирающей. Если в области линзы одновременно действуют силы пространственного заряда, то при определенных потенциалах на электродах электронный пучок будет параллелен оси как на входе, так и на выходе из линзы (рис. 15.13,б). Пример распределения потенциала в одиночной линзе, являющейся ячейкой трехрезонаторного клистрона,

резонаторного клистрона, представлен на рис. 15.13,в. Как видим, фокусирующий электрод «утоплен» в зазоре между стенками резонаторов, а форма его подобрана таким образом, чтобы его потенциал был равен катодному. Это сильно упрощает схему источников питания.

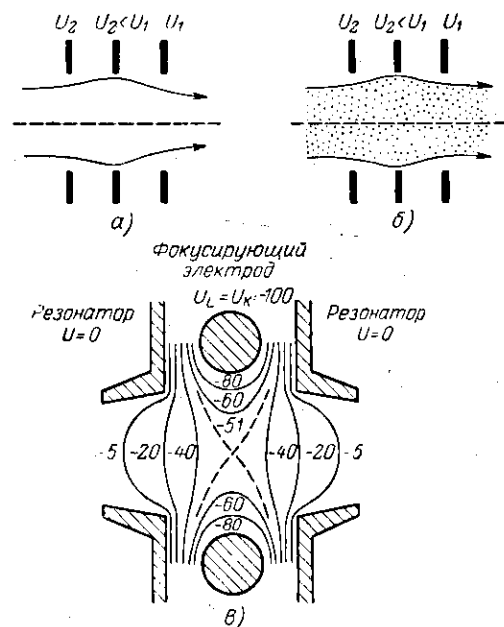


Рис. 15.13. Схема электростатической фокусировки интенсивного пучка при помощи одиночных электронных линз:

а — схема траекторий в одиночной линзе без пространственного заряда; б — схема траекторий при наличии пространственного заряда; в — пример распределения потенциала в одиночной линзе, являющейся ячейкой трехрезонаторного клистрона. Потенциал катода принят за 100 условных единиц.

Кроме действия поля электродов необходимо учитывать действие поля пространственного заряда и ВЧ поля, группирующего электроны в сгустки. Поэтому расчет клистрона с электростатической фокусировкой весьма сложен.

Эксперименты показали, что токопрохождение относительно мало чувствительно к вариациям напряжения на

фокусирующем (линзовом) электроде: изменение напряжения на $\pm 5\%$ относительно оптимального значения изменяет коэффициент токопрохождения примерно на

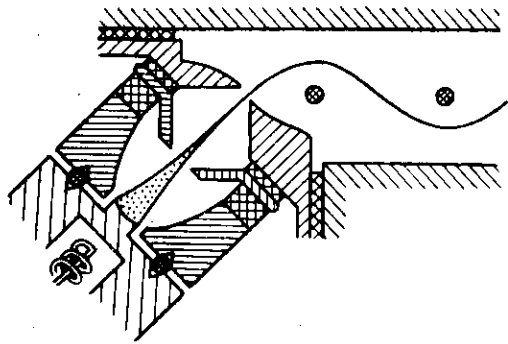


Рис. 15.14. Схема «слалом»-фокусировки.

1%. Общий коэффициент токопрохождения в отсутствие сигнала составлял 99%. При большом сигнале на входе (нелинейный режим) он падал до 70%. Максимальные параметры клистрона: частота 3125 Мгц, ускоряющее напряжение 23 кВ, ток пучка 2,6 а, выходная мощность импульсная 15 кВт, средняя 300 Вт, к.п.д. 25%. Вес прибора 6,4 кг.

Слалом-фокусировка [15.14]. На рис. 15.14 изображена схема фокусирующей системы, состоящей из последовательности штырей, расположенных между двумя пластинами. На пластины подан отрицательный потенциал по отношению к катоду. Если в такую систему ввести под углом ленточный электронный поток, то его электроны будут двигаться следующим образом. Пройдя между штырями, электрон вступит в тормозящее (отражающее) электростатическое поле, которое отклонит траекторию назад, к ряду штырей. Получив ускорение и пройдя промежуток между соседними штырями, электрон снова попадает в отражающее поле, затем процесс повторяется. Таким образом, электрон поочередно огибает каждый из штырей. Такое движение напоминает движение лыжника-слаломиста, объезжающего препятствия, что и дало повод применить наименование «слалом»-фокусировки. Эксперимент показал, что она может обеспечить удовле-

творительную фокусировку (коэффициент токопрохождения 97% при $P_{\mu} = 2$ и 92% при $P_{\mu} = 4,2$) и найти применение, например, в лампах с обратной волной. Наблюдается критичность к условиям ввода пучка в фокусирующую систему.

«Лестничные» линии [15.19, 15.30]. Схема фокусировки при помощи «лестничной» линии с отражающими пла-

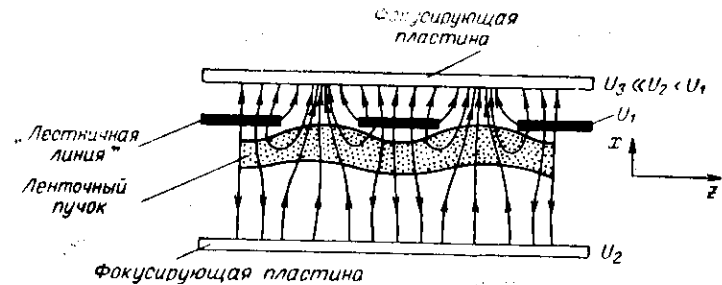


Рис. 15.15. Схема фокусировки при помощи «лестничной» линии.

стинами представлена на рис. 15.15. Этот тип фокусировки напоминает по принципу действия слалом-фокусировку, однако здесь ленточный поток движется с одной стороны от замедляющей системы. Движение электронов нетрудно проследить по представленной картине силовых линий. Лампа с обратной волной с такой фокусирующей системой (офитрон, [15.30]) обладает выходной мощностью порядка нескольких милливатт в диапазоне 7,3—11,3 Мгц при токе 6 ма и ускоряющем напряжении 500—1500 в. Вес лампы 225 г. Отмечается отсутствие ионных колебаний в спектре генерируемых частот. Сдвоенная лестничная линия [15.19] использовалась в качестве фокусирующей и замедляющей системы в усилителе с бегущей волной диапазона 1,6—2,4 Ггц. Коэффициент токопрохождения более 90% наблюдался при напряжениях от 500—600 до 1200 в, микропервеанс пучка 3,5—2,5, усиление до 25 дб.

ИОНЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКАХ. ИОННАЯ ФОКУСИРОВКА

§ 16.1. ПОЛОЖИТЕЛЬНЫЕ ИОНЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКАХ

В электровакуумных приборах давление остаточных газов обычно имеет величину порядка 10^{-6} — 10^{-8} мм рт. ст. При таком вакууме в объеме находится еще очень большое количество молекул. Исследования парциальных давлений газов в отпаянной ЛБВ [16.1] показали, что остаточный газ состоит в основном из молекул азота с молекулярным весом 28. В состав остаточного газа

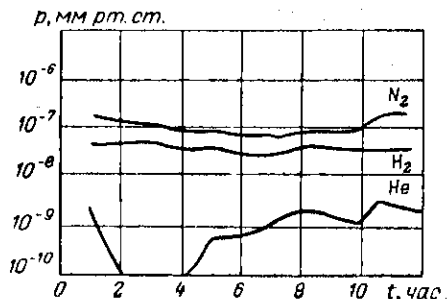


Рис. 16.1. Парциальные давления газов в мощной ЛБВ в течение 12 час работы [16.1].

входят также молекулярный водород и гелий, но в меньших количествах (рис. 16.1).

Остаточный газ находится в тепловом равновесии со стенками. Следовательно, его температуру можно считать равной рабочей температуре прибора.

Сталкиваясь с молекулами остаточных газов, первичные электроны могут производить ударную ионизацию, в результате которой образуется положительный ион и электрон. Этот электрон можно называть медленным, потому, что его энергия в среднем имеет порядок 1—10 эв [16.2], что значительно меньше, чем энергия первичных электронов.

Такие процессы, как многократная ионизация или образование отрицательного иона за счет «захвата» электрона нейтральной молекулой, мы учитывать не будем, поскольку их вероятность мала по сравнению с вероятностью образования пары положительный ион—медленный электрон [16.3].

Масса электрона m в 1820 раз меньше массы протона и в десятки тысяч раз меньше массы молекулы азота или кислорода. Поэтому масса иона M практически не отличается от массы молекулы до ионизации. Для азота N_2 , например, $\frac{M}{m} \approx 5,16 \cdot 10^4$.

При ионизации молекулы быстрым (первичным) электроном последний передает ей сравнительно небольшое количество энергии. Мала также энергия кулоновского взаимодействия ионов. Поэтому в первом приближении можно считать, что ионы в электронных потоках находятся в состоянии, близком к состоянию идеального газа [16.4].

Среднюю тепловую скорость иона v_{it} принято выражать через эквивалентный потенциал U_i по формуле [16.4]

$$v_{it} = \sqrt{\frac{eU_i}{2\pi M}} \quad (16.1)$$

Температуре 300° К соответствует $U_i \approx 0,026$ в.

Количество ионов, образуемых одним электроном в газе на пути в 1 см при давлении $p=1$ мм рт. ст. и температуре 20° С, называется коэффициентом ионизации ν . Он зависит от скорости ионизирующего электрона и рода газа. Из графиков рис. 16.2 видно, что с ростом энергии первичного электрона вероятность ионизации сначала резко растет, достигает максимума при напряжении порядка 100 в, а затем медленно уменьшается. Минимальная энергия первичного электрона в электронвольтах, при которой возможна ионизация молекул

данного газа, называется потенциалом ионизации. Потенциал ионизации имеет величину порядка десятков вольт.

Наряду с процессом образования ионов в области, занятой электронным пучком, идет процесс уменьшения их количества за счет ухода из рассматриваемого объема под действием тепловых скоростей, за счет действия внешнего электрического поля и за счет рекомбинации.

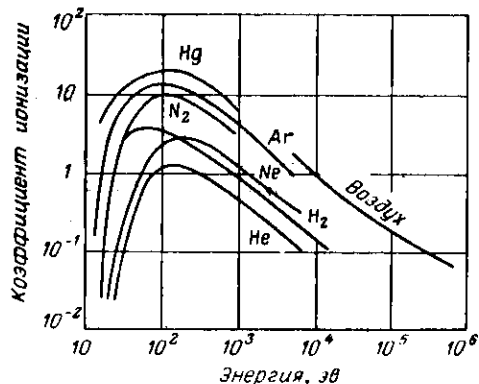


Рис. 16.2. Зависимость коэффициента ионизации ϵ от энергии первичных электронов для некоторых газов.

Через несколько микросекунд после включения пучка наступает динамическое равновесие, когда в единице объема количество образующихся ионов равно количеству уходящих.

Количество ионов в единице объема можно характеризовать либо объемной плотностью ионных зарядов ρ_i , либо просто *плотностью* (концентрацией) ионов n_i , связанных очевидным соотношением $\rho_i = n_i e$ (положительная величина).

Точно также, количество электронов в объеме можно характеризовать как объемной плотностью электронного заряда ρ_e , так и просто *плотностью* (концентрацией) электронов n_e , причем $\rho_e = n_e (-e)$ (отрицательная величина). Для большинства потоков, применяемых в приборах СВЧ, n_e имеет величину порядка $10^8 - 10^9 \text{ см}^{-3}$.

Наличие положительных ионов в электронном потоке, нейтрализующих в определенной степени пространственный заряд самого пучка и уменьшающих расталкивательные силы, изменяет условия фокусировки. Степенью нейтрализации можно считать отношение n_i/n_e . При рассмотрении степени ионизации можно выделить четыре характерных случая:

1) $n_i \ll n_e$ — ионы настолько мало компенсируют объемный заряд пучка, что их эффектом можно пренебречь;

2) $n_i < n_e$ — частичная нейтрализация. Влияние ионов на движение электронов может стать заметным;

3) $n_i = n_e$ — полная нейтрализация. В объеме, занятом потоком, находится в среднем электрически нейтральная электронно-ионная плазма;

4) $n_i > n_e$ — так называемая «перекомпенсация», при которой возможно удержание электронов потока столбом положительного заряда.

Степень нейтрализации зависит от целого ряда факторов, главными из которых являются давление остаточных газов и напряженность электрического поля, уводящая ионы из рассматриваемого объема. Чтобы вычислить степень нейтрализации ионами электронного объемного заряда пучка и оценить тем самым их влияние на ход электронных траекторий, необходимо составить и решить уравнение баланса ионов. Ряд выражений для плотности ионов в пучке, справедливых в некоторых частных случаях, будет приведен в следующем параграфе.

Концентрацию (плотность) ионов необходимо знать не только для оценки их влияния на фокусировку пучка. Известно [16.5], что наличие ионов в пучке приводит к появлению паразитных колебаний (шумов), частота которых вблизи несущей сигнала занимает полосу около $10^4 - 10^7 \text{ гц}$. Интенсивность ионных шумов, которая на четыре-пять порядков превышает интенсивность обычных дробовых шумов, резко возрастает с ростом концентрации ионов n_i .

Рассмотрим, каким образом могут двигаться ионы в электронных пучках в отсутствие и при наличии магнитного поля.

Пусть сплошной аксиально-симметричный электронный поток частично заполняет пролетную трубку дрейфа (рис. 16.3). Магнитное поле отсутствует. Мы знаем, что за счет объемного заряда существует провисание потенциала (§ 2.3, 14.2). Под действием радиального электрического поля положительный ион, возникший в некото-

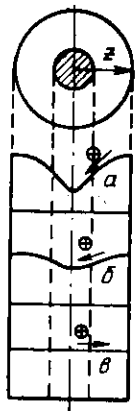


Рис. 16.3. Распределение потенциала в поперечном сечении электронного пучка при различной степени нейтрализации отрицательного заряда положительными ионами:

a — малая нейтрализация; *b* — частичная нейтрализация; *v* — полная нейтрализация. Кружок с крестиком означает ион. Стрелка указывает направление его движения.

рой точке, станет перемещаться к оси. Это движение будет происходить практически по радиусу, так как средняя начальная скорость иона очень мала по сравнению с той радиальной скоростью, которую он приобретает в радиальном поле пучка даже на небольшом пути. На оси пучка потенциальная энергия иона полностью превратится в кинетическую, так что отдельный ион в поле цилиндрического пучка будет совершать колебания по диаметру. За счет потерь энергии при соударении ионов с другими ионами и молекулами остаточных газов, эти колебания будут постепенно затухать. Следовательно, с течением времени в пучке будет накапливаться все больше и больше ионов. Естественно, что наши рассуждения справедливы при условии, что отсутствует направленное движение ионов, которое могло бы создать их постоянную «утечку» из рассматриваемого объема.

При полной нейтрализации колебания ионов по радиусу пучка будут отсутствовать. Однако при этом воз-

можны так называемые ионные плазменные колебания [16.6] с частотой

$$\omega_{oi} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_i}{M}}, \quad (16.2)$$

амплитуда которых очень мала*.

Допустим теперь, что пучок находится в продольном магнитном поле. Это поле сразу ограничивает радиальное движение медленных электронов, образовавшихся при ионизации. Суммарная плотность электронов в пучке при наличии магнитного поля должна возрасти. Медленные электроны теперь вынуждены дрейфовать только в направлении силовых линий магнитного поля, описывая в поперечной плоскости окружности небольшого радиуса, определяемого начальной поперечной скоростью электрона.

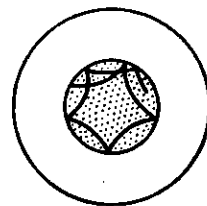


Рис. 16.4. Искривление ионных траекторий под действием продольного магнитного поля.

Магнитное поле будет действовать и на ионы, искривляя их траектории. Но так как масса иона велика по сравнению с массой электрона, то циклотронные радиусы ионов будут значительно большими, чем электронные. Так, например, для ионов, движущихся со средней тепловой скоростью в полях порядка 100—1000 гс этот радиус вращения будет иметь порядок 10—1 мм. Как видим, поперечный размер такой ионной орбиты сравним с размерами пучка.

Если же радиальные компоненты скорости значительно больше тепловых, то соответственно больше будут и циклотронные радиусы. Следовательно, на траектории таких ионов магнитное поле оказывает очень небольшое влияние. Их движение определяется в основном действием электрического поля. Таким образом, ионы в «потенциальной яме» пучка по-прежнему будут совершать колебания, однако уже не по радиусу, а по своеобразной «розетке» (рис. 16.4).

* Здесь и далее в гл. 16 сохраним в формулах систему единиц CGSE, принятую в большинстве книг, в которых описываются рассматриваемые процессы.

Если же учесть соударения, то окажется, что и в этом случае ионы, постепенно теряя энергию, будут «скатываться» к оси пучка. По прошествии некоторого времени вблизи оси пучка образуется тонкий плотный столб, или шнур ионов. Образование этого шнура будет иметь место и в том случае, когда происходит удаление ионов в продольном направлении под действием краевого поля анодного отверстия, если только время пребывания иона в приборе велико настолько, что ион претерпевает количество соударений, достаточное для полной потери его энергии колебаний. Произведем оценки. Допустим, имеется продольный градиент поля $E=100$ в/м, длина прибора $z=0,5$ м. Тогда время движения иона от коллектора к аноду будет равно

$$t = \sqrt{\frac{2z}{\eta E}} \sqrt{\frac{M}{m}} \approx 10^{-8} \text{ сек.}$$

Частота соударений ν_{ii} иона с ионом, если ее оценить по формуле (6.28) работы [16.7], для близких к реальности значений плотности ионов и давления, будет иметь порядок примерно 10^5 — 10^6 гц. Следовательно, ион претерпит несколько соударений и может потерять значительную часть своей энергии. Таким образом, мы рассмотрели возможный механизм образования тонкого ионного шнура в центре пучка. Его существование даже при относительно хорошем вакууме порядка 10^{-7} — 10^{-6} мм рт. ст. находит четкое подтверждение в образовании на катоде так называемого *ионного пятна*, представляющего собой «выбитый» участок оксидного покрытия или разрушенного зерна катода в виде небольшого пятнышка в центре катода*, проработавшего некоторое время. Как показано в § 13.2, наличие ионного пятна может привести к очень сильным искажениям формирования потока.

Рассмотрим теперь возможные способы отвода ионов из пучка. Если применяется электростатическая фокуси-

* Следует обратить внимание на то обстоятельство, что в самой пушке происходит фокусировка положительных ионов на центральную часть катода, так что, по-видимому, оба эти эффекта складываются. Однако в длинной трубке дрейфа ионов образуется гораздо больше, чем в пушке, и поэтому, как нам кажется, основной причиной образования ионного пятна является тонкий плотный пучок ионов, образующийся на оси длинного электронного потока.

ровка (периодическая или ЦЭФ, гл. 15), то сильные поперечные электрические поля быстро уведут ионы из потока, так что время их пребывания в приборе мало. Аналогично, в таких системах сразу удаляются из канала медленные электроны. Если же применяется фокуси-

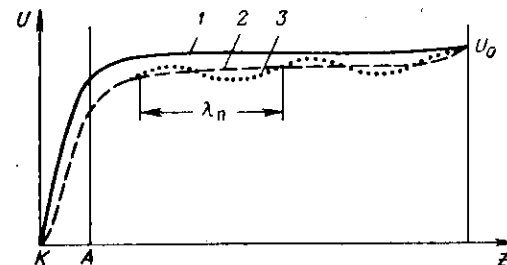


Рис. 16.5. Распределение потенциала в продольном сечении электронного пучка:

1 — потенциал на оси в отсутствие пространственного заряда; 2 — потенциал на оси пучка в отсутствие пульсаций; 3 — потенциал на оси при наличии пульсаций.

ровка пучка продольным магнитным полем, то отвод ионов, если не приняты специальные меры, возможен в основном только в продольном направлении за счет краевого поля на концах трубки дрейфа.

На рис. 16.5 показано распределение потенциала вдоль оси системы, состоящей из пушки и трубки дрейфа (пролетного канала). Электрическое поле из области катод—анод проникает довольно далеко в трубку дрейфа. Максимальное значение потенциала в статическом пучке будет в плоскости коллектора. При наличии пространственного заряда пучка потенциал во всех точках понизится. Можно считать, что если пучок не пульсирует, то распределение потенциала на оси представляется монотонной функцией $U(z)$. Тогда в каждой точке имеется продольная компонента электрического поля, которая будет перемещать ионы к катоду*.

* Когда необходимо защитить катод от попадания основной массы ионов, применяют на электродинамической системе потенциал более низкий, чем на аноде, и еще более низкий — на коллекторе. При этом все ионы из пространства взаимодействия «скатываются» в коллектор.

Если пучок имеет заметные пульсации, то продольное распределение потенциала будет иметь периодические возмущения. Когда они достаточно велики, то монотонность функции $U(z)$ будет нарушена. В этом случае в пучке будет несколько «потенциальных ям», где будут скапливаться ионы (рис. 16.5).

Ионную ловушку можно создать специально, если анод изолировать от трубки дрейфа и подать на него несколько более высокий потенциал. Тогда создается потенциальный барьер, который ионы не смогут преодолеть.

§ 16.2. НАКОПЛЕНИЕ И БАЛАНС ИОНОВ

Описание процесса накопления ионов в цилиндрическом пучке было проведено рядом авторов на основе уравнения баланса ионного заряда. Линдер и Гернквист [16.4] предположили, что ионы внутри пучка представляют собой идеальный заряженный газ. Тогда распределение плотности ионов по радиусу в цилиндрическом пучке может быть записано через функцию Больцмана, а именно:

$$\rho_i(r) = \rho_{i0} e^{-\frac{\delta U(r)}{U_i}}, \quad (16.3)$$

где $\rho_i(r)$ — плотность ионов в рассматриваемой точке;

ρ_{i0} — плотность ионов на оси электронного пучка;
 $\delta U(r)$ — разность потенциалов между осью пучка и рассматриваемой точкой r .

Потенциал U_i , соответствующий тепловой скорости иона, определяется выражением:

$$U_i = \frac{kT}{e}.$$

Здесь k — постоянная Больцмана; T — температура газа (в °К), e — заряд электрона.

При тепловом балансе полагается, что в состоянии равновесия количество ионов, образуемых в единицу времени в пучке на единице его длины, равно числу ионов, уходящих за то же время через боковую цилиндрическую поверхность за счет тепловой скорости (16.1).

Количество образовавшихся при ионизации ионов

в единицу времени на единицу длины пучка радиуса R определяется следующим соотношением:

$$\left(\frac{dQ_i}{dt}\right)_1 = \pi R^2 \epsilon \rho_e v_e p, \quad (16.4)$$

где πR^2 — площадь поперечного сечения потока;

ϵ — коэффициент ионизации газа;

ρ_e — плотность заряда первичных электронов (потока);

v_e — скорость пучка;

p — давление газа в объеме, где проходит пучок.

Число уходящих из пучка ионов равно произведению плотности ионного заряда на краю пучка, умноженной на тепловую скорость v_{iT} и площадь цилиндрической поверхности пучка на единице длины:

$$\left(\frac{dQ_i}{dt}\right)_2 = 2\pi R n_{i0} e^{-\frac{\delta U(R)}{U_i}} v_{iT}. \quad (16.5)$$

Таким образом, уравнение баланса Линдера и Гернквиста имеет следующий вид:

$$\pi R^2 \epsilon \rho_e v_e p = 2\pi R \rho_{i0} \sqrt{\frac{eU_i}{2\pi M}} e^{-\frac{\delta U(R)}{U_i}}. \quad (16.6)$$

Отсюда можно определить плотность ионов на оси электронного пучка:

$$\rho_{i0} = \frac{R \epsilon \rho_e v_e p}{2 \sqrt{\frac{eU_i}{2\pi M}} e^{-\frac{\delta U(R)}{U_i}}}. \quad (16.7)$$

Если пучок полностью нейтрализован, так что $\rho_{i0} = \rho_e$ в любой точке электронного пучка, и, следовательно, поперечная разность потенциалов $\delta U(r)$ равна нулю, то из уравнения (16.6) можно вычислить давление нейтрализации электронного заряда ионным:

$$p_n = \frac{1}{\sqrt{\pi \epsilon R}} \left(\frac{m}{M} \cdot \frac{U_i}{U}\right)^{1/2}, \quad (16.8)$$

где U — ускоряющее напряжение пучка; m — масса электрона.

При давлении нейтрализации p_n в электронном пучке отсутствуют силы, расталкивающие электроны. По нашему мнению, уравнение (16.6) справедливо лишь вблизи $p \approx p_n$, а не в широкой области давлений $p \lesssim p_n$, как это полагается в работе [16.4]. Действительно, если, например, $\delta U(R) \sim 2,6 \cdot 10^{-1}$ в, то плотность ионов на краю пучка уже спадает в $\sim e^{10}$ раз, поскольку при температуре газа $T = 300^\circ \text{K}$ «тепловой потенциал» $U_i \approx 2,6 \cdot 10^{-2}$ в.

Вследствие столь резкого спада плотности ионов по радиусу их уход через боковую поверхность пучка, обусловленный тепловой скоростью (16.1), ничтожно мал. Количество же ионов, образуемых при ионизации в единицу времени, велико и превосходит число ионов, уходящих за это время из пучка. Поэтому ионы будут накапливаться в таком количестве, что наступит состояние, близкое к полной нейтрализации, т. е. $\rho_i = \rho_e$.

Согласно уравнению Линдера и Герквиста электронные пучки будут нейтрализованы даже при очень высоком вакууме. Однако экспериментальные исследования показывают, что это отнюдь не так. С уменьшением давления плотность ионов падает, растет нескомпенсированный электронный заряд; под действием радиальных сил, обусловленных электронным зарядом, в отсутствие магнитного поля пучки расширяются [16.8]. Следовательно, при $p < p_n$ будет $\rho_i < \rho_e$, т. е. пучок компенсирован частично. Причиной снижения ионной плотности может быть дрейф ионов под действием внешнего электрического поля (см. § 1).

В противоположность Линдеру и Герквисту Филд [16.8] предположил, что причиной ухода ионов из пучка является осевой градиент электрического поля. В этом случае плотность ионного заряда определяется формулой

$$\rho_i(z) = \int_0^z \frac{I e(U) p dz'}{\pi R^2 \left\{ 2 \frac{e}{M} [U(z) - U(z')] \right\}^{1/2}}, \quad (16.9)$$

где I — ток в пучке;

$U(z')$ — потенциал в точке образования иона;

$U(z)$ — потенциал в рассматриваемой точке пучка.

Физически интеграл (16.9) означает, что в рассматриваемой плоскости z собираются все ионы, образовавшиеся

ся во всех точках z' с более высоким потенциалом, т. е. начиная от коллектора и до плоскости z . В том случае, если кривая распределения потенциала в области дрейфа имеет максимум, ионы будут уходить как вправо, так и влево от плоскости, соответствующей максимуму, т. е. от точки, где продольное электрическое поле равно нулю.

По всей видимости, уравнение Филда применимо лишь в тех случаях, когда продольная составляющая градиента электрического поля значительно превосходит поперечную составляющую, обусловленную пространственным зарядом. Действительно, в этом случае ион, образованный в некоторой точке пучка радиуса r , будет испытывать столь сильное воздействие продольного поля, что не успеет за время своего пребывания в пучке достичь оси. Если электронный заряд пучка скомпенсирован незначительно, то поперечная напряженность электрического поля на краю пучка равна

$$E_r = \frac{-I}{2\pi R e_0 v_e}.$$

Для пучка с током $I = 0,1$ а, $R = 1$ см и $U = 1000$ в напряженность $E_r \sim 100$ в/см. Очевидно, удовлетворить условию $E_z \gg E_r$ можно лишь в редких случаях, а именно в области катод — анод пушки или в случае состояния, близкого к полной нейтрализации электронного заряда. В этом последнем случае уравнение Филда справедливо тогда, когда продольная скорость иона, приобретаемая на малом отрезке $\Delta z \ll R$, намного больше тепловой скорости:

$$v_i(\Delta z) \gg v_{i,T}. \quad (16.10)$$

Предполагая $E_z = \text{const}$, из неравенства (16.10) с учетом (16.1) можно найти такое продольное электрическое поле, при котором справедливо уравнение Филда:

$$E_z \gg \frac{10^6 U_i}{4\pi \Delta z}. \quad (16.11)$$

Если, например, радиус пучка $R = 1$ см, а $\Delta z \sim 0,1R$, то E_z должно быть значительно больше 2 в/см.

Хайнс и другие [16.18] экспериментально исследовали степень нейтрализации электронного заряда ионами

в пучке при магнитной фокусировке. Результаты эксперимента представлены на рис. 16.6.

Из графика следует, что в условиях указанного эксперимента при давлении 10^{-6} мм рт. ст. пучок был нейтрализован примерно на 50%, а при давлении 10^{-7} мм рт. ст. нейтрализация составляет 10—15%.

Поскольку согласование между экспериментом и теорией удовлетворительное, то Хайнс и др. пришли к вы-

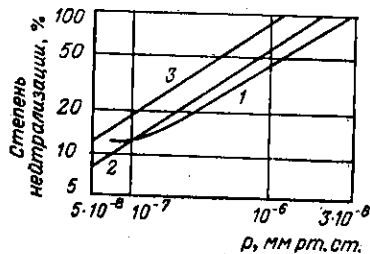


Рис. 16.6. Зависимость степени нейтрализации от давления остаточного газа:

1 — экспериментальная кривая для пучка с током 15 ма и ускоряющим напряжением 1000 в [16.18]. Кривые 2 и 3 рассчитаны [16.18] по уравнению Филда при отношении радиуса трубы дрейфа к радиусу пучка, равном 2 (кривая 2) и 1 (кривая 3).

нение Филда лучше всего применимо в прикатодной области, где обычно продольные составляющие электрического поля достаточно велики по сравнению с радиальными. Более правильным для аксиально-симметричного пучка, по нашему мнению, является учет как осевого дрейфа ионов под действием продольного электрического поля, так и их уход в поперечном направлении. При этом радиальное распределение ионов описывается по-прежнему функцией Больцмана. Из физических соображений ясно, что при наличии осевого дрейфа ионов при распределении по радиусу в виде функции Больцмана плотность возрастает по сравнению с той, которая следует из (16.9). Действительно в этом случае вместо поперечного сечения всего пучка πR^2 , стоящего в знаменателе (16.9), следует ввести некоторую эффективную площадь ионного столба, значительно меньшую, чем πR^2 .

Это приведет к тому, что даже при высоком вакууме в пучке будет значительное количество ионов, которые будут сосредоточены вблизи оси пучка.

§ 16.3. ФИЗИЧЕСКОЕ ОБЪЯСНЕНИЕ ИОННОЙ ФОКУСИРОВКИ И ЕЕ ОСОБЕННОСТЕЙ

Филд [16.8] экспериментально исследовал расширение электронных пучков при различных давлениях газа (рис. 16.7). Эти исследования показали, что низковольтный электронный пучок начинает расходиться при более высоком вакууме, чем высоковольтный. При давлении нейтрализации p_H пучок сохраняет свой начальный радиус на всем протяжении пространства дрейфа. Поскольку единственной причиной ухода ионов из пучка было продольное электрическое поле, уводящее ионы на катод, то было естественным устранить дрейф ионов на катод с помощью ионной «ловушки». «Ловушка» содержит специальный электрод, установленный перед входом в трубку дрейфа, на который подается более высокий потенциал, чем на трубку дрейфа (рис. 16.8,а). При этом

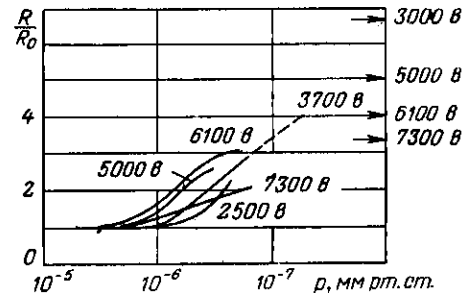


Рис. 16.7. Зависимость относительной расходимости пучка в пространстве дрейфа от давления остаточного газа.

$I=50$ ма, $j=0,1$ а/см², длина трубки дрейфа 36 см. Стрелки справа на оси ординат показывают теоретические значения относительной расходимости пучка при $p=10^{-8}$ мм рт. ст. при соответствующих напряжениях.

распределение потенциала вдоль пучка имеет вид, изображенный на рис. 16.8,б.

В системе с «ловушкой» (рис. 16.8,а) причина осевого ухода ионов устранена, поэтому возможно накопле-

ние ионов вплоть до состояния полной нейтрализации, даже при достаточно хорошем вакууме ($p < p_{и}$). Филд [16.8] исследовал также эффективность фокусировки пучка ионами при низких давлениях при наличии «ловушки» и экспериментально пропускал весь электронный пучок при давлении $p = 5 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст. через трубку длиной

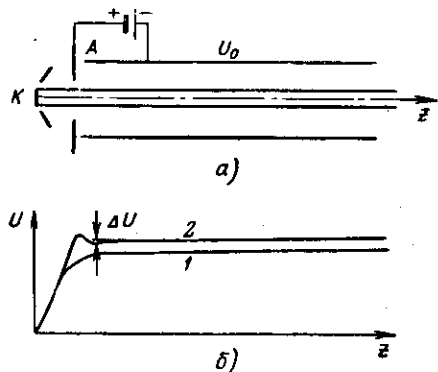


Рис. 16.8. Схема оптической системы (а) и распределение продольного потенциала в пучке при ионной фокусировке с «ловушкой» (б):

1 — без ловушки; 2 — с ловушкой.

36 см ($I = 130$ ма, $U = 7500$ в). Радиус пучка в конце трубки дрейфа был всего на 10% больше радиуса на входе. При этом радиус трубки в три раза превышал радиус пучка и напряжение на ловушке относительно трубки дрейфа составляло 15—30 в. Эти результаты положили начало экспериментальным исследованиям ионной фокусировки в высоком вакууме.

Гинзтон и Вадиа [16.12] изучали эффективность ионной «ловушки» в электронно-оптических системах, применяемых в ЛБВ и клистропах. Однако тщательные исследования показали, что наибольший коэффициент токопрохождения не превышает 25%. Причины такого низкого коэффициента токопрохождения отмечены в работе [16.9] и состоят в том, что в реальных пучках электроны имеют значительные радиальные скорости. При $\rho_i = \rho_e$ в поперечном направлении отсутствуют силы, которые могли бы удерживать электроны, и они уходят на

стенки трубки дрейфа. Именно поэтому для получения ионной фокусировки необходимо создать такой режим в пучке, когда $\rho_i > \rho_e$. В этом случае в пучке возникают радиальные силы, обусловленные избыточным положительным зарядом ионов, удерживающим электроны. Чем выше плотность ионов, тем «жестче» фокусировка.

Для того чтобы определить характер движения электронов в ионно-сфокусированном пучке, необходимо определить плотность заряда ионов в режиме $\rho_i > \rho_e$ и радиальное электрическое поле на границе пучка. Теоретическое исследование плотности заряда ионов в пучке при $\rho_i > \rho_e$ было проведено Шерцером [16.13]. Он полагал, что при $\rho_i > \rho_e$ ионы уходят из потока под действием собственного радиального поля.

Уравнение плотности ионов при $\rho_i > \rho_e$ можно получить, используя дифференциальную форму уравнения непрерывности в цилиндрической системе координат. Если предположить, что рекомбинация ионов отсутствует, вторичные электроны, образуемые при ионизации, рассеиваются из пучка и электроны и ионы из внешнего по отношению к пучку пространства не попадают вновь в пучок, то уравнение непрерывности имеет вид

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r j_r) = \rho_e \varepsilon(U) v_e p. \quad (16.12)$$

Здесь $j_r = \rho_i(r) v_i(r)$ — радиальная компонента плотности тока ионов;

$v_i(r) = \sqrt{\frac{2e}{m} [U(r') - U(r)]}$ — радиальные скорости ионов;

r' — координата образования иона.

Из уравнения (16.12) легко получить плотность ионов в «перекомпенсированном» режиме

$$\rho_i(r) = \frac{v_e \rho_e}{r \sqrt{\frac{2e}{m}}} \int_0^r \frac{\rho_e r' dr'}{\sqrt{U(r') - U(r)}}. \quad (16.13)$$

Уравнение Шерцера (16.12) справедливо при наличии ионной «ловушки». Если ионная ловушка отсутствует, то в уравнении (16.12) следует учитывать еще один член

$(\partial j_z / \partial z)$, который может привести к заметному снижению плотности ионов в пучке.

В теории ионно-сфокусированного пучка используют обычно уравнения Шерцера в предположении, что $\rho_i = \text{const}$ по сечению.

В этом случае уравнение принимает следующий вид [16.14]:

$$\rho_i = \frac{\sqrt{\frac{M}{2e}} v_a \epsilon_r \epsilon_p \rho}{\sqrt{\rho_i - \rho_e}}. \quad (16.14)$$

Рассмотрим некоторые особенности ионно-сфокусированного электронного потока.

1. Во многих работах по ионной фокусировке полагают, что в принципе возможно фокусировать токи любой силы и плотности.

Однако Пирс [16.15] показал теоретически, что в ионно-сфокусированном пучке при определенной плотности ионов могут возникать колебания с частотой, определяемой формулой (16.2). Вследствие этого происходит возмущение формы пучка, что приводит к оседанию тока на стенках трубки дрейфа.

Предельный ток пучка, при котором еще отсутствуют колебания, определяется зависимостью

$$I [a] = 190 \cdot 10^{-9} U^{3/2} \left[1 + \left(1,31 \frac{r}{L} \right)^2 \right], \quad (16.15)$$

где r — радиус трубы дрейфа;

L — длина пучка;

U — напряжение пучка в вольтах.

Предельный ток в отсутствие ионов равен

$$I [a] = 29,3 \cdot 10^{-9} U^{3/2}.$$

Таким образом, теоретически, токи, которые можно пропускать через трубу дрейфа в ионно-сфокусированном пучке, должны лишь примерно в 6 раз превосходить предельный ток, вычисленный для высокого вакуума. Однако экспериментальные исследования не обнаружили предсказанного Пирсом эффекта. Причиной этого являются либо неточности решения задачи, либо то, что

предсказанные колебания возникают при очень больших плотностях тока.

2. Способность пучков проходить через изогнутые металлические трубки или вблизи изогнутых металлических пластин. Механизм этого явления состоит в том, что между электронным пучком, в котором преобладает положительный заряд, и стенкой трубки дрейфа возникает разность потенциалов. Силы, действующие на электроны пучка, направлены от стенки (металла), т. е. электроны пучка отталкиваются от стенки. Поскольку заряд в пучке положительный, то силы электрического поля в пучке препятствуют уходу электронов из пучка.

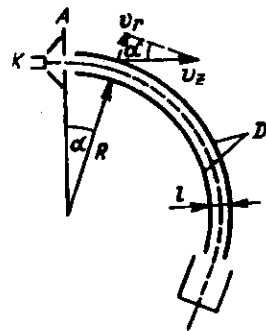


Рис. 16.9. Схема прибора для исследования эффекта изгибания пучка при ионной фокусировке.

Приближенную оценку разности потенциалов между ленточным пучком и металлической изогнутой плоскостью можно дать из физических соображений [16.16]. Изгибание пучка вдоль пластины (рис. 16.9) возможно в том случае, когда радиальная кинетическая энергия электронов в пучке меньше потенциальной энергии радиального электрического поля:

$$\frac{mv_r^2}{2} \leq eU_r. \quad (16.16)$$

Здесь v_r — радиальная составляющая скорости электрона; U_r — разность потенциалов между пучком и металлической стенкой.

Из рис. (16.9) следует, что

$$v_r = v_z \cos \alpha = \sqrt{\frac{2e}{M}} U \frac{\sqrt{Rl + l^2/4}}{R + l/2}. \quad (16.17)$$

Подставляя (16.17) в (16.16), имеем для разности потенциалов соотношение

$$U_r \geq U \frac{l(R + l/4)}{R + l/2}. \quad (16.18)$$

Оценки U_r для экспериментальных условий работы [16.16] дают величину порядка (5—10) v .

Для изгибания пучка необходимо, чтобы пластины в области дрейфа имели более низкий потенциал, чем ускоряющие напряжения пучка. Это объясняется тем, что при входе в пространство дрейфа скорость электронов должна быть уменьшена настолько, чтобы их энергия, обусловленная радиальной составляющей скорости, была недостаточной для преодоления тормозящего скачка потенциала между пучком и металлической стенкой. Отсюда следует, что существует оптимальное значение потенциала пластины $U_{\text{опт}}$, когда токопрохождение наилучшее. При очень больших значениях потенциала пластин пучок не проходит через область дрейфа, рассеиваясь на трубке дрейфа, а при $U \ll U_{\text{опт}}$, как бы «застревает» на выходе между ускоряющим анодом и пластинами.

3. Основное достоинство ионной фокусировки состоит в том, что она не требует никакой специальной фокусирующей системы и почти никакой затраты энергии, кроме потерь на ионизацию, которые ничтожно малы. Вследствие этого приборы с ионной фокусировкой должны иметь очень малый вес.

§ 16.4. ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ ПРИ ИОННОЙ ФОКУСИРОВКЕ

Вывод уравнения движения электронов в ионно-сфокусированном электронном пучке проведем, следуя работе Л. Э. Бахраха и Ю. Д. Жаркова [16.14], в которой ясно физически излагается подход к решению задачи. Полученное в работе [16.14] уравнение движения полностью совпадает с таковым, выведенным на основе более строгой теории Б. И. Давыдовым и С. И. Брагинским [16.17]. Для аксиально-симметричного потока радиуса r уравнение движения крайнего электрона в ионно-сфокусированном пучке записывается в следующем виде:

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = f_+ + f_- + p_1, \quad (16.19)$$

где f_+ — направленная к оси фокусирующая сила, обусловленная положительным зарядом ионов;

f_- — расфокусирующая сила электронов пучка, направленная от оси;

p_1 — расфокусирующая сила, обусловленная поперечными тепловыми скоростями электронов (давление «электронного газа» на поверхность пучка).

Если считать, что давление электронного газа подчиняется соотношению

$$p = RT/V, \quad (16.20)$$

где T — абсолютная температура;

V — грамм-молекулярный объем;

R — универсальная газовая постоянная, то сила, действующая на поверхность пучка S , ограничивающую объем V , определится соотношением

$$F = \frac{RT}{V} S. \quad (16.21)$$

Сила, действующая на один электрон, рассматриваемого объема, равна

$$p_1 = \frac{RT}{NV} S = \frac{2kT}{r}, \quad (16.22)$$

где k — постоянная Больцмана;

N — число электронов в рассматриваемом объеме.

В качестве уравнения состояния электронного газа в пучке полагается уравнение адиабаты

$$TV^{\gamma-1} = \text{const}. \quad (16.23)$$

Если расширение потока против сил поля происходит только в поперечном направлении, то (16.23) принимает вид

$$\frac{kT}{en_e} = \text{const}, \quad (16.24)$$

где e — заряд электрона;

n_e — плотность электронов в пучке.

Из уравнения (16.24) можно получить

$$\varphi_T r^2 = \varphi_{TK} r_K^2 = \text{const}.$$

Здесь $\varphi_{\text{т}} = kT/e$, $\varphi_{\text{тк}} = kT_{\text{к}}/e$; $T_{\text{к}}$ — температура катода; $r_{\text{к}}$ — радиус, характеризующий положение электрода на катоде.

Если предположить, что ρ_i и ρ_e — постоянные по сечению, а длина волны пульсации $\lambda_{\text{п}}$ велика по сравнению с диаметром, то, используя теорему Гаусса, можно получить выражения для сил f_+ и f_- . Полагая продольную скорость электронов $v_e = \text{const}$, получим (учитывая, что $dz = v_e dt$) следующее уравнение движения:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = -\frac{\pi \rho_i r}{U} + \frac{I}{rv_e U} + \frac{\varphi_{\text{тк}} r_{\text{к}}^2}{Ur^3}, \quad (16.25)$$

где U — ускоряющее напряжение пучка.

Аналогично можно записать уравнения движения электронов ленточного [16.14] и трубчатого пучков. При анализе уравнения (16.25) в него следует подставить ρ_i и выражения (16.14).

Решение уравнения ищется в виде

$$r = r_m (1 + \delta), \quad (16.26)$$

где r_m — равновесный радиус пучка;

δ — относительная амплитуда пульсации границы пучка.

Подстановка (16.26) в уравнение движения дает линейное дифференциальное уравнение для δ :

$$\frac{d^2 \delta}{dz^2} + \omega^2 \delta = 0, \quad (16.27)$$

где ω есть функция давления p , напряжения U , температуры $T_{\text{к}}$, коэффициента ионизации ε и тока пучка I .

Уравнение (16.27) имеет решение

$$\delta = \delta(0) \cos \omega z + \frac{1}{\omega} \left(\frac{d\delta}{dz} \right)_0 \sin \omega z. \quad (16.28)$$

Здесь $\delta(0)$ и $\left(\frac{d\delta}{dz} \right)_0$ — значения функций при $z = 0$.

Из (16.28) можно получить основные зависимости равновесного радиуса r_m , длины волны пульсации $\lambda_{\text{п}}$ и относительной пульсации δ_1 от давления газа, тока пучка,

скорости электронов и т. д. При этом оказывается, что общий характер зависимостей одинаков для аксиально-симметричного сплошного и трубчатого пучков. Эти формулы получены в работе [16.17] на основе строгого решения.

Выражения для r_m , $\lambda_{\text{п}}$ и δ_1 имеют несложный вид в двух предельных случаях:

если

$$\frac{\rho_i - \rho_e}{\rho_e} \ll 1, \quad (16.29)$$

то справедливы следующие зависимости:

$$\begin{aligned} r_m [\text{см}] &= 0,15 \left(\frac{\varphi_{\text{тк}}^{1/2} r_{\text{к}}^2}{\varepsilon^2 p^2 U M} \right)^{1/2}, \\ \lambda_{\text{п}} [\text{см}] &= \frac{7,3 \cdot 10^{-2}}{\varepsilon p \sqrt{M}}, \\ \delta_1 &= \frac{1,17 \cdot 10^{-2}}{\varepsilon p r_{\text{к}}} \sqrt{\frac{U}{M \varphi_{\text{к}}}}; \end{aligned} \quad (16.30)$$

если

$$\frac{\rho_i - \rho_e}{\rho_e} \gg 1, \quad (16.31)$$

то соответствующие формулы имеют вид:

$$\begin{aligned} r_m [\text{см}] &= 1,1 \left(\frac{\varphi_{\text{тк}}^{3/2} r_{\text{к}}^3}{\varepsilon p \sqrt{M I}} \right)^{1/4}, \\ \lambda_{\text{п}} [\text{см}] &= 4,5 \left(\frac{U \sqrt{\varphi_{\text{тк}} r_{\text{к}}}}{\varepsilon p \sqrt{M I}} \right)^{1/2} + 4,25 \cdot 10^{-4} \frac{\alpha^2 U^{3/2}}{\varepsilon p \sqrt{p I}}; \\ \delta_1 &= \frac{0,95 \cdot 10^{-4} \alpha^2 U}{(\varepsilon p \sqrt{M \varphi_{\text{тк}} r_{\text{к}} I})^{1/2}}. \end{aligned} \quad (16.32)$$

В этих формулах ток выражен в микроамперах, $\varphi_{\text{тк}}$ и U — в вольтах, $\alpha = (dr/dz)_{r=r_m}$ — угол наклона касательной к траектории в точке r_m (рис. 16.10).

Равновесный радиус r_m является устойчивым. Если радиус пучка на входе близок или равен r_m , а начальный угол наклона $\alpha_0 = 0$, то колебания пучка малы или отсутствуют, а сам пучок имеет нитевидную форму. При несоблюдении этих условий радиус пучка колеблется около равновесного значения.

При этом угол наклона α не совпадает с начальным углом α_0 . Угол α тем больше, чем больше отклонение начального радиуса пучка от равновесного значения r_m и чем больше α_0 .

Ионная фокусировка обладает рядом существенных недостатков:

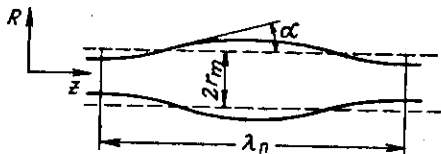


Рис. 16.10. Пульсации пучка при ионной фокусировке.

1. Фокусирующая разность потенциалов между осью и краем пучка имеет небольшую величину (порядка одного десятка вольт). Вследствие этого при ионной фокусировке электроны на входе в область дрейфа должны иметь минимальные начальные радиальные скорости.

2. Небольшое значение фокусирующей разности потенциалов делает затруднительным использование ионной фокусировки в более или менее мощных приборах, где радиальные компоненты высокочастотного электрического поля могут иметь большие абсолютные значения. Это будет приводить к разрушению ионно-сфокусированного пучка.

3. Небольшая «жесткость» фокусировки требует тщательной защиты приборов с ионной фокусировкой от действия внешних магнитных полей.

4. Наиболее слабым местом при ионной фокусировке пучков является интенсивное разрушение катода под действием ионной бомбардировки. Поэтому защита катода или создание стойких катодов является главной проблемой, от решения которой зависит создание ВЧ приборов с ионной фокусировкой.

5. Ионно-сфокусированные пучки не всегда можно использовать в импульсных приборах. Время накопления ионов, при котором получается полная нейтрализация заряда пучка, может быть оценено по формуле [16.4]

$$\tau_{\text{мин}} [\text{мксек}] = \frac{1,69 \cdot 10^{-2}}{r \alpha_0^2 (U) U^{1/2}} \quad (16.33)$$

Из этой формулы следует, что $\tau_{\text{мин}}$ имеет порядок единиц микросекунд. Для устойчивой фокусировки необходимо, чтобы длительность импульса была выше времени накопления.

Несмотря на указанные недостатки ионная фокусировка является привлекательной в силу своей простоты, принципиальной возможности трансляции больших токов и очень малого веса приборов по сравнению с другими типами фокусирующих систем.

ГЛАВА 17

КОЛЛЕКТОР ЭЛЕКТРОНОВ

Поверхность коллектора в приборе СВЧ воспринимает всю мощность, которую несет электронный поток, выходящий из электродинамической системы.

В приборах малой мощности создание коллектора не встречает каких-либо трудностей, тогда как для приборов с большой средней мощностью создание коллектора представляет самостоятельную и сложную задачу.

В статическом режиме (в отсутствие ВЧ модуляции) мощность, выделяющаяся на коллекторе, практически равна IU , где I — ток пучка, U — ускоряющее напряжение, так как потери за счет токооседания на аноде и элементах электродинамической системы обычно невелики. В динамическом режиме (при наличии ВЧ модуляции) эта мощность меньше, чем IU , так как часть своей энергии электроны отдали полю. Мощность «отработавшего» пучка тем меньше, чем выше электронный к. п. д. прибора.

При рассмотрении коллектора имеют место следующие основные проблемы: тепловой режим коллектора; ход электронных траекторий в коллекторе; вторичная эмиссия с коллектора; в ряде случаев — так называемая рекуперация энергии за счет торможения электронов в коллекторе с целью повышения к. п. д.

В данной главе основное внимание уделяется ходу электронных траекторий в коллекторе в статическом и динамическом режимах. Вопросы, связанные с расчетом системы охлаждения, с эффектами вторичной эмиссии и рекуперацией энергии, изложены весьма кратко.

При ударе электрона о поверхность коллектора его кинетическая энергия переходит в тепло, разогревающее стенки коллектора. Когда мощность пучка невелика, например доли ватта или единицы ватт, коллектор можно расположить внутри вакуумной оболочки прибора. Он охлаждается за счет лучеиспускания. Когда мощность пучка превышает несколько десятков ватт, коллектор располагают снаружи прибора, так что он является частью его вакуумной оболочки. В этом случае его охлаждение происходит за счет естественной или принудительной циркуляции воздуха. Эффективным средством улучшения теплоотвода является оребрение поверхности коллектора или применение специальных радиаторов.

При средних мощностях пучка порядка нескольких сотен ватт требуется интенсивное принудительное воздушное или жидкостное охлаждение, а при мощностях порядка киловатта и более — интенсивное жидкостное охлаждение.

Примеры конструкций коллекторов можно посмотреть на рис. 6.12, 9.13 и 12.13.

Рассчитаем расход жидкости, необходимой для охлаждения коллектора, если нужно отвести мощность W ватт. За промежуток времени Δt выделится $0,24W\Delta t$ калорий тепла. Обозначим через v расход жидкости (в $см^3/сек$), поступающей в коллектор. Масса жидкости, вводимая в коллектор за то же время Δt , будет $\rho v\Delta t$; здесь ρ — плотность жидкости (в $г/см^3$). Если обозначить через ΔT перепад температур, на который нагрелась жидкость, а c — ее удельную теплоемкость ($кал/г \cdot град$), то имеем следующее уравнение баланса тепла:

$$0,24W\Delta t = c\rho v \Delta t\Delta T.$$

Отсюда найдем, что

$$v = \frac{0,24 W}{c\rho \Delta T}.$$

В частности, для воды c и ρ равны единице. Удобно расход воды выразить в литрах в минуту, а мощность — в киловаттах. Тогда получим легко запоминающуюся формулу

$$v \left[\frac{л}{мин} \right] = 14,4 \frac{W [кВт]}{\Delta T ^\circ C}.$$

Например, при средней мощности 10 кВт и допустимом нагреве воды на 30° мы должны обеспечить расход воды 4,8 л/мин.

Спокойный режим работы коллектора будет при удельной мощности менее 0,1—0,15 кВт/см². Если подача воды происходит от сети городского водопровода с давлением не выше 2,5—3 атм, то не рекомендуется в практических конструкциях допускать тепловую нагрузку выше 0,4—0,6 кВт/см².

Большие удельные мощности можно рассеять лишь при специальной форме и обработке поверхности каналов, по которым протекает охлаждающая жидкость, и значительном увеличении давления воды на входе в канал охлаждения (см., например, [17.1—17.3]).

Однако обеспечить отвод средней мощности еще недостаточно, чтобы коллектор функционировал нормально. Может оказаться, что на каком-то небольшом участке поверхности существует местный перегрев, обусловленный неравномерностью плотности тока пучка или плохим теплоотводом (например, за счет накипи, пузырьков воздуха). Тогда температура этого участка может повыситься настолько, что вода закипит, а образовавшиеся пузырьки пара сольются в сплошную пленку, обволакивающую перегретое место. Так как пар имеет несравненно худшую теплопроводность, чем вода, теплоотвод резко ухудшается, что, в свою очередь, ведет к еще большему перегреву. Этот процесс может закончиться расплавлением перегретого участка коллектора и выходом прибора из строя.

Таким образом, для нормальной работы коллектора необходимо не только отвести среднюю мощность пучка, но и обеспечить отсутствие местных перегревов. Отсюда ясно, насколько большое значение имеет правильное определение электронных траекторий в коллекторе и выбор формы поверхности коллектора, облучаемой электронами.

§ 17.2. ТРАЕКТОРИИ ЭЛЕКТРОНОВ В КОЛЛЕКТОРЕ В СТАТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

Для отыскания формы поверхности, облучаемой электронным потоком, в первую очередь надо знать ход электронных траекторий.

В случае интенсивных пучков большой мощности применяют экранировку области коллектора от магнитного поля. Если экранировка недостаточна, то расходимость пучка в коллекторе будет малой, что влечет за собой либо неоправданно большую длину коллектора, либо большую плотность энергии в пучке, бомбардирующем коллектор. Кроме того, при наличии магнитного поля в коллекторе увеличивается вероятность пропикновения вторичных электронов с коллектора в пространство взаимодействия. Поэтому степень экранировки коллектора должна быть высокой. Для этой цели применяют такие же экраны, как и для пушек (см. гл. 7).

Вступая в коллектор, электроны движутся в более или менее быстро спадающем магнитном поле. Расчет начального участка траекторий сводится к численному интегрированию уравнения коштура пучка сначала в неоднородном магнитном поле, а затем в области, свободной от магнитного поля.

Приближенное решение можно найти, если считать, что для траекторий в коллекторе выполняются условия параксиальности. Тогда можно использовать уравнение (8.1) с соответствующими начальными условиями, которое следует проинтегрировать по B -кривой экрана (последняя должна быть известна).

Движение электронов пучка, сформированного частично экранированной пушкой, в неоднородном магнитном поле имеет много общего как вблизи пушки, так и вблизи коллектора. Однако имеется и существенное различие, связанное с различием в магнитных потоках, проходящих через границу пучка.

Чтобы оттенить особенности расширения в коллекторе пучка, сформированного частично экранированной пушкой, рассмотрим сначала идеализированный случай резко обрывающейся B -кривой*. Пусть слева от плоскости $Z=0$ имеется равновесный электронный поток, находящийся в оптимальном однородном магнитном поле с индукцией $B \geq B_B$, связанной с параметром K соотношением (11.15'). Справа от плоскости $Z=0$ магнитное поле равно нулю. Такой ступенчатой B -кривой физически сопоставляется следующая картина силовых ли-

* Обозначения и смысл всех параметров здесь точно такие же, как в гл. 11.

ний: слева от плоскости $Z=0$ силовые линии параллельны оси; вблизи указанной плоскости силовые линии резко искривляются и расходятся по радиусам; справа от плоскости $Z=0$ магнитного поля нет. Пересекая поток радиального магнитного поля, электроны пучка приобретают вращательный («раскручивающий») импульс, знак которого противоположен знаку «закручивающего» импульса, который в свое время приобрели электроны, когда границу пучка пересекал дополнительный магнитный поток (в переходной области между пушкой и участком однородного магнитного поля).

В силу того, что магнитный поток, выходящий из пучка, больше (а для ряда случаев — значительно больше), чем магнитный поток, который вошел в него за анодом пушки, «раскручивающий» импульс будет больше импульса «закручивающего». Это означает, что в свободное от магнитного поля пространство электроны вступят с определенными *азимутальными* компонентами скорости. Электронный пучок будет иметь вид не просто расходящегося потока, а раскручивающегося расходящегося потока.

Для определения траекторий в области, свободной от магнитного поля, воспользуемся уравнением (8.1), в котором положим $b(Z) \equiv 0$:

$$\frac{d^2 R}{dZ^2} - \frac{\alpha K}{R^3} - \frac{\beta}{R} = 0. \quad (17.1)$$

С целью упрощения разделим его почленно на β и введем новую переменную

$$Z_1 = \sqrt{\beta} Z. \quad (17.2)$$

Тогда получим

$$\frac{d^2 R}{dZ_1^2} - \frac{\alpha K/\beta}{R^3} - \frac{1}{R} = 0 \quad (17.3)$$

{ $\alpha K/\beta$ выражается через B/B_B формулами (11.14) и (11.15)}.

Начальными условиями задачи являются: при $Z_1 = 0$ $R(0) = 1$ и $dR/dZ_1 = 0$.

Результаты машинного интегрирования представлены на рис. 17.1 в виде зависимостей R от Z_1 при различных

356

B/B_B . Из рисунка видно, что при $B > B_B$ расширение пучка происходит сильнее, чем в случае $B = B_B$.

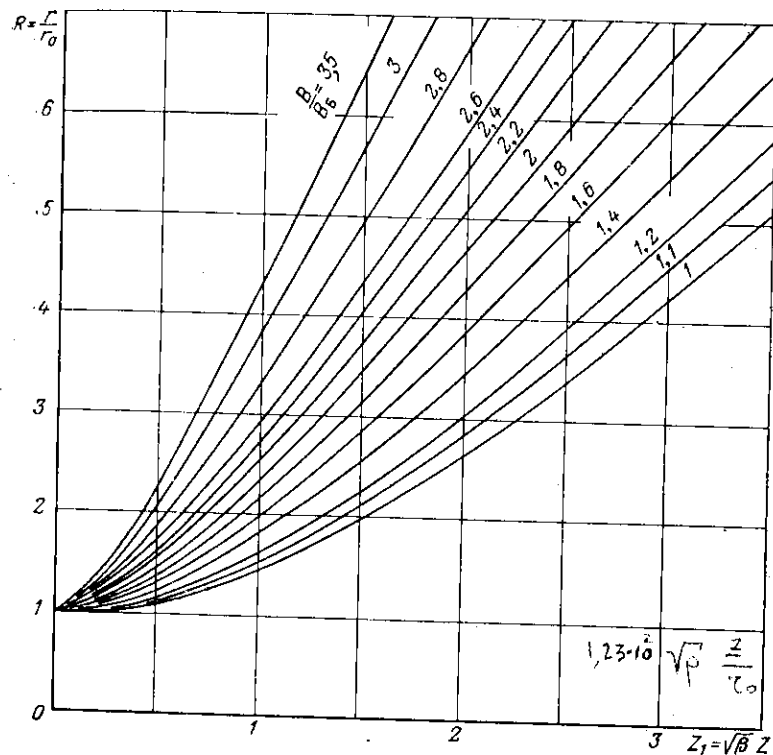


Рис. 17.1. Зависимости нормализованного радиуса $R = r/r_0$ от нормализованной продольной координаты $Z_1 = \sqrt{\beta} (z/l)$ при различных отношениях рабочего оптимального магнитного поля к брэггеновскому B/B_B для пучка, сформированного частично экранированной пушкой, вступившего в пространство, где магнитное поле отсутствует.

Рассмотрим причины такого поведения пучка. Используя теорему Буша в форме (4.6), нетрудно получить следующую формулу для угловой скорости крайнего электрона в области, свободной от магнитного поля, если до этого равновесный поток был в оптимальном поле:

$$\frac{d\theta}{dt} = -\frac{\eta B}{2} \sqrt{\bar{K}} \frac{1}{R^2}. \quad (17.4)$$

Интегрируя с начальными условиями: при $t=t_0$, $\theta = \theta_0$, получим

$$\theta - \theta_0 = - \frac{r_0 B \sqrt{K}}{2} \int_{t_0}^t \frac{dt}{R^2}.$$

Так как $Z_1 = \sqrt{\beta}(z/l)$ и $z = v(t - t_0)$, то $dZ_1 = \frac{\sqrt{\beta}}{l} v dt$, и с учетом формул (11.15) и (11.13) имеем

$$\theta - \theta_0 = - \frac{B}{B_B} \sqrt{1 - \left(\frac{B_B}{B}\right)^2} \int_0^{Z_1} \frac{dZ_1}{[R(Z_1)]^2}. \quad (17.5)$$

Интеграл можно вычислить графически, используя данные $R(Z_1)$ рис. 17.1. Вычислив при помощи (17.4) азимутальную компоненту скорости крайнего электрона, можно найти угол χ_1 между вектором скорости и осью z на входе в рассматриваемую область без магнитного поля:

$$\operatorname{tg} \chi_1 = \frac{v_\theta}{v} = \frac{r_0 (d\theta/dt)}{\sqrt{2rU}} = 0,123 \sqrt{P_\mu} \frac{B}{B_B} \left[1 - \left(\frac{B_B}{B}\right)^2 \right]^{1/2}. \quad (17.6)$$

Этот угол не мал. Например, при $P_\mu = 1$ и $B/B_B = 2$ имеем $\operatorname{tg} \chi_1 = 0,213$, $\chi_1 \approx 25^\circ$. Следовательно, на расширение пучка на входе в коллектор весьма существенно влияет азимутальная компонента скорости. Примеры проекций траекторий на плоскости R, θ и R, Z_1 представлены на рис. 17.2 для различных значений B/B_B . Из рисунков видно, что при $B > B_B$ за счет большой θ -компоненты скорости электрон сильнее удаляется по радиусу от оси пучка, чем в случае $B = B_B$.

Рассмотрим теперь движение внутренних траекторий. Выделим мысленно некоторый внутренний слой электронов. Его радиальное движение будет определяться начальными поперечными компонентами скорости и силами пространственного заряда только тех электронов, которые находятся внутри этого слоя. Считая, что в каждом сечении плотность пространственного заряда от ра-

диуса не зависит, найдем, что параметр уравнения (17.3) $\alpha K/\beta$ останется неизменным для всех траекторий, при этом траектории электронов будут подобными в том смысле, что во сколько раз начальный радиус внутреннего слоя меньше начального радиуса наружного слоя, во столько же раз текущий радиус внутреннего слоя будет меньше текущего радиуса граничного слоя.

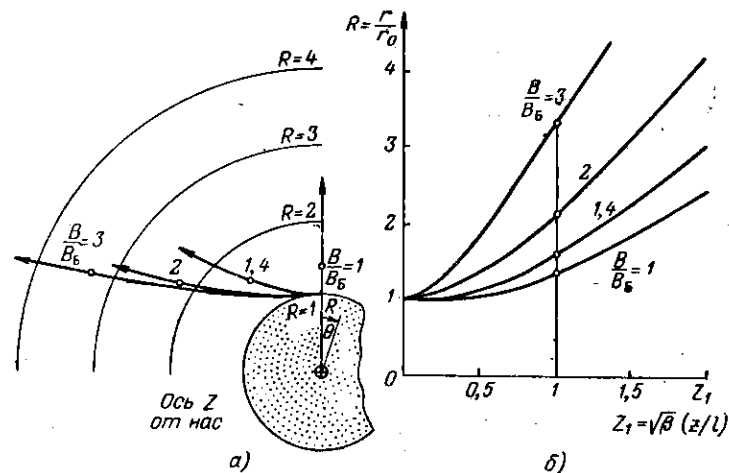


Рис. 17.2. К определению расходимости пучка в экранированном коллекторе. Электронные траектории в области, свободной от магнитного поля, при различных отношениях B/B_B : а — проекции траекторий крайних электронов пучка на плоскость R, θ ; б — проекция контуров пучка на плоскость R, Z_1 . Точками обозначены положения электрона на одинаковом удалении от начальной плоскости.

Особенности формы облучаемой поверхности коллектора в статическом режиме лучше проследить на конкретном примере. Попутно можно получить представление о возможном приближенном способе расчета коллектора. В качестве примера рассмотрим электронный поток со следующими параметрами:

$$\begin{aligned} U &= 8 \text{ кв}, & W &= IU = 11,4 \text{ квт}, \\ I &= 1,43 \text{ а}, & r_0 &= 3 \text{ мм}, \\ P_\mu &= 2 \cdot 10^{-6} \text{ а/в}^{3/2}, & B/B_B &= 2. \end{aligned}$$

Поток, сформированный частично экранированной пушкой, до входа в коллектор находился в оптимальном магнитном поле и был равновесным. Удельная мощность на облучаемой поверхности коллектора не должна превышать $0,1 \text{ кВт/см}^2$.

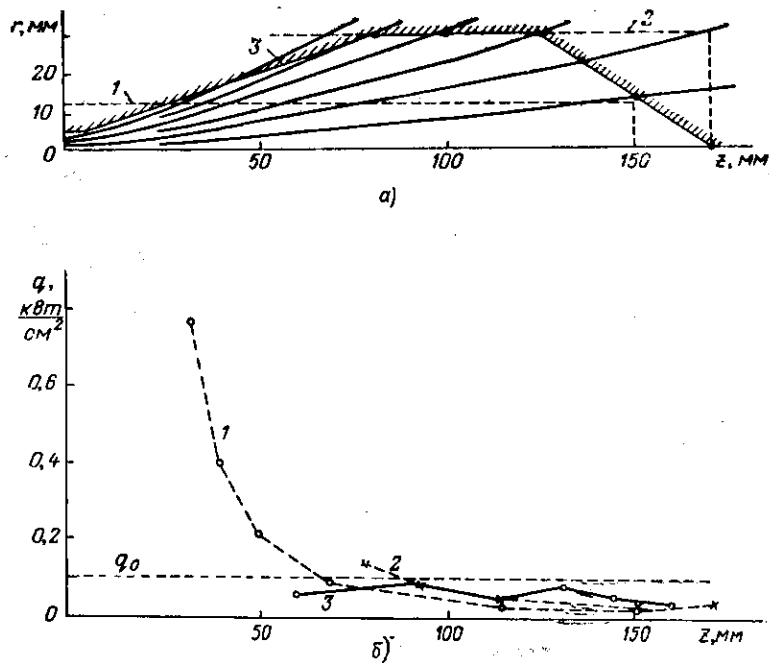


Рис. 17.3. К определению формы коллектора, облучаемого электронным потоком в статическом режиме:
 а — электронные траектории при $B/B_B=2$ (см. пример в тексте) и три варианта поверхности коллектора; б — распределение удельных нагрузок по поверхности коллектора.

Будем считать спадение магнитного поля достаточно резким, чтобы можно было применить графики рис. 17.1. Для расчета крайней траектории выбираем $r_0 = l = 3 \text{ мм}$. Тогда: $\beta = 1,51 \cdot 10^4 P (l/r_0)^2 = 0,0302$, $z = \frac{l}{\sqrt{\beta}} Z_1 = 17,26 Z_1$ и $r = 3R$. Результаты построения представлены на рис. 17.3.

Для приближенных расчетов удобно разбить весь поток на конечное число аксиально-симметричных трубок

тока. Вопрос о числе трубок тока и о той мощности, которую несет каждая из них, решается в каждом конкретном случае. В данном примере разобьем поток на 6 трубок тока, радиальное положение границ которых в начальной плоскости составляет соответственно $5/6$, $4/6$, $3/6$, $2/6$ и $1/6$ от начального радиуса пучка. Проекции границ этих трубок тока на плоскость r, z также представлены на рис. 17.3.

Простейшая форма коллектора — цилиндрическая. При заданной удельной мощности $q_0 = 0,1 \text{ кВт/см}^2$ нам необходимо иметь площадь поверхности коллектора не менее 114 см^2 . В качестве первой пробы возьмем цилиндр диаметром $2,4 \text{ см}$ и длиной 15 см . Контур этой поверхности и соответствующее ей распределение нагрузок на рис. 17.3 отмечены индексом «1». Видно, что удельная нагрузка первой (ближайшей ко входу) зоны коллектора непомерно велика. Это объясняется, во-первых, тем, что наружный слой электронов несет значительную часть мощности пучка (в данном примере около $1/3$) и, во-вторых, что этот слой расширяется наиболее сильно и, следовательно, его проекция на цилиндрическую поверхность коллектора имеет наименьшую длину. И наоборот, внутренние трубки тока несут значительно меньшую мощность, а облучают значительно более протяженные цилиндрические зоны, так как идут под малыми углами к выбранной цилиндрической поверхности. Таким образом, выбранная в первом приближении поверхность не годится.

В качестве второй пробы возьмем поверхность в виде цилиндра радиусом 3 см и длиной 10 см . Его контур и распределение нагрузок на рис. 17.3 отмечены индексом «2». Видно, что мощность распределяется более равномерно, но все же первая трубка тока по-прежнему создает перегрузку.

Чтобы увеличить поверхность пересечения первой трубки с коллектором, можно применить растянутую конусную форму начального участка коллектора. Конец коллектора также можно сделать конусным, поскольку там тепловые нагрузки невелики. На рис. 17.3 представлен один из вариантов такой составной поверхности и соответствующее распределение нагрузок (отмечены индексом «3»). Как видим, удельные нагрузки нигде не превышают нормы. Разбивая поток на большее число

трубок тока, можно таким же способом довольно быстро и точно определить оптимальную форму облучаемой поверхности.

В частном случае полной экранировки катода и бриллюэновского поля электроны входят в полностью экранированный от магнитного поля коллектор с нулевыми азимутальными скоростями*. Расширение потока, которое здесь происходит только за счет сил пространственного заряда, можно рассчитать как с помощью графика рис. 17.1, так и по формулам (2.33)—(2.34), или же с помощью таблицы, приведенной в приложении 2.

Реальные условия входа пучка в область коллектора, конечно, сложнее, чем описано выше. В частности, за счет неизбежных пульсаций электроны будут иметь начальные радиальные компоненты скорости, что приведет к перераспределению тепловых нагрузок. За счет нейтрализации пространственного заряда положительными ионами в условиях недостаточного вакуума расширение пучка в случае $B_k=0$ будет значительно меньше, чем следует из расчета, и в этом случае удельные нагрузки на конечную часть коллектора могут быть очень большими. В условиях частичной нейтрализации ошибка в расчете траектории в коллекторе будет тем меньше, чем больше B/B_B .

§ 17.3. ТРАЕКТОРИИ ЭЛЕКТРОНОВ В КОЛЛЕКТОРЕ В ДИНАМИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

Рассмотрим качественно на примере клистрона энергетический состав «отработанного» электронного потока [17.4, 17.4а]. На сгруппированный электронный поток, поступивший из пролетного пространства клистрона в зазор выходного резонатора, действует высокочастотное поле. При этом большая часть электронов сгустка, приходящая в момент отрицательного полупериода напряжения, создаваемого в зазоре, испытывает торможение и отдает энергию полю резонатора. В случае высокого к. п. д. большая часть электронов проходит на коллектор при сильном уменьшении первоначальной скорости. Однако в потоке имеется некоторое количество электро-

нов, не входящих в сгусток и попадающих в зазор в момент положительного полупериода. Такие электроны испытывают ускорение, отбирают энергию у резонатора и покидают его с возросшими скоростями. Таким образом, в коллектор поступает многоскоростной электронный поток.

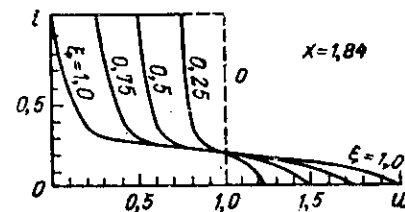


Рис. 17.4. Интегральное распределение электронов по энергиям на выходе двухконтурного клистрона, вычисленное в кинематическом приближении для случая оптимального параметра группировки ($X=1,84$) и пяти значений глубины модуляции $\xi = U_{\sim} / U_0$.

Здесь U_{\sim} — амплитуда переменной составляющей потенциала в зазоре последнего резонатора, U_0 — его постоянный потенциал относительно катода.

Энергетический состав электронного потока характеризуют так называемым интегральным распределением электронов по энергиям, т. е. зависимостью тока I' электронов, имеющих энергию, большую, чем некоторая величина U' , от U' . Пример интегрального распределения электронов по энергиям для двухконтурного клистрона в нормализованном виде, т. е. зависимость $i = I' / I$ (I — ток немодулированного пучка) от $u = U' / U$, представлен на рис. 17.4. Выделив некоторый интервал значений энергий от u до $u + du$, по кривой найдем ту долю тока, которая приходится на электроны с этими энергиями.

В отсутствие модуляции ($\xi = 0$) кривая интегрального распределения изображена пунктиром. Площадь квадрата, ограниченного этой кривой, в определенном масштабе изображает мощность пучка в статическом режиме. При наличии модуляции ($\xi \neq 0$) площадь под кривой, меньшая, чем площадь квадрата, характеризует полную мощность пучка, покидающего выходной резонатор. Разность указанных площадей численно равна электронному к. п. д. прибора. При $\xi = 1$ в рамках идеализированного кинематического рассмотрения к. п. д. прибора будет

* Аналогичное поведение пучка будет в случае электростатической или магнитной периодической фокусировки с $B_k=0$.

максимальным. Как видим, имеется значительное число электронов с малыми энергиями, например, меньшими чем $0,1U_0$. Электронов с энергиями, близкими к U_0 , сравнительно немного, но довольно существенная часть электронов обладает большими энергиями, вплоть до $2U_0$. Более детальное рассмотрение показывает, что в многоконтурных клистродах возможна работа при $\xi > 1$ и тогда на выходе из последнего резонатора электроны могут иметь энергию, большую чем $2U_0$, а самые медленные электроны, прежде чем покинуть зазор, могут совершить в нем несколько колебаний.

Интегральное распределение электронов по энергиям на выходе ЛБВ [17.5, 17.9] несколько отличается от такового для клистрона, в ЛБВ наблюдается меньший разброс электронов по скоростям.

Рассмотрим теперь качественно, какими будут электронные траектории многоскоростного потока, вступающего в область коллектора, свободную от магнитного поля.

За счет большого числа замедленных электронов на входе в коллектор будет существовать плотное облако пространственного заряда. Наиболее медленные электроны круто разойдутся в стороны от оси, как только ослабнет магнитное поле. Мощность, которой обладает группа наиболее медленных электронов, довольно велика, так как таких электронов много (тем больше, чем выше к. п. д.). Их траектории будут пересекать траектории более быстрых электронов, имеющих меньший наклон к оси. По мере освобождения от более медленных электронов расталкивающие силы пространственного заряда убывают, так что в конец коллектора пройдут наиболее быстрые электроны, образующие слабо расходящийся пучок, с большой плотностью энергии.

Таким образом, форма поверхности коллектора, облучаемой модулированным потоком, должна отличаться от таковой для случая статического потока: у нее должна быть более короткая трубка на входе, более сильно расходящаяся конусная часть вблизи входа в коллектор и более сильно вытянутая конусная часть в конце.

Если модулированным потоком облучить поверхность коллектора, рассчитанную на статический режим, то неизбежно возникнут большие тепловые перегрузки на входе в коллектор и в его концевой части. Если же коллек-

тор рассчитан на динамический режим работы, то при отсутствии ВЧ модуляции возникнет тепловая перегрузка в тех местах цилиндрической части коллектора, где начнется оседание крайних электронов. Таким образом, в приборах, где практически всегда чередуются статический и динамический режимы работы, коллектор должен выдерживать оба режима. Это достигается, очевидно, за счет увеличения габаритов коллектора, с тем чтобы заведомо тепловые нагрузки не превышали допустимых величин.

§ 17.4. ВТОРИЧНАЯ ЭМИССИЯ С КОЛЛЕКТОРА. ПРОБЛЕМА РЕКУПЕРАЦИИ ЭНЕРГИИ

При изучении коллекторов имеется ряд тесно связанных между собой вопросов, относящихся к задаче подавления вторичной эмиссии [17.6—17.8] и рекуперации энергии [17.9—17.16].

Бомбардировка поверхности коллектора электронами пучка вызывает появление вторичной эмиссии [17.6]. Направление вылета вторичных электронов мало зависит

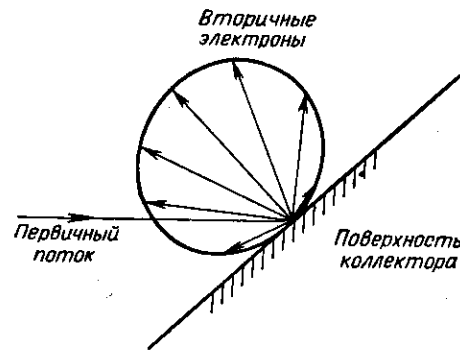
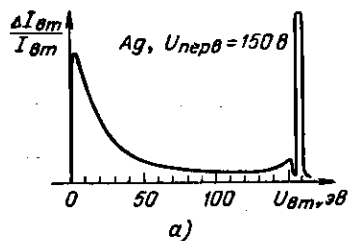


Рис. 17.5. Угловое распределение вторичных электронов. Длина стрелок показывает интенсивность излучения вторичных электронов в направлении стрелки.

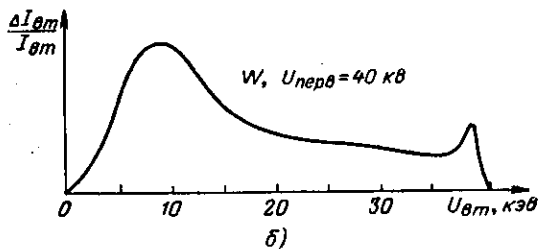
от угла падения первичного потока. По нормали к поверхности вылетает наибольшее число электронов, по направлениям, составляющим малые углы с поверхностью, — сравнительно небольшое число. Угловое распределение имеет вид косинусной диаграммы (рис. 17.5).

Оно слабо зависит от угла падения первичного потока.

Энергетический состав вторичных электронов весьма сложен (рис. 17.6). Среди вторичных электронов четко выделяются две группы: сравнительно медленные «истинно вторичные» электроны с энергией до 0,1—0,2 от энергии первичных электронов и электроны с энергией, близ-



а)



б)

Рис. 17.6. Примеры распределения по энергиям вторичных электронов:

а — в случае малых энергий первичных электронов, мишень из серебра [17.6]; б — в случае больших энергий первичных электронов, мишень из вольфрама [17.7].

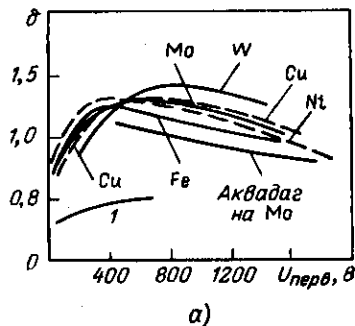
кой, но несколько меньшей, чем энергия бомбардирующего пучка (так называемые отраженные электроны). Имеются вторичные электроны со всеми промежуточными скоростями. При малых энергиях первичных электронов основную часть тока вторичной эмиссии составляют медленные электроны. При высоких энергиях первичного пучка возрастает доля отраженных электронов.

Вторично-эмиссионные свойства веществ можно описать при помощи коэффициента вторичной эмиссии,

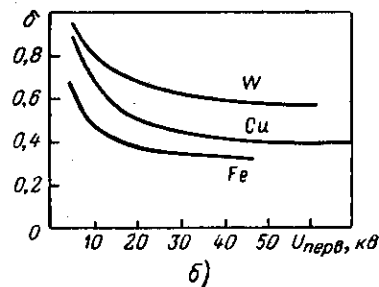
характеризующего отношение тока вторичных электронов к току первичных электронов (рис. 17.7). Коэффициенты вторичной эмиссии почти всех металлов имеют максимум в районе нескольких сотен вольт и уменьшаются с ростом энергии первичных электронов. При высоких энергиях первичных электронов (например, более 20 кэВ) он практически остается неизменным.

Зная основные закономерности вторичной эмиссии, нетрудно представить себе движение вторичных электронов в коллекторе и вне коллектора. Если, например, коллектор имеет вид цилиндра с прямым торцом (наподобие стакана), то значительная часть вторичных электронов имеет возможность проникнуть в пространство взаимодействия. Особенно много вторичных электронов будет в случае коллектора, не экранированного от магнитного поля. Если же коллектор экранирован от магнитного поля и имеет вид более или менее замкнутой полости, то вероятность проникновения вторичных электронов обратно в пространство взаимодействия сравнительно невелика.

Вторичная эмиссия с коллектора (и других электродов) приводит в основном к следующим неприятным последствиям: — вторичные электроны, убывая с коллектора и прибывая на электродинамическую систему, искажают картину истинного токопрохождения. В ряде случаев токовый



а)



б)

Рис. 17.7. Коэффициенты вторичной эмиссии для некоторых материалов при низких (а) и высоких (б) напряжениях первичных электронов [17.10, 17.7].

1 — коэффициент вторичной эмиссии никеля, покрытого сажой.

прибор в цепи коллектора показывает меньшее значение тока коллектора, чем есть на самом деле*.

— дрейфуя в электродинамической системе, медленные вторичные электроны создают условия для более сильной концентрации положительных ионов в пучке (гл. 16);

— подвергаясь воздействию высокочастотных полей, вторичные электроны ускоряются, т. е. отбирают энергию ВЧ поля, снижают тем самым к. п. д.;

— увеличивается нагрев электродов, бомбардируемых вторичными электронами.

Наибольшую опасность представляют быстрые вторичные (отраженные) электроны в усилительных приборах типа О. Распространяясь навстречу основному потоку, они могут взаимодействовать с отраженной волной в замедляющей системе и усиливать ее так, что она будет нарастать по направлению от коллектора к пушке. Это ограничивает коэффициент усиления прибора.

Средствами борьбы с вредным действием вторичных электронов являются:

— подача сравнительно небольшого положительного потенциала на коллектор относительно электродинамической системы;

— покрытие поверхности коллектора веществом с малым коэффициентом вторичной эмиссии;

— применение специальных асимметричных конфигураций электрических и магнитных полей в области коллектора, созданных дополнительными электродами или полюсными наконечниками, препятствующих выходу вторичных электронов из коллектора.

К. п. д. приборов типа О в большинстве случаев не превышает 30—40%. Имеется возможность значительно увеличить общий к. п. д. прибора, если применить так называемую *рекуперацию* энергии за счет торможения электронов в коллекторе.

* На практике иногда наблюдается обратная картина: ток первичных электронов, оседая на последнем участке электродинамической системы, выбивает вторичные электроны, уходящие к коллектору. Если коэффициент вторичной эмиссии больше единицы, то прибор в цепи электродинамической системы покажет уменьшенный или даже отрицательный ток, а коллекторный ток будет завышен. В этом случае формально коэффициент токопрохождения может стать более 100%.

Принцип рекуперации поясним следующим рассуждением. Пусть на изолированный от электродинамической системы коллектор поступает однокоростной поток электронов. Если на коллектор подать отрицательное по отношению к электродинамической системе напряжение, то электроны замедляются, поверхность коллектора они будут бомбардировать, обладая меньшей кинетической

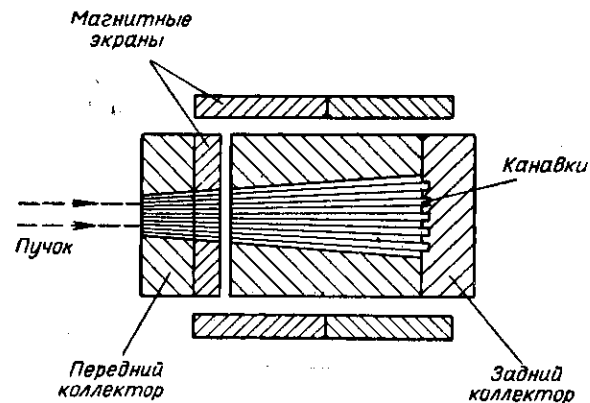


Рис. 17.8. Схема двухсекционного коллектора ЛБВ с рекуперацией энергии [17.9], позволившего поднять к. п. д. прибора с 24 до 55%.

энергией, чем до торможения. Таким образом, в тормозящем поле на входе в коллектор электроны возвращают часть энергии источникам питания, а мощность, рассеиваемая на коллекторе, уменьшается. Снижать потенциал коллектора в идеальном случае можно вплоть до величин, когда в коллекторе образуется виртуальный катод, после чего электроны начнут отражаться от коллектора.

В реальных системах, когда имеется значительное число вторичных и замедленных в результате взаимодействия электронов, понижение потенциала обычного коллектора может быть сравнительно небольшим, так как при больших напряжениях возникнет сильный ток с коллектора на электродинамическую систему. При этом выигрыш в к. п. д. будет незначительным.

Дополнительное повышение к. п. д. можно получить, применяя специальную форму электродов и многокаскадное торможение в коллекторе, состоящем из последова-

тельности электродов, на которые подаются постепенно уменьшающиеся напряжения. На первой секции оседают наиболее медленные и отраженные от второй секции электроны; на второй секции оседают электроны с большими энергиями, в том числе отраженные от третьей секции, и т. д.

В работе [17.9] приводится пример работы ЛБВ с рекуперацией энергии в двухкаскадном секционированном коллекторе (рис. 17.8). Без рекуперации энергии к. п. д. прибора составлял 24%, с однокаскадным торможением 47% и с двухкаскадным торможением 55%. Показано, что дальнейшее увеличение числа каскадов приводит к уже небольшому выигрышу к. п. д., но к значительному усложнению конструкции.

Конструкции коллекторов с асимметричными полями, предназначенными для рекуперации энергии, описаны в работах [17.9—17.16].

ГЛАВА 18

О СИНТЕЗЕ СИСТЕМ ФОРМИРОВАНИЯ И НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ

§ 18.1. МЕТОД АНАЛИЗА И МЕТОД СИНТЕЗА СИСТЕМ ФОРМИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ

Решение задачи формирования электронных потоков можно проводить двумя методами:

1. Заданы форма и потенциалы электродов и магнитное поле системы формирования. Требуется определить траектории электронов с учетом или без учета собственного пространственного заряда пучка.

2. Заданы требуемые траектории электронов. Определяются форма и потенциалы внешних электродов (а также распределение магнитного поля, если оно требуется), обеспечивающие создание заданных траекторий.

Первый метод получил название метода анализа, второй — метода синтеза систем формирования.

Классическим примером метода синтеза является расчет электродов пушек Пирса с прямолинейными траекториями (гл. 5 и 6). На этом примере, кстати, хорошо видно, что задача синтеза естественно распадается на две части — так называемые *внутреннюю* и *внешнюю* задачу теории формирования. Действительно, мы задаем траектории электронов, находим распределение потенциала внутри пучка (в методе Пирса — внутри соответствующего диода), а затем рассчитываем (или подбираем на ванне) форму фокусирующего электрода и анода вне пучка, обеспечивающие требуемое распределение потенциала.

Однако решение задачи по Пирсу предполагает, что анод не имеет отверстия. Поэтому, как только вводится

В рассмотрение отверстие в аноде, положение резко изменяется: вблизи анода распределение потенциала и ход электронных траекторий становятся совсем не теми, которые заложены в расчет. Появляется так называемая анодная линза, расчет которой оказывается довольно приближенным. При больших значениях перванса и компрессии (гл. 12) все приближенные расчеты области анодной линзы становятся практически непригодными, следовательно, создать систему формирования расчетным путем, без подбора и моделирования электродов, становится невозможным. Таким образом, метод синтеза кроме приближенных оценок ничего не дает, и поэтому приходится пользоваться типичным методом анализа.

Еще более сложная обстановка складывается в том случае, когда в пушке имеется магнитное поле. По существу, в настоящее время нет надежных способов расчета или моделирования электронных пушек при наличии магнитного поля. (Исключение составляет случай, когда в пушке электронные траектории совпадают с силовыми линиями магнитного поля, т. е. когда магнитное поле «не должно действовать».)

Из изложенного следует, что имеет большой теоретический и практический интерес разработка последовательных методов синтеза систем формирования электронных потоков, на основании которых можно было бы быстро рассчитывать устройства, обеспечивающие пучки с заданным ходом траекторий.

Впервые метод синтеза в достаточно полной и последовательной форме был разработан Г. А. Гринбергом [18.1]. Он записывает уравнения движения заряженной частицы в натуральной системе координат, т. е. в такой ортогональной системе, оси которой совпадают с направлениями касательной, главной нормали и бинормали к траектории в каждой ее точке. Такая запись позволяет решать как обратную, так и прямую задачу электронной оптики, т. е. либо по заданным электрическому и магнитному потенциалам внешних фокусирующих полей найти траектории пучка, либо по заданным траекториям найти внешние фокусирующие поля.

Если необходимые фокусирующие поля рассчитаны, то для создания системы формирования необходимо совместить с некоторыми выбранными эквипотенциальными поверхностями металлические электроды и подать на них

соответствующее напряжение. При наличии магнитного поля с вычисленными магнитными эквипотенциальными поверхностями необходимо совместить поверхности магнитопроводов (полюсных паконечников, экранов), если считать, что магнитная проницаемость их материалов достаточно велика.

Уравнения Гринберга обладают большой общностью, обычно употребляемые уравнения параксиальной электронной оптики получаются из них как частный случай. Они позволяют провести подробный теоретический анализ систем фокусировки с криволинейной осью и решить ряд практических задач, например вычислить aberrации второго и третьего порядков для широких пучков с изогнутой осью, найти ход траекторий в некоторых конкретных системах с антисимметричными магнитными полями, и т. п. Вывод уравнений Гринберга и некоторые его приложения читатель может посмотреть в книге В. М. Кельмана и С. Я. Явор [18.2].

Однако в теории Гринберга рассматриваются только узкие пучки заряженных частиц и не учитывается его собственный объемный заряд.

Важный шаг в развитии метода синтеза был сделан В. Т. Овчаровым [18.3—18.7], который для нахождения решения внутренней и внешней задачи теории формирования предложил использовать криволинейную ортогональную систему координат. Выбор этой системы производится таким образом, чтобы одна из ее координатных линий совпадала с заданными траекториями, либо чтобы электронные траектории лежали на одной из координатных поверхностей. Введение такой надлежащим образом выбранной криволинейной системы координат позволяет свести задачу о нахождении потенциала внутри пучка электронов к решению обыкновенного дифференциального уравнения второго порядка. Как известно, при современном уровне развития техники счета при помощи электронных счетных машин решение такого уравнения может иметь чисто технические, но не принципиальные трудности.

При таком подходе вся система формирования рассматривается как единое целое. В принципе можно задать форму электронной траектории (или контур пучка) от катода до коллектора, и в этом смысле выделение из всей системы таких участков, как «пушка» или «коллек-

тор», является во многом условным, а такие понятия, как анодная линза или переходная область, теряют свой смысл. Это не означает, конечно, что из соображения удобства расчета не может быть произведено расчленение всей системы на отдельные области. Напротив, очень удобно, например, при наличии продольного магнитного поля, отдельно произвести расчет траекторий от катода до области однородного магнитного поля и отдельно — в области однородного поля, разумеется с таким условием, чтобы траектории на границе раздела обеих указанных областей сопрягались надлежащим образом.

Как и всякая теория, теория синтеза систем формирования имеет определенные ограничения, связанные с необходимостью введения упрощающих предположений, и имеет свои трудности как в расчетном отношении, так и в отношении решения внешней задачи, т. е. реализации форм электродов и магнитных полей. К этим вопросам вернемся в конце § 18.3.

§ 18.2. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ И ФОРМУЛЫ ТЕОРИИ ФОРМИРОВАНИЯ ПО В. Т. ОВЧАРОВУ

Здесь будем рассматривать в несколько упрощенном виде только один частный случай теории, а именно, — внутреннюю задачу формирования аксиально-симметричного пучка, электронные траектории которого лежат на координатной поверхности, являющейся поверхностью вращения. Случаи ленточного (плоскосимметричного) и трубчатого потоков в методическом отношении совершенно аналогичны. Имеющиеся различия в формулах связаны лишь со спецификой исходных уравнений. Изложенное здесь отнюдь не заменяет всех формул оригинальных работ [18.3—18.7] и имеет целью лишь дать понятие о схеме расчета.

Сделаем сначала небольшое отступление и рассмотрим, во-первых, преобразование уравнения движения в векторной форме и, во-вторых, некоторые соотношения в криволинейной ортогональной системе координат*.

* См., например, Н. Е. Кочин. Векторное исчисление и начала тензорного исчисления, 1951, § 17; или В. И. Смирнов. Курс высшей математики, т. II, 1961, § 10, 11.

1. Преобразуем уравнение движения электрона

$$\frac{d}{dt}(\vec{v}) = -\eta\vec{E} - \eta[\vec{v}, \vec{B}]. \quad (18.1)$$

Дифференцируем вектор скорости \vec{v} , используя прямоугольную декартову систему координат:

$$\frac{d}{dt}(\vec{v}) = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + v_x \frac{\partial \vec{v}}{\partial x} + v_y \frac{\partial \vec{v}}{\partial y} + v_z \frac{\partial \vec{v}}{\partial z}. \quad (18.2)$$

Рассматриваем только стационарные процессы. Поэтому $\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = 0$.

Вспользуемся формулой векторного анализа

$$v_x \frac{\partial \vec{v}}{\partial x} + v_y \frac{\partial \vec{v}}{\partial y} + v_z \frac{\partial \vec{v}}{\partial z} = \text{grad} \frac{v^2}{2} - [\vec{v}, \text{rot} \vec{v}], \quad (18.3)$$

в справедливости которой можно убедиться непосредственным дифференцированием. Учтем, что для электронов, эмитированных с нулевыми начальными скоростями, $v^2/2 = \eta U$, где U — потенциал, отсчитываемый от катода, и что для стационарных полей $\vec{E} = -\text{grad} U$.

Следовательно,

$$\text{grad} \frac{v^2}{2} = \text{grad} \eta U = -\eta \vec{E}. \quad (18.4)$$

Комбинируя формулы (18.1) — (18.4), получаем

$$[\vec{v}, (\eta \vec{B} - \text{rot} \vec{v})] = 0. \quad (18.5)$$

Таким образом, от уравнения движения мы перешли к уравнению траектории, записанному в векторной форме, не зависящей от системы координат. В отличие от (18.1), уравнение (18.5) не содержит явно членов, учитывающих электрическое поле. Такая запись удобна для перехода к любой координатной системе.

2. Рассмотрим криволинейную ортогональную систему координат q_1, q_2, q_3 (рис. 18.1). Эта тройка чисел определяет положение точки в пространстве. На рисунке стрелками показаны единичные векторы координатной системы, направленные по касательным к соответствующим координатным линиям в сторону возрастания координат q_1, q_2 и q_3 . Если фиксирована одна из координат, то точка будет находиться на некоторой поверхности (например, $q_2 = \text{const}$).

Длина элементарной дуги dS в произвольной ортогональной криволинейной системе координат выражается следующим равенством:

$$dS^2 = h_1^2 dq_1^2 + h_2^2 dq_2^2 + h_3^2 dq_3^2. \quad (18.6)$$

где h_1, h_2, h_3 — так называемые метрические коэффициенты Ламе, являющиеся функциями координат.

Коэффициенты Ламе необходимо учитывать при операциях дифференцирования и перехода от одной координатной системы к другой. В качестве примера приведем составляющие вектора $\text{rot } \vec{v}$ на оси координат:

$$\begin{aligned} (\text{rot } \vec{v})_{q_1} &= \frac{1}{h_2 h_3} \left[\frac{\partial (v_3 h_3)}{\partial q_2} - \frac{\partial (v_2 h_2)}{\partial q_3} \right], \\ (\text{rot } \vec{v})_{q_2} &= \frac{1}{h_1 h_3} \left[\frac{\partial (v_1 h_1)}{\partial q_3} - \frac{\partial (v_3 h_3)}{\partial q_1} \right], \\ (\text{rot } \vec{v})_{q_3} &= \frac{1}{h_1 h_2} \left[\frac{\partial (v_2 h_2)}{\partial q_1} - \frac{\partial (v_1 h_1)}{\partial q_2} \right]. \end{aligned} \quad (18.7)$$

Преобразование коэффициентов Ламе при переходе от декартовой к криволинейной ортогональной системе координат производится по формулам

$$h_i^2 = \left(\frac{\partial x}{\partial q_i} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial q_i} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial q_i} \right)^2, \quad (i = 1, 2, 3). \quad (18.8)$$

В дальнейшем нас будут интересовать только аксиально-симметричные координатные системы. Будем считать, что углом пово-

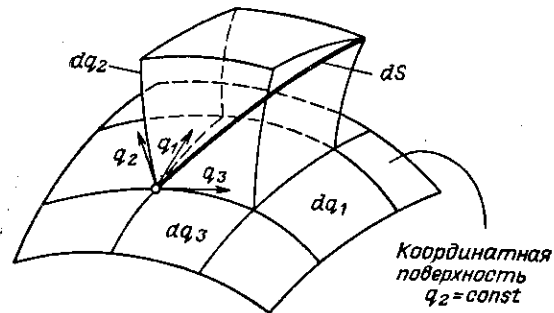


Рис. 18.1. Криволинейная ортогональная система координат.
 dS — элемент дуги.

рота является координата q_3 . Тогда при переходе к цилиндрической системе координат z, r, θ имеем $r = r(q_1, q_2)$, $z = z(q_1, q_2)$ и $q_3 = \theta$. Формулы перевода коэффициентов Ламе при переходе от цилиндрической системы координат к криволинейной аксиально-симметричной можно получить из (18.8), если учесть, что $x = r \cos \theta$,

$y = r \sin \theta$, когда ось z совпадают. Выполнив дифференцирование, получим

$$\begin{aligned} h_1 &= \sqrt{\left(\frac{\partial r}{\partial q_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial q_1} \right)^2}, \\ h_2 &= \sqrt{\left(\frac{\partial r}{\partial q_2} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial q_2} \right)^2}, \\ h_3 &= r. \end{aligned} \quad (18.9)$$

При построении теории формирования принимаются следующие основные упрощающие предположения:

- электронный поток является ламинарным;
- тепловыми скоростями электронов можно пренебречь. Скорости электронов на катоде равны нулю;
- скорости электронов малы по сравнению со скоростью света, поэтому можно не учитывать изменения массы электронов и собственное магнитное поле пучка.

Кроме того, должны соблюдаться другие идеальные условия, принятые в обычных теориях электроники пучков (отсутствие положительных ионов, вторичных электронов, высокочастотных полей и пр., см. § 1.3). Условие паракиальности траекторий, как видим, пока не вводится.

Потребуем, чтобы электронные траектории лежали на координатной поверхности $q_2 = \text{const}$. Это — поверхности вращения. Так как электрон „не может сойти“ с этой поверхности, то $v_2 = \frac{\partial q_2}{\partial t} = 0$. Кроме того, в силу осевой

симметрии $\frac{\partial}{\partial q_3} = 0$. Вводя эти условия в (18.5), с учетом уравнения Пуассона и (18.7) получаем систему уравнений, которая после ряда преобразований сводится к следующему обыкновенному дифференциальному уравнению второго порядка относительно вспомогательной функции P^* , пропорциональной потенциалу на оси системы,

$$P \left(F_1 \frac{d^2 P^2}{dq_1^2} + F_2 \frac{dP^2}{dq_1} + F P^2 + F_0 \right) = \frac{8\pi e}{m} I, \quad (18.10)$$

где e, m — заряд и масса электрона;
 I — ток пучка;

* Здесь сохранены те обозначения, которые приняты в теории. Используется гауссова абсолютная система единиц.

F_n ($n = 1, 2, 3$) — коэффициенты, зависящие от выбора координатной системы;

F_0 — функция магнитного поля.

Дальнейшие преобразования связаны с выбором конкретной формы (конфигурации) электронного пучка, т. е. уже конкретной криволинейной координатной системы. Пусть в цилиндрической системе координат поверхность (контур) электронного пучка задается уравнением

$$r = \Phi(z).$$

Тогда координатные поверхности в криволинейной ортогональной системе координат будут определяться соотношениями:

$$r = q_2 \Phi(z), \quad (18.11)$$

$$r^2 + 2 \int_{q_1}^z \frac{\Phi(\xi)}{\Phi'(\xi)} d\xi = 0. \quad (18.12)$$

Координата q_2 здесь выбрана таким образом, что на поверхности пучка $q_2 = 1$, внутри пучка $q_2 < 1$, на оси пучка $q_2 = 0$. Координата q_1 является «продольной» координатой и в определенном смысле является аналогом координаты z в цилиндрической системе. Используя (18.9), можно получить следующие выражения коэффициентов Ламе для данной координатной системы:

$$\begin{aligned} h_1 &= \frac{\Phi'(z)}{\sqrt{r^2 [\Phi'(z)]^2 + \Phi^2(z)}} \cdot \frac{\Phi(q_1)}{\Phi'(q_1)}, \\ h_2 &= \frac{\Phi^2(z)}{\sqrt{r^2 [\Phi'(z)]^2 + \Phi^2(z)}}, \\ h_3 &= r. \end{aligned} \quad (18.13)$$

Следующим шагом является введение безразмерных величин в соответствии со следующими формулами:

$$\begin{aligned} x &= \frac{q_1}{l}, \quad \zeta = \frac{z}{l}, \quad \varphi(\zeta) = \frac{\Phi(z)}{\Phi_{\max}}, \\ y &= q_2, \quad \eta = \frac{r}{l}, \quad \mu = \frac{\Phi_{\max}}{l}. \end{aligned} \quad (18.14)$$

Здесь l — некоторая произвольная масштабная длина; в качестве l при численных расчетах удобно взять длину

области, где рассчитывается пучок («длина пучка»). Φ_{\max} — максимальный радиус пучка в координатах r, z .

Таким образом, φ есть не что иное, как безразмерный текущий радиус границы пучка. Сопоставление с обычно принятыми обозначениями приведено в таблице, помещенной на стр. 381.

Дополнительно вводятся следующие обозначения:

$U = U(q, 0)$ — потенциал на оси пучка;

$u_H = \frac{eH_{\max}^2}{2mc^2} l^2$ — нормализованный потенциал;

H_{\max} — максимальное значение магнитного поля на оси;

c — скорость света;

$$u_H \hat{F}_0 = F_0 / 2 \frac{e}{m};$$

$\hat{F}_1 = F_1 / l^2$, $\hat{F}_2 = F_2 / l$ — безразмерные коэффициенты.

С учетом перечисленных допущений и обозначений уравнение (18.10) приводится к виду

$$\sqrt{U} \left(\hat{F}_1 \frac{d^2 U}{dx^2} + \hat{F}_2 \frac{dU}{dx} + F_3 U + u_H \hat{F}_0 \right) = \frac{4\pi l}{\sqrt{2 \frac{e}{m}}}. \quad (18.15)$$

К сожалению, разрешить уравнения (18.11) и (18.12) и выразить в явной форме $q_1 = q_1(r, z)$ и $q_2 = q_2(r, z)$ для более или менее широкого класса практически важных задач не удается. Поэтому вычислить коэффициенты Ламе (18.13), коэффициенты F_n и провести решение уравнения (18.15) не представляется возможным.

Выходом из затруднения является переход к параксиальности, т. е. ограничение класса рассматриваемых пучков теми случаями, когда углы наклона траекторий к оси достаточно малы. В этом случае основные величины можно разложить в ряды по степеням некоторого малого параметра и ограничиться первыми членами разложения. В качестве параметра малости в теории выбрана величина $\mu = \Phi_{\max} / l$. Малость величины μ означает, что максимальный радиус пучка в рассматриваемой области (например, в пушке) значительно меньше длины этой области. Ясно, что применительно к области пушки требования параксиальности (малости μ) эквивалентно ограничению либо компрессии, либо переанса, либо и

того и другого одновременно. Это является существенным ограничением теории, хотя ее выводы продолжают оставаться справедливыми для большого числа практически важных случаев.

С учетом малости μ можно получить, например, что

$$\zeta \approx x - \frac{1}{2} \mu^2 y^2 \varphi(x) \varphi'(x), \quad (18.16)$$

$$\eta \approx \mu y \varphi(x), \quad (18.17)$$

$$F_s \approx \mu^2 4\pi \varphi(x) \varphi''(x)$$

и т. д. Разложения для остальных величин даны в статье [18.6]. Окончательно, параксиальное уравнение теории формирования будет иметь вид:

$$\begin{aligned} \sqrt{U} \left(\varphi^2 \frac{d^2 U}{dx^2} + 2\varphi \varphi' \frac{dU}{dx} + 4\varphi \varphi'' U + u_{II} \varphi^2 H_0^2 \right) = \\ = \frac{4I}{\mu^2 \sqrt{2 \frac{e}{m}}} \end{aligned} \quad (18.18)$$

Таким образом, получились уравнения, которые по форме тождественны с так называемым уравнением параксиального пучка, которое обычно записывают в виде

$$r'' + \frac{U'}{2U} r + \left(\frac{U''}{4U} + \frac{e}{8Uc^2} H^2 \right) r = \frac{I}{r \sqrt{2 \frac{e}{m} U^{3/2}}}. \quad (18.19)$$

Более последовательный вывод этого уравнения вкладывает в него новое содержание: это уравнение справедливо не только для случаев пучков с малым пространственным зарядом, но и для пучков с произвольной плотностью пространственного заряда, если под U понимать потенциал на оси системы, созданный не только внешними электродами, но и собственным пространственным зарядом пучка.

В работе [18.7] выведено аналогичное уравнение для аксиально-симметричного пучка с учетом магнитного поля на катоде:

$$(\varphi^2 u')' + 4i\varphi \varphi'' + iF_0 = \frac{i}{\sqrt{u}}, \quad (18.20)$$

Величина	Обозначение этой величины в цилиндрической системе координат по В. Г. Овчарову		Аналог этой величины в криволинейной ортогональной системе координат	
	естественная	нормализованная	естественная	нормализованная
Текущие координаты: продольная радиальная угловая	z	$Z = \frac{z}{l}$	z	$\zeta = \frac{z}{l}$
	r	$R = \frac{r}{r_0}$	r	$\eta = \frac{r}{l}$
	θ	—	θ	—
Координаты контура пучка	$r(z)$	$R(Z)$	$r = \Phi(z)$	$q_2 = 1$
	$B(z)$ (индукция)	$b(z) = \frac{B}{B} \left(\frac{z}{l} \right)$ (b -кривая)	H (напряженность)	q_1 q_2 q_3
Продольное магнитное поле Магнитный поток: через сечение пучка через поверхность катода	$\Phi_0 = \pi r_0^2 B$		$\varphi = \frac{\Phi(z)}{\Phi_{\max}}$	$y = 1$
	$\Psi_K = \pi r_K^2 B_K$			$y = 1$
				$h(x) = \frac{H(x)}{H_0}$ (h -кривая)
				$\varphi^2 h$ $\varphi_K^2 h_K$

где $\varphi = \frac{\Phi}{\Phi_0}$ — безразмерный „радиальный“ размер пучка;

$u = \frac{U}{U_0}$ — безразмерный потенциал на оси;

$i = \frac{I}{I_0}$ — безразмерный ток пучка;

$h = \frac{H}{H_0}$ — безразмерное магнитное поле;

$$F_0 = \frac{\varphi^4 h^2 - \varphi_K^4 h_K^2}{\varphi^2 (1 - \varphi_K^4 h_K^2)};$$

h_K и φ_K — соответствующие величины на катоде; штрихи означают дифференцирование по x .

В качестве единиц измерения удобно взять следующие величины:

U_0 — потенциал на оси равновесного пучка с током I , находящегося в однородном магнитном поле с напряженностью H_0 и имеющего радиус Φ_0 . Тогда эти величины связаны между собой следующими соотношениями:

$$\frac{I}{I_0} = \left(\frac{e}{m}\right) \left(\frac{H_0}{c}\right)^2 \frac{l^2}{2U_0} (1 - \varphi_K^4 h_K^2),$$

$$I_0 = \frac{\Phi_0^2 U_0}{4l} \sqrt{2 \frac{e}{m} U_0},$$

которые при $h_K = 0$ дают известное соотношение Бриллюэна.

Существенно отметить, что уравнения (18.18) и (18.20) записаны в *криволинейных* координатах. Это означает, что они будут еще достаточно точно описывать формирование потока и в тех случаях, когда траектории, будучи переведены в обычную цилиндрическую систему координат, уже заведомо непараксиальны. В этом одно из существенных достоинств теории.

Если бы удалось решить уравнение (18.20) относительно u при заданном φ (заданной форме пучка), то внутреннюю задачу теории формирования можно было бы считать решенной. Потенциал в пучке определяется формулой

$$U(q_1, q_2) = U_0 \left\{ u + \mu^2 \left[u \varphi \varphi'' + \left(\frac{e H_0}{m c} \frac{l}{v_0} \right)^2 \frac{\varphi^4 h^2 - \varphi_K^4 h_K^2}{4 \varphi^2} \right] q_2^2 \right\}. \quad (18.21)$$

Здесь v_0 — единица измерения скорости, равная $\sqrt{2(e/m)U_0}$.

Если рассматривается область пушки, то граничными условиями для уравнений (18.20) являются условия на катоде: при $x = x_K$

$$u = 0, \quad u' = 0. \quad (18.22)$$

К сожалению, при этих граничных условиях начинать численное решение уравнения (18.20) нельзя, так как его правая часть обращается в бесконечность. Поэтому приходится прибегать к дальнейшим преобразованиям. В работе [18.7] возникшая трудность обходится введением следующей замены функций:

$$\xi = \frac{u}{4\sigma^2}, \quad (18.23)$$

$$\eta = \frac{1}{16\sigma^4} [\varphi^2 (u')^2 - 4i\varphi^2 \sqrt{u}], \quad (18.24)$$

где

$$\sigma = \frac{1}{2} (4i)^{1/3} = \left(\frac{3j_0 l^2}{U_0^{3/2}} \right)^{1/3}; \quad (18.25)$$

j_0 — плотность тока в пучке.

При этом уравнение (18.20) заменяется следующей системой уравнений первого порядка:

$$\xi' = \pm \frac{\sqrt{\eta + \varphi^2 \sqrt{\xi}}}{\varphi^2}, \quad (18.26)$$

$$\eta' = -2\varphi\varphi' \sqrt{\xi} - \varphi^2 (8\varphi\varphi''\xi + \sigma F_0) \xi',$$

с начальными условиями: при $x = x_K$

$$\xi = 0, \quad \eta = 0.$$

Распределение потенциала выражается формулой

$$U = U_0 4\sigma^2 \left\{ \xi + \mu^2 \left(\varphi\varphi''\xi + \frac{\sigma}{8} F \right) q_2^2 \right\}. \quad (18.27)$$

Таким образом, принципиально в параксиальном приближении внутренняя задача теории формирования решена. Решение конкретных задач сводится теперь к численному интегрированию системы (18.26) и последующему решению внешней задачи теории формирования.

§ 18.3. О РЕШЕНИИ ВНУТРЕННЕЙ ЗАДАЧИ В ПАРАКСИАЛЬНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ И О ВОЗМОЖНЫХ ПУТЯХ РЕШЕНИЯ ВНЕШНЕЙ ЗАДАЧИ ТЕОРИИ ФОРМИРОВАНИЯ
ПО В. Т. ОВЧАРОВУ

С помощью приведенных формул решение внутренней задачи теории формирования для области пучка складывается из следующих этапов:

1. Задаются параметры пучка и его контур. Если пучка предназначена для создания пучка, удерживаемого затем однородным магнитным полем, то удобно выбрать форму пучка в области пушки (в криволинейных координатах x, y) в виде следующего полинома:

$$\varphi(x) = \varphi_k - (\varphi_k - 1)(10x^3 - 15x^4 + 6x^5). \quad (18.28)$$

Здесь отсчет x производится от катода ($x_k=0$). За единицу длины (l) принято расстояние от катода до плоскости, начиная с которой магнитное поле становится однородным, а пучок принимает вид цилиндра неизменного радиуса. (Другими словами, контур пучка в форме (18.28) задан как в пушке, так и в переходной области.) Функция вида (18.28) удовлетворяет следующим граничным условиям:

$$\left. \begin{array}{l} \varphi = \varphi_k, \\ \varphi' = 0, \\ \varphi'' = 0 \end{array} \right\} \text{ на поверхности катода при } x = 0;$$

$$\left. \begin{array}{l} \varphi = 1, \\ \varphi' = 0, \\ \varphi'' = 0 \end{array} \right\} \text{ на границе участков однородного и неоднородного магнитного поля.}$$

Последние условия необходимы, чтобы получить пучок без пульсаций.

2. На вычислительной машине решается система уравнений (18.26). Результатом решения является распределение потенциала (18.23) на оси системы, $\xi(x)$.

3. По формуле (18.27) вычисляется распределение потенциала внутри пучка.

4. По формулам (18.16) и (18.17) пересчитывают траектории электронов и строят контур пучка и, если нужно, промежуточные траектории, в обычных координатах z, r .

5. Наносят на чертеж систему эквипотенциалей и ортогональную ей систему силовых линий.

Таким образом, результатом решения внутренней задачи будут значения потенциала и его нормальной производной на границе пучка. По этим данным необходимо теперь решить внешнюю задачу.

Для решения внешней задачи можно использовать графоаналитический метод продолжения эквипотенциалей, вычисленных в пучке, на область поля вне пучка.

Другим возможным способом решения внешней задачи является применение расположенной в ванне проводящей пластины, совмещенной с внешней границей пучка, сопротивление которой изменяется в соответствии с вычисленным значением потенциала, и питаемой от отдельного источника [18.9]. Форма внешних электродов определяется путем подбора. Однако этот метод не нашел широкого применения из-за его сложности.

Несмотря на то, что в настоящее время достаточно простые и апробированные методы решения внешней задачи теории формирования еще не разработаны, предварительные расчеты позволяют сделать некоторые суждения.

Своеобразной чертой данного класса задач является наличие максимума на кривой распределения потенциала. Это означает, что в пушке необходимо иметь два анода, изолированных друг от друга. В ряде приборов, особенно высоковольтных, сложность конструкции и изоляции близко расположенных электродов может быть значительной. Хотя один из высоковольтных источников питания будет слаботочным, усложнение схемы питания очевидно. По-видимому, с увеличением первеанса и компрессии эти трудности будут усугубляться.

Метод не учитывает влияния тепловых скоростей электронов. Если в пушке нет магнитного поля, то, как показано в гл. 10, они могут существенно исказить распределение плотности тока в пучке, особенно в пушках с пучками малых поперечных размеров и большим расстоянием катод — анод.

Тепловые скорости электронов могут быть «подавлены» магнитным полем, проходящим через катод. Однако при наличии магнитного поля на катоде пушки и заданных траекториях, вообще говоря, нет оснований ожи-

дать, что полученные в результате решения параметры пучка будут теми, которые необходимы для получения непультсирующего потока.

Альтернативой является отыскание по тем же уравнениям не потенциала, а магнитного поля. При этом должны быть заданы как траектории, так и распределение потенциала. Однако не ясно, будет ли получено достаточно простое распределение магнитного поля, которое можно реализовать.

§ 18.4. ПОТОКИ С КРИВОЛИНЕЙНЫМИ ТРАЕКТОРИЯМИ

Криволинейные ортогональные координаты используются также при изучении общих свойств потока в работах [18.10—18.12], в которых, в частности, сделана попытка определить классы возможных траекторий.

Пристальное внимание теоретиков к вопросам формирования криволинейных потоков вполне понятно. Оно объясняется тем, что, во-первых, в электронных пушках современных приборов с высоким первеансом и высокой компрессией так или иначе потоки существенно не прямолинейны, а, во-вторых, криволинейные потоки необходимы для создания трубчатых электронных пучков с компрессией по плотности тока, в частности, магнетронных пушек.

В работах Кирстейна и Кайно [18.13, 18.14] нелинейные уравнения в частных производных методом разделения переменных в цилиндрической полярной системе координат сводятся к системе нелинейных обыкновенных уравнений первого порядка. Таким методом решается, в частности, внутренняя задача для случаев тонкостенного трубчатого пучка, сформированного цилиндрическим или конусным полым катодом. Внешняя задача решается путем подбора на ванне геометрических форм электродов, создающих вычисленное «холодное» поле (т. е. пока без учета собственного пространственного заряда пучка).

В работе [18.15] получены уравнения для аксиально-симметричного криволинейного ламинарного потока с пространственным зарядом (в параксиальном приближении). Поток определяется конфигурацией магнитного поля, одной выбранной траекторией, потенциалом вдоль

этой траектории и вариацией толщины пучка. Любые три из этих величин могут быть заданы произвольно (в определенных пределах), а четвертая вычисляется по приведенным формулам.

В работах Харкера [18.16, 18.17] развивается достаточно общий метод решения внешней задачи теории формирования, основанный на преобразовании уравнения Лапласа и его граничных условий введением фиктивной комплексной области в систему гиперболических уравнений. Решение проводится методом конечных разностей на цифровой вычислительной машине. На рис. 18.2 представлен пример конфигурации электродов, вычисленной этим способом.

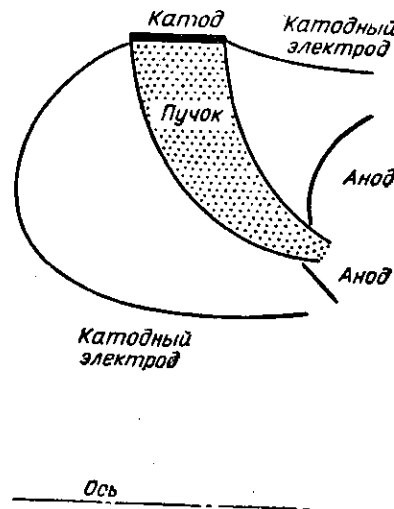


Рис. 18.2. Пример конфигурации электродов пушки, формирующей криволинейный аксиально-симметричный поток, вычисленный по методу Харкера [18.16].

§ 18.5. ВОПРОСЫ ЛАМИНАРНОСТИ И УСТОЙЧИВОСТИ ПОТОКА. ПОНЯТИЕ О ЖЕСТКОСТИ ФОКУСИРОВКИ

Как отмечалось в гл. 14, при некоторых условиях наблюдается неустойчивость формирования трубчатых и ленточных электронных потоков, приводящая к образованию «жгутов» или «завихрений». Кроме того, в электронных потоках существуют волны пространственного заряда и сложные колебания ионов. В ряде случаев сильные возмущения вносят высокочастотные поля. Все это обрисовывает довольно широкий круг недостаточно изученных вопросов, относящихся к проблеме ламинарности и устойчивости потоков. Некоторые исследования по этим вопросам проведены в работах [18.19—18.22].

В заключение остановимся на понятии «жесткости» фокусировки. Рассматривая устойчивость электронной орбиты при центробежно-электростатической фокусировке (§ 15.2), мы использовали понятие *возвращающей силы* как силы, которая действует на электрон, когда он смещается с равновесной орбиты [18.23, 18.24]. Физически ясно, что чем больше эта сила, тем на меньшее расстояние сможет уйти электрон под действием возмущений, тем жестче, следовательно, фокусировка.

Большую жесткость фокусировки можно получить в системах, где помимо расталкивательных сил объемного заряда специально введена еще другая расфокусирующая сила, а также, естественно, ее компенсирующая тоже большая фокусирующая сила. Например, при ЦЭФ равновесие достигается в основном между расфокусирующей центробежной силой и фокусирующей силой конденсатора. Тогда на их фоне влияние пространственного заряда становится небольшим.

В работе [18.8] предлагается ввести следующее количественное определение жесткости фокусировки:

$$S^2 \equiv - \left. \frac{\partial (\dot{r})}{\partial r} \right|_{r=r_0} \quad (*)$$

(точки означают дифференцирование по времени).

Величина S^2 имеет физический смысл угла наклона касательной к нормализованной кривой зависимости суммарной силы от радиуса, вычисленного при равновесном радиусе ($r=r_0$). При малых отклонениях от положения равновесия можно считать, что $S = \text{const}$, и тогда из (*) получим

$$\ddot{r} + S^2 r = S^2 r_0.$$

Обозначая через $\delta = r - r_0$ отклонение радиуса от равновесного, имеем

$$\ddot{\delta} + S^2 \delta = 0.$$

Решение этого уравнения с начальными условиями $\delta = 0$ и $\dot{\delta} = \dot{r}(0)$ при $t = 0$

$$\delta = \frac{\dot{r}(0)}{S} \sin St$$

показывает, что амплитуда пульсаций обратно пропорциональна жесткости пучка, а период пульсаций тем меньше, чем больше жесткость S .

Величину S^2 просто вычислить, если известно уравнение движения электрона. Несложные расчеты показывают, например, что для пучка, сформированного пушкой с частично экранированным катодом жесткость фокусировки определяется формулой

$$S^2 = \frac{1+K}{1-K} \omega_p^2,$$

где K — параметр катодных условий (11.15);

$\omega_p^2 = \frac{4\pi\rho}{\epsilon_0}$ — плазменная частота (ρ — объемная плотность заряда).

Следовательно, в однородном поле бриллюэновская фокусировка ($K=0$) обладает наименьшей жесткостью. При полностью неэкранированном катоде ($K \rightarrow 1$) жесткость фокусировки неограниченно возрастает. Аналогичные оценки проведены для МПФС, трубчатого пучка и т. п. [18.8].

ГЛАВА 19

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ СВЕДЕНИЯ О НЕКОТОРЫХ ВОПРОСАХ ЭЛЕКТРОНИКИ ПУЧКОВ

§ 19.1. ФОКУСИРОВКА ПУЧКА РЕВЕРСНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Из основного уравнения (4.12) или (8.1) следует, что в магнитном поле контур пучка определяется квадратом индукции магнитного поля, т. е. не зависит от знака поля. Поэтому для фокусировки можно применить системы с резким изменением полярности (реверсом) магнитного поля (рис. 19.1) [19.1—19.6].

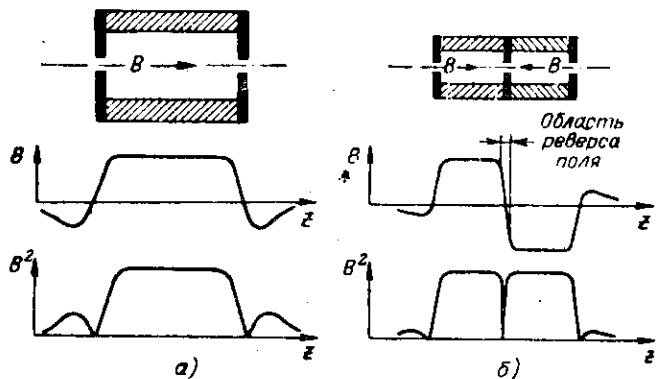


Рис. 19.1. Размеры магнитов и форма B -кривых при фокусировке пучка однородным магнитным полем (а) и реверсным магнитным полем (б).

Применение реверсных фокусирующих систем (РФС) с постоянными магнитами дает значительный выигрыш

в весе. К данному случаю полностью применимы рассуждения о весе магнитов, приведенные в § 9.1, из которых следует, что экономия веса должна быть порядка N^2 раз, если $N-1$ — число реверсов поля. Так, при однократном реверсе следует ожидать по крайней мере четырехкратного снижения веса магнитов. Практически этот вы-

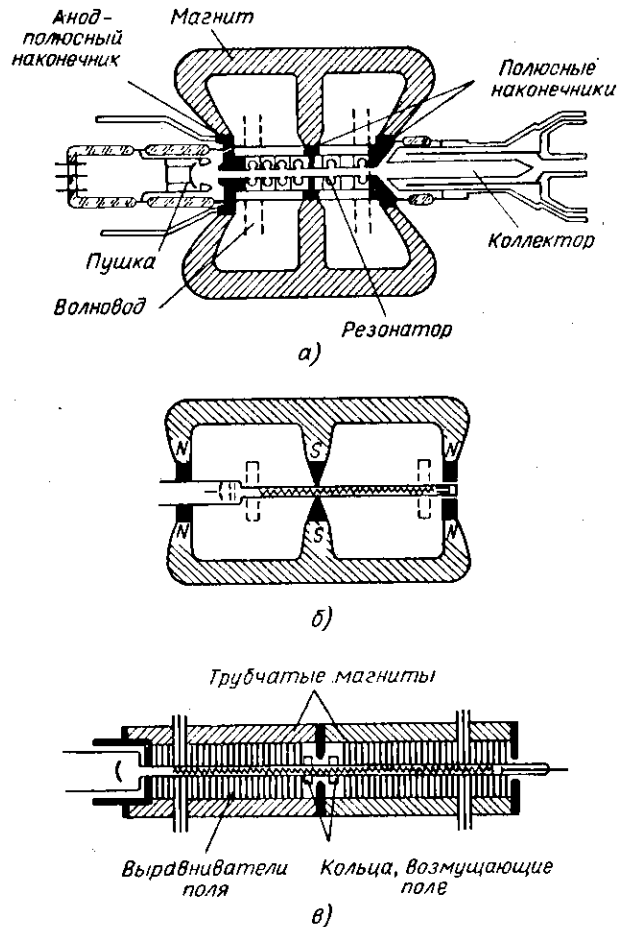


Рис. 19.2. Схема клистрона (а), малошумящей ЛБВ (б) и ЛБВ средней мощности (в) в фокусирующих системах с реверсным магнитным полем.

применяются магниты E-образной и трубчатой формы.

игрыш несколько больше (примерно в 6 раз) из-за резкого уменьшения полей рассеяния.

На рис. 19.2 представлены варианты РФС, в которых применяются магниты Е-образной или трубчатой формы. Полюсные наконечники могут быть принадлежностью как внешней фокусирующей системы, так и самой лампы.

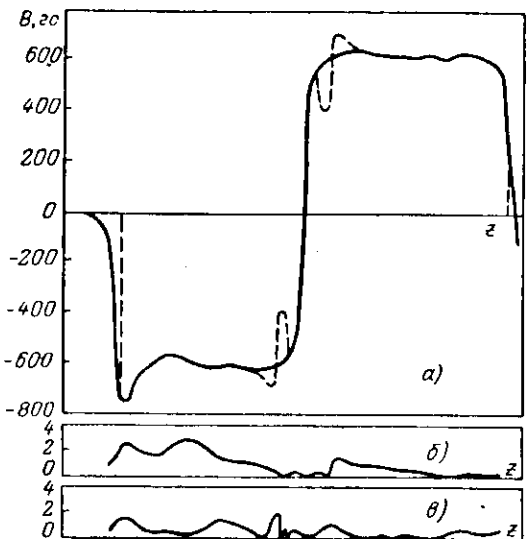


Рис. 19.3. Распределение магнитного поля на оси реальной фокусирующей системы с реверсом магнитного поля [19.4]:

a—*B*-кривая магнитов с экраном пушки и полюсными наконечниками (сплошная линия). *B*-кривая при наличии специальных колец, создающих малые возмущения магнитного поля (пунктир); *b* и *c* — радиальные компоненты магнитного поля в двух взаимно перпендикулярных направлениях.

В литературе описаны применения РФС для клистронов, малошумящих ЛБВ и ЛБВ средней мощности*.

В практических случаях изменение магнитного поля в области реверса происходит на расстоянии, сравнимом с длиной волны пульсации потока (рис. 19.3). Как показали расчеты и подтвердил эксперимент, если до области реверса поток имеет относительно небольшую амплитуду

* Ввиду высокой эффективности РФС была применена для ЛБВ, установленной на искусственном спутнике Земли [19.4].

пульсаций, то после области реверса при некоторых напряжениях он может иметь значительно большую пульсацию, приводящую к токооседанию в области реверса, тогда как при других напряжениях пульсации если и возрастают, то незначительно. Это иллюстрируется рис. 19.4 (пунктирная кривая). Объяснение сильной из-

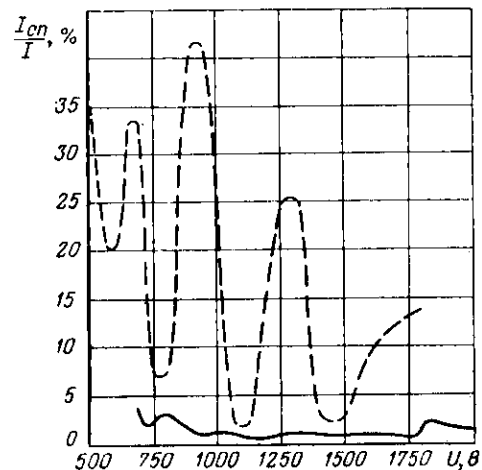


Рис. 19.4. Пример зависимостей тока на спираль (в % к общему току) от ускоряющего напряжения для ЛБВ в реверсной фокусирующей системе [19.4].

Пунктир — токооседание в РФС без возмущающих колец. Сплошная кривая — токооседание при наличии возмущающих колец, расположенных в оптимальном положении.

резанности характеристики при небольших ускоряющих напряжениях заключается в том, что между пушкой и областью реверса укладывается несколько длин волн пульсаций. Поэтому даже небольшие изменения ускоряющего напряжения вызывают большой набег фазы пульсаций. С увеличением напряжения $\lambda_{\text{л}}$ увеличивается [см. (4.22)] и поэтому относительное изменение фазы пульсаций замедляется. Как видим, фаза пульсаций на влете пучка в область реверса играет очень важную роль. Из графика рис. 19.4 следует, что можно получить хорошее токопрохождение, однако наблюдается большая критичность к величине анодного напряжения. В ряде случаев такая критичность недопустима. К тому же это ста-

вит под сомнение возможность применения многократного реверса.

Для устранения этого недостатка в работе [19.4] предложено использовать преднамеренные небольшие возмущения магнитного поля, созданные специальными железными колечками. Поясним их действие при помощи схематического рис. 19.5. Пусть неп пульсирующий электронный поток проходит в магнитном поле, имеющем небольшое возмущение. Пройдя этот участок поля, пучок будет пульсировать. Как отмечалось в § 8.1, контур пучка обладает свойством «обратимости». Поэтому, рассматривая теперь ход того же пучка, но уже справа налево, заключаем, что можно «погасить» пульсацию потока, если магнитное поле будет иметь возмущение подходящей формы в нужной фазе пульсаций. На рис. 19.5,б изображены два возмущения одинаковой величины, расположенные на расстоянии половины длины волны пульсаций. Пучок начинает пульсировать за счет первого возмущения и гасит пульсацию за счет второго. Рис. 19.5,в иллюстрирует прохождение пульсирующего пучка через область реверса в случае удачной фазы пульсаций, когда амплитуда пульсаций не возрастает.

Как видим, за счет большого набега фазы небольшое изменение скорости пучка может привести к резкому росту пульсаций. Чтобы устранить этот недостаток РФС, надо, во-первых, иметь хороший пучок с малой пульсацией границы, а во-вторых, уменьшить расстояние между плоскостью реверса и плоскостью, где пучок начинает пульсировать. Тогда даже при больших изменениях скорости пучка набег фазы на этом небольшом расстоянии будет мал. Чтобы иметь наименьший диаметр пучка в плоскости реверса, надо создать небольшое возмущение на расстоянии половины длины волны пульсаций до плоскости реверса и второе возмущение на таком же расстоянии — после плоскости реверса (рис. 19.5,г). Понятие длины волны пульсации в области резко неоднородного поля становится условным. Численные расчеты, выполненные в предположении линейного изменения поля в области реверса, позволяют найти эту условную длину $\bar{\lambda}_n$ (рис. 19.5,д).

Из рис. 19.4 видно, что внесение специальных возмущений резко снижает как общее токооседание на замедляющую систему, так и критичность от ускоряющего на-

пряжения (сплошная кривая). Слабая зависимость токооседания от напряжения позволяет применить многократный реверс. Например, применение трехкратного реверса дало дальнейшее снижение веса магнитов в отношении 1:1,5.

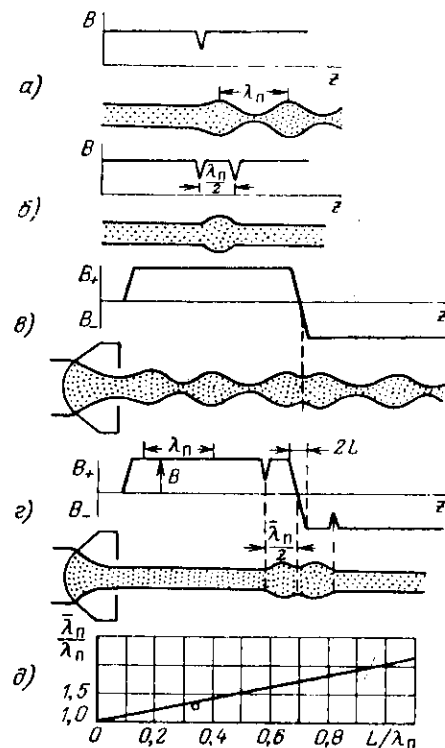


Рис. 19.5. К объяснению действия малых возмущений магнитного поля в РФС:

а — неп пульсирующий пучок и однократное возмущение магнитного поля; б — неп пульсирующий пучок и двукратное возмущение магнитного поля, расположенного на расстоянии половины длины волны пульсаций, λ_n ; в — пучок с пульсациями в реверсном магнитном поле; г — прохождение неп пульсирующего пучка через область реверса при наличии симметричных возмущений поля. $2L$ — длина области реверса. $\bar{\lambda}_n$ — длина волны пульсаций в области реверса; д — нормализованное расстояние от плоскости реверса до плоскости возмущения $\bar{\lambda}_n / \lambda_n$ в зависимости от длины области реверса L / λ_n , вычисленное в предположении линейного изменения индукции поля в области реверса. Точкой отмечено оптимальное положение возмущающих колец на реальной лампе [19.4].

Как и при обычных магнитах, в РФС применяют выравниватели поля в виде набора шайб из магнитомягкого материала.

Сравнение реверсной и периодической магнитной фокусирующей систем показывает, что РФС будет несколько тяжелее МПФС. Но зато она обладает существенными преимуществами:

- слабой зависимостью от температуры;
- удобством доступа к лампе, и в частности, удобством размещения волноводных или коаксиальных выводов энергии и элементов подстройки;
- меньшей критичностью токопрохождения к изменениям скоростей электронов, что особенно важно при применении рекуперации энергии в коллекторе с целью повышения к. п. д.

§ 19.2. СЕТОЧНАЯ МОДУЛЯЦИЯ

Когда прибор должен работать в импульсном режиме или в режиме модуляции, можно применять как анодную, так и сеточную модуляцию. В первом случае полное высокое напряжение в течение импульса приложено между катодом и анодом пушки, а в промежутке между импульсами пушка не работает. Модулятор при анодной модуляции должен коммутировать полную мощность пучка. Во втором случае модуляция тока пучка может производиться при значительно меньшей мощности модулятора, но при этом пушка должна иметь специальный модулирующий электрод [19.7—19.12].

На рис. 19.6 представлены возможные способы модуляции тока пучка. Если для модуляции используется просто фокусирующий электрод, то для снижения тока пучка до 1% от начальной величины необходимо на него подать отрицательное напряжение, величина которого доходит до 50—60% анодного напряжения. Если кроме фокусирующего электрода для модуляции используется специальный центральный электрод в виде штыря специально подобранной формы [19.11], то «запереть» ток пучка можно при значительно меньших модулирующих напряжениях U_g . Например, снижение тока в 100 раз наступает при U_g/U_a порядка 15—20%. Еще более эффективной является модуляция при помощи сетки, расположенной близко к катоду и соединенной с фокусирующим

электродом. Напряжение «смещения» на сетке, составляющее единицы процентов от анодного напряжения, практически полностью «запирает» ток пучка.

Наименьшее искажение в работу пушки сетка будет вносить в том случае, когда она совмещена с одной из эквипотенциальных поверхностей, расположенных близко

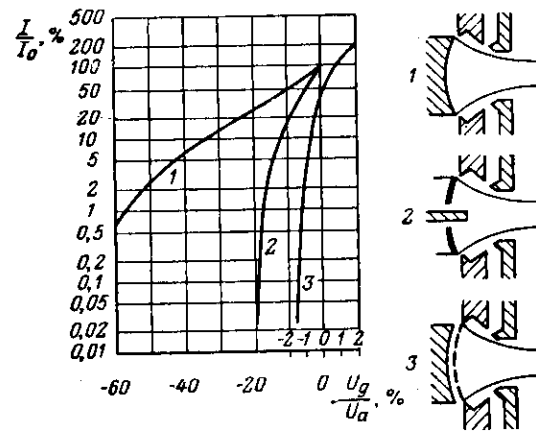


Рис. 19.6. Примеры зависимостей I/I_0 от U_g/U_a при различных вариантах модулирующих электродов:

1 — ток пучка при подаче модулирующего напряжения; I_0 — без него; U_a — потенциал анода относительно катода.

1 — для модуляции применен фокусирующий электрод; 2 — кроме фокусирующего, вблизи центра катода расположен специальный штыревой модулирующий электрод; 3 — для модуляции применяется расположенная близко к катоду сетка, соединенная с фокусирующим электродом. Растянутая шкала значений U_g/U_a относится к модуляции при помощи сетки.

к катоду, и имеет ее потенциал. Пользуясь формулами § 6.2, можно вычислить расстояние $d_{гк}$ от катода до эквипотенциала U_g в пушке сферического типа:

$$\frac{U_a}{U_g} = \frac{[-\alpha(\rho_a)]^{4/3}}{(d_{гк}/R_k)^{4/3}}$$

Зависимость U_a/U_g от $d_{гк}/R_k$ при различных ρ_a представлены на рис. 19.7. В качестве примера укажем, что при $\rho_a = 2$, $U_a/U_g = 80$ расстояние сетка—катод должно составлять 3,2% от расчетного радиуса кривизны катода. Подробный расчет сетки дан в работе [19.13].

Сетка, расположенная в потоке, вносит в него заметные искажения [19.9]:

1. Сетка перехватывает часть тока пучка. Ток сетки равен в первом приближении площади поперечного сечения сетки, умноженной на плотность тока в месте ее расположения.

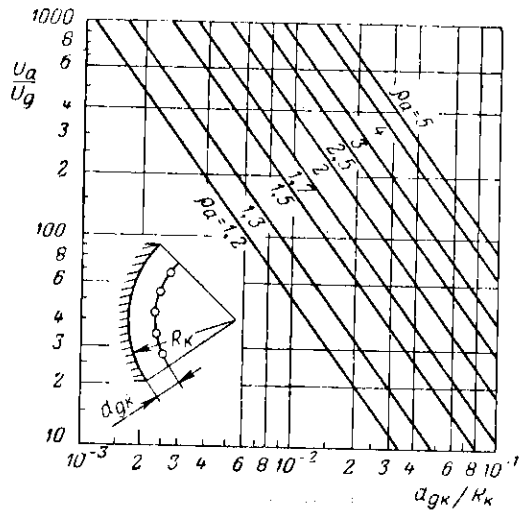


Рис. 19.7. Зависимость отношения анодного напряжения к модулирующему от нормализованного расстояния сетка—катод для случая пушки сферического типа.

2. Каждая из ячеек сетки образует слабую электронную линзу, которая сообщает электронам компоненты скорости, перпендикулярные к направлению сходимости потока. В гл. 10 мы видели, что даже небольшие тепловые поперечные скорости электронов могут вызвать существенное перераспределение тока. Поэтому искажения, вносимые сеткой, могут дать заметный эффект, особенно в случае пучков с большой компрессией тока.

3. С сетки выбиваются вторичные электроны, траектории которых могут составлять значительные начальные углы с углами первичных электронов. Вторичные электроны ускоряются в пушке и поэтому за их счет в пучке будет значительная доля трансламнарных электронов.

Измерения показали, что радиус пучка при наличии сетки примерно на 25% больше, чем в отсутствие сетки.

В силу указанных причин для фокусировки пучка требуется большее магнитное поле. Как следует из рис. 19.8,

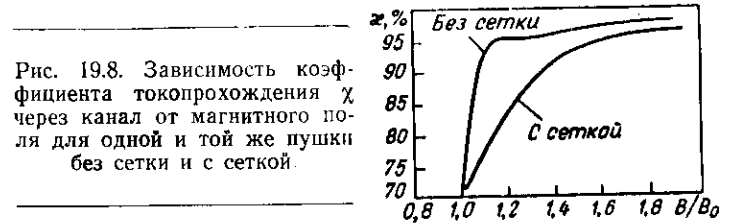


Рис. 19.8. Зависимость коэффициента токопрохождения χ через канал от магнитного поля для одной и той же пушки без сетки и с сеткой.

при наличии сетки в пушке необходимо брать магнитное поле в 1,2—1,5 раза больше, чем в ее отсутствие.

Примеры режимов ламп с сеточным управлением см. в [19.9, 19.12]. Об эмиссии с сетки см. [19.13].

ДОПОЛНЕНИЕ

ФОКУСИРУЮЩИЕ СОЛЕНОИДЫ. НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

§ Д.1. ЭЛЕМЕНТЫ РАСЧЕТА СОЛЕНОИДА

При вычислении поля, созданного соленоидом, будем исходить из закона Био-Савара-Лапласа, записанного в виде

$$d\vec{H} = \frac{I}{4\pi} \frac{[d\vec{l}, \vec{r}]}{r^3} \quad (\text{Д.1})$$

(см. например, [Д. 1]). Здесь $d\vec{H}$ — напряженность магнитного поля, созданная элементом тока длиной dl с силой тока I на расстоянии r от него.

Величину z — компоненты поля, созданного круговым витком радиуса R (рис. Д. 1) на оси в точке, удаленной от центра витка на расстоянии ζ , можно найти из формулы (Д. 1):

$$H'_z = \frac{I \cos \theta}{2} \frac{R^2}{r^3} = \frac{I}{2} \frac{R^2}{(\zeta^2 + R^2)^{3/2}} \quad (\text{Д.2})$$

Реальный соленоид, длину которого обозначим $2L$, а внутренний и внешний радиусы обмотки R_1 и R_2 соответственно (рис. Д.2), состоит из многих витков провода. Напряженности полей, созданных каждым из витков, складываются. Для простоты расчетов заменим реальную обмотку соленоида идеализированной. А именно будем считать, что обмотка является совокупностью вплотную примыкающих друг к другу элементарных кольцевых витков с поперечным сечением

$dRd\zeta$, по которым течет ток с плотностью j в направлении витков.

Для определения поля в точке, удаленной от центра соленоида на расстояние z , необходимо применить формулу (Д.2) к элементарному витку с током $j dRd\zeta$

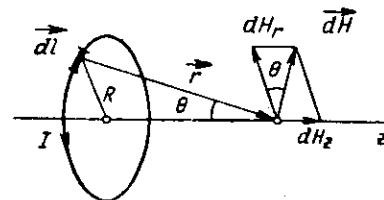


Рис. Д.1. К выводу формулы магнитного поля, созданного круговым витком.

и полученное выражение проинтегрировать по R от R_1 до R_2 , а по ζ от $-(L+z)$ до $L-z$:

$$H_z(z) = \frac{j}{2} \int_{R_1}^{R_2} R^2 dR \int_{-(L+z)}^{L-z} \frac{d\zeta}{(R^2 + \zeta^2)^{3/2}} = \frac{j}{2} Q(z, L, R_1, R_2). \quad (\text{Д.3})$$

Здесь через Q обозначена функция распределения продольной компоненты магнитного поля на оси соленоида:

$$Q(z, L, R_1, R_2) = (L-z) \ln \left[\frac{R_2}{R_1} \frac{1 + \sqrt{1 + \left(\frac{L-z}{R_2}\right)^2}}{1 + \sqrt{1 + \left(\frac{L-z}{R_1}\right)^2}} \right] + (L+z) \ln \left[\frac{R_2}{R_1} \frac{1 + \sqrt{1 + \left(\frac{L+z}{R_2}\right)^2}}{1 + \sqrt{1 + \left(\frac{L+z}{R_1}\right)^2}} \right]. \quad (\text{Д.4})$$

Более подробно расчет соленоида рассматривается в статье [Д.2].

Перейдем теперь от плотности тока j в обмотке к силе тока, протекающего по проводу реального соленоида, которую обозначим $I_{\text{сол}}$. Число витков провода, приходящихся на единицу длины (считая в один слой), обозначим ω_0 . На длине соленоида уместится $2L\omega_0$ витков (считая в один ряд), а по радиусу уместится

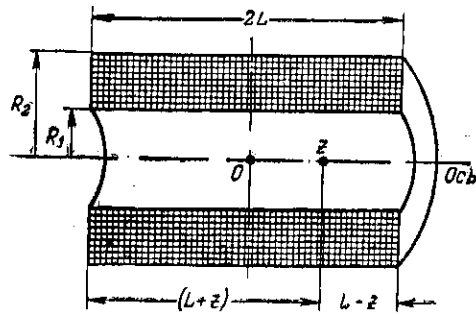


Рис. Д.2. Схематическое изображение обмотки соленоида.

$\omega_0(R_2 - R_1)$ рядов. Следовательно, общее число витков провода N будет равно

$$N = 2(R_2 - R_1)L\omega_0^2. \quad (\text{Д.5})$$

Суммарный ток через поперечное сечение всей обмотки в виде прямоугольника с площадью $2L(R_2 - R_1)$ будет равен $NI_{\text{сол}}$. Имеем очевидное равенство:

$$NI_{\text{сол}} = 2jL(R_2 - R_1). \quad (\text{Д.6})$$

Обозначим посредством ω суммарное число витков, приходящихся на единицу длины соленоида. Из равенств (Д.5) и (Д.6) следует, что

$$j = I_{\text{сол}}\omega_0^2 = I_{\text{сол}} \frac{\omega}{R_2 - R_1}. \quad (\text{Д.7})$$

В виду того, что в реальной обмотке ток течет не по всему поперечному сечению, а только по виткам провода, введем коэффициент заполнения k_3 , равный отношению площади, заполненной материалом провод-

ника к площади поперечного сечения обмотки. Тогда

$$j = I_{\text{сол}}k_3\omega_0^2. \quad (\text{Д.7}')$$

Подставив (Д.7') в (Д.3), с учетом равенства $B = \mu_0 H$, получим

$$B_z(z) = \mu_0 H_z(z) = \frac{1}{2} \mu_0 k_3 I_{\text{сол}} \omega_0^2 Q(z, L, R_1, R_2). \quad (\text{Д.8})$$

Рассмотрим сначала частный случай: магнитное поле $B_{\text{ц}}$ в центре очень длинного соленоида. Можно показать, что

$$\lim_{L \rightarrow \infty} Q = 2(R_2 - R_1).$$

Следовательно,

$$B_{\text{ц}} = \mu_0 H_{\text{ц}} = 1,26 \cdot 10^{-6} I_{\text{сол}} k_3 \omega \left[\frac{\text{витков}}{\text{м}} \right]$$

или

$$B_{\text{ц}} [\text{гс}] = 1,26 k_3 I_{\text{сол}} [a] \omega \left[\frac{\text{витков}}{\text{см}} \right] \quad (\text{Д.9})$$

Пример. Пусть имеется достаточно длинный соленоид с $R_2 - R_1 = 3 \text{ см}$. Диаметр провода 1 мм . Тогда $\omega_0 = 10 \text{ витков/см}$. Число слоев обмотки соленоида $\omega_0(R_2 - R_1) = 30$. Общее количество витков, приходящееся на 1 см длины соленоида, равно $\omega = 300 \text{ витков/см}$. Индукция магнитного поля в центре соленоида определяемая по формуле (Д.9), при токе $I_{\text{сол}} = 1 \text{ а}$ будет равна $378 \text{ гс} \times k_3$.

Практически k_3 находится в пределах $0,6 - 0,8$ для проводов с обычной изоляцией и достигает $0,9 \div 0,95$ для специальных видов обмоточных материалов типа ленты или фольги. Для оценочных расчетов коэффициент $1,26 k_3$ можно округлить до единицы и считать, что

$$B_{\text{ц}} [\text{гс}] \approx I_{\text{сол}} [a] \omega \left[\frac{\text{витков}}{\text{см}} \right], \quad (\text{Д.10})$$

т. е. индукция (в гауссах) численно равна числу ампер-витков, приходящихся на сантиметр длины обмотки.

§ Д.2. ОСОБЕННОСТИ ПРАКТИЧЕСКИХ КОНСТРУКЦИЙ СОЛЕНОИДОВ. ОХЛАЖДЕНИЕ ОБМОТОК. ЛЕГКИЕ СОЛЕНОИДЫ ИЗ АЛЮМИНИЕВОЙ ФОЛЬГИ

При конструировании обмоток фокусирующих соленоидов необходимо учитывать некоторые особенности, отличающие их от обмоток более часто применяемых устройств типа трансформаторов, дросселей и т. п., игнорирование которых доставляет много неудобств экспериментатору или даже делает невозможным нормальную эксплуатацию соленоида:

1. Намотка провода на каркас (трубу) должна производиться плотно и равномерно виток к витку, с минимальным наклоном витков к оси. Особенно тщательно должны наматываться первые (внутренние) ряды провода, наиболее близко расположенные к пучку.

Для выравнивания слоев и улучшения изоляции между ними применяют прокладки из тонкой кабельной бумаги или лакоткани (через каждый слой или через 2—3 слоя).

2. У соленоида из набора катушек галетного типа катушки должны быть тщательно отъюстированы, стем чтобы направления магнитных осей каждой из них были строго параллельны и не имели эксцентриситета.

3. У тяжелых соленоидов каркас (труба) должна иметь достаточную механическую жесткость. Стрела прогиба трубы под действием веса катушек должна быть значительно меньшей, чем зазор между пучком и пролетным каналом. Исходя из этого, а также из соображений удобства обслуживания тяжелые соленоиды часто располагают вертикально.

4. Особо тщательно должна быть выполнена изоляция и закрепление первого и последнего витков обмотки, так как при сборке и установке соленоида они наиболее часто подвергаются повреждениям, что при включении соленоида приводит к замыканиям витков друг с другом или на каркас.

5. У соленоидов, предназначенных для экспериментальных работ, должны быть предусмотрены центрирующие (юстировочные) приспособления. Создание таких приспособлений, естественно, более сложных по конструкции, чем простые стопорные винты, обычно окупается плавностью настройки и, тем самым, быстротой и повторяемостью эксперимента.

6. Поскольку нагрев соленоида протекающим током обычно бывает значительным*, должны быть предусмотрены способы эффективного отвода тепла.

Разработка конструкции соленоида, способного длительное время работать без перегрева, зачастую является задачей значительно более сложной, чем расчет соленоида с заданной B -кривой. Так как объем книги не позволяет достаточно полно описать тепловой режим соленоида, рассмотрим подробнее лишь основные причины перегрева обмоток и способы отвода тепла от них.

Поток тепла от внутренних слоев намотки направлен в сторону охлаждаемых витков. Теплопроводность материала провода достаточно высокая. Но на пути тепла, выделяющегося в толще проводника, будут существовать барьеры в виде слоев изоляции провода и прокладок. Если учесть, что в случае круглого провода тепло передается практически только в точках соприкосновения соседних витков провода, а витки не везде плотно прилегают друг к другу, то становится ясным, что средняя теплопроводность такой обмотки в целом является очень плохой. Поэтому в обычной обмотке допустимая плотность тока не превышает 2—2,5 a/m^2 ?

Если плотность тока значительно выше допустимой, то в области, наиболее удаленной от охлаждаемых участков обмотки, температура резко повысится, и повысится, следовательно, сопротивление этих перегретых витков. В свою очередь это вызывает повышенное выделение тепла и как результат перегрева — обугливание изоляции и, в конечном счете, выход соленоида из строя за счет короткого замыкания витков.

Для улучшения теплоотвода применяют следующие способы:

1. Пропитка катушек специальными лаками и смолами, значительно улучшающими среднюю теплопроводность обмотки.

2. Намотка катушек не круглым проводом, а плетеным (шинкой) или же тонкой лентой или фольгой. При этом резко увеличивается площадь соприкосновения витков и улучшается теплоотвод, возрастает коэффициент заполнения и отпадает необходимость в допол-

* Здесь не рассматриваются соленоиды из сверхпроводников. Интересующихся отсылаем к специальной литературе, подробно перечисленной в работе [Д. 2].

нительных прокладках. Габариты соленоида могут быть несколько уменьшены.

3. Разделение соленоида на отдельные секции (катушки галетного типа) с тем, чтобы за счет торцов резко увеличить охлаждаемую поверхность. При этом свободный зазор между катушками служит для прохода потока воздуха за счет естественной циркуляции или принудительного обдува.

Наибольший эффект достигается с применением галетных катушек, намотанных лентой или фольгой, так как в этом случае нет внутренних барьеров для потока тепла изнутри на торцы катушек. Единственным барьером здесь является поверхностный слой изоляции на тонких кромках ленты, выходящих на торец катушки.

4. Введение охлаждаемых прокладок в зазоры между катушками [Д.14]. В этом случае торцы катушек к прокладкам должны быть прижаты возможно плотнее. Если охлаждение естественное воздушное, то рационально применять охлаждаемые прокладки в виде квадратных или круглых пластин из листовой меди или алюминия, выступающих из соленоида настолько, чтобы площадь внешней омываемой воздухом части пластин была больше площади торцов катушек. Если охлаждение принудительное водяное, то рационально применять охлаждаемую прокладку в виде круглой выступающей из соленоида по радиусу пластины, по периметру которой припаяна трубка, или же саму прокладку сделать с каналами для пропускания воды.

Сочетание указанных способов, т. е. применение тонких катушек галетного типа, намотанных фольгой, совместно с принудительным охлаждением галетных катушек по внутренним торцам дает возможность повысить плотность тока в обмотке до 12—16 a/cm^2 .

Отметим, что в катушках, намотанных лентой или фольгой, достигается лучшая аксиальная симметричность поля, чем в катушках, намотанных проводом.

В заключение параграфа кратко остановимся на свойствах соленоидов, катушки которых намотаны алюминиевой фольгой [Д.3—Д.5]. Как следует из табл. Д.1, удельный вес алюминия в 3,36 раза меньше, а удельное сопротивление в 1,6 раза больше, чем у меди. Следовательно, округленно можно считать, что алюминиевый соленоид будет весить в 3 раза меньше, чем медный той

же формы, но потребует подведения в полтора раза большей мощности питания, чтобы сохранить нужное число ампервитков.

Таблица Д.1

Свойства материалов, применяемых для изготовления соленоидов

Материал	Удельное сопротивление, ом·мм ² /м	Удельный вес, г/см ³	Средний температурный коэффициент сопротивления для температур от 0 до 103°С
Медь электротехническая	0,0175	8,9	0,00400
Алюминий	0,0278	2,65	0,00423

Возникает вопрос, не будет ли выигрыш в весе соленоида сведен на нет проигрышем в весе источников питания? В работе [Д. 3] показано, что для большого числа применений, в том числе и для самолетной аппаратуры, алюминиевые соленоиды определенно выгоднее медных с точки зрения минимума суммарного веса обмотки плюс веса источников питания. Алюминиевая фольга как материал для катушек обладает также следующими положительными свойствами:

1. Ее легко окислировать и получать на поверхности пленку оксидной изоляции. Если толщина этой пленки не превышает десятков микрон, она остается достаточно гибкой. Эта пленка весьма прочная и теплостойкая, так что соленоид может иметь высокую рабочую температуру.

2. Допускается механическая обработка торцов катушек. Например, торец катушки можно проточить на токарном станке или прямо в катушке просверлить отверстие для пропускания элементов лампы. Последующая химическая обработка снимает заусенцы и устраняет риск замыкания отдельных витков.

§ Д.3. МАГНИТОМЯГКИЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ЭКРАНОВ. ОЦЕНОЧНЫЙ РАСЧЕТ ЭКРАНА. ЭЛЕКТРОМАГНИТЫ. МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ

Достижимая степень экранировки и форма В-кривых существенно зависят от толщины стенки и магнитных

свойств материала экрана. На рис. Д.3 представлены зависимости магнитной проницаемости $\mu = \frac{B}{H}$ от напряженности внешнего магнитного поля для наиболее часто употребляемых магнитомягких материалов—ковара и железа армко. Видно, что кривые $\mu(H)$ у них отличаются незначительно. В сильных полях коваровый экран будет экранировать несколько хуже железного.

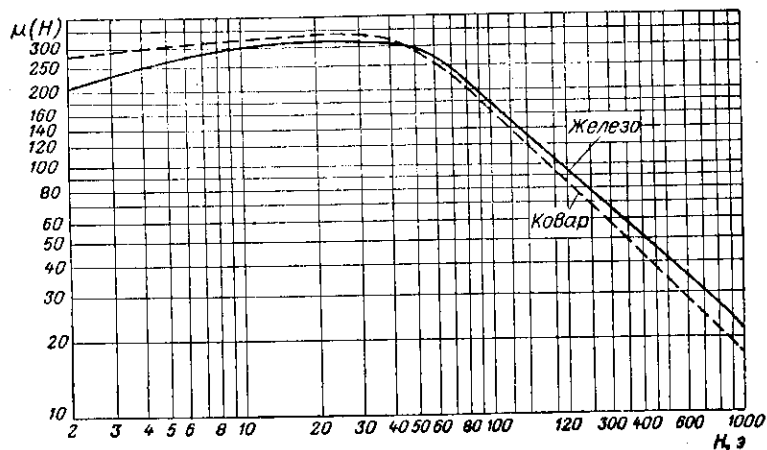


Рис. Д.3. Зависимость магнитной проницаемости μ от напряженности внешнего магнитного поля H для ковара и железа армко. Кривые сняты на образцах после термической обработки при температуре 950°C в атмосфере водорода.

Нелинейность зависимости $\mu(H)$ выражена очень резко. Так, если в полях $10\text{--}50$ э проницаемость μ равна примерно 300 гс/э , то в полях свыше 500 э она не превышает 40 , а в полях выше 1000 э падает до 20 и ниже. Эта нелинейность делает невозможным строгий расчет экранов. Однако оценочный расчет необходимой толщины стенки экрана сделать можно, если учесть следующие физические соображения.

Допустим, экран находится в поле 1000 э. Казалось бы, что экранировка должна быть очень плохой, так как $\mu=20$. Однако, это не так: если материал наружных слоев экрана и находится в состоянии насыщения, то внутренние слои, будучи экранированными от внешнего

поля наружными слоями, находятся в гораздо более слабом поле, где μ велико. Следовательно, экранирующее действие внутренних слоев будет значительным.

Следуя работе [7.4], произведем приближенную оценку толщины стенки экрана. На рис. Д.4 представлена схема и обозначены размеры рассчитываемого экрана, имеющего форму достаточно длинного полого

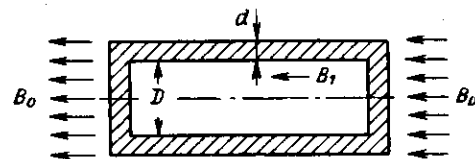


Рис. Д.4. Схема экрана, применяемая при расчете толщины стенки цилиндрического экрана.

цилиндра без отверстий. Магнитный поток, поступающий в торец экрана, равен $(\pi/4)(D+2d)^2 B_0$. Этот же поток проходит по поперечному сечению экрана, имеющему вид кольца, и может быть приближенно выражен через индукцию B^* в толще материала экрана как $\pi D B^* d$. Поэтому

$$\frac{B^*}{B_0} = \frac{(D+2d)^2}{4Dd} \approx \frac{D}{4d}.$$

(считаем, что $d \ll D$).

Воспользуемся теперь равенством тангенциальных компонент напряженности магнитного поля на границе двух сред: материала экрана и вакуума вблизи внутренней цилиндрической поверхности экрана. Обозначив искомую индукцию на оси внутри экрана B_1 , получим

$$\frac{B^*}{\mu_0 \mu} = \frac{B_1}{\mu_0}.$$

Из сопоставления двух последних равенств находим формулу для толщины стенки экрана, выраженную через необходимую степень ослабления поля B_0/B_1 :

$$d \approx \frac{D}{4\mu} \frac{B_0}{B_1}, \quad (\text{Д.11})$$

Пример. Определим толщину стенки цилиндрического экрана из железа армо с внутренним диаметром $D=40$ мм, помещенного в поле 1000 э, необходимую для ослабления поля в 100 раз. Разобьем мысленно экран на три слоя, причем наружный слой ослабляет поле в два раза (т. е. с 1000 до 500 э), второй слой — в 5 раз (с 500 до 100 э) и третий — в 10 раз (со 100 до 10 э). При такой разбивке минимальные значения μ в указанных слоях будут примерно 22, 42 и 190 соответственно. Расчет по формуле (Д.11) дает для толщин этих слоев округленные значения 0,9, 1,2 и 0,5 мм соответственно. Следовательно, суммарная толщина стенки экрана должна быть около 2,6—3 мм.

Отметим еще раз, что подобные расчеты носят оценочный характер, и что точную информацию о характеристиках экранов дают непосредственные измерения магнитного поля на реальных образцах.

Электромагниты для приборов типа О. Для приборов, использующих сильные магнитные поля на сравнительно небольшом участке, например приборов миллиметрового или короткого сантиметрового диапазона длин волн, целесообразнее вместо соленоидов применять специальные электромагниты. В зазоре между полюсными наконечниками электромагнита удобно расположить волноводы входа и выхода энергии, элементы регулировки и настройки прибора, а также подсоединить шланги системы охлаждения.

Если электромагнит имеет ярмо (магнитопровод) большого сечения, на которое надеты катушки, создающие NI ампервитков, то в случае зазора между полюсными наконечниками L , малого по сравнению с их диаметром, расчет поля в зазоре, H_a , можно произвести по формуле [1.1, стр. 17]:

$$H_a = \frac{NI}{L}. \quad (\text{Д.12})$$

Если зазор не мал по сравнению с диаметром полюсного наконечника, то становятся существенными поля рассеивания. При расчетах электромагнита [Д.15, Д.16] обращают внимание на получение достаточного числа ампервитков в катушках и достаточную толщину магнитопровода, с тем, чтобы его материал не был в состоянии насыщения.

Зачастую прибор имеет значительные поперечные размеры. Это вынуждает делать полюсные наконечники впаянными в прибор (рис. Д.5). Внешние по отношению к прибору части полюсных наконечников имеют вид толстостенных труб как со стороны пушки, так и со стороны коллектора. Крутизна нарастания магнитного

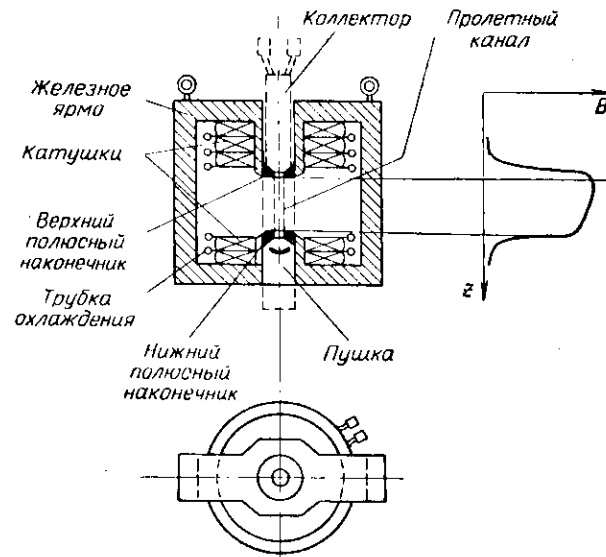


Рис. Д.5. Схематический чертеж электромагнита и приборное распределение магнитного поля вдоль его оси. Пунктиром условно указан контур прибора.

поля, как и в случае экранов, определяется главным образом диаметром внутреннего отверстия в полюсном наконечнике. В настоящее время в литературе имеются лишь отрывочные сведения о параметрах таких специальных электромагнитов для приборов СВЧ и практически отсутствует изложение методов их расчета.

Материалы для постоянных магнитов. Постоянные магниты изготавливаются из специальных магнитотвердых сплавов. О материалах для постоянных магнитов см. [Д.6—Д.10]. На рис. Д.6 представлены кривые, определяющие свойства магнитного материала. Эти свойства

ва характеризуются следующими основными величинами:

Остаточная индукция B_r — индукция магнитного поля, остающаяся в материале после намагничивания его очень сильным полем.

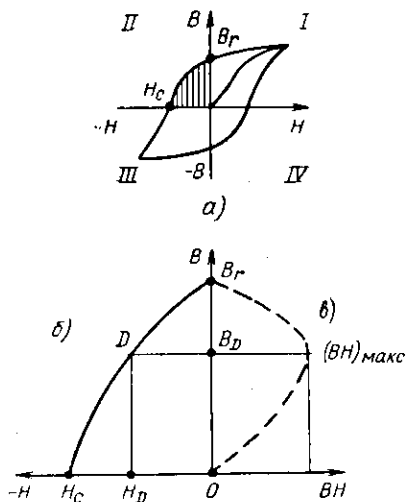


Рис. Д.6. Кривые, характеризующие основные свойства магнитных материалов:

a — кривая намагничивания с петлей гистерезиса; *б* — кривая размагничивания — часть петли гистерезиса, расположенная во втором квадранте плоскости H, B . Обозначены характерные точки: H_c — коэрцитивная сила и B_r — остаточная индукция; ν — зависимость BH от B .

Коэрцитивная сила H_c — напряженность размагничивающего поля, которую надо приложить к материалу, чтобы снизить до нуля его намагничённость. Чем больше коэрцитивная сила, тем труднее размагничивать магнит.

Максимальное значение произведения индукции на напряженность $(BH)_{\max}$, пропорциональное максимальной плотности магнитной энергии материала. Чем круче «спинка» кривой размагничивания, тем больше $(BH)_{\max}$.

Габариты и вес постоянного магнита будут тем меньше, чем больше $(BH)_{\max}$ и чем меньше поля рас-

сеяния, зависящие от формы магнита. Расчеты магнитов для фокусирующих систем приборов типа О [7.8, Д.11—Д.13] довольно сложны и разработаны только применительно к магнитам простой формы, в частности, трубчатой.

Практически трубчатые магниты из промышленных сплавов с соответствующими полюсными наконечниками создают примерно однородное поле на длине 100—130 мм с индукцией порядка 700 гс при весе 8—12 кг. Сдвоенные подковообразные магниты с весом порядка 30—35 кг создают, например, поле до 900 гс на длине около 220 мм или поле 1400 гс на участке около 100 мм.

Основные константы в системе МКСА

Заряд электрона	$e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ к}$
Масса электрона	$m = 9,108 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$
Отношение заряда к массе для электрона	$\eta = \frac{e}{m} = 1,759 \cdot 10^{11} \text{ к/кг}$
Диэлектрическая постоянная свободного пространства	$\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ ф/м}$
Магнитная проницаемость свободного пространства	$\mu_0 = 1,257 \cdot 10^{-6} \text{ гн/м}$
Постоянная Больцмана	$k = 1,380 \cdot 10^{-23} \text{ дж/град}$

ПРИЛОЖЕНИЯ

ПРИЛОЖЕНИЕ I

Основные величины и соотношения для расчета пучков и пушек

Таблица П.1

Основные величины и единицы их измерения в системе МКСА

Величина	Единица измерения	Сокращенное обозначение
Длина	метр	<i>м</i>
Масса	килограмм	<i>кг</i>
Время	секунда	<i>сек</i>
Сила тока	ампер	<i>а</i>
Разность потенциалов, электрическое напряжение	вольт	<i>в</i>
Напряженность электрического поля	вольт на метр	<i>в/м</i>
Электрический заряд	кулон	<i>к</i>
Объемная плотность электрического заряда	кулон на кубический метр	<i>к/м³</i>
Напряженность магнитного поля	ампер на метр	<i>а/м</i>
Магнитная индукция	тесла (вебер на квадратный метр)	<i>тл (вб/м²)</i>
Энергия	джоуль	<i>дж</i>

Основные формулы для расчета пучков и пушек

В большинстве приведенных ниже формул величины выражены в системе единиц МКСА. Если применяются единицы, не входящие в систему МКСА, то они указаны в квадратных скобках рядом с величиной; например, $V [гс]$; $R [мм]$. Формулы справедливы для параксиальных пучков. В круглых скобках указывается, в каком параграфе дан вывод формулы.

$$1. \quad v = \sqrt{2\eta U} = 5,93 \cdot 10^8 \sqrt{U}$$

— скорость электрона в точке с потенциалом U относительно катода.

$$2. \quad P = \frac{I}{U^{3/2}}$$

— первеанс.

$$P_{\mu} = P \cdot 10^6$$

— микропервеанс.

$$3. \quad r = \frac{v \sin \gamma_0}{\eta B}$$

— радиус „циклотронной“ орбиты электрона в однородном магнитном поле с индукцией B ;

$$r [\text{мм}] = 33,7 \frac{\sqrt{U} \sin \gamma_0}{B [\text{зс}]}$$

$$4. \quad E_r = \frac{-I}{2\pi\epsilon_0 v r}$$

$$E_x = \frac{-I_0}{2\epsilon_0 v}$$

$$5. \quad \frac{\Delta U}{U} \approx \frac{1}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{2\eta}} \frac{I}{U^{3/2}} = 0,0152 P_\mu$$

$$\frac{\Delta U}{U} \approx 0,0152 P_\mu \left(1 + 2 \ln \frac{r_a}{r}\right)$$

Аксиально-симметричный пучок
в однородном магнитном поле

$$6. \quad B_B^2 = \frac{\sqrt{2}}{\pi\epsilon_0 \eta^{3/2}} \frac{I}{\sqrt{U} a^2} = 6,90 \cdot 10^{-7} \frac{I}{\sqrt{U} a^2}$$

γ_0 —угол между направлением поля и начальным направлением вектора скорости.

—напряженность электрического поля на границе аксиально-симметричного пучка с радиусом r (§ 2.2).

—напряженность электрического поля на границе ленточного пучка (от толщины пучка не зависит); I_0 —ток на единицу ширины пучка (§ 2.1).

—относительное провисание потенциала между границей и осью аксиально-симметричного пучка, созданное пространственным зарядом (§ 2.3).

—относительное провисание потенциала между внешней трубкой (каналом) радиуса r_a и осью аксиально-симметричного пучка радиуса r , созданное пространственным зарядом (§ 2.3).

—индукция магнитного поля по Бриллюэну для аксиально-симметричного пучка; a —бриллюэновский радиус пучка (§ 4.3).

$$B_B^2 = 6,90 \cdot 10^{-7} \frac{P U}{a^2}$$

$$7. \quad r_0 = a \sqrt{\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{1 + 4 \left(\frac{B_K}{B}\right)^2 \left(\frac{r_K}{a}\right)^4}}$$

$$8. \quad \lambda_{II} = \frac{4\pi}{\sqrt{2\eta}} \frac{\sqrt{U}}{B} \sqrt{\frac{2}{1+K}}$$

$$\lambda_{II} [\text{мм}] = 212 \frac{\sqrt{U}}{B [\text{зс}]} \sqrt{\frac{2}{1+K}}$$

$$9. \quad K = \left(\frac{B_K}{B}\right)^2 \left(\frac{r_K}{r_0}\right)^4$$

$$K = 1 - \left(\frac{B_B}{B}\right)^2$$

$$10. \quad B_{opt} = \frac{B_B}{\sqrt{1-K}}$$

$$11. \quad \frac{d\theta}{dt} = \frac{\eta B}{2} \left[1 - \left(\frac{B_K}{B}\right) \left(\frac{r_K}{r}\right)^2\right]$$

—та же формула, выраженная через перванс (§ 4.3).

—равновесный радиус аксиально-симметричного потока в однородном магнитном поле с индукцией B ; B_K —поле на катоде; r_K —радиус катода (§ 4.2).

—длина волны пульсаций аксиально-симметричного потока при произвольной степени экранировки катода (§ 4.4, 11.4).

—параметр катодных условий, см. формулу (11.15)

—оптимальное магнитное поле при неполной экранировке катода (§ 11.3).

—угловая скорость электрона в праввинтовой цилиндрической системе координат z , r , θ . (Параксиальная форма записи теоремы Буша, § 4.1).

Ленточный электронный пучок
в однородном магнитном поле

$$12. \quad a_0 = \frac{1}{2\sqrt{2\epsilon_0 \eta^{3/2}}} \frac{I_0}{B^2 \sqrt{U}} = 5,41 \cdot 10^{-7} \frac{I_0}{B^2 \sqrt{U}}$$

—равновесная бриллюэновская полутолщина ленточного пучка в однородном магнитном поле (§ 3.1).

$$B_B^2 = 5,41 \cdot 10^{-7} \frac{I_0}{a_0 \sqrt{U}}$$

— бриллюэновское поле для ленточного пучка с полутолщиной a_0 (§ 3.2).

$$13. \quad x_0 = a_0 + \frac{B_k}{B} x_k$$

— равновесная полутолщина ленточного пучка при произвольной степени экранировки B_k/B ; x_k — полутолщина катода (§ 3.2).

$$14. \quad \lambda_{\text{п}} = \frac{4\pi}{\sqrt{2\eta}} \frac{\sqrt{U}}{B}$$

$$\lambda_{\text{к}} [\text{мм}] = 212 \frac{\sqrt{U}}{B [\text{гс}]}$$

— длина волны пульсаций ленточного пучка (совпадает с циклотронной длиной волны пульсаций (§ 3.3)).

Плоский диод. Пушка Пирса с прямолинейным потоком.

$$15. \quad j = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{U_a}{d^2},$$

$$\left(\frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{2\eta} = 2,33 \cdot 10^{-6} \right)$$

$$\frac{d^2}{S_k} = \frac{2,33}{P_\mu}$$

$$d = 1,53 \sqrt{\frac{S_k}{P_\mu}}$$

$$16. \quad \frac{U(z)}{U_a} = \left(\frac{z}{d} \right)^{4/3}$$

— распределение потенциала в плоском диоде или пушке Пирса с прямолинейным потоком (§ 5.2).

$$17. \quad \text{tg } \gamma_a \approx \frac{1}{3} \frac{r_a}{d}$$

— угол выхода (γ_a) крайних электронов из анодного отверстия аксиально-симметричной пушки с прямолинейным потоком; r_a — радиус анодного отверстия (§ 5.4).

$$18. \quad \text{tg } \gamma_a \approx \frac{2}{3} \frac{x_a}{d}$$

— угол выхода (γ_a) крайних электронов из анодного отверстия (щели) пушки, формирующей ленточный поток; $2x_a$ — размер щели в аноде (§ 5.4).

Пушка Пирса с прямолинейным потоком в однородном магнитном поле.

$$19. \quad R_L \approx \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2U}{\eta}} \frac{r_a}{Bd}$$

$$R_L [\text{мм}] \approx 11,2 \frac{\sqrt{U}}{B [\text{гс}]} \left(\frac{r_k}{d} \right)$$

$$R_L [\text{мм}] \approx 4,14 \frac{\sqrt{UP_\mu}}{B [\text{гс}]}$$

$$20. \quad B [\text{гс}] \geq 4,2 \frac{\sqrt{UP_\mu}}{R_k [\text{мм}]}$$

— амплитуда пульсаций аксиально-симметричного пучка, сформированного неэкранированной пушкой с прямолинейным потоком, в однородном поле (§ 5.6).
— минимальное магнитное поле, необходимое для фокусировки пучка (§ 5.6).

Пушка сферического типа со сходящимся потоком.

$$21. \quad \frac{U(R)}{U_a} = \left[\frac{-\alpha(\rho)}{-\alpha(\rho_a)} \right]^{4/3}$$

— распределение потенциала вдоль границы потока; $\rho = \frac{R_k}{R}$; $\rho_a = \frac{R_k}{R_a}$; $[-\alpha(\rho)]^2$ — функция Лэнгмюра (§ 6.2).

$$22. \quad P_\mu = 14,68 (1 - \cos \theta) \frac{1}{(-\alpha)^2}$$

— закон степени „трех вторых“ для пушки сферического типа (§ 6.2).

$$23. \quad I_0 = 14,68 \cdot 10^{-6} \frac{U_a^{3/2}}{R_k} \times$$

$$\times \frac{\rho_a}{\beta^2(\rho_a)} \left(\frac{\theta}{\pi} \right)$$

— закон степени „трех вторых“ для пушки цилиндрического типа; $\beta^2(\rho_a)$ — функция Лэнгмюра; R_k — радиус кривизны катода (§ 6.4).

$$24. B_{ц}[z] = 1,26k_3 I_{сол} [a] \times \omega \left[\frac{\text{витков}}{\text{см}} \right]$$

—индукция на оси в центре достаточно длинного соленоида; k_3 —коэффициент заполнения, $I_{сол}$ —ток в проводе обмотки соленоида, ω —число витков на 1 см длины обмотки (§ Д.1).

$$B_{ц}[z] \approx I_{сол} [a] \omega \left[\frac{\text{витков}}{\text{см}} \right]$$

—упрощенная формула для оценки числа ампервитков, приходящихся на 1 см длины обмотки соленоида, необходимого для получения заданного поля $B_{ц}$ (§ Д.1).

Периодическая магнитная фокусировка.

$$25. \alpha = \frac{\eta}{64\pi^2} \frac{B^2 L^2}{U} = 2,80 \cdot 10^8 \frac{B^2 L^2}{U}$$

—параметр магнитного поля; L —период, B —амплитудное значение индукции магнитного поля (§ 9.2).

$$26. \beta_p = \frac{1}{4\pi^2 \epsilon_0 \sqrt{2}\eta} P \left[\frac{L}{2r_p} \right]^2$$

$$\beta_p = 1,53 \cdot 10^3 P \left[\frac{L}{2r_p} \right]^2$$

—параметр пространственного заряда; r_p —средний радиус пучка в периодическом поле (§ 9.2).

$$27. a_p^2 = \frac{\sqrt{2}I}{\pi \epsilon_0 \eta^{3/2} \sqrt{U} (B/\sqrt{2})^2} = \frac{6,90 \cdot 10^{-11}}{\sqrt{U} (B/\sqrt{2})^2}$$

—минимальный средний радиус пучка в периодическом поле (§ 9.2).

Таблицы некоторых функций для расчета пушек сферического типа и аксиально-симметричных пучков

Таблица П.3

Основные функции отношения $\rho \equiv R_k/R$ для пушек сферического типа

ρ	$(-\alpha)^2$	$(-\alpha)^{4/3}$	$\frac{d(-\alpha)^{4/3}}{d\rho}$	$n(\rho)$	$F(\rho)$
1	0	0	—	—	—
1,025	0,0006	0,0074	—	—	—
1,05	0,0024	0,0179	—	—	—
1,075	0,0052	0,0300	—	—	—
1,10	0,0096	0,0452	0,590	—	—
1,15	0,0213	0,0768	—	—	—
1,20	0,0372	0,1114	0,716	—	—
1,25	0,0571	0,1483	—	—	—
1,30	0,0809	0,1870	0,790	—	—
1,35	0,1084	0,2273	—	—	—
1,40	0,1396	0,2691	0,874	—0,137	0,0026
1,45	0,1740	0,3117	—	—	—
1,50	0,2118	0,3553	0,886	0,0649	0,0009
1,60	0,2968	0,4450	0,915	0,177	0,0093
1,70	0,394	0,5374	0,939	0,257	0,0261
1,80	0,502	0,6316	0,954	0,320	0,0515
1,90	0,621	0,7279	0,970	0,367	0,0836
2,00	0,750	0,8255	0,982	0,405	0,123
2,10	0,888	0,9239	0,993	0,436	0,169
2,20	1,036	1,024	1,003	0,461	0,220
2,30	1,193	1,125	1,012	0,483	0,278
2,40	1,358	1,226	1,020	0,501	0,341
2,50	1,531	1,328	1,028	0,516	0,408
2,60	1,712	1,431	1,034	0,530	0,482
2,70	1,901	1,535	0,039	0,543	0,561
2,80	2,098	1,639	1,044	0,554	0,644
3,00	2,512	1,848	1,052	0,573	0,825
3,2	2,954	2,059	1,059	0,589	1,023
3,4	3,421	2,270	1,064	0,602	1,24
3,6	3,913	2,483	1,068	0,613	1,47

Таблица П.4

Значения функций $F(R)$ и $\sqrt{\ln R}$, служащих для определения контура и наклона крайней траектории пучка, расширяющегося под действием сил пространственного заряда

$$F(R) = \int_0^{\sqrt{\ln R}} e^{u^2} du$$

R	$\sqrt{\ln R}$	$F(R)$	R	$\sqrt{\ln R}$	$F(R)$	R	$\sqrt{\ln R}$	$F(R)$
1	0	0	2,0	0,833	1,08	3,2	1,08	1,70
1,1	0,308	0,316	2,2	0,888	1,19	3,4	1,11	1,79
1,2	0,428	0,457	2,4	0,935	1,29	3,6	1,13	1,88
1,4	0,579	0,653	2,6	0,977	1,38	4,0	1,18	2,05
1,6	0,686	0,810	2,8	1,01	1,49	4,4	1,22	2,22
1,8	0,767	0,948	3,0	1,05	1,58	5,2	1,28	2,54

Расчет аксиально-симметричного пучка и пушки со сходящимся потоком

Для удобства инженерных расчетов, последовательные операции вычислений здесь сведены в таблицы. Рассчитывается контур пучка и пушка в системе формирования сплошного аксиально-симметричного электронного потока. Пушка сферического типа полностью экранирована от магнитного поля. О параметрах экрана и соленоида см. гл. 7 и Дополнение. Расчет ведется в парааксиальном приближении и ориентирован на получение бриллюэновского потока. Направление расчета противоположно истинному движению электрона. Основание метода изложено в гл. 8. Графики функций $F(\rho_a)$ и $n(\rho_a)$ даны на рис. 6.9. Расчет иллюстрируется численным примером. Обозначения геометрических размеров пушки см. на рис. 6.4.

Подготовка расчета и упрощенный расчет контура пучка и параметров пушки приведены в табл. П.5 и П.6.

Расширение пучка за счет тепловых скоростей в данном примере невелико, поэтому достаточно будет сделать отверстия в аноде на 10% больше расчетного. В плоскости кроссовера расширение по расчету составляет около 20%. С учетом того, что реальное магнитное поле «подхватывает» пучок раньше, расширение пучка будет в пределах 10—15%, т. е. является приемлемым. С учетом размеров элементов крепления получается, что внутренний диаметр экрана в виде стакана с торцом должен быть порядка 35—40 мм. Диаметр отверстия в торце выберем равным 10 мм. На рис. 8.2 представлена B -кривая этого экрана. На том же рисунке для сравнения представлен результат уточненного расчета контура, проведенного на вычислительной машине. Видно, что расхождение между упрощенным и более точным расчетом контура пучка в данном случае весьма невелико.

Таблица для расчета пушки по данным машинных вычислений контура пучка в неоднородном поле ничем не отличается от табл. П.6, кроме строк 3—6, вместо которых будут стоять следующие величины: $b(Z)$, $R(Z)$ и $R'(Z)$. Поэтому мы отдельно эту таблицу не выписываем.

Величина и ее обозначение	Единица измерения	Формула для вычисления	Численный пример	
			в системе единиц МКСА	в единицах, используемых в технике
Ток пучка, I Напряжение, U Радиус пучка, a	a δ m	Задано Задано Задано	$0,1 a$ 1600δ $2 \cdot 10^{-3} m$	100 мА 1600 в 2 мм
Переванс P Индукция магнитного поля по Бриллюэну, B_B .	$a/\delta^{3/2}$ $m \cdot \delta^2$	$P = I/U^{3/2}$ $B_B^2 = \frac{6,90 \cdot 10^{-7} I}{a^2 \sqrt{U}}$	$1,565 \cdot 10^{-6}$ $4,3 \cdot 10^{-4}$	То же $4,3 \cdot 10^4$ $(zc)^2$ 208 гс
Масштабный радиус, r_0 Масштабная длина, l	m m m	Выбирается Выбирается	$2,08 \cdot 10^{-2}$ $2 \cdot 10^{-3} m$ $2 \cdot 10^{-3} m$	2 мм 2 мм 2 мм
Параметры уравнения (2.30), определяющего контур свободно расширяющегося пучка		$\beta = 1,52 \cdot 10^4 P \left(\frac{l}{r_0} \right)^2$	$2,36 \cdot 10^{-2}$	
Начальные условия: (при $Z = Z^*$) $R(Z^*)$ $\left(\frac{dR}{dZ} \right)_{Z=Z^*}$		$\sqrt{\frac{\beta}{2}}$	$0,217$	
Вспомогательная функция $F(\rho_a)$		Заданы условием получения бриллюэновского потока	$0,109$	
		$F(\rho_a) = 7,34 \cdot 10^{-6} \frac{(\gamma_a)^2}{P}$	1 0	$F_1(\rho_a) = 4,7 (\gamma_a)^2$

Расчет контура пучка и параметров пушки

Шаг расчета	Величина	График или формула для вычисления	Численный пример (номера вариантов)				
			единица измерения	1	2	3	4
1	$z-z^*$	Выбирается $Z = z/l$ Формула (2.34): $F(R) = \sqrt{\frac{\beta}{2}} (Z - Z^*)$ По табл. П.4 По табл. П.4 $R' = \sqrt{2\beta} \sqrt{\ln R}$	мм безразм.	4	12	16	20
2	$Z-Z^*$			2	6	8	10
3	$F(R)$			0,218	0,654	0,872	1,09
4	R						
5	$\sqrt{\ln R}$		1,04	1,40	1,68	2,02	
6	R'		$\sim 0,21$ 0,045	0,582 0,126	0,722 0,157	0,840 0,182	
7	r_a	$r_a = aR$	2,08	2,80	3,36	4,04	
8	r'_a	$r'_a = \left(\frac{a}{l} \right) R'$	0,045	0,126	0,157	0,182	
9	γ_a	$\gamma_a = \arctg r'_a$	$2^\circ 36'$	$7^\circ 10'$	$8^\circ 54'$	$10^\circ 20'$	
10	$F(\rho_a)$	$F(\rho_a) = 7,34 \frac{(\gamma_a)^2}{P}$	0,0097	0,0745	0,116	0,156	
11	ρ_a	По табл. П.3	$\sim 1,6$	1,88	1,99	2,08	
12	$n(\rho_a)$	По табл. П.3	$\sim 0,17$	0,35	0,40	0,42	

Шаг расчета	Величина	График или формула для вычисления	Численный пример (номера вариантов)				
			единица измерения	1	2	3	4
13	$\sin \theta$	$\sin \gamma_a/n (p_a)$	град	0,265	0,360	0,392	0,433
14	θ	$\theta = \arcsin \sin \theta$	мм	15°20'	21°10'	23°10'	25°40'
15	r_k	$r_k = p_a \cdot r_a$	мм	3,33	5,26	6,69	8,40
16	R_k	$R_k = r_k \sin \theta$	мм	12,5	14,6	17,1	19,4
17	S_k	$S_k \approx \pi r_k^2$	см ²	0,35	0,87	1,4	2,22
18	$j_{эм}$	$j_{эм} = I/S_k$	а/см ²	0,29	0,11	0,07	0,04
19	M	$M = (r_k/a)^2$		2,76	6,9	11,2	17,7
20	σ	$\sigma \sim 6,6 \cdot 10^{-3} R_k \sqrt{\frac{T}{U_a}} \tau (p_a)$	мм			0,135	
21	r_a/σ		мм			25	
22	$r_{(99)}/r_a$	По графикам рис. 10.7				1,05	
23	σ'					0,3	
24	$r_{мин}/\sigma'$					6,7	
25	$r_{(99)}/r_{мин}$	По графикам рис. 10.7				1,2	
26	Оценка варианта			Большая $j_{эм}$	Мала компрессия	Оптимальный вариант	Велки углы θ и γ_a

Расчет пушки магнетронного типа с конусным катодом

Исходные данные:

1. Аподный первеанс $P = 20 \cdot 10^{-6} a/\sigma^{3/2}$.
2. Ток пучка $I = 30 a$.
3. Бóльший диаметр катода $D = 25,2 \text{ мм}$.
4. Угол конусности катода (половинный) $\Theta = 4^\circ$.
5. Длина катода $l = 25,8 \text{ мм}$.
6. Магнитная индукция $B = 1190 \text{ гс}$.

Магнитное поле однородно и направлено по оси симметрии катода.

Рассчитаем:

меньший диаметр катода

$$d = D - 2l \operatorname{tg} \Theta = 21,6 \text{ мм};$$

площадь боковой поверхности катода

$$S \approx \pi \frac{D+d}{2} l = 19,1 \text{ см}^2;$$

плотность тока катода

$$j_0 = \frac{I}{S} = 1,57 \text{ а/см}^2;$$

анодное напряжение

$$U_a = \left(\frac{I}{P} \right)^{2/3} = 13,2 \text{ кв.}$$

1. Расчет эквивалентной пушки с плоским катодом. Вычислим коэффициенты:

$$\frac{\eta j_0}{\epsilon_0 \omega^3} = 3,43 \cdot 10^{-5}; \quad \frac{\eta j_0^2}{\epsilon_0^2 \omega^4} = 2,9.$$

По формуле (14.46) имеем

$$\Phi = \frac{U_a}{2,9} = 4,55 \cdot 10^3.$$

Выбирая $\alpha=0,5^\circ, 15^\circ, 25^\circ, 35^\circ, 40^\circ$ и используя (14.57), находим μ , а затем по формулам (14.58), (14.59) определяем форму анода в плоскости Z, Y . Далее, зная коэффициент $\eta J_0/\epsilon_0\omega^3$ и используя (14.43) и (14.44), определяем форму анода в плоскости z, y . Результаты вычислений сводим в табл. П.7.

Таблица П.7

α°	μ	Z	Y	$z, \text{ мм}$	$y, \text{ мм}$
0	48,4	1300	139,4	44,5	4,8
5	32,7	383	166,7	13,1	5,7
15	27	142	200,2	4,85	6,85
25	26,6	30,7	239,1	1,05	8,2
35	30,4	-124,3	335	-4,27	11,5
40	36,6	-3434,5	503,2	-11,8	16,8

Таблица П.8

Z	Y	$z, \text{ мм}$	$y, \text{ мм}$
1300	139,4	44,5	4,8
383	59	13,1	2,02
142	33,1	4,85	1,11
30,7	16	1,05	0,55

Таблица П.9

α°	μ	Z	Y	$z, \text{ мм}$	$y, \text{ мм}$
-1,2	62,5	2861	82,5	98	2,84
-1,3	53	1751	56	60	1,9
-1,5	40,4	771	33,4	26,4	1,2
-3	20,2	98	11,8	3,34	0,4
-5	14,4	36,3	7,6	1,2	0,26
-45	0	0	0	0	0

Из (14.48) и (14.49) получаем формулу для траектории электрона в плоскости Y, Z . Используя значе-

ния Z , приведенные в табл. П.7, определяем Y , а затем с учетом (14.43) и (14.44) находим форму траектории в плоскости y, z . Результаты вычисления формы траектории сводим в табл. П.8.

Полагая в (14.57) $\Phi=0$, получаем выражение, определяющее форму катодных фокусирующих электродов. Подставляя в него $\alpha=-1,2^\circ; -1,3^\circ; -1,5^\circ; -3^\circ; -5^\circ; -45^\circ$, находим μ , а затем, используя (14.58), (14.59), (14.43) и (14.44), вычисляем форму *переднего* фокусирующего электрода. Результаты вычислений сводим в табл. П.9.

Аналогично, выбирая $\alpha=44,1^\circ, 44,2^\circ, 44,3^\circ, 44,5^\circ, 45^\circ$, вычисляем форму *заднего* фокусирующего электрода.

На рис. П.1 в координатах Z, Y показана форма анода, переднего и заднего фокусирующего электрода и траектория электрона.

2. Учет действия центробежных сил в рассчитываемой пушке с конусным катодом.

По формуле (14.49) вычисляем T , соответствующие значениям Z , приведенным в табл. П.8. Подставляя в (14.65) заданное значение большего радиуса катода, находим приведенный радиус R_R . Далее, используя формулы (14.62), (14.63), (14.66) и (14.67), вычисляем скорректированную форму траектории. Результаты расчета сводим в табл. П.10. На рис. П.1 приведена форма вычисленной траектории.

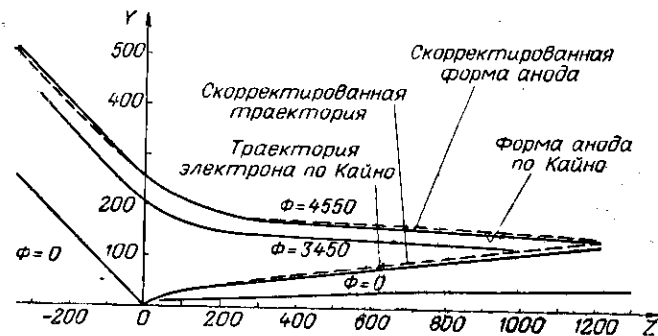


Рис. П.1. Форма анода и траектория электрона, вычисленная для пушки с плоским катодом по Кайно [14.23].

Проводим расчет изменения положения анода, вызванного центробежными силами. По формулам (14.57), (14.58), (14.59) рассчитываем положение эквипотенциали, соответствующей $\Phi = 3,45 \cdot 10^3$. Результаты расчета сводим в табл. П.11.

Таблица П.10

Z	Y	r	$\alpha(r)$	Y
1300	139,4	48,1	8,2	147,6
383	59	31,8	2,7	61,7
142	33,1	22,9	1,4	34,5
30,7	16	13,75	0,5	16,5

На рис. П.1 приведена форма эквипотенциали ($\Phi = 3,45 \cdot 10^3$) в координатах ZY. Определяя градиент

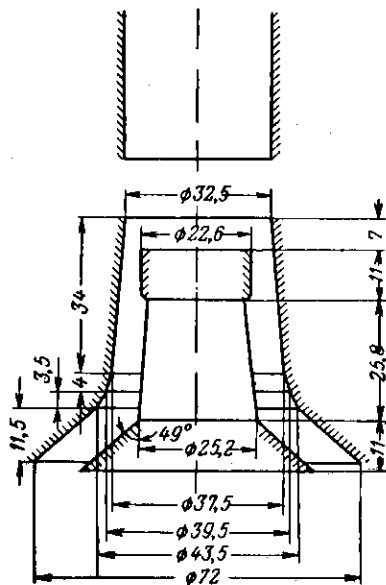


Рис. П.2. Схема электродов пушки с анодным первеансом $20 \cdot 10^{-6} a/\theta^2$, рассчитанной приближенным методом.

потенциала и значение угла γ в каждой точке анода с помощью рис. П.1, вычисляем по формуле (14.68)

скорректированную форму анода. Результаты вычислений приведены на том же рисунке.

3. Расчет анода для магнетронной пушки с конусным катодом.

Таблица П.11

α°	μ	Z	Y	z, мм	y, мм
0	45	1067	119	36,4	4,1
5	30,5	312,6	140,5	10,7	4,8
15	25,2	114,5	166,4	3,94	5,7
25	24,8	23,5	196,5	0,81	6,75
35	28,3	-101,7	273,2	-3,5	9,4
40	34,4	-287,2	418,5	-9,85	14,4

Используя методику, изложенную в § 14.6, разделим катод по оси z на пять равных частей. Положив $\Delta z_n = 1$ мм и используя формулу (14.61), найдем форму аксиально-симметричного анода. На рис. П.2 представлены окончательные результаты расчета магнетронной пушки с заданными параметрами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

В списке литературы приняты следующие сокращения:

Microwave Tubes — труды 3-го Международного конгресса по приборам СВЧ, Мюнхен, июнь 1960. Цитировано по изданию: Microwave Tubes, Proceedings of the International Congress on Microwave Tubes, Munich, June 7-th to 11-th 1960, Academic Press, New York, 1961.

Microwaves — труды 4-го Международного конгресса по приборам СВЧ, Голландия, сентябрь 1962. Цитировано по изданию: Microwaves, Proceedings of the 4-th International Congress on Microwave Tubes, Scheveningen, 3—7 Sept. 1962, Centrex Publishing Company, Eindhoven, 1963.

В квадратные скобки заключены авторизованные переводы главней статей.

К главе 1. Интенсивные электронные потоки в приборах СВЧ

1. Пирс Дж. Р. Теория и расчет электронных пучков. Пер. с англ., под ред. Цехановича М. В. Изд-во «Советское радио», 1956.

2. Габович М. Д. Влияние объемного заряда при распространении интенсивных пучков заряженных частиц. УФН, 1955, т. 56, № 2, стр. 215.

3. Иви Г. Токи, ограниченные пространственным зарядом. В сб. «Проблемы современной физики». Изд-во иностранной литературы, 1956, вып. 6.

4. Игнатенко В. П. Принципы формирования и фокусировки интенсивных пучков заряженных частиц. УФН, 1961, т. 73, № 2, стр. 243—275.

5. Зинченко Н. С. Курс лекций по электронной оптике. Изд-во Харьковского государственного университета, Харьков, 1961.

6. Чернов З. С. Методы фокусировки электронных потоков в современных приборах сверхвысоких частот. «Радиотехника и электроника», 1958, т. 3, вып. 10, стр. 1227.

7. Кельман В. М., Явор С. Я. Электронная оптика. Изд-во АН СССР, 1959.

7а. Рустерхольц А. Электронная оптика, ГТТИ, 1952.

8. Гапонов В. И. Электроника. Т. 1, II. Физматгиз, 1960.

9. Богуславский М. Г., Кремлевский П. П., Олейник Б. П., Чечурина Е. Н., Широков К. П. Таблицы перевода единиц измерений, Стандартгиз, 1963.

10. Тамм И. Е. Основы теории электричества. Изд. 7-е. Гостехиздат, 1957.

11. Таращенко В. П. Электронные пушки. Изд-во «Техника», Киев, 1964.

К главе 2. Расширение электронных потоков под действием сил пространственного заряда

1. Лукошков В. С. Электростатическое расталкивание электронов в пучке. ЖТФ, 1936, т. VI, вып. I, стр. 26.

2. Haeff A. V. Влияние пространственного заряда в электронных пучках. Proc. IRE, 1939, v. 27, № 9, p. 582—602.

3. Thomson B. J., Headrick L. B. Ограничения пространственным зарядом фокусировки электронных пучков. Proc. IRE, 1940, v. 28, p. 318—324.

4. Smith L. P., Hartman P. L. Формирование и поддержание электронных и ионных пучков. Jour. Appl. Phys., 1940, v. 11, p. 220—229.

5. Moss H. Проблема пространственного заряда [в приложении к расчету электронно-лучевых трубок]. Wireless Engineer, 1945, v. 22, № 262, p. 316—321.

6. Клеен В. Введение в электронику сверхвысоких частот, гл. 19. Пер. с англ., под ред. Тагера А. С. Изд-во «Советское радио», 1963.

7. Лопухин В. М. Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками, приложения. Гостехиздат, 1953. См. также [1.1—1.5].

К главе 3. Ленточный электронный поток в однородном магнитном поле при произвольной степени экранировки катода

1. Альтшулер Ю. Г., Татаренко А. С. Лампы малой мощности с обратной волной. Изд-во «Советское радио», 1963.

2. Cutting A. B., Fraser I. Электронная пушка для прибора с ламинарным пучком. Le Vide, 1957, № 67, p. 74.

3. Алямовский И. В. Ленточные электронные пучки в продольном однородном магнитном поле при произвольной степени экранировки катода. «Радиотехника и электроника», 1959, т. IV, вып. 5, стр. 841—845.

4. Brillouin L. Теорема Лармора и ее важность для электронов в магнитных полях. Phys. Rev., 1945, v. 67, № 7-8, p. 260—266.

5. Lawson J. D. Электронные траектории в ленточных пучках, удерживаемых магнитным полем. Proc. IRE, 1954, v. 42, № 7, p. 1147.

К главе 4. Аксиально-симметричный электронный поток в однородном магнитном поле при произвольной степени экранировки катода

1. Samuel A. L. К теории аксиально-симметричных электронных пучков в продольном магнитном поле. Proc. IRE, 1949, v. 37, № 11, p. 1252—1258.

2. Wang C. C. Электронные пучки в аксиально-симметричных электрических и магнитных полях. Proc. IRE, 1950, v. 38, № 2, p. 135—147.

3. Convert G. Исследование магнитной фокусировки цилиндрических электронных пучков. Annales de Radioélectricité, 1949, v. 4, № 15, p. 279—288.

4. Kleen W., Pöschl K. Фокусировка электронных пучков магнитными полями. Arch. elektr. Übertr., 1955, В. 9, S. 295—298.

5. Mendel J. T. Магнитная фокусировка электронных пучков Proc. IRE, 1955, v. 43, p. 327—331.

6. Клеен В. Введение в электронику сверхвысоких частот. Пер. с англ., под ред. Тагера А. С. Изд-во «Советское радио», 1963.

7. Brewster G. R. Некоторые характеристики цилиндрического электронного потока [при неэкранированном катоде]. IRE Trans., v. ED-4, № 2, p. 134—140.

8. Власов А. Д. О бриллюэновских электронных потоках и концепции граничной частицы. «Радиотехника и электроника», 1960, т. 5, вып. 2, стр. 264—268.

См. также [1, 3, 4].

К главе 5. Пушка Пирса с параллельным потоком

1. Pierce J. R. Прямолинейный электронный поток в пучках. Journ. Appl. Phys., 1940, v. 11, p. 548—554.

2. Капцов Н. А. Электроника. Гостехиздат, 1956.

3. Лукошков В. С. Моделирование источников поля в электролитической ванне при решении задач математической физики. Докторская диссертация, 1958.

4. Порев Н. Д. Преломление границ электронного пучка во входной щели. «Известия высших учебных заведений». Радиотехника, 1958, № 6, стр. 739.

5. Birdsall C. K. Формула для фокусного расстояния апертурной линзы с поправкой на пространственный заряд электронного пучка. IRE Trans., 1957, v. ED-4, № 2, p. 132—134.

6. Алямовский И. В. О влиянии магнитного поля на преломляющее действие анодной линзы в системах формирования электронных пучков. «Радиотехника и электроника», 1962, т. VII, № 12, стр. 2037—2042.

7. Pierce J. R. Пушка для ввода прямого пучка в магнитное поле. Bell Syst. Techn. Journ., 1951, v. 30, p. 825—829.

8. Dunn D. A., Luebke W. R. Возмущения в электронных пучках с плоскостной симметрией, удерживаемых магнитным полем, IRE Trans., 1957, v. ED-4, № 3, p. 265—270.

9. Pöschl, K. Veith W. Фокусное расстояние диафрагмы с отверстием для электронного пучка с конечным пространственным зарядом. Arch. elektr. Übertr., 1958, В. 12, S. 45—48.

10. Bevc V., Süsskind Ch. Поправки к формуле Дэвисона—Колбика, учитывающие пространственный заряд и магнитное поле. Proc. IRE, 1959, v. 47, № 2, p. 336—337.

11. Haggis L. A. Изучение апертурных электронных линз с пространственным зарядом. Journ. Electronics and Control, 1960, v. 8, № 4, p. 241—265.

12. Тараненко В. П. Электронные пушки. Изд-во «Техника», Киев, 1964.

К главе 6. Пушки Пирса со сходящимся потоком сферического и цилиндрического типов

1. Langmuir I., Blodgett K. Токи, ограниченные пространственным зарядом, между концентрическими сферами. Phys. Rev., 1924, v. 24, p. 49.

2. Hechtel R. Электронные пушки с высоким первеансом. Arch. el. Übertr., 1956, В. 10, Н. 12, S. 535—540.

3. Radley D. E. Электроды для электронных пушек Пирса со сходящимся потоком. Journ. Electronics and Control, 1963, v. 15, № 5, p. 469—477.

4. Лукошков В. С. Моделирование источников поля в электролитической ванне при решении задач математической физики. Докторская диссертация, 1958.

5. Helm R., Spangenberg K., Field L. M. Метод расчета катода для ламп с электронным пучком. El. Communication, 1947, v. 24, № 1, p. 101—107.

6. Тренева С. Н. Электронные пушки для формирования сплошных и полых конусообразных потоков с большой плотностью тока. «Радиотехника и электроника», 1957, т. II, вып. 7, стр. 925—934.

7. Bolz L. Исследование электронной пушки с плоским пучком. Nachricht. Techn. Zeit., 1959, В. IX, Н. 9, S. 464—466.

8. Бахрах Л. Э., Сулимин А. Д. К расчету электронных пушек для ленточных потоков. «Радиотехника и электроника», 1961, т. 6, вып. 2, стр. 333—336.

9. Игнатенко В. П. Принципы формирования и фокусировки интенсивных пучков заряженных частиц. ЖТФ, 1962, т. 32, № 1, стр. 63—68.

10. Langmuir I., Blodgett K. Токи, ограниченные пространственным зарядом, между коаксиальными цилиндрами. Phys. Rev., 1923, v. 22, p. 347.

11. Тренева С. Н. Авторское свидетельство № 105480 от 9.XI.1955.

12. Laico J. P., Mc Dowell H. L., Moster C. R. Лампа с бегущей волной средней мощности на частоту 6000 Мгц для радиорелейных станций. Bell. Syst. Techn. Journ., 1956, v. 35, № 6, p. 1285—1346.

К главе 7. Конфигурации магнитных полей реальных систем формирования

1. Чечерников В. И. Магнитные измерения. Изд-во Московского Госуд. Университета, 1964.

2. Heddic T. A. Метод расчета соленоида, дающего примерно однородное поле. Brit. Journ. Appl. Phys., 1952, v. 3, № 3, p. 95—97.

3. Gutman A. S. Магнитное поле секционированного соленоида «галетного» типа. Proc. IRE, 1957, v. 47, № 1, p. 88—89.

4. Müller M. Магнитная электронная оптика усилительных ламп с протяженным потоком. Telefunken-Zeitung, 1953, Jg. 26, Н. 99, S. 95—101.

5. Brück L. Поведение электронного пучка при вводе в коаксиальное магнитное поле. Telefunken-Zeitung, 1953, Jg. 26, Н. 99, S. 85—88.

6. Mathias L. E. S., King P. G. R. О характеристиках пушек с высоким первеансом. IRE Trans., 1957, v. ED-4, p. 280—287.

7. Zlotykin S. Электронная пушка с магнитным полем на катоде для формирования сходящегося плотного потока. Proc. IEE, 1958, v. 105, pt. B, Suppl. № 12, p. 939—940.

8. M. de Benetôt. Постоянные магниты для электронных ламп СВЧ. L'Onde Electrique, 1955, v. 35, № 341—342, p. 747—763.

9. Ciolfi P. P. О прямолинейности фокусирующих магнитных полей и определении поперечных компонент поля. *Communications and Electronics*, 1957, v. 3, № 29, p. 15—19.

К главе 8. Электронный поток в области неоднородного магнитного поля (переходной области) между пушкой и регулярной частью фокусирующей системы

1. Müller M. Магнитная электронная оптика усилительных ламп с протяженным потоком. *Telefunken-Zeitung*, 1953, Jg. 26, H. 99, S. 95—101.

2. Brück L. Поведение электронного пучка при вводе в коаксиальное магнитное поле. *Telefunken-Zeitung*, 1953, Jg. 26, H. 99, S. 85—88.

3. Bevc V., Palmer J. L., Süsskind Ch. О расчете переходной области в приборах с аксиально-симметричным магнитно-фокусируемым пучком. *Journ. Brit. Inst. Radio Engngs.*, 1958, v. 18, № 12, p. 696—708.

4. Veith W. Метод расчета контуров пучков в осесимметричном магнитном поле, включая область пушки. *Proc. IEE*, 1958, v. 10, pt. B, Suppl. № 12, p. 907—917.

5. Geppert D. V. Электронные пушки с очень высокой компрессией. *IRE Wescon Conv. Rec.*, 1960, pt. 3, p. 77—83.

6. Manley B. W. О влиянии области перехода на электронный пучок, фокусируемый по Бриллюэну. *Journ. Electronics*, 1956, ser. 1, v. 2, № 3, p. 241—246.

7. Dunn D. A., Holoday R. E. Траектории электронов в неоднородном аксиально-симметричном [сильном] магнитном поле. *Journ. Appl. Phys.*, 1961, v. 32, № 8, p. 1612—1622.

К главе 9. Электронный поток в периодическом магнитном поле

1. Pierce J. R. Изменяющиеся в пространстве магнитные поля для фокусировки низковольтных электронных пучков. *Journ. Appl. Phys.*, 1953, v. 24, № 9, p. 1247.

2. Clogston A. M., Heffner H. H. Фокусировка электронного потока периодическими полями. *Journ. Appl. Phys.*, 1954, v. 25, p. 436—447.

3. Mendel J. T., Quate G. F., Yoson W. H. Фокусировка электронного пучка периодическими магнитными полями. *Proc. IRE*, 1954, v. 42, № 5, p. 800—810.

3а. Mendel J. T. Магнитная фокусировка электронных пучков. *Proc. IRE*, 1955, v. 43, № 3, p. 327—331.

4. Chang K. K. N. Фокусировка пучка периодическими и дополняющими полями. *Proc. IRE*, 1955, v. 43, № 1, p. 62—71.

5. Клеен В. Введение в электронику СВЧ. Пер. с англ. под ред. А. С. Тагера, изд-во «Советское радио», 1963.

6. Harker K. J. Периодическая фокусировка пучков при частичной экранировке катода. *IRE Trans.*, 1955, v. ED-2, № 1, p. 13—19.

7. Игрицкий А. Л. Расчет траектории электронов в периодическом фокусирующем устройстве ЛБВ. «Радиотехника и электроника», 1960, т. 5, вып. 2, стр. 255—263.

7а. Игрицкий А. Л. Оптимальная фокусировка электронного пучка в периодическом фокусирующем устройстве ЛБВ. «Радиотехника и электроника», 1961, т. 6, вып. 1, стр. 137—145.

8. Мак-Лахлан Н. В. Теория и приложения функций Матве. Пер. с англ., под ред. И. П. Денисюка. Изд-во иностранной литературы, 1953.

9. Алямовский И. В. Ленточный электронный пучок в периодическом магнитном поле при произвольной степени экранировки катода. «Радиотехника и электроника», 1960, т. 5, вып. 5, стр. 827—833.

10. Козель И. Ш. К вопросу о фокусировке полого цилиндрического электронного потока в периодическом магнитном поле. Труды конференции по электронике СВЧ, под ред. И. С. Джигита и Е. Г. Соловьёва, Госэнергоиздат, 1959.

10а. Solimar L., Ash E. A. Фокусировка и устойчивость трубчатых пучков в периодических магнитных полях в отсутствие приложенных электрических полей. *Microwave Tubes*, p. 448—452.

11. Chang K. K. N. Оптимальная конструкция периодического магнитного устройства для фокусировки электронного пучка. *RCA Rev.*, 1955, vol. 16, № 1, p. 65—81.

12. Sterret J. E., Heffner H. Проектирование периодических магнитных фокусирующих структур. *IRE Trans.*, 1958, v. ED-5, № 1, p. 35—42.

13. Henne W. Напряженность магнитного поля в периодических магнитных фокусирующих устройствах. *Telefunken Röhre*, 1961, № 40, S. 73—90.

13а. Штерцер Ф., Секанович В. Расчет периодических постоянных магнитов для фокусировки электронных пучков. «Вопросы радиолокационной техники», 1957, № 6 (42), стр. 154—167.

14. Игрицкий А. Л. Расчет магнитного периодического фокусирующего устройства для ЛБВ. «Радиотехника и электроника», 1961, т. 6, № 2, стр. 275—285.

15. Schindler M. J. Распределение магнитного поля и потока в периодическом магнитном фокусирующем устройстве ЛБВ. *RCA Rev.*, 1960, v. 21, № 3, p. 414—436.

16. Степанищев В. Б., Брюхов А. А., Мякинников Ю. П. Фокусирующие системы с периодическим магнитным полем для ЛБВ. Труды конференции по электронике СВЧ, под ред. И. С. Джигита и Е. Г. Соловьёва, Госэнергоиздат, 1959.

17. Minasovic B. Влияние на электронный поток вариаций [поля] в системе с периодическими постоянными магнитами. *El. Communication*, 1963, v. 38, № 3, p. 415—424.

18. Bevc V., Palmer J. L., Süsskind Ch. О расчете переходной области в приборах с аксиально-симметричным магнитно-фокусируемым пучком. *Journ. Brit. Inst. Radio Engngs.*, 1958, v. 18, № 12, p. 696—708.

19. Игрицкий А. Л. Оптимальная фокусировка пучка в области перехода через входной волновод ЛБВ с периодическим магнитным полем. *ЖТФ*, 1960, т. 30, № 4, стр. 413—423.

19а. Игрицкий А. Л. Фокусировка потока электронов в области входа в магнитное поле выходной лампы бегущей волны. «Радиотехника и электроника», 1963, т. 8, № 1, стр. 130—137.

20. Linn H. J. Расчет нарастания поля при вводе пучка в периодическое магнитное поле. *Microwave Tubes*, p. 461—463.

21. Siemaszowicz W. W., Sterzer F. Экспериментальная широкополосная 100-ваттная ЛБВ с усилением 20 дБ в десятисантиметровой области. «Радиотехника и электроника», 1961, т. 6, вып. 1, стр. 137—145.

метровом диапазоне, использующая периодические постоянные магниты. Proc. IRE, 1956, v. 44, № 1, p. 55—61.

22. Chang K. K. N. Выбор оптимальных параметров устройства с периодическими магнитами для фокусировки электронных пучков. RCA Rev., 1955, v. 16, № 3, p. 423—431. (Имеется перевод в журнале «Вопросы радиолокационной техники», 1955, № 4.)

23. Johnson C. S. Характеристики электронного потока в радиально изменяющемся периодическом магнитном поле. IRE Trans., 1959, v. ED-6, № 4, p. 409—413.

24. Кукарин С. В. Современное состояние в тенденции развития приборов СВЧ (по материалам иностранной литературы), Изд-во «Советское радио», 1962.

25. Nalos E. L., Patton F. K. Периодическая магнитная фокусировка сплошных пучков при напряжениях 10—25 кв. Microwave Journ., 1962, v. 5, № 4, p. 95—100.

26. Schmidt W. Новые мощные клистроны для телевидения, работающие в IV/V диапазоне. NTZ, 1963, № 1, p. 39—45.

27. Гершов И. Ю. Постоянные магниты из феррита бария. «Порошковая металлургия», 1962, № 5, стр. 99—108.

К главе 10. Влияние начальных тепловых скоростей электронов на формирование электронных потоков

1. Huber G. Расчет электронной пушки с учетом пространственного заряда. Annales de Radioelectricité, 1949, v. 4, № 15, p. 26—32.

2. Cutler C. C., Hines M. E. Действие тепловых скоростей в электронных пушках. Proc. IRE., 1955, v. 43, № 3, p. 307—314.

3. Cutler C. C., Saloom J. A. Исследование электронных пучков при помощи подвижного коллектора с малым отверстием. Proc. IRE, 1955, v. 43, № 3, p. 299—306.

4. Szabo A. Действие тепловых скоростей в пучках, удерживаемых магнитным полем. IRE Trans., 1958, v. ED-5, № 3, p. 183—185.

5. Danielson W. E., Rosenfeld J. L., Saloom J. A. Детальный анализ формирования пучка пушками Пирса. Bell Syst. Tech. Journ., 1956, March, p. 375—420.

6. Kirstein P. T. О действии тепловых скоростей в двумерных и аксиально-симметричных пучках. IEEE Trans., 1963, v. ED-10, № 2, p. 69—80.

7. Veivoda Jirina. Магнитная фокусировка пучка с учетом начальных скоростей электронов. Journ. Brit. Inst. Radio Eng., 1961, v. 21, № 4, p. 337—344.

8. Бахрах Л. Э. Об оценке влияния тепловых скоростей в электронных пучках. «Радиотехника и электроника», 1961, т. 6, вып. 4, стр. 656—659.

9. Бахрах Л. Э., Медокс В. Г. Влияние тепловых скоростей электронов на распыление электронных пучков. «Радиотехника и электроника», 1962, т. 7, вып. 1, стр. 120—125.

10. Бахрах Л. Э., Медокс В. Г. Эффект тепловых скоростей в магнитно-сфокусированных электронных пучках. «Радиотехника и электроника», 1964, т. 9, вып. 1, стр. 126—131.

11. Негманн Г. Оптическая теория действия тепловых скоростей в цилиндрических электронных пучках. Journ. Appl. Phys., 1958, v. 29, p. 127—136.

12. Lindsay P. A. Распределение скоростей в электронных пучках. Advances in Electronics and Electron Physics, 1960, v. 13, p. 182—315. Academic Press, New York.

К главе 11. Система формирования, содержащая частично экранированную от магнитного поля электронную пушку

1. Palmer J. L. Ламинарный поток в магнитно-фокусируемых цилиндрических электронных пучках, IRE Trans., 1959, v. ED-6, № 3, p. 262—269.

2. Chen T. S. Большие возмущения в электронных потоках, сформированных экранированными и неэкранированными пушками. Journ. Electronics and Control, 1958, v. 4, p. 523—538.

3. Mendel J. T. Магнитная фокусировка электронных пучков. Proc. IRE, 1955, v. 43, № 3, p. 327—331.

4. Süsskind Ch. Электронные пушки и фокусировка электронных потоков с высокой плотностью. Advances in Electronics and Electron Physics, 1956, v. 8, p. 363—402. Academic Press, New York.

5. Chodorow M., Süsskind C. Полный электронный поток со сбалансированным пространственным зарядом и однородным распределением заряда. Proc. IRE, 1958, v. 46, № 2, p. 497—498.

6. Троицкий Ю. В. Экспериментальная проверка работы электронной пушки в магнитном поле, направленном вдоль траекторий электронов. Известия Сибирского отделения АН СССР, 1960, № 1, стр. 56—60.

7. Zlotyukamir S. Электронная пушка с магнитным полем на катоде для формирования сходящегося плотного потока. Proc. IEE, 1958, v. 105, pt. B, Suppl. № 12, p. 939—940.

8. Алямовский И. В. О влиянии магнитного поля на преломляющее действие анодной линзы в системах формирования электронных пучков. «Радиотехника и электроника», 1962, т. 7, № 12, стр. 2037—2042.

9. Тараненко В. П. Учет динамического режима при определении величины фокусирующего магнитного поля в ЛБВ. «Известия высших учебных заведений», сер. Радиотехника, 1960, т. 3, № 5, стр. 486—490.

10. Gilmore A. S. Влияние магнитного поля накала на электронный лучок, сформированный пушкой Пирса. Proc. IRE, 1961, v. 49, № 5, pt. 1, p. 976.

11. Brewer G. R. Некоторые характеристики цилиндрического электронного потока [при неэкранированном катоде] IRE Trans., 1957, v. ED-4, № 2, p. 134—140.

12. Dow W. G. Неоднородные потоки в магнитно-фокусируемых пучках. Advances in Electronics and Electron Physics, 1958, v. 10, p. 2—70. Academic Press, New York.

13. Moreno T. Лампы большой мощности с продольным пучком. Advances in Electronics and Electron Physics, 1961, v. 14, p. 299—329. Academic Press, New York.

К главе 12. Пушки со сходящимися потоком с высоким первансом

1. Müller M. Новая точка зрения на расчет электронных пучков, формирующих цилиндрические пучки с высоким первансом. Arch. elektr. Übertr., 1955, B. 9, H. 1, S. 20—28, (нем.); Journ. Brit. IRE, 1956, v. 16, p. 83—94 (англ.).

2. Hechtel R. Электронные пушки с высоким первеансом. Arch. elektr. Übertr., 1956, B. 10, N. 12, S. 535—540.
3. Brewer G. R. Формирование электронных пучков большой плотности. Journ. Appl. Phys., 1957, v. 28, № 1, p. 7—15.
4. Brown K. L., Süsskind C. Действие анодного отверстия на распределение потенциала в электронных пушках Пирса. Proc. IRE, 1954, v. 42, № 3, p. 598.
5. Barber M. R., Sander K. F. Определение электростатических характеристик и траекторий в электронных пушках. Journ. Electronics and Control, 1959, v. 7, № 6, p. 465—481.
6. Amboss K. Влияние анодного отверстия на конический поток в пушках Пирса. Journ. Electronics and Control, 1962, v. 13, № 6, p. 545—572.
7. Frost R. D., Purl O. T., Johnson H. R. Электронные пушки для формирования сплошных пучков с большим первеансом и высокой сходимостью. Proc. IRE, 1962, v. 50, № 8, p. 1840—1848 (имеется перевод журнала).
8. Блейвас И. М., Лукошков В. С., Местечкин Я. И., Хомич В. Б., Шерель Л. А., Шубин Л. В. Решение задач электронной оптики и сверхвысококачественной электроники методами математического моделирования. «Радиотехника и электроника», 1963, т. 8, вып. 10, стр. 1764—1775.
- 8a. Van Duzer T., Brewer G. R. Моделирование пространственного заряда в электролитической ванне. Journ. Appl. Phys., 1959, v. 30, № 3, p. 291—301.
9. Блейвас И. М. Установка для автоматического вычисления и построения траекторий заряженных частиц в электрических и магнитных полях при наличии пространственного заряда. Труды конференции по электронике СВЧ, под ред. И. С. Джигита и Е. Г. Соловьева, Госэнергоиздат, 1957.
10. Шепсенвол М. А. Методы моделирования на электролитической ванне с автоматизацией процесса расчета распределения объемного заряда. ЖТФ, 1961, т. 31, № 3, стр. 286—296.
11. Штепа Н. И. Графоаналитические построения траекторий заряженных частиц в аксиально-симметричных электрических и магнитных полях. «Радиотехника и электроника», 1959, т. 4, вып. 4, стр. 695—702.
12. Heil O., Ebers J. J. Новый широкополосный высокочастотный генератор. Proc. IRE, 1950, v. 38, p. 645—650.
13. Reed E. D. Перестраиваемый низковольтный отражательный клистрон для работы в диапазоне 50—60 Гц. Bell Syst. Techn. Journ., 1955, v. 34, № 3, p. 563—601.
14. Cahen O. Неламинарные потоки в лампах с фокусировкой типа O. Microwave Tubes, p. 444—448.
15. Mathias L. E. S., King P. G. R. О характеристиках пучка с высоким первеансом. IRE Trans., 1957, vol. ED-4, p. 280—287.
16. Deimel E. Решение методом последовательных приближений задачи о пушках с высоким первеансом на электронной счетной машине. Microwave Tubes, p. 493—507.
17. Laico J. P., Mc Dowell H. L., Moster C. R. Лампа с бегущей волной средней мощности на частоте 6000 Мгц для радиорелейных станций. Bell Syst. Techn. Journ., 1956, v. 35, № 6, p. 1285—1346.

18. Chodogow M. и др. Разработка мощных импульсных клистронов для практических применений. Proc. IRE, 1959, v. 47, № 1, p. 20—29.

19. Kikushima L., Johnson C. C. Магнитнофокусированный (бриллюэновский) электронный пучок с большой плотностью тока. Proc. IEEE, 1964, v. 52, № 1, p. 87—88.

20. Hechtel J. R. Построение электронных траекторий при помощи сетки сопротивлений и вычислительной машины дискретного действия. IRE Trans., 1962, v. ED-9, № 1, p. 62—68.

21. Haine M. E., Vine J. Построение электронных траекторий при помощи аналогового устройства с сеткой сопротивлений. Proc. IEE, 1959, pt. B, v. 106, № 30, p. 508—517.

22. Hechtel J. R., Seeger J. A. Точность и ограничения сетки сопротивлений, используемой для решения уравнений Лапласа и Пуассона. Proc. IRE, 1961, v. 49, № 5, p. 933—940.

К главе 13. Основные свойства реальных электронных потоков

1. Cutler C. C., Saloom J. A. Исследование электронных пучков при помощи подвижного коллектора с малым отверстием. Proc. IRE, 1955, v. 43, № 3, p. 299—306.

2. Brewer G. R. Формирование интенсивных электронных потоков. Journ. Appl. Phys., 1957, v. 28, № 1, p. 7—15.

3. Mathias L. E. S., King P. G. R. О характеристиках пучка с высоким первеансом. IRE Trans., 1957, v. ED-4, № 2, p. 280—287.

4. Harker K. J. Неламинарный поток в цилиндрических электронных пучках. Journ. Appl. Phys., 1957, v. 28, № 6, p. 645—650.

5. Троицкий Ю. В. Прибор для измерения профиля электронного пучка. «Приборы и техника эксперимента», 1957, № 6.

6. Ashkin A. Динамика электронных пучков, сформированных магнито-экранированными пушками. Journ. Appl. Phys., 1958, v. 29, № 11, p. 1594—1604.

7. Brewer G. R. Некоторые характеристики магнитнофокусируемого электронного пучка. Journ. Appl. Phys., 1959, v. 30, № 7, p. 1022—1037.

7a. Van Duzer T., Brewer G. R. Моделирование пространственного заряда в электролитической ванне. Journ. Appl. Phys., 1959, v. 30, № 3, p. 291—301.

8. Троицкий Ю. В., Важенин В. И. Прибор для исследования электронных пучков с осевой симметрией. «Известия Сибирского отделения АН СССР», 1959, № 8, стр. 17.

9. Johnston T. W. Неламинарный поток в магнитнофокусируемых пучках, создаваемых электронными пушками. Journ. Appl. Phys., 1959, v. 30, № 9, p. 1456—1457.

10. Зинченко Н. С. Курс лекций по электронной оптике, изд. ХГУ, 1961.

11. Frost R. D., Purl O. T., Johnson H. R. Электронные пушки для формирования сплошных пучков с большим первеансом и высокой сходимостью. Proc. IRE, 1962, v. 50, № 8, p. 1840—1848 (имеется перевод журнала).

12. Schritger H. Измерение длины волны пульсаций электронного пучка лампы с бегущей волной. Arch. elektr. Übertr., 1953, B. 7, N. 9, S. 415.

К главе 14. Формирование трубчатых электронных потоков с высоким первеансом

1. Brillouin L. Теорема Лармора и ее важность для электронов в магнитных полях. *Phys. Rev.*, 1945, v. 67, № 7, p. 260—266.
2. Wax N. Некоторые свойства трубчатых электронных пучков. *Journ. Appl. Phys.*, 1949, v. 20, № 3, p. 242—247.
3. Samuel A. L. К теории аксиально-симметричного электронного потока в продольном магнитном поле. *Proc. IRE*, 1949, v. 37, № 11, p. 1252—1258.
4. Harris L. A. Аксиально-симметричный электронный поток и системы магнитного поля. *Proc. IRE*, 1952, vol. 40, № 6, p. 700—709.
5. Lally Ph. M. Фокусирующая система для полого пучка. *Proc. IRE*, 1961, vol. 49, 2, p. 514—515.
6. Бахрах Л. Э., Козель И. Ш. К вопросу о фокусировке полого цилиндрического электронного потока в продольном магнитном поле. «Радиотехника и электроника», 1958, т. 3, вып. 6, стр. 819—825.
7. Palmer J. L. Ламинарный поток в магнитофокусируемых цилиндрических электронных пучках. *IRE Trans.*, 1959, v. ED-6, № 3, p. 262—269.
8. Chodorow M., Süsskind Ch. Полный электронный поток со сбалансированным пространственным зарядом и однородным распределением заряда. *Proc. IRE*, 1958, v. 46, № 2, p. 497—498.
9. Dupin D. A. Усилители с бегущей волной и генераторы с обратной волной для СВЧ. *IRE Trans.*, 1957, v. ED-4, № 3, p. 246—264.
10. Cutler C. C. Неустойчивость полых и ленточных электронных пучков. *Journ. Appl. Phys.*, 1956, v. 27, № 9, p. 1028—1029.
11. Логнинова Т. Ф. Трубчатый электронный пучок конической формы в «коническом» магнитном поле. «Радиотехника и электроника», 1961, т. 6, вып. 9, стр. 1540—1544.
12. Harris L. A. Тороидальные электронные пушки для полых пучков. *Journ. Appl. Phys.*, 1959, v. 30, № 6, p. 826—836.
13. Kramer N. B., Todd E. D. Расчет пушек для полых и ленточных пучков. *IEEE Trans.*, 1963, v. ED-10, p. 394—404.
14. Hartnagel H. L. [Электронная пушка для полого пучка]. *Proc. IEE*, 1964, v. 111, № 1, 57—66.
15. Harris L. A. Электронно-оптическое действие кольцевой апертурной линзы. *Proc. IRE*, 1958, v. 46, № 9, p. 1655—1656.
16. Harris L. A. Триодная электронная инжекционная система для полых пучков. *IRE Trans.*, 1960, v. ED-7, № 1, p. 46—54.
17. Todd E. G., Kramer N. B., Brewer G. R. Соображения о расчете электронных пушек, формирующих трубчатые электронные пучки с большой плотностью тока. *Microwaves*, p. 550—555.
18. Власов В. Ф. Электронные и ионные приборы, 1960, стр. 419.
19. Beck A. H., Natrass H. L. Экспериментальное исследование магнетронных электронных пушек. *Microwaves*, p. 599—604.
20. Dryden V. W. [Точное решение в сферических координатах для потока с учетом пространственного заряда применительно

- к магнетронным пушкам]. *Journ. Appl. Phys.*, 1962, v. 33, № 10, p. 3118—3124.
21. Harker K. J. Определение формы электродов аксиально-симметричных электронных пушек. *Journ. Appl. Phys.*, 1960, v. 31, № 12, p. 2865—2170.
22. Harker K. J. Расчет электродов для аксиально-симметричных пушек. *Journ. Appl. Phys.*, 1962, v. 33, № 5, p. 1861—1863.
23. Kino G. S., Taylor N. J. Проектирование и расчет пушки магнетронного типа. *IRE Trans.*, 1962, ж. ED-9, № 1, p. 1—11.
24. Kirstein P. T. К вычислению формы электродов, дающих заданное распределение потенциала вдоль заданной кривой. *Proc. IRE*, 1958, v. 46, № 10, p. 1716—1722.
25. Kuhl R. L., Webster H. W. Разрушение полых цилиндрических электронных пучков. *IRE Trans.*, 1956, v. ED-3, p. 172—183.
26. Takano Okoshi. Улучшенная теория расчета магнетронных пушек. *IEEE Trans.*, 1964, v. ED-11, № 6, p. 349—356.
27. Lind J. N. Клинотрон с полым пучком и модулирующим анодом. *Microwaves*, p. 54—59.
28. Arnaud J., Wendt G., Lind J. Шумы полого пучка, формируемого инжекционной пушкой, в приборах типа O. *Microwaves*, p. 510—512.
29. Arfin V. Расчет и некоторые применения магнетронных пушек с высоким первеансом. *Microwaves*, p. 595—598.
30. Taylor N. J. [Расчет магнетронных пушек на основе теоретических решений задачи о потоке с пространственным зарядом]. *Microwaves*, p. 583—587.
31. Webster H. W. Разрушение полых электронных пучков. *Journ. Appl. Phys.*, 1955, v. 26, № 11, p. 1386.

К главе 15. Электростатическая фокусировка пучков

1. Чернов З. С. Методы фокусировки электронных потоков в современных приборах сверхвысоких частот. «Радиотехника и электроника», 1958, т. 3, вып. 10, стр. 1227—1242.
2. Hechtel J. R. Электростатическая фокусировка в лампах СВЧ. *Microwave Journal*, 1960, v. 3, № 11, p. 41—48, № 12, p. 81—86.
3. Vergonda C. Новый импульсный клинотронный усилитель для частот 960—1215 Мгц. *El. Engineering*, 1952, v. 71, № 8, p. 686—689.
4. Чернов З. С. Системы с центробежно-электростатической фокусировкой электронного потока. «Радиотехника и электроника», 1956, т. 1, вып. 11, стр. 1428—1434.
5. Бахрах Л. Э. Пульсация электронного потока при центробежно-электростатической фокусировке. «Радиотехника и электроника», 1959, т. 4, вып. 12, стр. 2097—2100.
6. Чернов З. С., Бернашевский Г. А. Распространение волн плотности пространственного заряда и группировка электронов во вращающихся электронных потоках, фокусируемых центробежно-электростатическим методом. «Радиотехника и электроника», 1963, т. 8, № 6, стр. 973—983.
7. Watkins D. A., Wada G. Генератор «хилитрон». *Proc. IRE*, 1958, v. 46, № 10, p. 1700—1705.
8. Harris L. A. Аксиально-симметричный электронный поток и системы магнитного поля. *Proc. IRE*, 1952, v. 40, № 6, p. 700—708.

9. Cramly S. V. Усилительная СВЧ лампа с бегущей волной, использующая электростатически сфокусированный полый пучок. IRE Trans., 1956, v. ED-3, № 1, p. 62—66.

10. Palmer J. L., Süsskind Ch., Жесткость [фокусировки] электронных потоков. Journ. Electronics and Control, 1961, v. 10, № 5, p. 365—373.

11. Clogston A. M., Hefner H. Фокусировка электронного пучка периодическими полями. Journ. Appl. Phys., 1954, v. 25, p. 436—447 (имеется перевод в сб. «Проблемы современной физики», 1956, № 6, стр. 104—122).

12. Tien P. K. Фокусировка длинного цилиндрического пучка электронов с помощью периодического электростатического поля. Journ. Appl. Phys., 1954, v. 25, № 10, p. 1281—1288.

13. Hechtel J. R., Mizuhara A. Клистронный усилитель с электростатической фокусировкой. Microwaves, p. 31—34.

14. Cook J. S., Kompfner R., Yocum M. H. Слалом-фокусировка. Proc. IRE, 1957, v. 45, № 11, p. 1517—1522.

15. Игрицкий А. Л. Расчет периодических электростатических полей, создаваемых бифилярными спиралями в лампах бегущей волны. «Радиотехника и электроника», 1961, т. 6, № 4, стр. 613—622.

16. Игрицкий А. Л. Фокусировка электронного пучка в лампе бегущей волны периодическим электростатическим полем, «Радиотехника и электроника», 1961, т. 6, вып. 6, стр. 964—975. Расчет траекторий электронов в периодическом фокусирующем устройстве ЛБВ, 1960, т. 5, вып. 2, стр. 255—263.

17. Мак-Лаклан Н. В. Теория и приложения функций Матье. Пер. с англ. под ред. И. Н. Денисюка. Изд-во иностранной литературы, 1953.

18. Самородов Ю. Д. Формирование длинных электронных пучков периодическими аксиально-симметричными электростатическими полями. Труды конференции по электронике СВЧ. Под ред. И. С. Джигита и Е. Г. Соловьева, стр. 103—111, Госэнергоиздат, 1959.

19. Newland F. J. Применение двоянной меандровой линии в усилителях с электростатической фокусировкой. Microwaves, p. 620—625.

20. Blattner D. J. и др. Лампы с бегущей волной средней мощности L и S-диапазонов с электростатической фокусировкой. RCA Review, 1959, v. 20, p. 426—441.

21. Blattner D. J., Vaccaro F. E. Эстиатрон — ЛБВ средней мощности с электростатической фокусировкой. IRE Nat. Conv. Rec., pt. 3, p. 101—105 (имеется перевод в журнале «Зарубежная радиоэлектроника», 1959, № 10, стр. 35—39).

22. Chang K. K. N. Ограниченный электронный поток в периодических электростатических полях очень коротких периодов. Proc. IRE, 1957, v. 45, № 1, p. 66—73.

23. Johnson S. C. Периодическая электростатическая фокусировка полого электронного пучка. IRE Trans., 1958, v. ED-5, № 4, p. 233—243.

24. Siekanowich W. W., Vaccaro F. E. Периодическая электростатическая фокусировка электронных пучков с параллельным потоком. Proc. IRE, 1959, v. 47, № 3, p. 451—452.

25. Молоковский С. И. Аналитический расчет геометрии электродов для электростатической фокусировки ленточного потока. «Радиотехника и электроника», 1962, т. 6, вып. 6, стр. 1048—1051.

26. Siekanowich W. W. Вычисление идеальной формы электродов для электростатической фокусировки пучка. RCA Review, 1962, v. 23, № 1, p. 47—59.

27. Кацман Ю. А. Основы расчета радиоламп. Госэнергоиздат, 1952, стр. 149.

28. Belohoubek E. E., Siekanowich W. W., Vaccaro F. E. Конструкция и характеристики 5-киловаттной лампы с бегущей волной X-диапазона с электростатической фокусировкой. IEE Trans., 1964, v. ED-11, № 2, p. 102—114.

28a. Belohoubek E. F. Замедляющие системы для мощных ЛБВ с электростатической фокусировкой. RSA Review, 1960, v. 21, № 3, p. 377—378.

29. Sutherland A. D. и др. Об использовании периодической электростатической фокусировки в клистронах. Microwave Tubes, p. 510—512.

30. Dyott R. B. и др. Офитрон — лампа с обратной волной с электростатической фокусировкой. Microwave Tubes, p. 114—116.

Глава 16. Ионы в электронных потоках.

Ионная фокусировка

1. Hein R. A. Состав газа в мощной лампе с бегущей волной. Advances Electron Tube Technology, 1963, p. 121—124, Oxford—London—New York—Paris, Pergamon Press.

2. Грановский В. П. Электрический ток в газе, ч. 1, стр. 148, ГИТТЛ, 1948.

3. Сена Л. А. Столкновения электронов и ионов с атомами газа, ОГИЗ, 1948, стр. 10, 98.

4. Linder E. G., Hergqvist K. G. Действие пространственного заряда в электронных пучках и его ослабление положительными ионами. Journ. Appl. Phys., 1950, v. 21, № 11, p. 1088.

5. Клесн В., Пёшль К. Введение в электронику сверхвысоких частот, ч. II, Пер. с нем. под ред. В. А. Солнцева. Изд-во «Советское радио», 1963.

6. Pierce J. R. Возможные флуктуации в электронных потоках, вызванные ионами. Journ. Appl. Phys., 1948, v. 19, № 3, p. 231—236.

7. Гинзбург В. А. Распространение электромагнитных волн в плазме. Физматгиз, 1960, стр. 73.

8. Field L. M., Spangenberg K., Helm R. Управление расширением электронного пучка в высоком вакууме с помощью ионов. El. Communication, 1947, v. 24, № 1, p. 108—121.

9. Тарапенко В. П. Влияние положительных ионов на формирование интенсивных электронных пучков в условиях высокого вакуума. «Известия высших учебных заведений», сер. Радиотехника, 1959, № 5, стр. 554.

10. Зилченко Н. С. Курс лекций по электронной оптике. Изд-во ХГУ, Харьков, 1961.

11. Barford N. C. Нейтрализация ионами пространственного заряда в электронных пучках с линейным потоком. Journ. Electronics and Control, 1957, v. 3, № 1, p. 63—86.

12. Ginzton E. L., Wadia B. H. Захват положительных ионов в электронных пучках. Proc. IRE, 1954, v. 42, № 10, p. 1548—1554.

13. Scherzer O. К теории газовой концентрации электронных пучков. Zeitschrift für Physik, 1933, B. 82, № 11—12, S. 697.

14. Бахрах Л. Э., Жарков Ю. Д. Геометрические параметры электронных пучков при ионной фокусировке. «Радиотехника и электроника», 1961, т. 6, вып. 6, стр. 976.

15. Pierce J. R. Предельный ток в электронных пучках при наличии ионов. Journ. Appl. Phys., 1944, v. 15, p. 721—726.

16. Бахрах Л. Э., Денисов Ю. И., Кирьяшкин С. И. О некоторых особенностях ионной фокусировки электронных пучков. «Радиотехника и электроника», 1962, т. 7, вып. 7, стр. 1169.

17. Давыдов Б. И., Брагинский С. И. К теории газовой концентрации электронных пучков. В сборнике, посвященном семидесятилетию акад. А. Ф. Иоффе. Изд-во АН СССР, 1950, стр. 72.

18. Hines M. E., Hoffman G. W., Saloom J. A. Отвод положительных ионов в магнитофокусируемых электронных пучках. Journ. Appl. Phys., 1955, v. 26, № 9, p. 1157—1162.

Главе 17. Коллектор электронов

1. Михеев М. А. Основы теплопередачи. Госэнергоиздат, 1956.

2. Михеев М. А., Михеева М. И. Краткий курс теплопередачи. Госэнергоиздат, 1961.

3. Царев М. Б. Расчет и конструирование электронных ламп. Изд. 2-е, Госэнергоиздат, 1961.

4. Геккер И. Р. Интегральное распределение электронов по энергиям за выходным резонатором пролетного кистрона. «Радиотехника и электроника», 1957, т. 2, вып. 7, стр. 895—900.

4а. Геккер И. Р. К вопросу о повышении к. п. д. приборов СВЧ путем торможения электронов в коллекторе. «Известия высших учебных заведений», Радиотехника, 1960, т. 3, № 4, стр. 441—447.

5. Катлер С. Механизм насыщения мощности в ЛБВ. В сб. переводных статей «лампа с бегущей волной» под ред. В. Т. Овчарова. Госэнергоиздат, 1959.

6. Брюининг Г. Физика и применения вторичной электронной эмиссии. Пер. с англ. под ред. В. Н. Фаворина. Изд-во «Советское радио», 1958.

7. Раков В. И. Электронные рентгеновские трубки. Госэнергоиздат, 1952.

8. Капцов Н. А. Физические явления в газах и вакууме. Изд. 2-е, ГИТТЛ, 1950.

9. Sterzer F. Улучшение к. п. д. лампы с бегущей волной посредством понижения потенциала коллектора. IRE Trans., 1958, v. ED-5, № 4, p. 300—305.

10. Wolkstein H. J. Влияние потенциала коллектора на к. п. д. ЛБВ. RCA Review, 1958, v. 19, p. 259—282.

11. Dunn D. A., Borghi R. P., Wada G. Многосегментный коллектор со скрещенными полями и пониженным потенциалом для ламп с пучком. IRE Trans., 1960, v. ED-7, № 4, p. 262—263.

12. Hansen J. W., Süsskind Ch. Улучшение характеристик ламп с пучком за счет применения пониженного потенциала кол-

лектора и новая конструкция коллектора. IRE Trans., 1960, v. ED-7, № 4, p. 282—288.

13. Dunn D. A., Luebke W. R., Wada G. Коллектор с пониженным потенциалом, использующий асимметричные электроды и аксиально-симметричное магнитное поле. IRE Trans., 1959, v. ED-6, № 3, p. 294—296.

14. Тарапенко В. П., Дерезовский М. В. О выборе формы электродов коллектора электронно-лучевых приборов типа О, работающих с рекуперацией энергии электронов. «Известия высших учебных заведений», Радиотехника, 1961, т. 4, № 6, стр. 719—721.

15. Bryant M. O., Thomas A., Wells P. W. ЛБВ большой мощности непрерывного действия. Journ. Electronics and Control, 1962, v. 10, № 1, p. 49—62.

16. Chen T. S., Wolkstein H. J., McMurrugh R. W. Теория и характеристики коллекторов с пониженным потенциалом и трохондальным движением электронов для улучшения к. п. д. ЛБВ.

Главе 18. О синтезе систем формирования и некоторые вопросы теории

1. Гринберг Г. А. Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. Изд-во АН СССР, 1948.

2. Кельман В. М., Явор С. Я. Электронная оптика, ч. I, III. Изд-во АН СССР, 1959 (первое издание).

3. Овчаров В. Т. Аксиально-симметричные электронные пучки заданной формы. Докл. АН СССР, 1956, т. 107, № 1, стр. 47—50.

4. Овчаров В. Т. Теория формирования электронных пучков. «Радиотехника и электроника», 1957, т. 2, вып. 6, стр. 696—704.

4а. Овчаров В. Т. О потенциальном движении заряженных частиц. «Радиотехника и электроника», 1959, т. 4, вып. 10, стр. 1741—1744.

5. Овчаров В. Т. Цилиндрический электронный пучок в однородном магнитном поле. Труды конференции по электронике СВЧ под ред. И. С. Джигита и Е. Г. Соловьева, стр. 80—89. Госэнергоиздат, 1959.

6. Кормилицин Б. Т., Овчаров В. Т. Об уравнении параксиальной оптики электронных пучков с большой плотностью тока. «Радиотехника и электроника», 1960, т. 5, вып. 7, стр. 1112—1117.

7. Овчаров В. Т. Уравнения электронной оптики для плоско-симметричных и осесимметричных электронных пучков с большой плотностью тока. «Радиотехника и электроника», 1962, т. 7, № 8, стр. 1367—1378.

8. Palmer J. L., Süsskind Ch. Жесткость [фокусировки] электронных пучков. Journ. Electronics and Control, 1961, v. 10, № 5, p. 365—373.

9. Cook E. J. Конструирование электронных пушек с криволинейными траекториями при помощи электролитической ванны. Proc. IRE, 1958, v. 46, № 2, p. 497.

10. Lucas A. R., Meltzer D., Stuart G. A. Общая теорема для плотных электронных пучков. Journ. Electronics and Control, 1958, v. 4, № 2, p. 160.

11. Lucas A. R. [Релятивистский поток электронов по параллельным и радиальным прямым линиям в отсутствие внешнего на-

ложешного магнитного поля]. Journ. Electronics and Control, 1958, v. 5, № 3, p. 245—250.

12. Mueller W. M. Необходимые и достаточные условия для плотных электронных потоков. Journ. Electronics and Control, 1959, v. 6, № 6, p. 499—507.

13. Kirstein P. T. Об определении электродов, необходимых для создания заданного распределения электрического поля вдоль заданной кривой. Proc. IRE, 1958, v. 46, № 10, p. 1716—1722.

14. Kirstein P. T., Kino G. S. Решение уравнений потока с пространственным зарядом методом разделения переменных. Journ. Appl. Phys., 1958, v. 29, № 12, p. 1758—1767.

15. Kirstein P. T. Параксиальная формулировка уравнений для потока с пространственным зарядом в магнитных полях. Journ. Electronics and Control, 1960, v. 8, № 3, p. 207—225.

15a. Kirstein P. T., Hornsby J. S. Численный анализ систем с криволинейными электродами и эмитирующей поверхностью. Microwaves, p. 566—571.

16. Harker K. J. Определение формы электродов аксиально-симметричных электронных пушек. Journ. Appl. Phys., 1960, v. 31, № 12, p. 2165—2170.

17. Harker K. J. Расчет электродов для аксиально-симметричных электронных пушек. Journ. Appl. Phys., 1962, v. 33, № 5, p. 1861—1863.

18. Colburn D. S., Harker K. J., Kino G. S. Новый метод расчета пушек с высоким первансом. Microwaves, p. 572—583.

19. Власов А. Д. О бриллиантовых электронных потоках и концепции граничной частоты. «Радиотехника и электроника», 1960, т. 5, вып. 2, стр. 264—268.

20. Власов А. Д. К теории неламинарного электронного потока, фокусируемого магнитным полем. «Радиотехника и электроника», 1964, т. 9, № 7, стр. 1234—1245.

21. Eriksson E. E., Sutherland A. D. Исследование неламинарного потока с пространственным зарядом. Microwaves, p. 533—546.

22. Twombly J. C., Lauer J. E. Математическая модель, которая описывает неустойчивость длинных электронных пучков с высоким первансом. Microwaves, p. 633—639.

23. Chang K. K. N. Ограниченный электронный поток в периодических электростатических полях очень коротких периодов. Proc. IRE, 1957, v. 45, № 1, p. 66—67.

24. Чернов З. С. Методы фокусировки электронных потоков в современных приборах сверхвысоких частот. «Радиотехника и электроника», 1958, т. 3, вып. 10, стр. 1227—1242.

Глава 19. Дополнительные сведения о некоторых вопросах электроники пучков

1. Murphy B. T., Kelly J. Фокусировка реверсным полем. Microwave Tubes, p. 478—484.

2. Kelly J. Фокусирующие системы с реверсным полем для электронных пучков со значительным пространственным зарядом. Journ. Electronics and Control, 1963, v. 14, № 1, p. 21—64 (имеется реферат: Экспресс-информация ВИНТИ, Электроника, № 20, 1963)

3. Minwood J. M. Фокусировка постоянными магнитами малощумящих ЛБВ. Microwave Tubes, p. 485—488.

4. Bodmer M. G., Laico J. P., Olsen E. G., Ross A. T. Лампа с бегущей волной для спутника. Bell Syst. Techn. Journ., 1963, v. 42, № 4, pt. 3, p. 1703—1748 (имеется реферат: Экспресс-информация ВИНТИ, Электроника, № 44, 1963).

5. Neal J. P. [Машинные расчеты коррекции пульсаций пучка в магнитном поле]. IEEE Trans., 1963, v. ED-10, № 5, p. 319—323.

6. Niclas K. B. Теоретические и экспериментальные исследования малощумящей ЛБВ в реверсном магнитном поле. Microwave Journ., 1963, v. 6, № 10, p. 67—75.

7. Gallagher H. E. Расчет и характеристика электронной пушки с сеточным управлением и высоким первансом. IRE Trans., 1959, v. ED-6, № 4, p. 390—396.

8. Shiply D. W. Липцовый эффект в пушках Пирса со сходящимся потоком. IRE Trans., 1960, v. ED-7, p. 195—205.

9. Wolkstein H. J. Расчет электронных пушек с сеточным управлением для импульсных ЛБВ. RCA Review, 1960, v. 21, № 3, p. 389—413.

10. Gallagher H. E. Пушка с сеточным управлением на большую среднюю мощность. IRE Trans., 1962, v. ED-9, № 2, p. 234—241.

11. Тренева С. Н. Импульсная электронная пушка для управления пучком с большой плотностью тока. «Приборы и техника эксперимента», 1963, № 3, стр. 177—178.

12. Chen T. S. Соответствие между теоретическими и реальными параметрами лампы с бегущей волной, работающей в диапазоне 5—6 Гц. Journ. Electronics and Control, 1960, v. 9, № 5, p. 321—348.

13. Espersen G. A., Rogers J. W. Исследование эмиссии с сеток. IRE Trans., 1956, v. ED-3, p. 100.

К дополнению. Фокусирующие соленоиды. Некоторые свойства магнитных материалов

1. Говорков В. А. Электрические и магнитные поля. Госэнергоиздат, 1960.

2. Boom R. W., Livingston R. L. Соленоиды из сверхпроводников. Proc. IRE, 1962, v. 50, № 3, p. 302—313.

3. Worcester W., Wetzmann A. L., Townly R. J. Соленоиды малого веса из алюминиевой фольги для ЛБВ. IRE Trans., 1956, v. ED-3, № 1, p. 70—74.

4. Clarke G. M., Less G. B. [Поля рассеяния в соленоидах, намотанных фольгой]. Proc. IRE, 1958, v. 46, № 5, p. 914.

4a. Clarke G. M. Системы с соленоидами минимального веса. Proc. IRE, 1958, v. 46, № 9, p. 1652—1653.

5. Glass R. C., Gottfeldt P. Соленоиды из алюминиевой фольги для ЛБВ. IRE Trans., 1957, v. ED-4, № 2, p. 186.

6. Займовский А. Л. Чудновская Л. А. Магнитные материалы. Госэнергоиздат, 1957.

7. Довгалецкий Я. М. Сплавы для постоянных магнитов. Металлургиздат, 1954.

8. Рейнбот Г. Технология и применение магнитных материалов. Пер. с нем., под ред. А. А. Преображенского. Госэнергоиздат, 1963.

9 Вольфарт Э. Магнитотвердые материалы. Пер. с англ., под общей ред. Ю. А. Грацианова и В. И. Ивановского. Госэнергоиздат, 1963.

10 Постоянные магниты. Справочник. Пер. с англ., под общей ред. Л. Ш. Казарновского. Госэнергоиздат, 1963.

11. Glass M. S. Постоянные магниты минимального веса с однородным полем для фокусировки ЛБВ — расчет и графики для расчетов. Proc. IRE, 1957, v. 45, p. 1100—1105.

12. Meueger P. Фокусирующие устройства для ламп СВЧ. Arch. elektr. Ubertr., 1961, B. 15, H. 10, S. 467—472.

13. Glass M. S. Распределение потока рассеяния вокруг фокусирующего магнита ЛБВ. Proc. IRE, 1958, v. 46, № 10, p. 1751—1756.

14. Zack Albert. Соленоиды для ЛБВ и клистронов. Electronics, 1961, v. 34, № 49, p. 66—70.

15. Ротерс Г. К. Электромагнитные механизмы. Пер. с англ., под ред. А. Я. Буйлова. Госэнергоиздат, 1949.

16. Гордон А. В., Сливинская А. Г. Электромагниты постоянного тока. Госэнергоиздат, 1960.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ, ДОБАВЛЕННЫЙ ПРИ КОРРЕКТУРЕ

1. Молоковский С. И., Сушков А. Д., Электронно-оптические системы приборов СВЧ. Изд-во «Энергия», 1965.

2. Прудковский Г. П. Траектограф. В сб. «Электроника больших мощностей», Изд-во «Наука», 1964, № 3, стр. 70—128.

3. Карасик В. Р. Физика и техника сильных магнитных полей. Изд-во «Наука», 1964.

4. Бернашевский Г. А., Богданов Е. В., Кислов В. Я., Чернов З. С. Плазменные и электронные усилители и генераторы СВЧ. Изд-во «Советское радио», 1965.

5. Даинович И. А. Некоторые вопросы периодической электростатической фокусировки сплошных электронных потоков. «Радиотехника и электроника», 1965, т. 10, № 3, стр. 435—442.

6. Lipp H. J., Pöschl K., Veith W. Области устойчивости более высокого порядка при фокусировке электронного пучка в периодических магнитных полях. Труды 5-го Международного конгресса по лампам СВЧ, Париж, сентябрь, 1964, стр. 42—45.

7. Siekanowicz W. W., Cash J. H. Фокусировка электронных потоков средней и большой мощности при помощи периодических полей с «длинными» периодами. Там же, стр. 209—214.

8. Hechtel J. R., Mizuhara A. [Электронная пушка для электростатического формирования полых пучков с высоким первансом и большой компрессией по площади]. Там же, стр. 227—229.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Аберрации 230, 252
Азимутальная скорость электрона 69, 199, 268, 356
Амплитуда пульсаций 50, 54, 66, 94, 277

Анализатор пучка 234, 243
Анодная линза 87, 91, 97, 104, 111, 193, 216, 223, 228

Бриллюэна поток 67, 76, 131, 192, 207, 276

Бриллюэновская полутолщина 50

Бриллюэновский радиус 67
Бриллюэновское поле 68, 202, 259

Буша теорема 48, 62

Ванна электролитическая — см. моделирование

Внутренние траектории 219, 258, 275

«Волнистость» пучка в МПФС 155

— в системе ПЭФ 318

Вторичная электронная эмиссия 244, 365

Гаусса теорема 28, 30, 36, 265

Диод плоский 80

— сферический 98

— цилиндрический 111

Длина волны пульсаций 50, 73, 209, 259

Жесткость фокусировки 199, 388

Интегральное распределение электронов по энергиям 363

Ионизация 329

Ионное пятно на катоде 250, 334

Катодных условий параметр 65, 202, 277

Клистрон 169, 307, 362, 391

Компрессия 96, 109, 113, 229, 233, 236, 282

Контур пучка аксиально-симметричного в неоднородном магнитном поле 134

— — в области коллектора 354

— — в однородном магнитном поле 64, 201

— — в отсутствие магнитного поля 35, 107, 421

— — в периодическом магнитном поле 148

— — — электростатическом поле 313

— — — при ионной фокусировке 348

— — ленточной формы 29, 112

Коллектор 23, 352

Коэрцитивная сила 147, 412

Коэффициент заполнения 16, 256

Криволинейные координаты, 375

Криволинейные потоки 386

Кроссовер 34, 41, 130, 229

Ламинарность 23

Ламэ коэффициенты 376, 378

ЛБВ 323, 364, 393

Ленточный электронный поток 20, 29, 45, 181, 201, 327

«Лестничные» линии 327

ЛОВ 45, 312, 327
Ловушка ионная 340
Лэнгмюра функции 99, 111, 420
Магнитный экран 120, 409
Матье уравнение 149, 317
Моделирование при помощи
электролитической ванны
101, 197, 224, 228, 261, 262,
295
Модуляция сеточная 396
МПФС 145, 161, 165
Напряженность электрического
поля внутри пучка 32, 36
— — — на границе пучка 32,
36, 270
— — — в диоде 81
Неламнарность 192, 233, 250,
262
Неоднородное магнитное поле
119
Неустойчивость пучка 302
Одиночная электронная линза
324
Остаточная индукция 412
Офитрон 327
Параксальной оптики уравне-
ние 380
Параксальности условия 24
Парциальные давления газов
328
Первеанс 13, 44, 69, 73, 93, 222,
264, 300
Переходная область 22, 70,
119, 134, 216, 268
Плазменная частота электрои-
онная 389
— — ионная 333
Плотность (концентрация) ча-
стиц 330
Плотность тока пучка 32, 36,
80, 96, 235, 258
— — эмиссии катода 224
Постоянные магниты 127, 146,
169, 411
Прикагодные условия 83, 101,
103, 237
Пространственный заряд 14,
31, 35, 81, 90, 219, 233, 259
Провисание потенциала 42, 81,
244, 270
Пуассона уравнение 272

Пульсации потока 54, 94, 205,
253, 277
Пушки — см. электронные
пушки
Распределение магнитного поля
в соленоиде 116, 401
— — — в экране 120, 126
Режим коллектора динамиче-
ский 352, 362
— — статический 352, 354
— — тепловой 352, 353
Резонатор 156, 169, 362
Рекуперация энергии 368
Сетка в аноде 91
Синтез систем формирования
371
Система единиц 25, 413
Скорость электрона азимуталь-
ная 68, 131, 199, 268, 347
— — полная 27, 54, 69, 268
— — продольная 27, 54, 69,
268
— — радиальная 57, 63, 79, 237
— — тепловая 172, 251
— — угловая 60, 74, 204, 357
Соленоид 117, 401, 404
Спиратрон 311
Сэмьюэла поток 269, 273
Токооседание 16, 88, 91, 225
Токопрохождение 16, 220, 256,
399
Трансламинарные траектории
252, 398
Трубчатый электронный поток
21, 264
Угол закручивания 68, 357
— поворота пучка 74, 216, 357
— сходимости потока 34, 39
Уравнение контура пучка 33,
38, 50, 64, 135, 149, 201, 317,
356
Фаза пульсаций 50, 67, 215, 258
Фокусировка ионная 341
— периодическая электростати-
ческая 313
— реверсная 392
— слалом 326
— центробежно-электростатиче-
ская 308
— электростатическая 305

Фокусирующий электрод 83, 85,
101, 103, 113, 227, 234
Форма катода 101, 232
— электродов пушки 84, 102,
227, 280, 294
Хилитрон 312
Шумы 16, 220, 301, 331
Экранировка катода от магнит-
ного поля 46, 53, 74, 120,
159, 163, 192
Экспериментальное исследова-
ние пучков 232, 241, 299
Электромагнит 411
Электронные пушки
— магнетронного типа 283,
426
— — Мюллера 227
— — Пирса с параллельным
потоком 78, 93, 280
— — — сферического типа 98,
223
— — — цилиндрического типа
111, 282
— — с высоким первеансом
222, 251
— — с криволинейными тра-
екториями 283, 386
— — тороидального типа 281
— — частично экранированные
192, 217, 256
Эмиссия паразитная 85, 399
Эстиатрон 320

Илья Владимирович АЛЯМОВСКИЙ

ЭЛЕКТРОННЫЕ ПУЧКИ
И ЭЛЕКТРОННЫЕ ПУШКИ

Редактор *А. А. Александрова*

Технический редактор *В. В. Беляева*

Художественный редактор *В. Т. Сидоренко*

Обложка художника *Г. В. Алямовской*

Сдано в набор 24/VIII 1965 г.
Подписано к печати 27/I 1966 г.
Формат 84×108^{1/2}. Объем 23,94
Т-02612. Уч.-изд. л. 22,261
Заказ 592. Тираж 5 500 экз.
Бумага для глубокой печати
Цена в пер. № 7 1 р. 44 к.

Московская типография № 10 Главполиграфпрома
Комитета по печати при Совете Министров СССР.
Шлюзовая наб., 10.