

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ЭЛЕКТРОНИКА БОЛЬШИХ МОЩНОСТЕЙ

П. Л. Капица

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	181
Задачи, стоящие перед электроникой больших мощностей	182
I. Решение основного уравнения движения заряженных частиц методом усреднения по времени	186
II. Движение электронов в планотроне	194
III. Основные показатели планотрона	201
IV. Анодные и катодные потери в планотроне	211
V. Краевой эффект и связанные с ним потери	218
VI. Теория магнетрона	228
VII. Экспериментальное исследование электронных процессов в планотроне	241
VIII. Ларморова орбита в высокочастотном поле	249
IX. Перспективы электроники больших мощностей	259

ВВЕДЕНИЕ

Хотя электронными процессами все шире и шире пользуются в современной электротехнике, нетрудно видеть, что все же есть область, куда электроника почти не проникает. Действительно, электронные процессы в настоящее время наиболее широко применяются в измерительной технике (катодные осциллографы, фотоэлементы, высокочастотные измерения, усилители и т. д.), в кибернетических проблемах (автоматика, счетно-решающие устройства, стабилизаторы и др.), в связи (радио, телевидение, радиолокация и т. д.). Однако применение электроники сверхвысоких частот к решению энергетических проблем находится еще в своей начальной стадии.

Эту область применения электроники я и назвал «Электроникой больших мощностей». Такое название, конечно, является условным, так как невозможно установить границу, где начинаются «большие мощности». Поэтому под электроникой больших мощностей, мне думается, следует понимать тот отдел электротехники, в котором электроника сверхвысоких частот используется для получения непосредственного энергетического эффекта, т. е. для генерации электромагнитных колебаний, которые трансформируются не только в электромагнитные волны, но и в тепло, в энергию ускоренных корпускулярных пучков и в другие виды энергии.

Мне думается, что внедрение сверхвысокочастотной электроники в большую энергетику является одним из наиболее обещающих направлений развития современной электротехники. Основные преимущества сверхвысокочастотной энергетики уже сейчас выявляются совершенно четко: это — возможность сосредоточения большой электромагнитной энергии в малых объемах, а также исключительная гибкость, с которой происходит трансформация высокочастотной энергии в другие виды энергии (концентрированный подвод тепла, ускорение элементарных частиц, создание,

нагревание и удержание плазмы и т. д.). Недостаточное использование электроники в энергетике объясняется тем, что в настоящее время отсутствует эффективный и надежный метод генерации сверхвысокочастотной энергии и метод ее преобразования в другие виды энергии.

Для развития электроники больших мощностей нужно начать с решения этих задач и искать эти решения на широкой научной базе.

Этими вопросами мои сотрудники и я занимались в течение последних лет, в связи с чем накопилось много научного материала, который мы сейчас имеем возможность начать публиковать. Поскольку большинство работ было выполнено несколько лет назад, мы решили их печатать в том виде, какой они имели в то время, и не обновлять ссылок на литературу.

Наша работа началась с теоретического исследования процессов генерации мощных сверхвысокочастотных колебаний. Мы исходили из предпосылки, что мощные колебания могут эффективно создаваться только электронными процессами, происходящими в постоянных (скрещенных) магнитном и электрическом полях, и разработали метод теоретического рассмотрения таких процессов. Этот метод, как будет видно далее, является достаточно общим и полным; в частности, с его помощью удалось дать наглядную количественную теорию процессов, происходящих в генераторах магнетронного типа.

Указанный метод и важнейшие результаты изложены в нашей большой работе «Электроника больших мощностей», законченной в апреле 1952 г. и давшей название всему направлению. После этой работы наши исследования по электронике больших мощностей стали развиваться более широко. Наша следующая теоретическая работа «Собственные колебания объемных резонаторов с решетчатой перегородкой», выполненная в 1955 г., помещена в сборнике, выпускаемом отдельной книгой издательством Академии наук СССР. Другие, более поздние работы нашей лаборатории будут опубликованы в следующих сборниках.

В своей начальной стадии эта работа (как в экспериментальной, так и в теоретической части) велась мною в тесном сотрудничестве с С. И. Филимоновым и С. П. Капицей. Неизменный интерес к теоретическим вопросам проявлял В. А. Фок, давший ряд ценных советов. Я благодарен моим друзьям и сотрудникам за то, что они принимали участие в моей научной работе, несмотря на трудные условия, в которых она протекала в 1946—52 гг.

Я хотел бы также отметить, что большой труд по редактированию наших статей при их подготовке к печати взял на себя Л. А. Вайнштейн, которому мы, все авторы, приносим нашу благодарность.

Задачи, стоящие перед электроникой больших мощностей

Электроника охватывает широкий круг физических явлений, связанных с прохождением электрического тока через газ. Следует отметить два важных и интересных физических свойства электрического тока при прохождении его через газ, которые открывают для электротехники совершенно новые возможности и поэтому широко используются на практике.

Первое свойство электрических процессов при прохождении тока через газ заключается в том, что их инертность исключительно мала, и поэтому ими легко управлять. Со времени открытия электронов физическая причина этого свойства стала понятной: она кроется в том, что заряд переносится электронами, масса которых в несколько тысяч раз меньше массы ионов. При прохождении электрического тока через газ (в отличие от его прохождения через металл) можно быстро и эффективно влиять на движение электронов.

Второе важное физическое свойство электрического тока при прохождении через газ заключается в том, что движение электрона в газе при достаточно высоком разрежении газа осуществляется с очень малым «трением» и поэтому с малыми потерями; это дает возможность сообщать электронам, создающим электрический ток, очень большие скорости. В металле большой ток с малыми омическими потерями осуществляется большим количеством медленно движущихся электронов. В газе, наоборот, ток с теми же потерями можно осуществить малым количеством быстро движущихся электронов, что возможно из-за того, что потери при достаточно низких давлениях практически исчезают.

Свобода движения электронов в газе и малая их инертность уже давно широко используются в электронных лампах, которые обеспечили успешное развитие современной радиотехники (особенно в области сверхвысоких частот); но электронные процессы не достигли еще таких показателей, чтобы они могли быть применены в энергетике. Возможности, которые открываются физическими процессами, сопровождающими прохождение тока через газ, до сих пор *) если и используются в энергетике, то только для решения второстепенных задач.

Почему это происходит: может быть, энергетике не нужны быстро протекающие процессы? На этот вопрос нужно ответить отрицательно; электроника больших мощностей может решить ряд важнейших проблем электротехники, еще не решенных и которые без нее не могут быть разрешены. Укажем только на некоторые из этих проблем: передача больших мощностей по волноводам на большое расстояние с малыми потерями; получение интенсивных, хорошо направленных пучков электромагнитных волн и корпускулярных пучков; прямое использование атомной энергии; эффективный метод разделения изотопов. Даже этого неполного перечня достаточно, чтобы показать перспективность развития электроники больших мощностей.

Рассмотрим вопрос: есть ли принципиальные причины, препятствующие развитию электроники больших мощностей? Я думаю, что на этот вопрос следует ответить утвердительно: такие причины есть; хотя на первый взгляд они кажутся незначительными, на самом деле они пока что оказываются решающими препятствиями. Только преодолев эти препятствия, можно осуществить электронные процессы больших мощностей.

Если электроны движутся в вакууме (в отсутствие ионов), то они образуют облачко, заряженное отрицательно. Благодаря одноименности зарядов происходит их расталкивание, чем нарушается правильность движения. Если облачко имеет небольшую плотность, то расталкивание, вызванное объемными зарядами, мало искажает движение, но по мере увеличения мощности плотность облачка растёт и вместе с нею растут расталкивающие силы. Эти силы могут стать столь велики, что при увеличении мощности характер движения электронов может быть полностью нарушен. В обычных электронных приборах, например в радиолампах, это явление наступает при сравнительно небольших мощностях. Поднимать допустимую мощность путем увеличения размеров аппаратуры оказывается мало перспективным, так как можно показать, что линейные размеры должны возрастать как квадрат перерабатываемой мощности; поэтому при достаточно больших мощностях все размеры становятся неосуществимо большими.

Возмущающие действия объемных зарядов являются главной причиной, ограничивающей применение электронных процессов при больших мощностях.

*) Написано в 1952 г.

Каковы же средства борьбы с ограничивающим влиянием объемных зарядов? Этих средств два, и часто их действие очень эффективно.

Первое уже широко использовано: это — компенсация объемных зарядов положительными ионами газа. Хорошо известно, что если электронный процесс идет не при высоком вакууме, то отрицательно заряженное облачко электронов пронизывается положительными ионами, которые благодаря своей большой инертности не принимают участия в динамике процесса, но своими зарядами нейтрализуют взаимное расталкивание электронов. Таким путем удастся осуществить электронные процессы, в которых участвуют уже значительные мощности. На практике это осуществляется, например, в ртутных выпрямителях, тиратронах и других газонаполненных приборах.

Однако это средство имеет два существенных и неизбежных недостатка, которые в значительной степени обесценивают главные преимущества электронных процессов. Первый недостаток связан с дополнительными потерями, вызываемыми присутствием в рабочем пространстве газовых молекул, с которыми сталкиваются быстро движущиеся электроны. Второй и главный недостаток вызван тем, что присутствие посторонних ионов сильно ограничивает возможность эффективного электрического воздействия на движение электронов.

Другое средство борьбы с объемными зарядами является более действенным: это — компенсация объемных зарядов силами, вызванными движением электронов в постоянном магнитном поле. В качестве примера, иллюстрирующего механизм этого процесса, разберем один из самых простых и известных случаев компенсации магнитным полем вредного действия объемных зарядов, когда облачко электронов движется параллельно силовым линиям магнитного поля. Под влиянием объемного заряда электроны приобретают поперечные скорости, направленные перпендикулярно к магнитному полю; возникающая при этом сила Лоренца закручивает траектории электронов в плоскости, перпендикулярной к основному движению, и возвращает электроны обратно в облачко. В результате этого облачко при своем движении не расплывается и сохраняет постоянное поперечное сечение.

Фокусирующее действие постоянного магнитного поля хорошо известно и широко используется на практике для компенсации расталкивающего действия объемных зарядов. Это замечательное свойство магнитных полей проявляется и в других, более сложных случаях, когда его часто не замечают, несмотря на то, что физический механизм аналогичен только что разобранному. Магнетрон — это наиболее яркий пример прибора, в котором фокусирующее действие магнитного поля на электронный процесс реализуется в замаскированном виде.

Как известно, магнетрон генерирует колебания сверхвысоких частот, которые возбуждаются равномерным движением электронного облачка, имеющего периодическое распределение плотности зарядов. Осуществить облачко с четко очерченными границами и с высокой плотностью зарядов возможно только благодаря тому, что расталкивающие силы между электронами компенсируются участвующим в процессе постоянным магнитным полем. Это достигается процессом, который называют фазовой фокусировкой; он будет подробно изучен в данной работе. Этим процессом объясняется исключительно большая мощность, которую удастся реализовать в современных магнетронах при импульсных режимах. Известно, что она достигает сотен киловатт на квадратный сантиметр рабочей поверхности катода, вокруг которого движется электронное облачко. Правда, такая мощность подается импульсами продолжительностью не больше нескольких микросекунд, но это не меняет принципиальной стороны вопроса.

так как время установления электронных процессов составляет ничтожную часть длительности импульса.

Получение таких мощностей на практике показывает, что ограничения, накладываемые объемными зарядами на электронные процессы при больших мощностях, могут сниматься, если движение электронов происходит в постоянном магнитном поле.

Законно поставить вопрос: почему до сих пор электронные процессы в магнитном поле не были использованы для развития мощной сверхвысокочастотной электротехники? Я думаю, что для этого есть три причины.

Первая причина: еще не полностью осознаны большие возможности, скрытые в электронике для развития электротехники больших мощностей.

Вторая: проблемы, которые могут быть решены электроникой больших мощностей, не имеют еще достаточного научного обоснования.

Третья: физическая сущность явлений, происходящих в соответствующих электронных приборах, теоретически понята в недостаточной степени; не преодолены трудности, связанные с расчетом таких явлений и приборов.

Наши исследования велись с целью продвинуть разрешение этих трех вопросов как в теоретическом, так и в экспериментальном направлении.

Перед тем как приступить к детальному изложению, я хочу дать общую характеристику того пути, по которому шло исследование.

Я считал, что самое главное — отыскать наглядный и практически легко используемый метод теоретического рассмотрения электронных процессов, происходящих в постоянном магнитном поле. Неудовлетворительность существующего теоретического уровня можно иллюстрировать методом расчета, применяемым обычно при конструировании магнетронов: после многолетней (в основном эмпирической) работы осуществляется большое количество различных магнетронов, среди них отбирают образцы с лучшими показателями; далее на основе математических формул, найденных из теории подобия, эти магнетроны могут быть пересчитаны для других условий работы; при этом они сохраняют свои основные показатели. Магнетроны, найденные таким эмпирическим путем, представляют собой хорошо работающие приборы с к. п. д., достигающим до 60—70%. Такой способ позволяет инженерам-конструкторам удовлетворить запросы радиотехники на сегодня, но, конечно, он не может привести к пониманию и использованию всех возможностей, скрытых в электронике магнетрона.

В наших исследованиях мы прежде всего стремились вскрыть механизм электронных процессов, происходящих в присутствии магнитного поля, и разработать метод их расчета.

Эта задача сводится к решению уравнений движения, хотя и хорошо установленных, но достаточно сложных. До сих пор они поддавались только численному интегрированию, с помощью которого трудно выяснить физическую картину рассматриваемых явлений. Метод решения этих уравнений, который мы опишем в гл. I, основан на периодичности происходящих процессов, обусловленных как постоянным магнитным полем, так и высокочастотными колебаниями. Если эту периодичность исключить математической операцией усреднения, то получается простое и достаточно точное решение, позволяющее понять физическую картину явлений и приводящее к математическим выражениям, удобным для практических расчетов. Траектории электронов, которые ранее находились в результате численного интегрирования, этим методом получают в явном виде в элементарных функциях.

В дальнейших главах показано, как этот метод применяется для решения различных конкретных задач электроники и как полученные результаты подтверждаются опытом. Мы подробно исследовали процессы

в планотроне и магнетроне. Планотрон аналогичен магнетрону, но разница заключается в том, что магнетрон как бы замкнут сам на себя, а планотрон есть магнетрон, который разорван и развернут в плоскости, чем и объясняется данное ему название (подробное описание помещено в гл. VII). В гл. II—IV дано подробное теоретическое исследование планотрона. В гл. VI мы применили наш метод к обычным многокамерным магнетронам и сравнили полученные теоретические результаты с опубликованными опытными данными.

В главе VIII исследовано резонансное действие высокочастотного поля на круговое (ларморово) движение заряженных частиц и в связи с этим теоретически рассмотрен процесс разделения изотопов, использующий это действие. Расчет проводится методом усреднения и приводит к количественному описанию процесса, который может иметь и другие применения.

Глава IX посвящена общему разбору других задач, пока еще весьма проблематичных, которые могли бы быть решены планотроном в электронике больших мощностей. Показано, как принципиально можно решить задачу передачи энергии на большие расстояния. Дело в том, что из теории следует обратимость электронных процессов в планотроне и магнетроне, поэтому они не только могут превращать, как сейчас, постоянный ток в высокочастотные колебания, но и обратно, — превращать высокочастотные колебания в постоянный ток. Этим открывается возможность передавать электроэнергию по волноводам в виде волн высокой частоты.

Далее дана одна из возможных схем прибора, в котором с помощью планотрона можно получить мощные пучки быстрых электронов или ионов.

Соображения, приведенные в гл. IX, имеют довольно проблематичный характер и лишь иллюстрируют то положение, что развитие электроники больших мощностей имеет важное значение для науки и техники.

В заключение я хочу напомнить, что электротехника, прежде чем прийти на службу энергетике, в прошлом веке занималась широко только вопросами электросвязи (телеграф, сигнализация и пр.). Вполне вероятно, что история повторится: теперь электроника используется главным образом для целей радиосвязи, но ее будущее лежит в решении крупнейших проблем энергетики.

1. РЕШЕНИЕ ОСНОВНОГО УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ МЕТОДОМ УСРЕДНЕНИЯ ПО ВРЕМЕНИ

Как было указано во введении, для интересующих нас задач электроники больших мощностей существенно движение заряженных частиц под одновременным действием электрического и магнитного полей^{*)}. Поскольку в большинстве случаев можно ограничиться рассмотрением двумерной задачи, классические уравнения заряда e с массой m будут иметь вид

$$\left. \begin{aligned} m\ddot{x} - \frac{e}{c} H \dot{y} &= eE_x, \\ m\ddot{y} + \frac{e}{c} H \dot{x} &= eE_y. \end{aligned} \right\} \quad (1,01)$$

Составляющие электрического поля E_x и E_y по осям x и y могут зависеть как от x и y , так и от времени t . Что касается магнитного поля, то в интересующих нас задачах его можно считать постоянным во времени и про-

^{*)} Мы в основном будем рассматривать движение электронов и лишь в гл. VIII применим развиваемый ниже метод усреднения к движению ионов.

странстве и имеющим только одну компоненту H , перпендикулярную к плоскости x, y .

Поскольку в уравнения (1,01) входят ускорения \ddot{x} и \ddot{y} и скорости \dot{x} и \dot{y} , мы имеем систему дифференциальных уравнений четвертого порядка, но решить ее в конечном виде до сих пор удается только для весьма простых случаев движения. Для случаев, имеющих практическое значение, например для движения электронов в магнетроне, обычно пользуются численным интегрированием, но получаемые таким путем результаты мало помогают пониманию механизма электронных процессов и не дают возможности рассчитывать основные характеристики электронных приборов данного типа. Разработанный нами метод решения уравнений (1,01) путем усреднения по времени оказывается эффективным для изучения таких электронных процессов, где имеют место так называемые резонансные явления. Хотя этот метод является приближенным, он позволяет выявить физическую сущность процессов и оказывается удобным для количественной интерпретации опытного материала.

Для сокращения письма введем следующие обозначения:

$$f_x = \frac{e}{m} E_x, \quad f_y = \frac{e}{m} E_y, \quad \Omega = \frac{eH}{mc}, \quad (1,02)$$

где, очевидно, f_x и f_y имеют размерность ускорения, а Ω — угловой скорости (ларморова частота), и переписываем уравнения (1,01) в виде

$$\left. \begin{aligned} \ddot{x} - \Omega \dot{y} &= f_x, \\ \ddot{y} + \Omega \dot{x} &= f_y. \end{aligned} \right\} \quad (1,03)$$

Последующее упрощение заключается в переходе к комплексным величинам

$$\left. \begin{aligned} z &= x + iy, & z^* &= x - iy, \\ f &= f_x + if_y, & f^* &= f_x - if_y. \end{aligned} \right\} \quad (1,04)$$

Звездочка обозначает сопряженную величину. В силу соотношений

$$x = \frac{z + z^*}{2}, \quad y = \frac{z - z^*}{2i} \quad (1,05)$$

мы получаем вместо системы (1,03) одно комплексное уравнение

$$\ddot{z} + i\Omega \dot{z} = f(z, z^*, t). \quad (1,06)$$

Это уравнение имеет особо простое решение в следующих трех случаях, которые мы будем называть основными. В дальнейшем мы будем обозначать через α и β постоянные комплексные величины, определяемые начальными условиями, а через z_0 — решение уравнения (1,06) в основных случаях.

Первый основной случай движения мы имеем, когда ускорение отсутствует:

$$z_0 = \alpha + \beta e^{-i\Omega t} \quad (f = f_0 = 0). \quad (1,07)$$

Это случай свободного движения электронов в магнитном поле, когда движение происходит с угловой скоростью Ω по круговой орбите с радиусом $|\beta|$ и с центром в точке с комплексной координатой α .

Второй основной случай движения соответствует постоянному ускорению $f=f_0$; тогда

$$z_0 = \alpha - \frac{if_0}{\Omega} t + \beta e^{-i\Omega t} \quad (f = f_0 = \text{const}) \quad (1,08)$$

и движение происходит по круговой орбите с угловой скоростью $-\Omega$, причем центр круговой орбиты движется с равномерной скоростью $-\frac{if_0}{\Omega}$, в направлении, перпендикулярном к ускорению f_0 . Это классический случай движения электрона по циклоиде или трохойде (при $\beta=0$ трохойда вырождается в прямую); он имеет особое значение в теории планотрона (плоского магнетрона). Очевидно, что первый основной случай движения можно рассматривать как частный случай второго основного случая движения, положив $f_0=0$.

Третий основной случай движения мы получаем, когда ускорение f линейно зависит от z ; тогда

$$z_0 = \alpha e^{-i\Omega_1 t} + \beta e^{-i\Omega_2 t} \quad (f = f_0 = Cz). \quad (1,09)$$

Подставляя z_0 в уравнение (1,05), найдем Ω_1 и Ω_2 как корни квадратного уравнения; они равны

$$\left. \begin{aligned} \Omega_1 &= \frac{\Omega}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4C}{\Omega^2}} \right), \\ \Omega_2 &= \frac{\Omega}{2} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{4C}{\Omega^2}} \right). \end{aligned} \right\} \quad (1,10)$$

Решение (1,09) представляет эпитрохоиду, которую можно рассматривать как наложение двух круговых движений: электроны движутся по кругу радиуса $|\beta|$ с угловой скоростью $-\Omega_2$, и центр этого круга движется вокруг начала координат с угловой скоростью $-\Omega_1$ по кругу радиуса $|\alpha|$. Этот случай важен для теории магнетрона (см. гл. VI).

Во всех этих трех основных случаях можно рассматривать движение электрона как бы состоящим из двух частей: из движения по круговой орбите и из движения центра этой круговой орбиты. В первом основном случае центр круговой орбиты неподвижен, во втором случае он движется прямолинейно и равномерно, в третьем случае он равномерно движется по кругу.

Наш приближенный метод основан на том, что в большинстве интересующих нас случаев характер движения частицы хорошо сохраняется даже при наличии (кроме ускорения f_0) дополнительного ускорения, более сложно зависящего от координат x и y и времени t .

Примем, что это дополнительное ускорение, которое мы обозначаем через F , создается электрическим полем $E = E_x + iE_y$. Тогда полное ускорение частиц в комплексной записи имеет вид

$$f = f_0 + F(z, z^*, t), \quad F = \frac{e}{m} E, \quad (1,11)$$

где f_0 — ускорение в одном из трех основных случаев.

В тех случаях, когда дополнительное ускорение F не искажает характера движения частицы, мы применяем для нахождения приближенного решения уравнения (1,06) следующий метод усреднения. В большинстве задач, имеющих практический интерес, величина постоянного магнитного поля велика, а это ведет к тому, что в уравнении (1,06) член $i\Omega z$ велик по сравнению с \ddot{z} . Поэтому при больших значениях Ω смещение центра орбиты за время полного периода обращения частицы будет небольшим

и влияние орбитального движения заряженных частиц на движение центра их орбиты с достаточной точностью можно рассматривать как «среднее» за небольшой период времени*).

Математически этот метод формулируется следующим образом. Вводим ускорение (1,12) в уравнение (1,06) и в полученном уравнении

$$\ddot{z} + i\Omega\dot{z} = f_0 + F \quad (1,12)$$

координаты частицы, движущейся согласно уравнению, мы будем обозначать через z , в отличие от координат частицы z_0 в одном из основных случаев движения, когда ускорение F отсутствует.

Рассмотрим такое движение частиц, которое можно рассматривать как возмущение первого или второго основного случая движения. Мы будем искать решение в такой форме, как это дано в выражении (1,08) для z_0 , но теперь будем считать, что величины α и β больше не постоянны. Тогда получаем следующие значения для z и ее производных по времени:

$$\left. \begin{aligned} z &= \alpha - \frac{if_0}{\Omega}t + \beta e^{-i\Omega t} = z_0, \\ \dot{z} &= \dot{\alpha} + \dot{\beta}e^{-i\Omega t} + \dot{z}_0, \\ \ddot{z} &= \ddot{\alpha} + (\ddot{\beta} - 2i\Omega\dot{\beta})e^{-i\Omega t} + \ddot{z}_0. \end{aligned} \right\} \quad (1,13)$$

Согласно этим формулам движение за некоторый короткий промежуток времени при некоторых определенных значениях α , β и их производных можно рассматривать как несколько искаженное движение в первом или втором основном случаях. Поскольку мы имеем две переменные величины α и β , мы располагаем возможностью, не нарушая равенств (1,13), наложить на α и β дополнительные условия. Как будет видно из произведенного в дальнейшем усреднения, существенно, чтобы за время усреднения T величины z и z_0 были по возможности близкими. Этому условию можно удовлетворить таким подбором α и β , чтобы в каждый момент совпадали не только значения z и z_0 , но и их первые производные \dot{z} и \dot{z}_0 . Для этого нужно наложить на $\dot{\alpha}$ и $\dot{\beta}$ следующее условие:

$$\dot{\alpha} + \dot{\beta}e^{-i\Omega t} = 0. \quad (1,14)$$

В силу этого условия выражения (1,13) примут вид

$$\left. \begin{aligned} z &= z_0, \\ \dot{z} &= \dot{z}_0, \\ \ddot{z} &= -\ddot{\alpha} - \ddot{\beta}e^{-i\Omega t} + \ddot{z}_0 = -i\Omega\dot{\beta}e^{-i\Omega t} + \ddot{z}_0. \end{aligned} \right\} \quad (1,15)$$

Подставляя эти значения в основное уравнение (1,12) и используя соотношение (1,14), получаем

$$\left. \begin{aligned} \dot{\alpha} &= -\frac{i}{\Omega}F(z, z^*, t), \\ \dot{\beta} &= \frac{i}{\Omega}F(z, z^*, t)e^{i\Omega t}. \end{aligned} \right\} \quad (1,16)$$

*) Когда на плавное движение материальной точки накладываются высокочастотные колебания, можно методом усреднения, аналогичным изложенному в настоящей работе, получить упрощенное решение некоторых задач механики. Таким образом изложенный метод тогда же привел автора к простому и наглядному решению задачи о маятнике с вибрирующей опорой (эта задача ранее решалась очень сложно). См. статью «Динамическая устойчивость маятника при колеблющейся точке подвеса» (ЖЭТФ 21(5), 588 (1951)) или «Маятник с вибрирующим подвесом» (УФН 44 (1), 7 (1951)).

В интересующей нас задаче F будет быстро колеблющейся функцией времени, поэтому $\dot{\alpha}$ и $\dot{\beta}$ будут тоже содержать быстро осциллирующие члены. Чтобы искомое движение приобрело необходимую для практического использования простую и наглядную аналитическую форму, нужно сгладить эти быстрые и мелкие колебания; для этого мы заменим $\dot{\alpha}$ и $\dot{\beta}$ их средними значениями $\bar{\dot{\alpha}}$ и $\bar{\dot{\beta}}$, взятыми за промежуток времени T :

$$\left. \begin{aligned} \bar{\dot{\alpha}} &= -\frac{i}{\Omega} \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} F(z, z^*, t) dt, \\ \bar{\dot{\beta}} &= \frac{i}{\Omega} \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} F(z, z^*, t) e^{i\Omega t} dt. \end{aligned} \right\} \quad (1,17)$$

Ясно, что вместе со сглаживанием производных нужно сглаживать и сами величины α и β . Это делается следующим образом: чтобы произвести усреднение, надо знать, как z и z^* под интегралом зависят от времени; поскольку это неизвестно, можно их заменить на известные z_0 и z_0^* (с постоянными α и β). Как видно из выражений (1,15), благодаря условию (1,14) мы можем заменить z на z_0 с высокой степенью приближения (отбрасывая только $\ddot{\alpha}$ и $\ddot{\beta}$). Время усреднения T мы выбираем в соответствии с периодичностью подынтегральной функции так, чтобы после усреднения она явно не зависела от времени, но только от α и β , которые мы отождествляем с усредненными величинами $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$ (при этом полагаем $\dot{\bar{\alpha}} = \bar{\dot{\alpha}}$ и $\dot{\bar{\beta}} = \bar{\dot{\beta}}$). Таким образом окончательно получаем

$$\left. \begin{aligned} \dot{\bar{\alpha}} &= -\frac{i}{\Omega} \overline{F(z_0, z_0^*, t)}, \\ \dot{\bar{\beta}} &= \frac{i}{\Omega} \overline{F(z_0, z_0^*, t) e^{i\Omega t}}. \end{aligned} \right\} \quad (1,18)$$

Аналогично рассуждаем и в том случае, когда движение частиц удобно рассматривать как результат возмущения третьего основного случая движения. Основное уравнение напомним так:

$$\ddot{z} + i\Omega \dot{z} = Cz + F(z, z^*, t) \quad (1,19)$$

и будем искать его решение в виде

$$z = \alpha e^{-i\Omega_1 t} + \beta e^{-i\Omega_2 t},$$

где, в отличие от (1,09), α и β зависят от t . Для более эффективного совмещения возмущенного движения z и основного z_0 введем условие

$$\dot{\alpha} e^{-i\Omega_1 t} + \dot{\beta} e^{-i\Omega_2 t} = 0, \quad (1,20)$$

аналогичное условию (1,14). Тогда получаем следующие значения для z и ее производных:

$$\left. \begin{aligned} z &= z_0, \\ \dot{z} &= \dot{z}_0, \\ \ddot{z} &= -\ddot{\alpha} e^{-i\Omega_1 t} - \ddot{\beta} e^{-i\Omega_2 t} + z_0 = \\ &= -i\Omega_1 \dot{\alpha} e^{-i\Omega_1 t} - i\Omega_2 \dot{\beta} e^{-i\Omega_2 t} + \ddot{z}_0. \end{aligned} \right\} \quad (1,21)$$

Подставляя эти величины в основное уравнение (1,19), используя выражение (1,10) и условие (1,20) и рассуждая, как в предыдущем случае, получаем для усредненных (медленно меняющихся) величин $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$ следующие уравнения:

$$\left. \begin{aligned} \dot{\bar{\alpha}} &= -\frac{i}{\sqrt{\Omega^2 - 4C}} \overline{F(z_0, z_0^*, t) e^{i\Omega_1 t}}, \\ \dot{\bar{\beta}} &= \frac{i}{\sqrt{\Omega^2 - 4C}} \overline{F(z_0, z_0^*, t) e^{i\Omega_2 t}}. \end{aligned} \right\} \quad (1,22)$$

Время усреднения T снова определится из периодичности различных членов усредняемой функции *).

Переменные, входящие в уравнения (1,22), если их развернуть, будут иметь вид

$$\left. \begin{aligned} \bar{\alpha} &= R e^{i\theta}, & \dot{\bar{\alpha}} &= (R + iR\theta) e^{i\theta}, \\ \bar{\beta} &= a e^{i\varphi}, & \dot{\bar{\beta}} &= (a + ia\varphi) e^{i\varphi}. \end{aligned} \right\} \quad (1,23)$$

Приравнивая действительные и мнимые части в каждом из уравнений (1,22), получаем четыре уравнения, из которых определяем радиальные скорости \dot{R} и \dot{a} и связанные с ними угловые скорости $\dot{\theta}$ и $\dot{\varphi}$. Определив зависимость $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$ от времени, можно найти искомое движение частиц. При этом мы получаем отдельно траекторию центра круговой орбиты и отдельно изменение радиуса и фазы орбитального движения.

Сложность математических вычислений определяется интегрированием, связанным с усреднением по времени. Вид подынтегрального выражения определяет способ вычисления правых частей уравнений; иногда их удастся свести к известным формам определенных интегралов, тогда пределы интегрирования определяет период усреднения T . Усреднение существенно упрощается, если подынтегральную функцию можно разложить в ряд по частотам. Тогда постоянный член разложения, не зависящий от времени, дает усредненную величину, а члены с наименьшими частотами определяют период T необходимых для «сглаживания» $\dot{\bar{\alpha}}$ и $\dot{\bar{\beta}}$. Пример такого усреднения будет дан в следующей главе.

Точность, с которой вычислено движение, определяется следующими факторами. Первая и главная погрешность сводится к той разнице, которая возникает благодаря замене $\dot{\bar{\alpha}}$ и $\dot{\bar{\beta}}$ на сглаженные величины $\dot{\bar{\alpha}}$ и $\dot{\bar{\beta}}$. Эту разницу можно оценить только для конкретных функций F . Но нетрудно видеть, что при любой функции неопределенность координат частицы для любого времени не может быть больше, чем

$$\Delta\alpha = |\dot{\bar{\alpha}}| T \quad \text{и} \quad \Delta\beta = |\dot{\bar{\beta}}| T, \quad (1,24)$$

где T — необходимое время усреднения. Обычно

$$T \sim \frac{2\pi}{\Omega}, \quad |\dot{\bar{\alpha}}| \sim \frac{|F|}{\Omega}.$$

*) Вывод формул (1,13) и (1,22) несколько изменен по сравнению с выводом, который был в первоначальной рукописи (1952 г.). На величины α и β за период T усреднения вместо условий (1,14) и (1,20) с самого начала накладывались условия медленного изменения. Оба метода приводят к одним и тем же уравнениям и оценкам погрешности. На возможность применения условий (1,14) и (1,20) и на то, что благодаря им вывод упрощается, мне любезно указал Л. А. Вайнштейн.

Поэтому

$$\Delta\alpha \sim \frac{2\pi |F|}{\Omega^2}. \quad (1,25)$$

Таким образом, неопределенность положения частиц в заданный момент времени убывает с квадратом магнитного поля, возрастает пропорционально дополнительному ускорению F и не зависит от постоянного ускорения f_0 .

Другим фактором, ограничивающим точность усреднения, является замена в подынтегральной функции z на z_0 . Как уже говорилось, разница между z и z_0 мала благодаря условиям (1,14) и (1,20), наложенным на $\dot{\alpha}$ и $\dot{\beta}$; она зависит только от вторых производных. Мы ее рассматривать не будем. Действительная степень приближения может быть надежно определена только на основании разбора конкретных примеров (см. гл. III). Сейчас мы лишь отметим, что как возможность самого усреднения, так и возможность замены z на z_0 при усреднении определяется тем, что величина (1,25) должна быть мала по сравнению с характерными геометрическими размерами, определяющими путь частицы (например, расстояние между катодом и анодом) или пространственное изменение поля (например, шаг резонансной структуры или длина волны).

Дальнейшее развитие метода дает возможность без особых трудностей изучить искажения и в конечном итоге устойчивость полученных траекторий под влиянием возмущающих факторов. Такими факторами, влияющими на движение, в реальных условиях являются: поле, создаваемое объемными зарядами, неоднородность магнитного поля, неточность в изготовлении или юстировке прибора и т. д. Общий метод учета этих возмущающих факторов сводится к следующим вычислениям.

Как видно из уравнений (1,18) и (1,22), чтобы величины $\dot{\alpha}$ и $\dot{\beta}$ не обратились в нуль, необходимо, чтобы усредняемая функция имела постоянное слагаемое. Для этого нужно, чтобы F имела периодичность, согласованную как во времени, так и в пространстве. Режим, при котором такое согласование выполняется точно, мы называем «резонансным» режимом. Для решения интересующих нас задач электроники только такие «резонансные режимы» и представляют интерес, так как только при них воздействие даже малого дополнительного ускорения F существенно изменяет движение заряженной частицы.

На практике большой интерес представляет устойчивость таких резонансных режимов. Обычно задача ставится так. Положим, что движение происходит согласно уравнению (1,12) и при некоторых значениях ускорений f_0 и ларморовой частоты Ω возникает резонансный режим. Тогда скорость определится первым уравнением (1,18). Положим, что какой-либо возмущающий фактор изменил ускорение f_0 на небольшую величину Δf_0 ; спрашивается, как при этом изменится скорость $\dot{\alpha}$. Запишем уравнение (1,12) в таком виде:

$$\ddot{z} + i\Omega\dot{z} = f_0 + \Delta f_0 + F \quad (1,26)$$

и будем рассматривать $\Delta f_0 + F$ как дополнительное ускорение. Проведя те же рассуждения, что и прежде, мы можем вместо (1,18) сразу же написать для возмущенной скорости $\dot{\alpha}'$ уравнение

$$\dot{\alpha}' = -\frac{i}{\Omega} (\Delta f_0 + \bar{F}); \quad (1,27)$$

поскольку величина Δf_0 постоянная и величина F остается прежней,

подставляя значение для $\dot{\bar{\alpha}}$ из уравнения (1,18), получаем

$$\dot{\bar{\alpha}}' = \dot{\bar{\alpha}} - i \frac{\Delta f_0}{\Omega}. \quad (1,28)$$

Таким образом получаем простой результат: скорость $\dot{\bar{\alpha}}$ изменяется на величину $-i \frac{\Delta f_0}{\Omega}$. Раскрыв действительную и мнимую части $\Delta f_0, \dot{\bar{\alpha}}$ и $\dot{\bar{\alpha}}'$, найдем каждую компоненту скорости. Таким путем можно определить искажение первоначальной траектории, а также устойчивость процесса. Обычно она нарушается, когда $\dot{\bar{\alpha}}$ и $\frac{\Delta f_0}{\Omega}$ становятся близкими по абсолютной величине.

Как другой пример, рассмотрим учет возмущающих факторов в третьем основном случае движения. Положим, что в уравнении (1,20) ускорение Cz , создаваемое постоянным электрическим полем, изменится на величину ΔCz . Тогда уравнение движения можно записать так:

$$\ddot{z} + i\Omega\dot{z} = Cz + \Delta Cz = F. \quad (1,29)$$

Определим $\dot{\bar{\alpha}}'$ таким же путем, как прежде $\dot{\bar{\alpha}}$; тогда получаем

$$\dot{\bar{\alpha}}' = -\frac{i}{\sqrt{\Omega^2 - 4C}} (\overline{\Delta Cz_0 e^{i\Omega_1 t}} + \overline{F e^{i\Omega_1 t}}). \quad (1,30)$$

Произведем усреднение, подставляя значение z_0 из выражения (1,09); получаем

$$\dot{\bar{\alpha}}' = \dot{\bar{\alpha}} - \frac{i}{\sqrt{\Omega^2 - 4C}} \Delta C \bar{\alpha}. \quad (1,31)$$

Подставляя значения $\dot{\bar{\alpha}}$ и $\dot{\bar{\alpha}}'$ из (1,23) и сравнивая мнимые и действительные части, получаем

$$\left. \begin{aligned} \dot{\theta}' &= \theta - \frac{\Delta C}{\sqrt{\Omega^2 - 4C}}, \\ \dot{R}' &= \dot{R}. \end{aligned} \right\} \quad (1,32)$$

Пользуясь этими соотношениями, можно вычислить траекторию возмущенного движения. При этом \bar{F} , $\overline{F e^{i\Omega_1 t}}$ и другие правые части зависят от новых переменных $\bar{\alpha}'$ и $\bar{\alpha}$ так, как при невозмущенном движении (при $\Delta f_0 = 0$) от старых переменных $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$.

В заключение отметим, что при вычислении траекторий полезны следующие хорошо известные свойства двумерной функции, удовлетворяющей уравнению Лапласа. Приведем их здесь, поскольку в дальнейшем они нам понадобятся.

Если Φ — электрический потенциал, то он может быть всегда представлен в следующем виде:

$$\Phi = \frac{W(z) + W^*(z)}{2}, \quad (1,33)$$

где $W(z)$ — соответствующая аналитическая функция комплексного переменного z ; соответствующая этому потенциалу поточная функция равна

$$\Psi = \frac{W(z) - W^*(z)}{2i}. \quad (1,34)$$

Комплексная напряженность E электрического поля $E = \text{grad } \Phi$, соответствующего потенциалу (1,33), равна

$$E = E_x + iE_y = \frac{dW^*(z)}{dz}. \quad (1,35)$$

II. ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАНОТРОНЕ

В этой главе мы покажем, как в случае планотрона (плоский магнетрон) применяется метод, изложенный в гл. I*). Оказывается, что в этом случае мы получаем простое и наглядное выражение для движения электрона, из которого можно вывести основные показатели генераторов сверхвысоких частот этого типа. На рис. 1 схематически изображено рабочее пространство планотрона и нанесены принятые нами обозначения: ширина рабочего пространства D , шаг резонансной структуры l , зазоры между пластинками резонаторов h .

Постоянное электрическое поле \mathcal{E} рабочего пространства имеет основную компоненту по оси y и в первоначальных расчетах мы принимали ее постоянной. Ускорение, соответствующее однородному полю \mathcal{E}_{0y} , обозначим через

$$f_{0y} = \frac{e}{m} \mathcal{E}_{0y}. \quad (2,01)$$

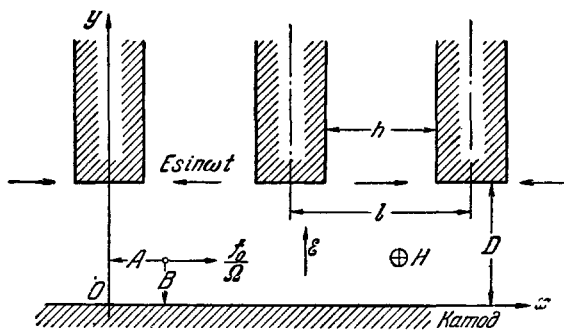


Рис. 1.

Компоненты электрического поля E , создаваемого колебаниями в резонаторах, мы будем обозначать через E_x и E_y , угловую частоту собственных колебаний системы резонаторов через ω , соответствующую длину волны

через λ . Волновое число обозначим через k , обратную величину шага l через g , тогда

$$\left. \begin{aligned} k &= \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}, \\ g &= \frac{\pi}{l}, \end{aligned} \right\} \quad (2,02)$$

где c — скорость света. Магнитное поле H направлено перпендикулярно к чертежу и постоянно во времени и пространстве.

Комплексная амплитуда скалярного потенциала Φ в рабочем пространстве, очевидно, будет удовлетворять волновому уравнению

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + k^2 \Phi = 0. \quad (2,03)$$

Общий вид периодического решения этого уравнения будет (при условии, что электрическое поле в соседних резонаторах отличается знаком)

$$\Phi = \sum_{n=1}^{\infty} M_n e^{g(mx+my)}. \quad (2,04)$$

Подставляя это выражение в (2,03), имеем

$$n^2 - m^2 = \left(\frac{2l}{\lambda} \right)^2. \quad (2,05)$$

На практике λ всегда значительно больше шага l , поэтому с достаточной точностью можно положить

$$n^2 = m^2 \quad (\text{при } \lambda \gg l). \quad (2,06)$$

*) Более подробное описание планотрона будет дано в гл. VII.

Это условие равноценно тому, что в рабочем пространстве с достаточной точностью можно заменить уравнение (2,03) для потенциала Φ уравнением Лапласа

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} = 0. \quad (2,07)$$

Одновременно при вычислении электрического поля можно пренебречь векторным потенциалом.

Коэффициенты M_n мы определим из следующих упрощенных граничных условий: при $y=0$ (на плоскости катода) потенциал $\Phi=0$; на верхней границе рабочего пространства, при условии $y=D$, производная $\frac{\partial \Phi}{\partial x}$ равна нулю всюду, кроме промежутка h между сторонами резонаторов, где мы примем, что она имеет постоянное значение, равное E_1 . Это упрощение вполне оправдано степенью приближения нужного нам решения. Тогда обычным методом, применяемым при вычислении коэффициентов в рядах Фурье, получаем следующее выражение для амплитуды скалярного потенциала:

$$\Phi = \frac{4E_1}{\pi h} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{\sin \frac{(2n-1)gh}{2}}{(2n-1)^2 \operatorname{sh} (2n-1)gD} \cos (2n-1)gx \operatorname{sh} (2n-1)gy. \quad (2,08)$$

Далее мы ограничимся рассмотрением только первого члена ($n=1$). Это вполне допустимо благодаря присутствию $\operatorname{sh} (2n-1)gD$ в знаменателе. Таким образом, периодическое электрическое поле, действующее на электрон в рабочем пространстве, будет иметь компоненты

$$\left. \begin{aligned} E_x &= \frac{\partial \Phi}{\partial x} \sin \omega t, \\ E_y &= \frac{\partial \Phi}{\partial y} \sin \omega t, \end{aligned} \right\} \quad (2,09)$$

причем в рядах $\frac{\partial \Phi}{\partial x}$ и $\frac{\partial \Phi}{\partial y}$ мы оставляем только первый член. Если ввести обозначение

$$U = \frac{e}{m} \frac{4E_1}{\pi} \frac{\sin \frac{gh}{2}}{\operatorname{sh} gD} \quad (2,10)$$

и от сил перейти к ускорениям, то получим

$$\left. \begin{aligned} F_x &= \frac{e}{m} E_x = -U \operatorname{sh} gy \sin gx \sin \omega t, \\ F_y &= \frac{e}{m} E_y = U \operatorname{ch} gy \cos gx \sin \omega t. \end{aligned} \right\} \quad (2,11)$$

Чтобы найти движение электронов в рабочем пространстве, надо решить основное уравнение движения (1,03) при постоянном ускорении $i f_{0y}$ и переменном ускорении F . Для этого используем второй основной случай, когда решение уравнения (1,06) имеет вид (1,08). Это решение сейчас удобно записать в следующей форме:

$$z = \bar{\alpha} + \frac{f_{0y}}{\Omega} t + \bar{\beta} e^{-i\Omega t}, \quad (2,12)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \bar{\alpha} &= A + iB, & \dot{\bar{\alpha}} &= \dot{A} + i\dot{B}, \\ \bar{\beta} &= -iae^{-i\varphi}, & \dot{\bar{\beta}} &= -(i\dot{a} + a\dot{\varphi})e^{-i\varphi}, \end{aligned} \right\} \quad (2,13)$$

a — радиус орбиты, φ — фазовый угол; положительные значения $\Omega + \dot{\varphi}$ соответствуют обращению электронов по круговой орбите в направлении часовой стрелки.

Движение электрона под влиянием ускорения F находим из уравнений (1,18), которые приобретают вид

$$\left. \begin{aligned} \dot{A} + i\dot{B} &= -\frac{i}{\Omega} \overline{F(z_0, z_0^*, t)}, \\ \dot{a} - ia\dot{\varphi} &= -\frac{1}{\Omega} \overline{F(z_0, z_0^*, t) e^{i(\Omega t + \varphi)}}, \end{aligned} \right\} \quad (2,14)$$

где

$$z = A + iB + \frac{f_{0y}}{\Omega} t - ia e^{-i(\Omega t + \varphi)}. \quad (2,15)$$

Комплексное ускорение $F(z, z^*, t)$ находится с помощью выражений (2,11) в виде

$$F = F_x + iF_y = iU \cos gz^* \sin \omega t. \quad (2,16)$$

Нас интересуют такие движения, при которых усредненные величины \dot{a} и $\dot{\varphi}$ не равны нулю. Это будет иметь место тогда, когда между угловой частотой обращения электрона Ω , собственной частотой резонаторов ω и скоростью дрейфа $\frac{f_{0y}}{\Omega}$ существует определенное соотношение, которое мы будем называть «условием резонанса». Его можно найти, подставляя значение z^* из (2,15) в правые части (2,14). Так как $\cos gz^*$ можно представить в виде

$$\cos gz^* = \sum_{m=0}^{\infty} C_m^+ e^{i\left(m\Omega + \frac{gf_{0y}}{\Omega}\right)t} + \sum_{m=0}^{\infty} C_m^- e^{i\left(m\Omega - \frac{gf_{0y}}{\Omega}\right)t},$$

где

$$C_m^{\pm} = \frac{1}{2} \frac{(\mp ga)^m}{m!} e^{im\varphi} e^{\pm g(B + iA)},$$

причем C_m^+ и C_m^- быстро убывают с ростом m и от t явно не зависят, то под знаком усреднения оказываются члены, пропорциональные $e^{i\left(m\Omega \pm \frac{gf_{0y}}{\Omega} \pm \omega\right)t}$, и результат усреднения отдельных членов ряда отличен от нуля при одном из следующих условий (тогда соответствующий член не будет зависеть от времени):

$$\left. \begin{aligned} m_1 \Omega &= \frac{gf_{0y}}{\Omega} + \omega & (1\text{-е условие}), \\ m_2 \Omega &= \frac{gf_{0y}}{\Omega} - \omega & (2\text{-е условие}), \\ m_3 \Omega &= -\frac{gf_{0y}}{\Omega} + \omega & (3\text{-е условие}), \end{aligned} \right\} \quad (2,17)$$

где m_1, m_2 и m_3 — любые целые положительные числа, включая нуль.

Наибольший интерес для нас представляет резонансное условие вида

$$\frac{gf_{0y}}{\Omega} = \omega \quad \text{и} \quad m_1 \Omega \neq 2\omega, \quad m_2 = m_3 = 0. \quad (2,18)$$

Усреднение (при условии $m_2 = 0$) дает следующий результат:

$$\left. \begin{aligned} \bar{F} &= -\frac{i}{2} U \sin g\bar{a}^*, \\ \overline{F e^{i\Omega t}} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (2,19)$$

Нам важно определить время усреднения T . Поскольку a/l — отношение радиуса орбиты к шагу резонансной системы — мало, в разложении $\cos gz^*$ нужно учитывать только члены, пропорциональные C_0^\pm . При $m_2=0$ один из этих членов не будет явно зависеть от времени, а другой будет колебаться с частотой 2ω . Поэтому мы выбираем время усреднения $T = \frac{\pi}{\omega}$.

Подставляя эти выражения в уравнения (2,14) и разделяя мнимые и действительные части, находим

$$\left. \begin{aligned} \dot{A} &= -\frac{U}{2\Omega} \operatorname{ch} gB \sin gA, \\ \dot{B} &= \frac{U}{2\Omega} \operatorname{sh} gB \cos gA, \\ \dot{a} &= 0, \\ \dot{\varphi} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (2,20)$$

Эти выражения описывают движение электронов в планотроне при основном рабочем процессе; отметим, что при этом $\dot{a}=0$; следовательно, a — радиусы круговых орбит электронов — остаются во время их движения в рабочем пространстве постоянными. Но это не всегда имеет место: если частота обращения электронов Ω находится в кратном отношении с частотой 2ω и, следовательно,

$$\frac{gf_{0y}}{\Omega} = \omega, \quad m_1\Omega = 2\omega, \quad m_2 = m_3 = 0, \quad (2,21)$$

то \dot{a} и $\dot{\varphi}$ уже отличны от нуля. Рассмотрим в качестве примера (см. также гл. V) движение при условии $m_1=2$, т. е. когда угловая скорость обращения Ω электронов равна угловой частоте резонаторов ω . Усреднение, чтобы учесть влияние членов C_1^\pm и C_2^\pm , в этом случае надо производить по времени $T = 2\pi/\omega$; оно дает

$$\left. \begin{aligned} \bar{F} &= -\frac{i}{2} U \sin g\bar{a}^* - \frac{1}{2} U \left(\frac{ga}{2}\right)^2 e^{-i(gA+2\varphi)} e^{-gB}, \\ \overline{F e^{i\Omega t}} &= \frac{1}{2} U \frac{ga}{2} e^{-i(gA+2\varphi)} e^{-gB}. \end{aligned} \right\} \quad (2,22)$$

Подставляя эти выражения в (2,14) и разделяя мнимые и действительные части, получаем

$$\left. \begin{aligned} \dot{A} &= -\frac{U}{2\Omega} \left[\operatorname{ch} gB \sin gA + \left(\frac{ga}{2}\right)^2 e^{-gB} \sin (gA + 2\varphi) \right], \\ \dot{B} &= \frac{U}{2\Omega} \left[\operatorname{sh} gB \cos gA + \left(\frac{ga}{2}\right)^2 e^{-gB} \cos (gA + 2\varphi) \right], \\ \dot{a} &= \frac{U}{2\Omega} \frac{ga}{2} e^{-gB} \cos (gA + 2\varphi), \\ \dot{\varphi} &= -\frac{U}{2\Omega} \frac{ga}{2} e^{-gB} \sin (gA + 2\varphi), \\ \Omega &= \omega = \frac{gf_{0y}}{\Omega}. \end{aligned} \right\} \quad (2,23)$$

Из этих уравнений видно, что в зависимости от значения фазы 2φ при данном gA орбиты электронов могут либо увеличиваться, либо уменьшаться. Влияние этого явления на к. п. д. мы подробно рассмотрим ниже, пока же только укажем, что в общем итоге изменения радиуса орбиты a будут ухудшать к. п. д., поэтому работа планотрона в режиме $\Omega = \omega$

нежелательна. Обычно режим работы выбирают согласно условиям (2,18). Переходя от ускорения к полю, мы можем записать эти условия в форме, удобной для пользования на практике:

$$\frac{\mathcal{E}_{0y}}{cH} = \frac{2l}{\lambda}, \quad H \neq \frac{m}{e} \frac{2\pi c^2}{\lambda}. \quad (2,24)$$

В дальнейшем при рассмотрении механизма электронного процесса планотрона, если не будет специально оговорено, мы будем ограничиваться рассмотрением режимов, определенных этими условиями резонанса, когда радиус орбиты a остается постоянной величиной. Скорости \dot{A} и \dot{B} центров электронных орбит в этом случае даются выражением

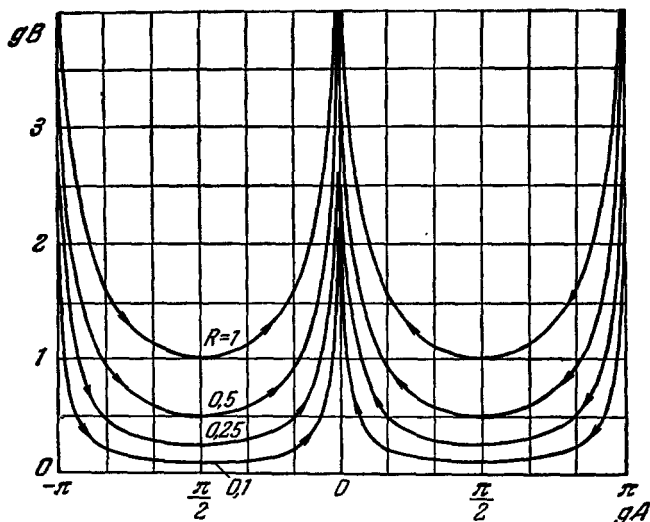


Рис. 2.

(2,20); мы будем называть их фазовыми скоростями. Чтобы представить их физический смысл, введем наблюдателя, движущегося со скоростью дрейфа, равной f_{0y}/Ω . Тогда из выражения (2,15) видно, что для такого наблюдателя останутся только скорости \dot{A} и \dot{B} центров орбит и, кроме того, мимо наблюдателя будет двигаться со скоростью $-f_{0y}/\Omega$ веревка резонаторов. Чтобы внести определенность в картину движения электронов, видимую наблюдателем, он должен ее отнести к определенной фазе Ωt , которую мы выберем кратной 2π и будем относить положение и скорость электронов к расположению резонаторов в этот момент. Поэтому скорости \dot{A} и \dot{B} мы называем фазовыми скоростями и соответствующую им траекторию центров орбит электронов будем называть фазовой траекторией. Все фазовые траектории заполняют трехмерное фазовое пространство, плоскость A, B является его сечением.

Интегрированием мы исключаем время из уравнений (2,20) и получаем уравнение для траекторий центров электронных орбит в фазовом пространстве

$$\text{sh } gB \sin gA = R. \quad (2,25)$$

Меняя постоянную R , получаем все семейство траекторий. Они нанесены на рис. 2 для $R=1, 0; 0,5; 0,25$ и $0,1$; стрелками указано направление скоростей \dot{A} и \dot{B}

Чтобы представить себе движение центров электронных орбит, когда их существует много, положим, что они постоянно испускаются равномерным слоем в плоскости $y=d$, параллельной катоду и находящейся от него на расстоянии d . Эту плоскость в дальнейшем мы будем называть *плоскостью питания*. Тогда, если для каждого электрона провести соответствующую траекторию (как на рис 2), получим картину течения центров, изображенную на рис. 3. Таким образом, все электронные центры будут собираться в язычки около фазы $gA=0$ (а также $gA=\pm 2\pi$, $gA=\pm 4\pi$ и т. д.). Границы этих язычков будут определяться уравнением

$$\operatorname{sh} gB \sin gA = \operatorname{sh} gd. \quad (2,26)$$

Мы пришли к механизму, который принято в магнетроне называть «фазовой фокусировкой». Из рис. 3 мы сразу видим главную особенность движения электронов: половина всех электронов (рождающиеся с фазой gA , лежащей между $-\pi/2$ и $\pi/2$) прямо направляется в язычки и проходит к аноду, другая часть предварительно должна приблизиться к катоду. Поскольку мы рассматриваем не движение самих электронов, а движение центров их орбит, очевидно, что приблизиться к катоду на расстояние, меньшее радиуса орбиты, электроны не могут. Поэтому электроны, рождающиеся, например, при $\frac{\pi}{2} < gA < \frac{3\pi}{2}$ или $-\frac{3\pi}{2} < gA < -\frac{\pi}{2}$, вместо того чтобы перейти в язычки с избытком энергии, отнятой от колебательной системы, могут вернуться на катод. Это — известное явление обратного тока, которое используется в магнетроне для поддержания нагрева катода.

Более подробно этими явлениями и связанными с ними потерями мы займемся в гл. IV. Пока только укажем на два предельных случая. Если радиус орбит a равен высоте плоскости питания d , то, очевидно, половина электронов вернется на катод, а половина пойдет на анод; таким образом, наибольшая величина обратного тока, вызванного рассмотренным механизмом, может быть равна прямому току на анод. Если же радиус орбит a равен нулю, то все электроны смогут попасть в язычки и обратный ток будет отсутствовать.

Центр электронной орбиты, попавший в один из язычков, будет в нем двигаться к аноду и благодаря синхронности этого движения с колебаниями электрического поля в рабочем пространстве будет передавать потенциальную энергию, приобретенную в поперечном электрическом поле E_{0y} , колебаниям резонансной системы.

Из рассмотрения полученной картины движения электронов в рабочем пространстве хорошо выявляется физическая сущность механизма «фазовой фокусировки». Под влиянием высокочастотного электрического поля центры электронных орбит при своем движении в фазовом пространстве приобретают скорость A , направленную по оси x , под влиянием которой изменяется разность фаз между прохождением электронов под зазорами резонаторов и электрическим полем. Из рис. 3 видно, что в какой бы фазе gA центр электронной орбиты ни находился в плоскости питания $B=d$,

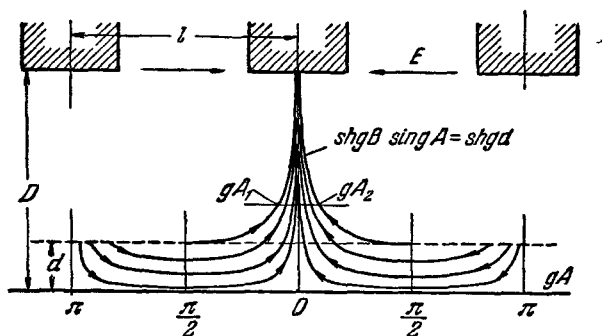


Рис. 3.

его скорость \dot{A} всегда будет направлена так, чтобы направить электрон в язычок, в котором он будет двигаться к аноду. При этом, если бы не мешал радиус орбиты a , рано или поздно все электроны из плоскости питания $B=d$ попали бы в язычки. Скорость \dot{A} мы в дальнейшем будем называть «фазирующей скоростью». Наибольшее значение она имеет, когда фаза gA равна $\pm \pi/2$; при этом скорость \dot{B} равна нулю.

При движении электрона со скоростью \dot{A} параллельно плоскости катода и перпендикулярно к постоянному электрическому полю \mathcal{E}_{0y} не происходит обмена энергией между электронами и колебательной системой. Когда же передвигаются электроны по оси y со скоростью \dot{B} , происходит обмен энергией с колебательной системой. Очевидно, что мощность, передаваемая системе одним электроном, будет равна

$$P_e = e\mathcal{E}_{0y}\dot{B}. \quad (2,27)$$

Когда скорость \dot{B} положительна и электрон движется к аноду, мощность будет передаваться колебательной системе; наоборот, когда \dot{B} отрицательна, мощность будет отниматься от колебательной системы. Из формулы (2,20) видно, что \dot{B} будет иметь максимальную положительную величину, когда $gA=0$, и отрицательную, когда $gA=\pm \pi$. Направление фазирующей скорости \dot{A} всегда такое, чтобы привести электрон к фазе $gA=0$, при которой \dot{B} имеет наибольшее положительное значение и генерирование колебаний в системе происходит наиболее эффективно. Важно отметить, что привод электронов к фазам, соответствующим условию генерирования, происходит вблизи катода в пространстве, ограниченном плоскостью $B=d$. Если d мал, то даже при частичном возвращении электронов к катоду существенных энергетических затрат на это не требуется и, таким образом, весь процесс фазовой фокусировки «обходится дешево». В этом — большое преимущество данного процесса генерирования.

Рассмотренная картина вскрывает механизм, обеспечивающий устойчивость генерирования в планотроне. Как будет показано ниже, полученные выражения также позволяют количественно исследовать устойчивость процесса и вычислить те основные показатели, которые определяют эффективность работы таких систем.

Перед тем как перейти к этим вопросам, мы остановимся на одном очень важном следствии, вытекающем из рассмотрения движения центров электронных орбит. Речь идет об обратимости процесса генерирования и о возможности существования процессов, при которых планотрон трансформирует энергию колебаний в энергию постоянного тока. Для этого рассмотрим движение электронов в постоянном электрическом поле \mathcal{E}_{0y} , имеющем обратный знак. В этом случае (в отличие от рис. 1) нижняя пластина $y=0$ будет анодом, а нижняя поверхность резонаторов $y=D$ будет катодом. Видно, что с изменением знака напряженности \mathcal{E}_{0y} изменится знак ускорения f_{0y} . Поскольку в выражение (2,12) и во все последующие ускорение f_{0y} входит в виде отношения f_{0y}/Ω , изменив знак f_{0y} и одновременно изменив знак угловой частоты Ω (т. е. обернув направление магнитного поля H), мы оставим неизменными все дальнейшие соотношения для величин \dot{A} и \dot{B} (2,20) и условия резонанса (2,18). Таким образом, мы получаем такие же (см. рис. 2 и 3) траектории для центров электронных орбит в фазовом пространстве. Картина фазовой фокусировки и, следовательно, механизм устойчивости также сохраняется; однако вследствие

перемены знака \mathcal{E}_{0y} при движении электрона в рабочем пространстве с положительной скоростью \dot{B} он движется от анода к катоду, т. е. против электрического поля, а такое движение может осуществляться только за счет энергии колебательной системы. Таким образом, генерируемая мощность (2,27) изменит знак, и система будет работать как генератор постоянного тока при разности потенциалов, равной

$$V = \mathcal{E}_{0y} D. \quad (2,28)$$

Устойчивость и ряд других характеристик, которые мы ниже выведем для планотрона, будут справедливы независимо от того, в каком режиме работает прибор—как генератор электромагнитных колебаний высокой частоты или как генератор постоянного тока. Небольшая разница в механизме процесса возникает только тогда, когда в рассмотрение входит направление вращения электрона по своей круговой орбите. В обоих процессах генерирования знак этих вращений будет различен, так как было изменено направление магнитного поля. Поэтому в случае планотрона, работающего как высокочастотный генератор, электроны движутся от катода к резонаторам по циклоидам, обращенным выпуклостями к аноду (к резонаторам), а при генерировании постоянного тока движение электронов будет происходить по циклоидам, выпуклости которых будут обращены от резонаторов, так как они теперь явятся катодом (об этом более подробно см. гл. IV, рис. 7). Эта разница оказывается существенной при рассмотрении к. п. д. обоих режимов: благодаря перевернутому положению циклоиды у планотрона, работающего как генератор постоянного тока, потери будут иначе распределены между анодом и катодом, чем при работе в качестве генератора высокой частоты.

Сделанный выше вывод о полной обратимости электронных процессов в планотронах применим также к магнетронам. *Поэтому как планотроны, так и магнетроны могут быть использованы не только для трансформации электрической энергии постоянного напряжения в энергию высокочастотных электромагнитных колебаний, но с такой же устойчивостью и с такими же показателями их можно использовать для обратного перевода высокочастотной электромагнитной энергии в энергию электрического тока при постоянном напряжении.* Этот вывод важен для будущего развития электронных процессов большой мощности, так как этим открывается возможность трансформации высокочастотной энергии и, следовательно, передачи энергии больших мощностей на большие расстояния как в свободном пространстве, так и по волноводам.

К этому вопросу мы вернемся в гл. IX.

III. ОСНОВНЫЕ ПОКАЗАТЕЛИ ПЛАНОТРОНА

В этой главе мы исследуем устойчивость работы планотрона и найдем его предельную мощность. Полученные в предыдущей главе простые формулы для траекторий электронов, движущихся в рабочем пространстве планотрона, дают все необходимое для расчета устойчивости электронных процессов по отношению к возмущающим факторам, создаваемым неоднородностью полей, объемными зарядами и т. д.

Установим сначала связь между током и создаваемыми им объемными зарядами. Из выражения (2,20) мы находим, что компоненты фазовой скорости \dot{A} и \dot{B} удовлетворяют условию соленоидальности

$$\frac{\partial \dot{A}}{\partial A} + \frac{\partial \dot{B}}{\partial B} = 0. \quad (3,01)$$

Следовательно, движение центров орбит в фазовом пространстве происходит как течение несжимаемой жидкости. Скорости \dot{A} и \dot{B} имеют потенциал скоростей. Соответствующая поточная функция равна

$$\Psi = \frac{U}{2\Omega g} \operatorname{sh} gB \sin gA. \quad (3,02)$$

Легко проверить, что скорости \dot{A} и \dot{B} удовлетворяют следующим соотношениям:

$$\dot{A} = -\frac{\partial \Psi}{\partial B}, \quad \dot{B} = \frac{\partial \Psi}{\partial A}. \quad (3,03)$$

Обозначим число центров электронных орбит на единицу объема через μ и будем рассматривать величину μ как плотность. Вдоль любой линии тока как функция Ψ , так и согласно уравнению (3,01) плотность μ будут оставаться постоянными. Если в плоскости питания $B=d$ (см. рис. 3), где начинается формирование язычков, имеется заданное распределение плотности μ , то это распределение сохранится в любой другой плоскости $B = \text{const}$. Если начальное распределение в плоскости питания однородно, то плотность μ во всем язычке будет постоянной. В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением движения при однородной плотности μ ; как можно видеть, однородная плотность получается в двух случаях. Первый случай будет при $d=a$ (где a — радиус электронных орбит) и при условии, что центры электронных орбит равномерно рождаются в самой плоскости питания; тогда они могут попадать в язычок только из интервала $-\frac{\pi}{2} < gA < \frac{\pi}{2}$, т. е. с половины всей длины катода, и продолжают с постоянной плотностью двигаться вдоль язычков. Второй случай будет при $a=0$, когда в язычок попадают электроны от всей плоскости питания: половина электронов идет непосредственно в язычок, другая сначала проходит под плоскостью питания. Тогда в язычках тоже получается однородная плотность, но она будет в два раза больше, чем в предыдущем случае. В промежуточных случаях, когда $0 < a < d$, по краям язычка образуются полосы (ограниченные линией тока) с двойной плотностью, а в середине язычка будет ординарная плотность.

Вокруг каждого центра обращается электрон с зарядом e и, поскольку орбита мала и ее радиус a меньше d , с достаточной точностью можно принять плотность объемного заряда в язычке равной $\varrho = e\mu$. Поэтому при $\mu = \text{const}$ плотность заряда ϱ также будет постоянной. Если обозначить через J среднюю плотность тока (ток на единицу поверхности электродов), то сила тока, рассчитанная на одну пару резонаторов, будет равна

$$2IJ = \int_{A_1}^{A_2} \varrho \dot{B} dA, \quad (3,04)$$

где A_1 и A_2 — значения A в крайних точках язычка (см. рис. 3). Подставляя значение \dot{B} из формулы (3,03) и считая ϱ постоянной величиной, имеем

$$J = \frac{\varrho}{2i} (\Psi_2 - \Psi_1) = \frac{\varrho U}{2\pi\Omega} \operatorname{sh} gd. \quad (3,05)$$

Таким образом, устанавливается связь между силой тока и плотностью объемных зарядов в язычках. Во всех режимах объемный заряд электронного облачка заключен в определенных границах, заданных формой язычков; плотность заряда в язычках обычно можно считать постоянной, и величина объемного заряда пропорциональна силе тока.

Из величины и распределения объемных зарядов можно вычислить их возмущающее действие на движение электронов и определить как устойчивость процесса, так и предельную мощность генерации. Кроме объемных зарядов, есть еще ряд факторов, возмущающих электронный процесс в планотроне. На практике главными из них являются: отсутствие полной однородности магнитного поля, непостоянство статического поля \mathcal{E}_{0y} , неточности в изготовлении прибора. Как мы увидим далее, устойчивость электронных процессов зависит от интенсивности колебаний в резонаторах; для планотрона и магнетрона в рабочих условиях эта устойчивость, как будет видно, весьма велика.

Рассмотрим сначала наиболее простой случай, когда наряду с электрическим полем \mathcal{E}_{0y} , удовлетворяющим условиям резонанса, имеется небольшое возмущающее поле, направленное по оси y , напряженность которого мы обозначим через $\Delta\mathcal{E}_{0y}$; соответствующее ей ускорение равно

$$\Delta f_{0y} = \frac{e}{m} \Delta\mathcal{E}_{0y}. \quad (3,06)$$

Добавочное ускорение Δf_{0y} увеличивает скорость дрейфа на величину $\Delta f_{0y}/\Omega$ и нарушает условия резонанса (2,18).

В конце гл. I был изложен метод расчета возмущенного движения. В данном простом случае нетрудно также произвести вычисления заново, а именно при переходе от формулы (2,16) к формуле (2,19) надо учесть в выражении для gz^* дополнительное слагаемое $\frac{g\Delta f_{0y}}{\Omega} t$, которое (при достаточно малом Δf_{0y}) за время усреднения можно считать постоянным. Тогда

$$\bar{F} = -\frac{i}{2} U \sin g \left(\bar{\alpha}^* + \frac{\Delta f_{0y}}{\Omega} t \right), \quad \overline{F e^{i\Omega t}} = 0.$$

Вводя новую комплексную величину

$$\bar{\alpha}' = \bar{\alpha} + \frac{\Delta f_{0y}}{\Omega} t, \quad \bar{\alpha}' = A' + iB', \quad A' = A + \frac{\Delta f_{0y}}{\Omega} t, \quad B' = B,$$

мы получаем уравнение

$$\dot{A}' - \frac{\Delta f_{0y}}{\Omega} + i\dot{B}' = \frac{U}{2\Omega} \sin g (A' - iB'). \quad (3,07)$$

Те же соотношения мы получаем непосредственно из формулы (1,28), полагая $\Delta f_0 = i\Delta f_{0y}$. Отделяя мнимую часть от действительной, получаем уравнения

$$\left. \begin{aligned} \dot{A}' &= -\frac{U}{2\Omega} \operatorname{ch} g B' \sin g A' + \frac{\Delta f_{0y}}{\Omega}, \\ \dot{B}' &= \frac{U}{2\Omega} \operatorname{sh} g B' \cos g A', \end{aligned} \right\} \quad (3,08)$$

аналогичные уравнениям (2,20) и отличающиеся от них только наличием члена $\Delta f_{0y}/\Omega$, изменяющего фазовую скорость A' . Нетрудно видеть, что возмущенное движение сохраняет потенциальный характер и компоненты \dot{A}' и \dot{B}' по-прежнему удовлетворяют условию соленоидальности (3,01). Следовательно, все кинематические свойства невозмущенного движения (существование потенциала скоростей и поточной функции, однородная плотность объемного заряда и др.) остаются и у возмущенного движения. Поточная функция возмущенного движения будет равна

$$\Psi' = \frac{U}{2\Omega g} \operatorname{sh} g B' \sin g A' - \frac{\Delta f_{0y}}{\Omega} B'. \quad (3,09)$$

Наша задача заключается в том, чтобы найти те предельные значения $\Delta f_{0y}/\Omega$, при которых линии тока $\Psi' = \text{const}$ сохраняют язычковый характер, а электроны, возникающие в плоскости питания, достигают анода.

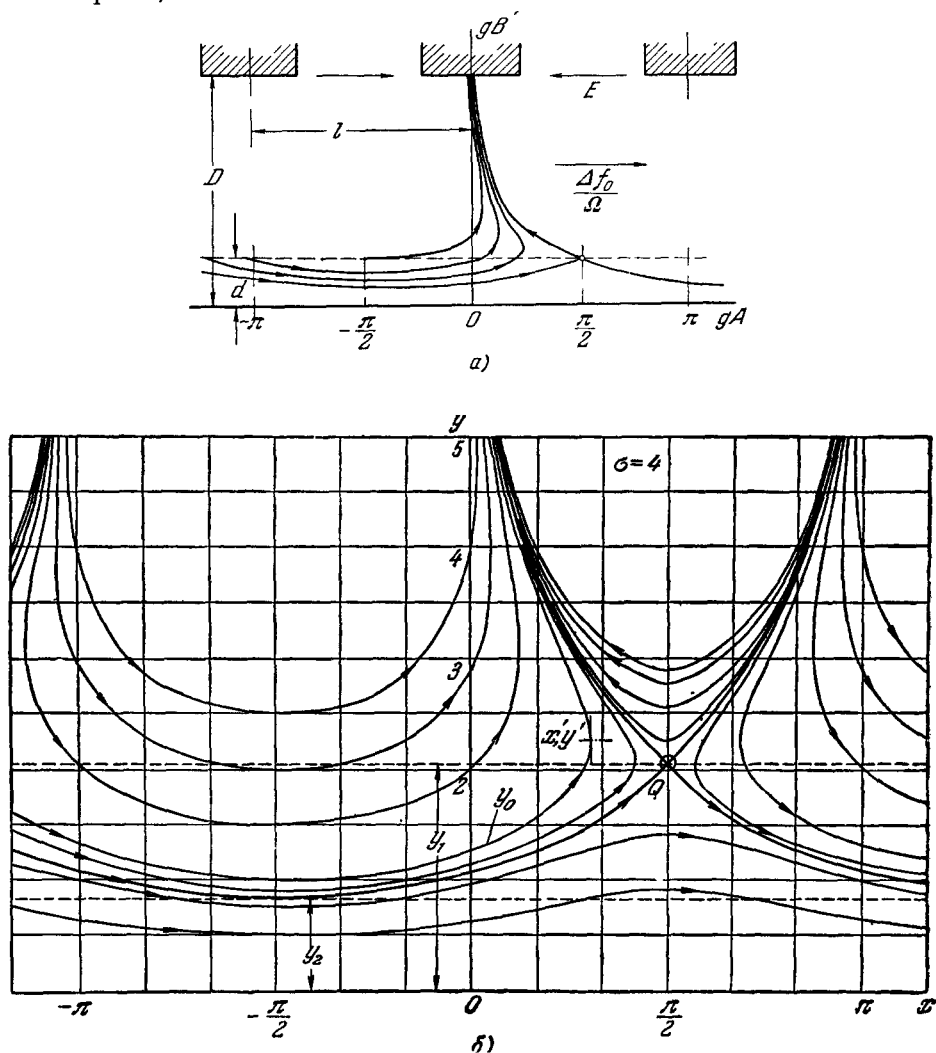


Рис. 4.

Для удобства анализа введем обозначения

$$x = gA', \quad y = yB', \quad \sigma = \frac{2\Delta f_{0y}}{U}. \quad (3,10)$$

Тогда уравнение траектории примет вид

$$\text{sh } y \sin x = \sigma (y - y_0). \quad (3,11)$$

На рисунке 4, б нанесены линии тока $\Psi' = \text{const}$ (траектории) при $\sigma = 4$. Из рис. 4, б видно, что центры орбит, находящиеся выше или на горизонтальной $y = y_1$, все попадут в язычки и дойдут до анода. Центры орбит, находящиеся ниже горизонтали $y = y_2$, будут двигаться по кривым, подобным $\sin x$, и не попадут в язычки. Центры орбит, лежащие в полосе $y_2 < y < y_1$,

только частично попадут в язычки. Величины y_1 и y_2 определяются следующим образом.

Рассмотрим две точки на одной и той же фазовой траектории. В точке с координатами $x = -\frac{\pi}{2}$, $y = y_2$ эта траектория наиболее близка к плоскости катода $y = 0$. Точка с координатами $x = \frac{\pi}{2}$, $y = y_1$ на рис. 4,б обозначена через Q . Основное отличительное свойство этой точки: на вертикали $x = \frac{\pi}{2}$ это единственная точка, приближаясь к которой траектории имеют вертикальную касательную. Поэтому точка Q определяется условием

$$\left. \frac{\partial x}{\partial y} \right|_{x=\frac{\pi}{2}} = 0, \quad y = y_1. \quad (3,12)$$

Дифференцируя выражение (3,11), получаем

$$\operatorname{ch} y_1 = \sigma. \quad (3,13)$$

Исключая y_0 и σ из (3,11), получаем связь между y_1 и y_2 в виде

$$\operatorname{sh} y_1 + \operatorname{sh} y_2 = (y_1 - y_2) \operatorname{ch} y_1. \quad (3,14)$$

Чтобы обеспечить полное сохранение характера движения, необходимо, чтобы плоскость питания была выше плоскости $y = y_1$, т. е. чтобы было $gd \geq y_1$ и, следовательно, $\operatorname{ch} gd \geq \operatorname{ch} y_1$. Возвращаясь к прежним обозначениям, получаем условие устойчивости язычкового процесса

$$\Delta f_{0y} \leq \frac{U}{2} \operatorname{ch} gd. \quad (3,15)$$

Если Δf_{0y} не удовлетворяет этому условию, то формирование язычков нарушается и анодный ток уменьшается или даже падает до нуля.

Границы язычка, соответствующие возмущенным линиям тока, нанесены на рис. 4,а. Возмущенные язычки можно себе представить как прежнее (невозмущенные, см. рис. 3), которые как бы сдул ветер в направлении скорости $\Delta f_{0y}/\Omega$. Из выражения для линий тока видно, что ширина язычков $A_2 - A_1$ в невозмущенном движении и в возмущенном (при условии (3,15)) на той же высоте одна и та же, так что площадь язычков и объемная плотность заряда при возмущенном движении остаются неизменными.

Физический смысл условия (3,15) становится понятен, если из выражения (2,11) найти значение амплитуды ускорения по оси y , создаваемого переменным электрическим полем в плоскости питания. Эта амплитуда равна

$$F'_y = U \operatorname{ch} gd \quad (A = 0, B = d). \quad (3,16)$$

Подставляя это значение в условие (3,15), мы можем переписать его в виде

$$\Delta f_{0y} \leq \frac{F'_y}{2}. \quad (3,17)$$

Переходя от ускорения к полям, имеем

$$\Delta \mathcal{E}_{0y} \leq \frac{E'_y}{2} \quad (A = 0, B = d). \quad (3,18)$$

Таким образом, движение сохраняет устойчивость, если постоянное возмущающее поле направлено по оси y и не превышает половины амплитуды переменного поля в плоскости питания. Особая роль компоненты E_y видна из первого уравнения (3,08): она определяет фазирующую скорость,

которая при условии (3,15) или (3,18) нейтрализует действие «дефазирющей» скорости $\Delta f_{0y}/\Omega$.

Подобный анализ устойчивости электронного процесса можно проводить во всех случаях, когда возмущающий фактор нарушает условие резонанса. Из формулы (3,18) видно, что на резонанс могут влиять три фактора: изменение электрического поля \mathcal{E}_{0y} , изменение магнитного поля H и изменение периода (шага) структуры l .

Обозначим относительные возмущения через γ . В случае возмущения электрического поля

$$\gamma = \frac{\Delta \mathcal{E}_{0y}}{\mathcal{E}_{0y}}. \quad (3,19)$$

Если возникает неоднородность магнитного поля, равная ΔH , то относительное возмущение

$$\gamma = -\frac{\Delta H}{H}. \quad (3,20)$$

Если в силу неточности изготовления прибора шаг резонаторов меняется на Δl , то

$$\gamma = -\frac{\Delta l}{l}. \quad (3,21)$$

Применяя во всех этих трех случаях уравнения (3,08) и следующие за ними, можно показать, что возмущения не нарушат электронного процесса при условии

$$|\gamma| \leq \frac{E'_y}{2\mathcal{E}_{0y}}. \quad (3,22)$$

При этом γ может быть любой из перечисленных величин.

В обычных рабочих условиях генерации отношение полей E'_y и \mathcal{E}_{0y} не составляет особо малой величины, и поэтому система проявляет хорошую устойчивость к возмущениям. Относительное возмущение γ может быть равно многим процентам и все же не нарушать генерации, поэтому очень точного изготовления системы или очень большой однородности магнитного поля при работе планотрона не требуется.

Однако точное соблюдение условия резонанса может быть существенным при самовозбуждении. Начальные колебания в системе возбуждаются за счет флуктуаций, происходящих в облачке электронов, дрейфующих вокруг катода. Поэтому начальные колебания в системе не могут быть велики и соответствующее им поле E'_y в плоскости питания будет слабым; отсюда следует, что при самовозбуждении соотношение (3,22) ставит более жесткие условия для величины γ *).

Точное соблюдение резонансных условий требуется только в момент самовозбуждения: чем точнее выполнен прибор и чем однороднее электрическое и магнитное поля, тем легче происходит самовозбуждение.

Если бы начальная величина E'_y была известна, то можно было бы с уверенностью установить необходимые допуски для значений γ при самовозбуждении. Вычислить начальную интенсивность колебаний, по-види-

*) При изучении самовозбуждения следует учесть, что оно обеспечивается возбуждением цепочки резонаторов, поэтому следует ввести в рассмотрение суммарный возмущающий фактор $\Sigma\gamma$. Кроме того, следует учесть, что в невозбужденном состоянии облачко электронов в рабочем пространстве будет диффундировать от катода к аноду и благодаря этому как бы увеличится d — высота плоскости питания. Это приведет электроны в область с большими значениями E'_y , что облегчит возникновение колебательного процесса.

мому, затруднительно, но измерить ее вполне возможно; это — интересная экспериментальная работа, которую следует сделать.

Наиболее существенно влияния на работу всех электронных приборов накладывают возмущения, вызванные объемными зарядами, возникающими при прохождении тока. Их действие и определяет главным образом энергетические показатели как планотрона, так и магнетрона, клистрона и других электронных приборов. Физическая картина возмущающего действия объемных зарядов в планотроне очень проста: электроны, заполняющие язычки, расталкиваются и, таким образом, противодействуют фазирующему влиянию скорости \dot{A} . Очевидно, что наиболее сильно будут подвергаться действию электрического поля, создаваемого объемными зарядами, те электроны, центры орбит которых лежат на границах язычка, так как здесь будет наибольшая сила расталкивания. Сильнее всего будет возмущать движение электронов компонента \mathcal{E}'_y электрического поля от объемных зарядов: это следует из того, что в магнитном поле скорость, приобретенная электронами под действием электрического поля, направлена к этому полю под прямым углом, как раз в направлении оси A , в котором действует фазирующая скорость \dot{A} .

Наибольшее значение компонента \mathcal{E}'_y от объемных зарядов будет иметь у корня язычка, в точке с координатами $A=0$ и $B=d$ (точка O' на рис. 5). Зная плотность однородного объемного заряда ϱ и форму язычка, можно вычислить поле в точке O' ; эти вычисления приводят к сложным интегралам. Задачу можно упростить, если заменить язычок треугольником той же площади, который, очевидно, создает (при той же плотности ϱ) в точке O' приблизительно то же поле. Такой треугольник изображен на рис. 5. Основание треугольника мы положим равным vl , где v , очевидно, меньше единицы; эту величину можно просто оценить планометрированием. Рассматривая задачу как двумерную, мы вычисляем поле объемных зарядов в точке O' обычным для таких задач путем, а именно интегрированием полей, создаваемых каждым элементом площади. В результате вычисления получаем для компоненты \mathcal{E}'_y поля объемных зарядов в точке O' следующее выражение:

$$\mathcal{E}'_y = \varrho \frac{vl(D-d)^2}{(D-d)^2 + \left(\frac{vl}{2}\right)^2} \left[\ln \frac{2(D-d)}{vl} + \frac{\pi}{4} \frac{vl}{D-d} \right]. \quad (3,23)$$

Поскольку d мало по сравнению с D и v меньше единицы, мы можем приближенно принять

$$\mathcal{E}'_y = \varrho vl \ln \frac{2D}{vl}. \quad (3,24)$$

Если обозначить

$$\chi = v \ln \frac{2D}{vl}, \quad (3,25)$$

то окончательно

$$\mathcal{E}'_y = \varrho \chi l. \quad (3,26)$$

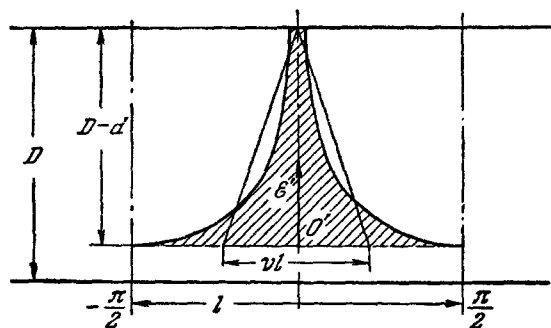


Рис. 5.

Соответствующее ускорение будет равно

$$\Delta f'_y = \frac{e}{m} q \chi l. \quad (3,27)$$

Более детальные вычисления показывают, что коэффициент χ мало отличается от единицы; он мало чувствителен к изменению параметров D , d и l . Это подтверждается тем, что выражение (3,26) можно просто получить, считая весь заряд сосредоточенным в центре тяжести треугольника.

Поле \mathcal{E}'_y движется вместе с язычками, поэтому на электроны оно будет оказывать такое же действие, как если бы оно было постоянным. Поэтому мы можем использовать условие устойчивости (3,15), выведенное нами для постоянного возмущающего поля, и предельно возможная плотность заряда в язычке (мы обозначим ее через q_c) получается из соотношения

$$\frac{e}{m} q_c \chi l = \frac{U}{2} \operatorname{ch} g d. \quad (3,28)$$

Подставляя значение q_c в выражение (3,05) для плотности тока, находим его критическое значение

$$J_c = \frac{m}{c} \frac{U^2}{4\pi\Omega\chi l} \operatorname{ch} g d \operatorname{sh} g d. \quad (3,29)$$

Удельная мощность, т. е. мощность, снимаемая с единицы поверхности катода и переходящая в колебательную энергию системы, будет, очевидно, складываться из работы, производимой всеми электронами, поэтому для удельной мощности получаем выражение

$$P = \eta_e J \mathcal{E}_{0y} D, \quad (3,30)$$

аналогичное выражению (2,27); здесь η_e — коэффициент полезного действия электронного процесса. Из этого выражения получается критическая удельная мощность, если в него подставить критический ток (3,29). Делая эту подстановку и используя условие резонанса (2,24), получаем

$$P_c = \eta_e \left(\frac{m}{e} \right)^2 \frac{\omega D U^2}{4\pi^2} \operatorname{ch} g d \operatorname{sh} g d. \quad (3,31)$$

Мы получили две важные характеристики процесса генерации: критический (предельный) ток J_c и критическую мощность P_c , определяемые возмущающим действием объемных зарядов. Эти величины, как видно из выражения (3,29) и (3,31), пропорциональны U^2 — величине, которая согласно выражению (2,10) в свою очередь пропорциональна энергии переменного электрического поля в резонаторах. Таким образом, предельная мощность, генерируемая в рабочем пространстве, пропорциональна энергии колебательной системы, которая также поддерживается за счет генерируемой мощности. Очевидно, что мощность, отбираемая от резонаторов, и мощность джоулевых потерь должны быть подобраны так, чтобы генерируемая мощность не превышала критического значения P_c . Этот подбор определяет степень устойчивости работы генератора.

Рассмотрим электромагнитные колебания в резонаторах. Энергия в резонаторах, как хорошо известно, попеременно сосредоточивается то в электрическом, то в магнитном поле. Для генерации колебаний важно только электрическое поле и только та его часть, которая действует в рабочем пространстве. Все другие электрические поля (кроме небольшого поля, соответствующего отбираемой мощности) не принимают полезного участия в игре. Присутствие этих полей в резонаторах не только бесполезно, но и вредно, так как поддержание их происходит за счет токов в стенках резонаторов, что связано с дополнительными джоулевыми потерями. Поэтому важной характеристикой резонаторной системы

является величина, которую мы обозначим через ψ и назовем коэффициентом использования электрического поля в резонаторах. Если полная электрическая энергия в резонаторах и в рабочем пространстве, вычисленная на единицу поверхности рабочего пространства, есть W , а энергия поля только в рабочем пространстве есть W_0 , то

$$\psi = \frac{W_0}{W}. \quad (3,32)$$

Чем лучше сконструирована резонансная система, тем выше коэффициент использования ψ . Но даже в лучших резонансных системах ψ не превышает одной трети; обычно эта величина значительно меньше.

Вторая величина, характеризующая работу резонаторов, есть их полная добротность Q , которая складывается из добротности Q_i , определяемой нагрузкой, и добротности Q_j , определяемой джоулевыми потерями. Для Q , Q_i и Q_j имеем обычное соотношение

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_i} + \frac{1}{Q_j}. \quad (3,33)$$

Из определения добротности имеем следующее соотношение между подаваемой в систему мощностью P и запасенной в ней энергией W :

$$Q = \frac{\omega W}{P} = \psi \frac{\omega W_0}{P}. \quad (3,34)$$

Электрическая энергия переменного поля на единицу длины в рабочем пространстве может быть определена интегрированием. Она равна

$$W_0 = \frac{1}{16\pi l} \int_0^D \int_{-l}^l \left[\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)^2 \right] dy dx. \quad (3,35)$$

Подставляя выражение (2,08) для потенциала Φ и ограничиваясь первым членом ряда, получаем после интегрирования

$$W_0 = \left(\frac{m}{e} \right)^2 \frac{l U^2}{32\pi^2} \operatorname{sh} 2gD. \quad (3,36)$$

Подставляя это значение в (3,34) и также подставляя вместо P_c критическую мощность (3,31), получаем критическую добротность системы

$$Q_c = \frac{1}{\eta_e \psi} = \frac{\pi \chi l}{4D} \frac{\operatorname{sh} 2gd}{\operatorname{sh} 2gd}. \quad (3,37)$$

Это весьма важное выражение дает наименьшее значение суммарной добротности, при которой еще возможен устойчивый электронный процесс. Оно является основным при установлении размеров рабочего пространства планотрона и магнетрона. Три коэффициента в этом выражении определяются следующим образом. Первый — это к. п. д. электронного процесса η_e , который будет рассчитан в следующей главе. Второй — коэффициент использования ψ — вычисляется из распределения электрического поля в резонаторах, а еще проще определяется опытным путем*). Коэффициент χ определяется формой язычка, и, как указывалось, его величина мало изменяется и близка к единице.

*) Мы применяли следующий простой метод измерения ψ при холодных испытаниях генератора: рабочее пространство заполняется диэлектриком (обычно плексиглазом) и измеряется смещение резонансной частоты системы $\Delta\omega$. Коэффициент использования вычисляется по формуле $\psi = 2\Delta\omega/\epsilon\omega$, где ϵ — диэлектрическая постоянная диэлектрика.

Важное значение выражения (3,37) заключается в том, что вместе с выражением для к. п. д., которое будет дано в следующей главе, оно устанавливает те соотношения между параметрами рабочего пространства D , l и d , которые нужны для получения более устойчивого и эффективного рабочего режима. Отметим, что значения Q_c , вычисляемые из выражения (3,37), оказываются близкими к полученным на опыте (порядка 10^2).

Для практики важна также предельная мощность, которую можно получить с единицы площади катода в планотроне. Выражение (3,37) дает P_c — наибольшую удельную мощность при заданной величине U^2 , которая пропорциональна энергии переменного электрического поля в резонаторах. Таким образом, мощность ограничена тем же фактором, который ограничивает интенсивность колебательных процессов в резонаторах. На практике этим фактором обычно является просто электрический пробой, но есть и принципиальная причина, ограничивающая мощность. Очевидно, что с ростом U согласно формуле (2,20) будут возрастать фазовые скорости \dot{A} и \dot{B} , и теоретически они могли бы достигнуть таких значений, при которых нарушится механизм генерирования. Так, например, при больших значениях \dot{B} электроны будут достигать анода за время усреднения (за которое в рабочем режиме электроны успевают передвинуться от одного резонатора к другому); это нереально, так как они не успевают собраться в язычки.

Можно вывести условия, ограничивающие \dot{A} и \dot{B} ; они идентичны математическим условиям, при которых можно применять наш приближенный метод решения основного уравнения движения.

В главе I при изложении метода было указано (см. формулу (1,24)), что неопределенность положения электрона на траектории не превышает $\Delta\alpha = |\dot{\alpha}| T$. Очевидно, что фазовая фокусировка может быть осуществлена только тогда, когда $\Delta\alpha$ значительно меньше величины l — шага резонансной системы. В случае, рассматриваемом нами, при выводе уравнений (2,20) было выбрано время усреднения $T = \pi/\omega$. Условие, необходимое для осуществления фазовой фокусировки, будет иметь вид

$$\frac{\Delta\alpha}{l} = \frac{|\dot{A}| g}{\omega} \ll 1. \quad (3,38)$$

Используя формулы (2,18) и (2,20), получаем

$$f_{0y} \gg \frac{U}{2} \operatorname{ch} gB |\sin gA|. \quad (3,39)$$

Эти неравенства должны быть осуществлены прежде всего в плоскости $B=d$, где происходит основное фазирование электронов. Беря наибольшее значение справа, получаем

$$U \ll \frac{2f_{0y}}{\operatorname{ch} gd}. \quad (3,40)$$

Подставляя это значение в формулу (3,31) и переходя от ускорения к полям, получаем неравенство для предельной мощности P_c , которую можно снять с единицы поверхности:

$$P_c \ll \eta_e c \mathcal{E}_{0y}^2 \frac{2D}{\pi\lambda} \operatorname{th} gd. \quad (3,41)$$

Мы получим подобное же соотношение, если рассмотрим*) условие $\frac{\Delta B}{D} \ll 1$ для вертикального движения электрона (D — расстояние между катодом и анодом).

Отсюда можно вывести зависимость генерируемой мощности от длины волны и других параметров генератора. Если подставить в это выражение параметры опытного планотрона, то получаем, что предельная мощность, которую можно снимать с единицы поверхности, достигает исключительно высоких значений—десятков и сотен киловатт на квадратный сантиметр площади катода. Такие большие значения, как хорошо известно, уже осуществляются в магнетронах при работе в импульсных режимах. В случае непрерывной генерации требуется снимать значительно меньшие мощности. Главное ограничение при непрерывном режиме — это трудности охлаждения резонаторов и катода; ни объемные заряды, ни нарушения характера движения не будут ограничивающими факторами при получении больших непрерывных мощностей с помощью планотрона и магнетрона непрерывного действия.

Заметим в заключение, что примененный нами метод приближенного учета объемных зарядов дает завышенную величину вызванных ими возмущений. В самом деле, электрическое поле, создаваемое объемными зарядами, имеет сложное распределение в пространстве, а мы ограничились вычислением поля только в точке O' (см. рис. 5), где оно имеет наибольшее значение. Далее, мы приняли, что возмущение, производимое объемными зарядами, равно возмущению, вызванному полем (3,26), как если бы это поле имело постоянное значение во всем рабочем пространстве. Такой метод рассуждения ведет, конечно, к завышенной оценке возмущения, но связанная с этим ошибка, по-видимому, не очень велика, так как наиболее чувствительны к возмущениям электроны, находящиеся вблизи плоскости питания. Таким образом, мы получили критический ток J_c и предельную мощность P_c в зависимости от параметров рабочего пространства и длины волны; эта зависимость может лечь в основу теории подобия, нужной при конструировании генераторов с разными параметрами.

От более полного метода расчета можно ждать только уточнения некоторых коэффициентов. Было бы интересно получить более точные выражения для предельных значений мощности и тока, изучить деформацию язычков, вызванную объемными зарядами, и сопоставить полученные результаты с опытными исследованиями.

IV. АНОДНЫЕ И КАТОДНЫЕ ПОТЕРИ В ПЛАНОТРОНЕ

Электронный коэффициент полезного действия планотрона, который мы обозначили через η_e , представляет отношение мощности, поступающей в резонаторы от электронного облачка, к мощности, поступающей от источника постоянного напряжения. Кроме потерь, происходящих при электронном процессе, нужно учитывать еще джоулевы потери в резо-

*) Более точно это условие можно записать в виде $\frac{\Delta B}{D'} \ll 1$, где D' — наименьший путь, который проходит центр электронной орбиты в рабочем пространстве ($D' = D - d - a$, где d — расстояние от плоскости питания до катода, a — радиус орбиты). Обычно $D' \sim l$ и $\Delta A \sim \Delta B$, так что это условие ничего нового не дает. Однако если магнитное поле лишь немного больше критического, то D' мало и условие $\frac{\Delta B}{D'} \ll 1$ серьезно ограничивает амплитуду высокочастотного поля. Этот пример еще раз показывает, что метод усреднения применим тогда, когда происходит эффективная генерация.

наторах. Вычисление к. п. д. по добротности резонаторов хорошо известно, и мы на нем останавливаться не будем. Если обозначить к. п. д. резонатора через η_r , то полный к. п. д. генератора равен

$$\eta = \eta_e \eta_r. \quad (4,01)$$

На основании результатов, полученных выше для электронных процессов в планотроне, мы рассмотрим теперь электронные потери в этом приборе. Имеются три главных вида потерь. Первый и неизбежный вид потерь заключается в том, что в момент, когда электрон совершает свой рабочий путь от катода к аноду и передает энергию колебаниям, он подходит к аноду с некоторой скоростью, которая при ударе электрона об анод теряется и нагревает анод. Эти потери мы будем называть «потерями на аноде» и соответствующий им коэффициент полезного действия будем обозначать через η_a . Второй вид потерь — потери на катоде, о них мы уже упоминали в гл. II (см. стр. 199). Они заключаются в том, что электрон, имеющий неподходящую фазу gA , может возвратиться на катод с избытком энергии. Коэффициент полезного действия, соответствующий этим потерям, мы обозначим через η_k . Третий вид потерь мы будем называть «краевыми потерями», так как они связаны с явлениями, которые происходят на краях катода и анода и заключаются в том, что при отсутствии колебаний в генераторе ток запирается неполностью и имеет иной раз довольно значительную величину J_n (нулевой ток). В гл. V мы разберем возможную причину этого тока и связанные с ним потери. Поскольку этот ток сосредоточен ближе к краю анода, мы его называем краевым током, а связанные с ним потери — краевыми потерями. Соответствующий к. п. д. обозначим через η_n . Если η_a , η_k и η_n мало отличаются от единицы, то электронный к. п. д. η_e можно считать равным их произведению.

Для определения потерь на аноде нужно знать ту кинетическую энергию, с которой электроны попадают на него. Скорость движения электрона будет складываться из двух слагаемых: из скорости \dot{z}_0 движения в статических полях и из скорости \dot{a} , обусловленной колебательным процессом. Но из условия (3,38) очевидно, что фазовой скоростью $\dot{A} + i\dot{B}$, обусловленной переменным полем, мы свободно можем пренебречь.

Если прибор работает в условиях резонанса (2,18), то согласно формуле (2,20) радиус орбит a постоянен и поэтому та средняя кинетическая энергия, с которой электрон начинал свой путь к аноду из плоскости питания $B = d$, будет неизменна на всем пути. Таким образом, кинетическая энергия электрона определяется постоянным ускорением f_{0y} согласно обычным уравнениям (1,03)

$$\left. \begin{aligned} \ddot{x} - \Omega \dot{y} &= 0, \\ \ddot{y} + \Omega \dot{x} &= f_{0y}. \end{aligned} \right\} \quad (4,02)$$

Составляющие скорости будут равны (если $\varphi=0$ при $t=0$)

$$\left. \begin{aligned} \dot{x} &= \frac{f_{0y}}{\Omega} + \Omega a \sin \Omega t, \\ \dot{y} &= \Omega a \cos \Omega t. \end{aligned} \right\} \quad (4,03)$$

Траектории этого движения будут циклоидами или трохоидами (рис. 6). Электрон движется по кругу a с угловой скоростью Ω , а центр круга движется параллельно оси x со скоростью f_{0y}/Ω . Радиус круговой орбиты a

и положение центра орбиты в рабочем пространстве определяются начальными условиями, которые можно вывести следующим образом. Условие сохранения энергии в любой точке траектории имеет вид

$$\frac{1}{2} (\dot{x}^2 + \dot{y}^2) = f_{0y} y. \quad (4,04)$$

Пусть электронный испускатель помещен на расстоянии b от катода и находится при том же потенциале, что и катод, и, кроме того, на отрезке

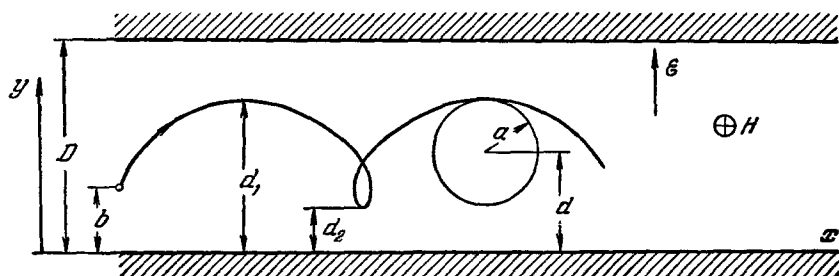


Рис. 6.

пути вблизи испускателя можно пренебречь влиянием составляющей электрического поля по оси x на движение электрона. Тогда, интегрируя первое выражение (4,02) и принимая, что начальная скорость электрона на испускателе равна нулю, получаем

$$\dot{x} = \Omega (y - b) \quad (\dot{x} = 0 \text{ при } y = b). \quad (4,05)$$

Найдем, при каких значениях $y = d_1$ и $y = d_2$ скорость $\dot{y} = 0$; для этого подставим \dot{x} из формулы (4,05) в соотношение (4,04). Для искомых значений y мы получим квадратное уравнение

$$(y - b)^2 = \frac{2f_{0y}}{\Omega^2} y. \quad (4,06)$$

Вводя для сокращения письма обозначение

$$\delta = \frac{f_{0y}}{\Omega^2} \quad (4,07)$$

и решая уравнение (4,06), получаем два корня:

$$\left. \begin{aligned} d_1 &= \delta + b + \delta \sqrt{1 + \frac{2b}{\delta}}, \\ d_2 &= \delta + b - \delta \sqrt{1 + \frac{2b}{\delta}}, \end{aligned} \right\} \quad (4,08)$$

откуда находим радиус орбиты

$$d = \frac{d_1 - d_2}{2} = \delta \sqrt{1 + \frac{2b}{\delta}} \quad (4,09)$$

и ординату плоскости, в которой движутся центры орбит (плоскость питания),

$$d = \frac{d_1 + d_2}{2} = \delta + b. \quad (4,10)$$

Из этих выражений мы видим, что траектория зависит от положения испускателя по отношению к катоду. Если b положительно (испускатель находится над катодом, рис. 7, а), то получается удлиненная циклоида.

При $b=0$, когда, как обычно принято, испускатель находится на поверхности катода, получаем нормальную циклоиду (рис. 7, б). Если b отрицательно, то испускатель находится ниже поверхности катода и получается

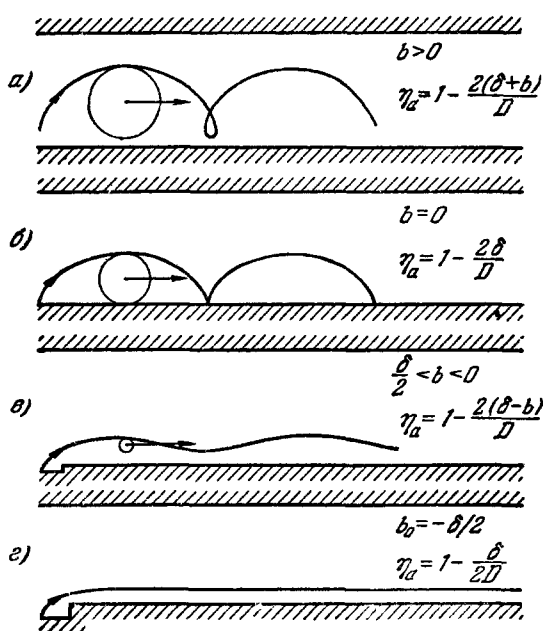


Рис. 7.

укороченная циклоида (рис. 7, в), и, наконец, в предельном случае, когда

$$b = -\frac{\delta}{2} = -\frac{f_{0y}}{2\Omega^2}, \quad (4,11)$$

вместо троихиды получаем прямую траекторию (рис. 7, г), так как $a=0$ и электрон движется параллельно оси x со скоростью дрейфа f_{0y}/Ω . Таким образом, форма траектории очень чувствительна к положению испускателя по отношению к катоду.

Кинетическая энергия электрона при его движении по траектории будет максимальна в точке $y=d_1$, наиболее удаленной от плоскости катода. Из соотношения (4,04) следует, что кинетическая энергия электрона в точке $y=d_1$ равна $m f_{0y} d_1$; это и есть та энергия, с которой он под-ходит к аноду в режиме ге-

нерации. Энергия, которую электрон получает от постоянного поля на всем пути от катода к аноду, равна $m f_{0y} D$. Отсюда следует, что относительные анодные потери равны

$$1 - \eta_a = \frac{d_1}{D}. \quad (4,12)$$

Для небольших значений b (по сравнению с δ) из (4,07) получаем приближенные формулы

$$\left. \begin{aligned} d_1 &= 2(\delta + b), \\ d_2 &= \frac{b^2}{2\delta} \end{aligned} \right\} \quad (b < \delta). \quad (4,13)$$

Подставляя значение d_1 в формулу (4,12), получаем выражение для относительных анодных потерь при небольших b :

$$1 - \eta_a = 2 \frac{\delta + b}{D} \quad (b < \delta). \quad (4,14)$$

В практических условиях d_1 равно нескольким десятым миллиметра, поэтому уже небольшое возвышение испускателя электронов над поверхностью катода сильно уменьшает к. п. д. процесса.

Если испускатель расположен в плоскости катода, как это имеет место в обычных магнетронах с оксидным катодом, то $b=0$ и траекторией будет нормальная циклоида (рис. 7, б). Потери в этом случае равны

$$1 - \eta_a = 2 \frac{\delta}{D}. \quad (4,15)$$

При углублении испускателя ($b < 0$) согласно выражению (4,14) потери будут уменьшаться (рис. 7, в). Предельное значение для отрицательных

значений b равно $-\delta/2$; при $b = -\frac{\delta}{2}$ движение электронов будет происходить по прямой, параллельной плоскости катода (рис. 7, з). В этом случае скорость электрона будет наименьшей и анодные потери будут тоже наименьшие,

$$1 - \eta_a^{\max} = \frac{1}{2} \frac{\delta}{D} \quad \left(b = -\frac{\delta}{2} \right). \quad (4,16)$$

Сравнивая два последних выражения, мы видим, что во втором случае потери в четыре раза меньше, чем в первом, и к. п. д. существенно отличаются друг от друга. Эта разница, очевидно, происходит за счет того, что при движении электронов из испускателя, углубленного в катод, траектории движения прямолинейны и отсутствует орбитальная кинетическая энергия, связанная с движением электрона по окружности, так что вся его кинетическая энергия определяется квадратом скорости дрейфа. Поэтому анодные потери, данные выражением (4,16), являются наименьшими возможными анодными потерями.

При движении по нормальной циклоиде скорость электронов в точке, наиболее удаленной от катода, вдвое больше, а кинетическая энергия — вчетверо больше, чем при «чистом дрейфе». Из выражения (4,14) следует, что всякий подъем испускателя над поверхностью катода увеличивает потери. Расположение испускателя ниже поверхности катода уменьшает вращательное движение электронов, что не только увеличивает анодный к. п. д., но и сокращает ряд других потерь, о которых будет речь впереди.

Введем в выражение (4,07) вместо ускорения поле и используем условие резонанса (2,24); тогда получим

$$\delta = \frac{m}{e} \frac{2cl}{H\lambda}, \quad (4,17)$$

и оптимальный к. п. д. будет равен

$$\eta_a^{\max} = 1 - \frac{m}{e} \frac{cl}{\lambda DH}. \quad (4,18)$$

Это соотношение дает возможность оценить максимальный к. п. д. планотрона в данном режиме. Отметим, что анодный к. п. д. планотрона возрастает с увеличением магнитного поля, при котором происходит электронный процесс.

Оптимальное углубление испускателя согласно выражению (4,11) равно

$$b_0 = -\frac{\delta}{2} = -\frac{m}{e} \frac{cl}{\lambda H}. \quad (4,19)$$

Следует указать, что это — неточное значение, так как при выводе выражения (4,05) для x мы принимали, что на пути движения электронов отсутствует составляющая электрического поля по оси x . В действительности это условие точно не осуществимо, поэтому выражение (4,19) следует рассматривать как приближенное. Опыт показывает, что при удачно выбранной форме углубления для испускателя опытное значение b_0 близко совпадает с вычисленным. Установить на опыте оптимальные условия не представляет труда, так как это просто осуществляется подбором магнитного поля.

Было бы интересно изучить влияние формы углубления на траектории электронов, в частности найти такие формы, при которых электроны движутся в рабочем пространстве по возможности без орбитального движения. Наиболее эффективным здесь, по-видимому, будет опытное исследование траекторий электронов, так как трудности математического

анализа здесь еще усугубляются влиянием объемного заряда, который вблизи катода имеет большую плотность.

Орбитальное движение электронов может сказываться на анодных потерях еще следующим образом. В гл. II было показано, что при двойном резонансе (2,21), когда $\Omega = \omega$, радиус электронной орбиты не остается постоянным. Из уравнений (2,23) видно, что в зависимости от значения фазы $gA + 2\varphi$ скорость изменения радиуса орбиты \dot{a} может быть либо положительной, либо отрицательной. Поэтому часть электронов будет попадать к аноду с увеличением радиуса и, следовательно, с увеличением

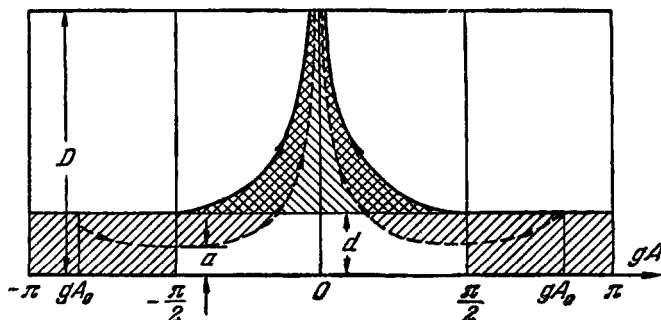


Рис. 8.

кинетической энергии, что вызовет добавочные потери. Другая часть, которая придет с уменьшением радиуса, принесет меньше кинетической энергии и уменьшит потери. Нетрудно показать, что в конечном итоге это приведет к увеличению потерь, так как производная \dot{a} , как видно из третьего уравнения (2,23), пропорциональна a и поэтому кинетическая энергия электронов в среднем увеличится. Вследствие этого при совпадении угловых частот Ω и ω на опыте наблюдается некоторое понижение к. п. д. генератора.

Резонансы вида (2,21) сказываются сравнительно слабо потому, что электроны проходят расстояние от катода к аноду за небольшое количество периодов и радиус их орбиты не успевает заметно увеличиться. Главное средство уменьшить потери, связанные с резонансами вида (2,21), заключается в применении углубленного испускателя, при котором по возможности отсутствует орбитальное движение электронов.

Следует отметить, что условия (2,17) не исчерпывают всех возможностей, так как можно показать, что высшие пространственные гармоники в разложении потенциала (2,04) тоже могут вступать в резонанс. Но такие эффекты можно считать малыми, и я думаю, что на данной стадии изучения планотрона их можно не учитывать.

Причина потерь на катоде следует уже из рассмотренного выше (гл. II, стр. 199) механизма фазовой фокусировки электронных орбит вблизи катода. Эти потери происходят за счет кинетической энергии, приносимой электронами, возвращающимися на катод.

На катод возвращаются те электроны, у которых фаза gA лежит в пределах от $\pi/2$ до $3\pi/2$ (рис. 8) и орбитам «не хватает места», чтобы пройти в язычки. Центр электронной орбиты, который лежит в плоскости питания $B = d$ с фазовой координатой gA_0 , должен пройти в язычок по линии тока, изображенной на рис. 8 пунктиром. Эта траектория в точке $gA = \pi/2$ будет наиболее близка к катоду. Если расстояние от этой точки до катода меньше радиуса орбиты a , то орбите хватит места и электрон попадет на катод.

Таким образом, предельная траектория для электрона, попадающего в язычок, согласно выражению (2,26) будет определяться уравнением

$$\operatorname{sh} gB \sin gA = \operatorname{sh} ga. \quad (4,20)$$

Точка с координатами $A = A_0, B = d$ (на плоскости xy) будет лежать на этой траектории, поэтому

$$\sin gA_0 = \frac{\operatorname{sh} ga}{\operatorname{sh} gd}. \quad (4,21)$$

Ввиду малости величин ga и gd мы получаем для граничной фазы выражение

$$gA_0 = \pi - \arcsin \frac{a}{d}, \quad (4,22)$$

причем $\arcsin \frac{a}{d}$ берется в первом квадранте.

Из рис. 8 видно, что если положить общее число электронов, исходящих из катода в правую половину язычка, пропорциональным π , то gA_0 из них попадут в язычок, а $\pi - gA_0$ возвратятся на катод. Таким образом, получаем, что отношение катодного тока J_k к рабочему (анодному) току J будет равно

$$\frac{J_k}{J} = \frac{\pi - gA_0}{gA_0} = \frac{\arcsin \frac{a}{d}}{\pi - \arcsin \frac{a}{d}}. \quad (4,23)$$

Каждый электрон, который возвращается на катод, поглощает из колебательного процесса энергию, пропорциональную пути $d - a$, а каждый электрон, который идет на анод, может отдавать энергию, пропорциональную D . Отсюда следует, что относительные потери, вызванные возвращением электронов на катод, равны

$$1 - \eta_k = \frac{J_k}{J} \frac{d - a}{D}. \quad (4,24)$$

Подставляя значение J_k/J из формулы (4,23), окончательно получаем

$$1 - \eta_k = \frac{d}{D} \left(1 - \frac{a}{d} \right) \frac{\arcsin \frac{a}{d}}{\pi - \arcsin \frac{a}{d}}. \quad (4,25)$$

Из этого выражения и из выражения (4, 23) видно, что величина потерь на обратный ток всецело зависит от типа траектории, по которой движутся электроны. Катодные потери отсутствуют ($\eta_k = 1$) в двух случаях:

$$\begin{aligned} 1) \quad & a = d, \quad J_k = J, \\ 2) \quad & a = 0, \quad J_k = 0. \end{aligned} \quad (4,26)$$

В первом случае траектория есть нормальная циклоида, а во втором случае радиус орбиты $a = 0$. Обратный ток отсутствует только во втором случае.

На рис. 9 изображена зависимость J_k/J от $1 - a/d$, вычисленная по формуле (4,23). На рис. 10 изображена функция

$$\left(1 - \frac{a}{d} \right) \frac{\arcsin \frac{a}{d}}{\pi - \arcsin \frac{a}{d}}, \quad (4,27)$$

входящая в формулу (4,25) для катодных потерь. Из рис. 10 видно, что потери имеют максимальную величину при $a \approx 0,4d$.

Катодные потери всегда меньше, чем потери на аноде. Действительно, из выражений (4,12) и (4,25) получаем

$$\frac{1 - \eta_k}{1 - \eta_a} = \frac{d_2}{d_1} \frac{\arcsin \frac{a}{d}}{\pi - \arcsin \frac{a}{d}}, \quad (4,28)$$

и поскольку отношение d_2/d_1 всегда меньше единицы (рис. 6), потери на катоде меньше, чем на аноде. Как известно, отрицательное влияние этих потерь связано с тем дополнительным разогревом испускателя, который при больших мощностях может быть вреден.

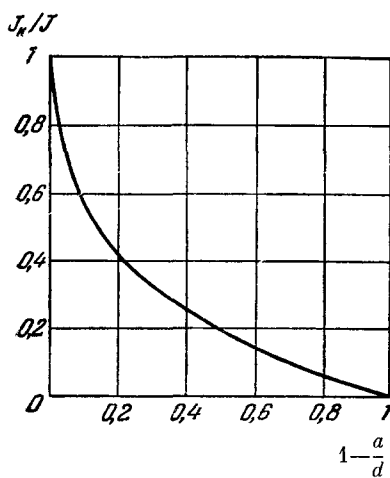


Рис. 9.

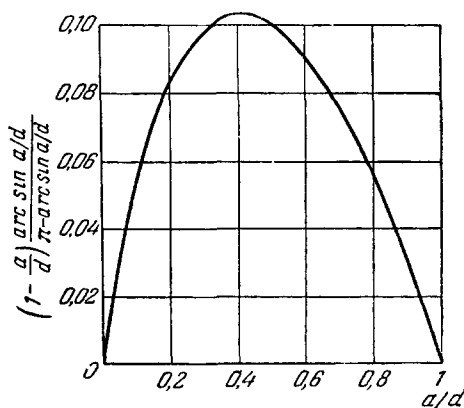


Рис. 10.

Из изложенного следует, что потери на катоде всегда связаны с орбитальным движением электронов, и если орбитальное движение отсутствует ($a = 0$), то эти потери тоже отсутствуют. Все факторы, которые влияют на радиус орбит a , влияют и на потери. Если движение строго происходит по циклоиде ($a = d$), то катодные потери отсутствуют, но даже небольшое отклонение от равенства $a = d$, как видно из рис. 10, сразу вызывает потери на катоде.

Основной фактор, влияющий на радиус орбиты a , есть краевой эффект, о котором будет идти речь в следующей главе. Увеличение радиусов орбит, происходящее благодаря резонансным явлениям на краях катода, может значительно увеличить только что рассчитанные катодные потери. Количественно учесть этот фактор пока трудно.

V. КРАЕВОЙ ЭФФЕКТ И СВЯЗАННЫЕ С НИМ ПОТЕРИ

С тех пор как в 1921 г. впервые началось изучение запирающего действия магнитного поля на радиальный поток электронов, уже в прототипах современного магнетрона было обнаружено явление остаточного, или нулевого, тока. Заключается оно в том, что при фиксированной разности потенциалов между двумя коаксиальными цилиндрами или двумя плоскостями имеется определенное значение магнитного поля, направленного перпендикулярно к статическому электрическому полю, которое так закручивает траектории электронов, что анодный ток прекращается. Магнитное поле, при котором электроны не могут достичь анода, называется «запирающим магнитным полем». Опыт показывает, что это запираение никогда не бывает полным: между катодом и анодом всегда

течет некоторый ток, который называется либо нулевым, либо остаточным.

Это явление представляет большой теоретический интерес; выглядит оно весьма парадоксально, так как идет вразрез с основными законами движения электронов. Для вывода условия запираания тока в скрещенных электрическом и магнитном полях не нужно знать ни распределения объемных зарядов, ни траекторий электронов, поскольку это условие получается только из основных законов динамики, а именно из сохранения количества (или момента количества) движения и сохранения энергии. Естественно, что этому вопросу посвящено большое число работ, однако до сих пор не только нет количественной теории этого явления, но даже отсутствует убедительное качественное его объяснение *).

Природу нулевого тока важно понимать потому, что он имеет большое практическое значение как в магнетронах, так и в планотроне, поскольку нулевой ток может достигать значительной величины и сильно снижать к. п. д. Это объясняется тем, что нулевой ток имеет величину, по-видимому, мало зависящую от генерируемой мощности; для его поддержания всегда затрачивается некоторая мощность, которая не участвует в генерации колебаний и снижает к. п. д. генератора. Особенно вредно это явление при генерации небольших мощностей; вполне возможно, что это явление пока оказывается основным фактором, мешающим осуществить магнетроны, непрерывно генерирующие малую мощность с хорошим к. п. д. При изучении планотрона подтвердилось, что и тут это явление вредно отражается на к. п. д.

Экспериментальное исследование нулевого тока показало, что он сосредоточивается по наружным краям катода и его величина сильно возрастает с радиусом электронных орбит. Этот факт приводит к гипотезе, что нулевой ток вызывается взаимодействием орбитального движения электронов с электростатическим полем. Действительно, проведенное нашим методом теоретическое изучение движения электронов при отсутствии колебаний в резонаторах показывает, что явление остаточного тока может получить довольно простое и естественное объяснение. По мере накопления опытного материала эта точка зрения продолжала развиваться и ее справедливость становится более вероятной. Как будет видно из дальнейшего, хотя мы еще не умеем (вследствие сложности математической задачи) точно вычислять значение нулевого тока, но уже имеется возможность объяснить механизм этого явления и выявить те факторы, от которых зависит нулевой ток и которые в основном влияют на его величину.

Методом, изложенным в гл. I, найдем траектории электронов в электростатическом поле \mathcal{E} , учитывая, что это поле имеет периодические неоднородности, создаваемые, например, в планотроне или магнетроне щелями резонаторов. Оказывается, что неоднородное поле может влиять на орбитальное движение электронов, что радиусы электронных орбит растут, благодаря чему электроны могут достичь анода; это и создает нулевой ток.

Покажем, как методом усреднения в этом случае вычисляются траектории электронов. Сначала найдем в рабочем пространстве планотрона периодическое электростатическое поле, создаваемое щелями резонаторов. На рис. 11 дана картина распределения силовых линий электростатического поля в рабочем пространстве. При отсутствии колебаний в резонаторах это — единственное электрическое поле в рабочем пространстве.

Мы сохраняем прежние обозначения, они нанесены на рис. 11. Периодическое электростатическое поле, которое удовлетворяет двумерному

*) См., например, R. L. J e p s e n and M. W. M e l l e r, Journal of Applied Physics 22 (9), 1196—1207 (1951) и литературу, цитированную в этой статье.

уравнению Лапласа, можно записать в следующем общем виде:

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{E}_x &= \sum_{n=1}^{\infty} M_n \operatorname{sh} 2ngy \sin 2ngx, \\ \mathcal{E}_y &= \mathcal{E}_y^c - \sum_{n=1}^{\infty} M_n \operatorname{ch} 2ngy \cos 2ngx. \end{aligned} \right\} \quad (5,01)$$

При этом мы применяем прежнее обозначение (2,02)

$$g = \frac{\pi}{l}. \quad (5,02)$$

Коэффициенты M_n , как обычно, определяем из граничных условий. Поскольку в нашей задаче не нужно знать точных значений M_n , достаточно принять следующие упрощенные граничные условия: в плоскости $y = D$

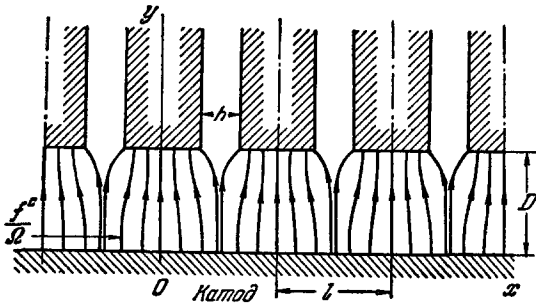


Рис. 11.

на всей ширине h отверстий резонаторов $\mathcal{E}_y = 0$, а на металлических зубцах резонаторов \mathcal{E}_y имеет постоянное значение \mathcal{E}_1 . На плоскости $y = D$ имеем, как всегда, $\mathcal{E}_x = 0$. Мы не приводим обычных вычислений и сразу даем полученные из этих граничных условий коэффициенты

$$M_n = (-1)^n \frac{2\mathcal{E}_1}{\pi} \times \frac{l}{l-h} \frac{\sin ngh}{n \operatorname{sh} 2ngD}. \quad (5,03)$$

Чтобы перейти от полей к ускорениям, примем следующие обозначения:

$$H_n = \frac{e}{m} M_n, \quad F_x = \frac{e}{m} \mathcal{E}_x, \quad F_y = \frac{e}{m} \mathcal{E}_y. \quad (5,04)$$

Компоненты ускорения, соответствующие n -й пространственной гармонике электростатического поля, равны

$$\left. \begin{aligned} F_{nx} &= H_n \operatorname{sh} 2ngy \sin 2ngx, \\ F_{ny} &= -H_n \operatorname{ch} 2ngy \cos 2ngx. \end{aligned} \right\} \quad (5,05)$$

Переходя к комплексным величинам $F_n = F_{nx} + iF_{ny}$, получаем

$$F_n = -H_n \cos 2ngz^*, \quad (5,06)$$

где z^* есть величина, сопряженная с z , а

$$z = \bar{\alpha} + \frac{f_y^c}{\Omega} t - iae^{-i(\Omega t + \varphi)}. \quad (5,07)$$

Мы пользуемся здесь формулами (2,12) и (2,13); a есть радиус орбиты, а $f_y^c = \frac{e}{m} \mathcal{E}_y^c$ — постоянное ускорение по оси y . Подставляя эти величины в уравнение (1,20), получаем следующие уравнения:

$$\dot{\bar{\alpha}} = \frac{i}{\Omega} \sum_{n=1}^{\infty} H_n \overline{\cos 2ngz_0^*}, \quad (5,08)$$

$$\dot{a} - ia\dot{\varphi} = -\frac{ie^{i\varphi}}{\Omega} \sum_{n=1}^{\infty} H_n \overline{\cos 2ngz_0^* e^{i\Omega t}}. \quad (5,09)$$

Вычислим среднее значение $\cos 2ngz_0^*$, для чего перепишем его в комплексной форме:

$$\cos 2ngz^* = \frac{1}{2} \exp \left\{ 2ing \left(\bar{\alpha}^* + \frac{f_y^c}{\Omega} t \right) - 2nga e^{i(\Omega t + \Phi)} \right\} + \\ + \frac{1}{2} \exp \left\{ -2ing \left(\bar{\alpha}^* + \frac{f_y^c}{\Omega} t \right) + 2nga e^{i(\Omega t + \Phi)} \right\}. \quad (5,10)$$

Разлагаем показатели в ряд и сохраняем только те члены, которые после усреднения могут не обратиться в нуль:

$$\cos 2ngz^* = \frac{1}{2} e^{-2ing \left(\bar{\alpha}^* + \frac{f_y^c}{\Omega} t \right)} \left[1 + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(2nga)^m}{m!} e^{im(\Omega t + \Phi)} \right] + \dots \quad (5,11)$$

Усреднение проводим по промежутку времени $T = 2\pi/\Omega$.

Условие резонанса, т. е. условие, при котором существуют члены, не зависящие явно от времени, имеет вид

$$2ng \frac{f_y^c}{\Omega} = m\Omega \quad (m = 1, 2, \dots). \quad (5,12)$$

При выполнении этого соотношения имеем

$$\overline{\cos 2ngz_0^*} = \frac{1}{2} \frac{(2nga)^m}{m!} e^{-i(2ng\bar{\alpha}^* - m\Phi)}. \quad (5,13)$$

Правая часть уравнения (5,09) вычисляется аналогично, и при том же условии резонанса (5,12) имеем

$$e^{i\Phi} \overline{\cos 2ngz_0^*} \cdot e^{i\Omega t} = \frac{1}{2} \frac{(2nga)^{m-1}}{(m-1)!} e^{-i(2ng\bar{\alpha}^* - m\Phi)}. \quad (5,14)$$

Подставляя эти выражения в уравнения (5,08) и (5,09), получаем

$$\dot{A} + i\dot{B} = -\frac{H_n}{2\Omega} \frac{(2nga)^m}{m!} e^{-2ngB} e^{-i(2ngA - m\Phi)}, \quad (5,15)$$

$$\dot{a} - ia\dot{\Phi} = i \frac{H_n}{2\Omega} \frac{(2nga)^{m-1}}{(m-1)!} e^{-2ngB} e^{-i(2ngA - m\Phi)}, \quad (5,16)$$

откуда видно, что

$$\dot{A} + i\dot{B} = i \frac{2nga}{m} (\dot{a} - ia\dot{\Phi}). \quad (5,17)$$

Разделяя в последнем соотношении мнимую и действительную части, получаем

$$\dot{B} = \frac{2ng}{m} a\dot{a}, \quad (5,18)$$

$$\dot{A} = \frac{2ng}{m} a^2\dot{\Phi}. \quad (5,19)$$

Из уравнения (5,18) следует, что усредненное движение электрона удовлетворяет закону сохранения энергии. Чтобы это показать, интегрируем уравнение (5,18):

$$B - \frac{ng}{m} a^2 = b_0 = \text{const}. \quad (5,20)$$

Подставляя значение коэффициента при g из условия резонанса (5,12) и переходя от ускорения к полю, получаем

$$e\xi_y^c B - \frac{m_0}{2} \Omega^2 a^2 = \text{const}, \quad (5,21)$$

где через m_0 обозначена масса электрона (чтобы не смешивать ее с индексом m). Слева стоит средняя потенциальная энергия электрона за период обращения; она равна координате B центра орбиты, помноженной на заряд e и напряженность однородного поля ξ_y^c . Второй член есть средняя кинетическая энергия орбитального движения. Следовательно, уравнение (5,18) дает закон сохранения энергии; это показывает, что при движении электрона его энергия не переходит в какие-либо колебательные процессы.

Уравнение (5,19) связывает момент количества движения $m_0 a^2 \dot{\phi}$ со скоростью \dot{A} ; оно заменяет закон сохранения количества движения, который

в отсутствие краевых резонансов препятствует электронам попадать на анод.

Таким образом, имеется консервативное движение. Его физическая картина следующая.

Если выполняется условие (5,12), то возникает резонанс между периодом, с которым электрон проходит мимо щелей резонаторов, и периодом его собственного орбитального обращения. Вследствие резонанса начинает меняться траектория, по которой электрон

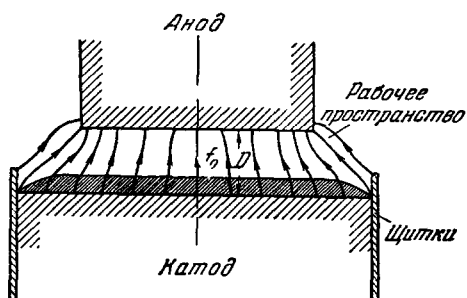


Рис. 12.

движется; она будет становиться либо более, либо менее удлиненной циклоидой. При этом получается семейство трохоид, в котором между радиусом орбиты a и координатой ее центра B существует соотношение (5,20), определяемое условием сохранения энергии. Аналогичное семейство было нами уже получено в предыдущей главе (см. рис. 7). Выражение (5,20) получается из прежнего выражения (4,04) при подстановке в него значения скоростей \dot{x} и \dot{y} из формулы (4,03) и при дальнейшем усреднении по времени. Однако в предыдущем случае трохоида определялась начальными условиями движения (величиной b) и оставалась той же самой, здесь же трохоида непрерывно меняется.

Рассмотрим подробнее условие резонанса (5,12). В силу того, что согласно (5,03) и (5,04)

$$H_n \sim \frac{1}{n \operatorname{ch} 2ngD}, \quad (5,22)$$

коэффициенты H_n с увеличением n очень быстро убывают, и поэтому можно ограничиться только рассмотрением первой гармоники ускорения, поскольку она оказывает решающее влияние. Для нее условие резонанса (5,12) примет вид

$$\frac{2gf_y^c}{\Omega} = m. \quad (5,23)$$

Покажем, что при реальных условиях работы как в планотроне, так и в магнетроне по краям рабочего пространства неизбежно существуют области, где условие (5,23) выполняется. При приближении к краям катода (рис. 12) вертикальная составляющая электростатического поля ξ_y^c и соответствующее ей ускорение постепенно убывают. Электроны, совершая свое дрей-

фьющее движение вдоль катода, образуют плоское облачко, в котором действует объемная сила, расталкивающая электроны до краев рабочего пространства. Благодаря этой силе плотность заряда в облачке распределяется по плоскости катода так, что на всей поверхности катода силы, вызванные объемными зарядами, компенсируют горизонтальную составляющую \mathcal{E}_x внешнего электростатического поля. Отсюда следует, что электронное облачко имеет плотность, спадающую по краям; это показано на рис. 12, где схематически изображено поперечное сечение рабочего пространства.

Электростатическое поле \mathcal{E}_y^c и соответствующее ему ускорение f_y^c будут иметь в середине рабочего пространства на большей части поперечного сечения практически постоянные значения \mathcal{E}_{0y} и f_{0y} , которые определяются условиями резонанса (2,18), обеспечивающими наиболее эффективную генерацию колебаний. К краям ускорение f_y^c уменьшается и у самого края, где находятся ограждающие щитки, ускорение f_y^c падает до нуля (рис. 12). Таким образом, ускорение f_y^c изменяется в пределах

$$0 \leq f_y^c \leq f_{0y}. \quad (5,24)$$

Исключая из выражений (5,23) и (2,18) величину g , получаем условие краевого резонанса в виде

$$\frac{f_y^c}{f_{0y}} = \frac{\Omega}{\omega} \frac{m}{2}. \quad (5,25)$$

Формулы (5,24) и (5,25) показывают, что при условии

$$\omega < \Omega < \frac{3}{2} \omega \quad (5,26)$$

по краям катода с каждой стороны есть две области, где имеют место краевые резонансы (при $m = 1$ и $m = 2$). При увеличении ларморовой частоты Ω число краевых резонансов будет возрастать. При условии

$$\frac{1}{2} \omega < \Omega < \omega \quad (5,27)$$

возможен только один краевой резонанс. Если магнитное поле так мало, что $\Omega < \frac{1}{2} \omega$, то явление резонанса будет отсутствовать. Этот случай практического значения не имеет, так как при малых магнитных полях, соответствующих такому режиму, анодный к. п. д., как показано в предыдущей главе, становится малым.

На практике планотроны и магнетроны обычно работают в режимах, когда $\Omega > \omega$, т. е. при наличии по крайней мере двух краевых резонансов. Поэтому в рабочих условиях у каждого края катода в электронном облачке существуют области, где благодаря краевому резонансу радиус электронных орбит будет изменяться, а трохоидальная траектория постепенно деформироваться.

Чтобы исследовать эту деформацию более подробно, рассмотрим траектории электронов в условиях резонанса. Отделим действительные и мнимые части в уравнениях (5,15) и (5,16) и таким образом получим четыре уравнения (ограничиваясь случаем $n = 1$, т. е. учитывая только первый член в рядах (5,03)):

$$\dot{A} = -\frac{H_1}{2\Omega} \frac{(2ga)^m}{m!} e^{-2gB} \cos(2gA - m\varphi), \quad (5,28)$$

$$\dot{B} = \frac{H_1}{2\Omega} \frac{(2ga)^m}{m!} e^{-2gB} \sin(2gA - m\varphi), \quad (5,29)$$

$$\dot{a} = \frac{H_1}{2\Omega} \frac{(2ga)^{m-1}}{(m-1)!} e^{-2gB} \sin(2gA - m\varphi), \quad (5,30)$$

$$a\dot{\varphi} = -\frac{H_1}{2\Omega} \frac{(2ga)^{m-1}}{(m-1)!} e^{-2gB} \cos(2gA - m\varphi). \quad (5,31)$$

Найдем траекторию центра электронной орбиты; в основном нас будет интересовать величина B , равная расстоянию от центра орбиты до поверхности катода. Ее минимальное значение равно величине $b_0 = f_y^c / 2\Omega^2$, определяемой выражением, аналогичным (4,19) и справедливым для любых движений, при которых кинетическая энергия накапливается только за счет потенциала электрического поля в рабочем пространстве. По величине B мы определяем из выражений (5,20) и (5,23) радиус орбиты

$$a^2 = \frac{m}{g} (B - b_0) = \frac{2f_y^c}{\Omega^2} (B - b_0), \quad b_0 = \frac{l}{\pi} m. \quad (5,32)$$

Критическая величина B_c , при которой электрон ударяется об анод, определяется условием

$$B_c = D - a. \quad (5,33)$$

Два последних выражения позволяют вычислить критическое значение B_c . Из уравнений (5,28) — (5,31) видно, что если в плоскости питания $B = d$ появляется электрон, то дальнейшая его судьба зависит не только от значения фазовой координаты gA в начальный момент движения, но и от фазы φ на круговой орбите. Для того чтобы охватить движение электронов со всеми возможными значениями начальных фаз, достаточно ввести суммарную фазу

$$\mu = 2gA - m\varphi \quad (5,34)$$

и рассматривать μ в пределах $-\frac{3\pi}{2} \leq \mu \leq \frac{\pi}{2}$. Введем также функцию

$$v = 2gB - m \ln a. \quad (5,35)$$

Мы получаем

$$\begin{aligned} \dot{\mu} &= 2g\dot{A} - m\dot{\varphi} = -\frac{gH_1}{\Omega} \left[\frac{(2ga)^m}{m!} - \frac{m}{m-1} \frac{(2ga)^{m-2}}{(m-2)!} \right] e^{-2gB} \cos \mu, \\ \dot{v} &= 2g\dot{B} - m \frac{\dot{a}}{a} = \frac{gH_1}{\Omega} \left[\frac{(2ga)^m}{m!} - \frac{m}{m-1} \frac{(2ga)^{m-2}}{(m-2)!} \right] e^{-2gB} \sin \mu, \end{aligned}$$

откуда следуют простые соотношения

$$\left. \begin{aligned} \dot{v} &= -\dot{\mu} \operatorname{tg} \mu, \\ v &= \ln \cos \mu + \text{const.} \end{aligned} \right\} \quad (5,36)$$

Пользуясь формулой (5,32), получаем выражение для искомой траектории

$$\left(\frac{B_0 - b_0}{B - b_0} \right)^{m/2} = e^{-2g(B-B_0)} \frac{\cos \mu}{\cos \mu_0}, \quad (5,37)$$

где B_0 и μ_0 — начальные значения B и μ .

На рис. 13 приведены два семейства этих траекторий, вычисленные для значений $m = 1$ и $m = 2$; как видно, они имеют замкнутый характер. Дифференцируя предыдущее выражение, можно показать, что точка, которая будет охватываться всеми замкнутыми траекториями, имеет координаты

$$\mu = 0, \pm \pi, \pm 2\pi, \dots \quad B = B_m = \frac{1}{mg} + b_0 = \frac{l}{\pi} \left(\frac{1}{m} + m \right). \quad (5,38)$$

На горизонтальной прямой, проходящей через эти точки, лежат точки перегиба всех кривых. Все кривые ограничены снизу горизонталью $B = b_0$, но сверху они ничем не ограничены, так что при $B_0 \rightarrow b_0$ кривые становятся все более вытянутыми в направлении оси B . Как видно, здесь

тоже имеется явление, аналогичное фазовой фокусировке, так как центры электронных орбит собираются в язычки, но выше горизонтали $B = B_m$ язычки расходятся (рис. 13). Эти язычки, конечно, относятся к фазовому пространству μ, B , которое сложно связано с действительным. В действительном пространстве по оси A не будет происходить периодическое сосредоточение электронов. Увеличивать свои орбиты и двигаться к аноду будут

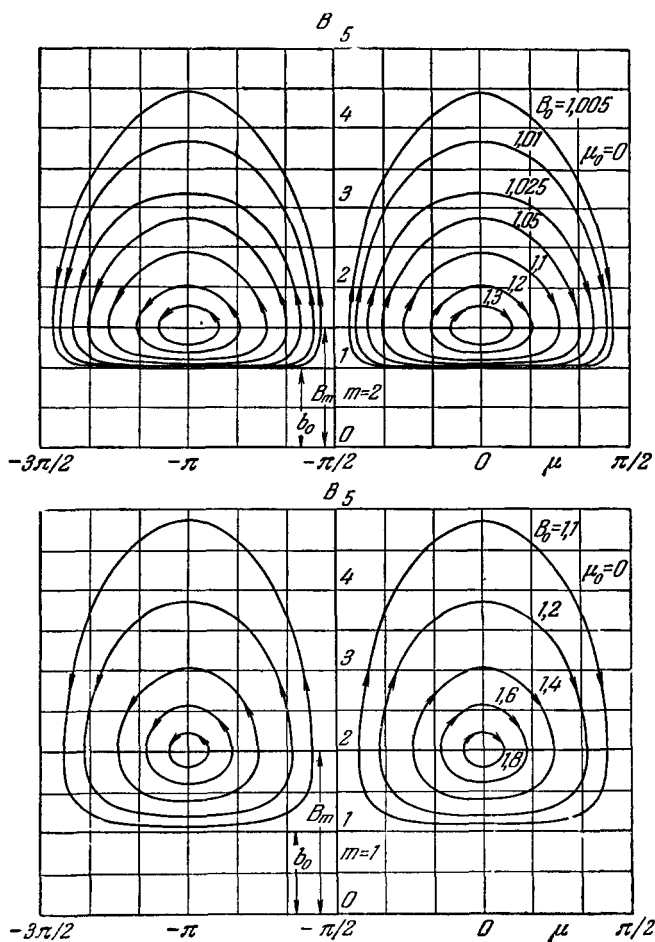


Рис. 13.

только те электроны, начальная фаза которых находится в промежутке $0 < \mu_0 < -\pi$. Чем эта начальная фаза ближе к $-\pi/2$ (см. рис. 13), тем электрон устойчивее движется к аноду. Другая часть электронов будет двигаться к катоду, и радиусы их орбит будут уменьшаться.

Полученные результаты объясняют появление нулевого тока. Поскольку ускорение f_y^c на краю, где происходит резонанс, вызывающий нулевой ток, не связано с ускорением f_{0y} в середине рабочего пространства, определяемым резонансными условиями, обеспечивающими генерирование колебаний, оба резонансных процесса могут происходить независимо друг от друга. Нулевой ток создается по краям рабочего пространства — в полосах, где выполнены условия (5,12), и не принимает участия в процессе генерации и только ухудшает к. п. д. генератора. Для вычисления нулевого тока нужно знать как ширину полосы электронного облачка по краю

катода, из которой электрон может быть втянут в язычки, так и плотность электронного заряда в облачке. Эти величины неизвестны и рассчитать их в настоящее время мы не умеем.

Явления в электронном облачке должны еще усложняться за счет поперечного движения электронов, благодаря которому электроны будут непрерывно входить в резонансные полосы и покидать их. Несмотря на то, что изменение радиусов электронных орбит происходит в узких полосах по краям рабочего пространства, вследствие поперечного движения электронов оно будет распространяться по всему пространству. Таким образом, во всем рабочем пространстве будет возникать разнообразие радиусов орбит и при этом в среднем произойдет увеличение кинетической энергии орбитального движения. В предыдущей главе было показано, что это приводит к ухудшению анодного к. п. д. и увеличивает обратный ток на катод.

Опыты, проведенные нами на планотроне, показали, что даже при отсутствии колебаний в резонаторах может произойти сильное нагревание катода. В некоторых таких случаях, согласно проведенным нами калориметрическим измерениям, мощность, приходящая на анод, была сравнима с мощностью, приходящей на катод. Это показывает, что электроны возвращаются на катод с увеличенной энергией, которая в некоторых наших опытах составляла в среднем около 10% напряжения между катодом и анодом (например, при напряжении в 4900 в средняя энергия электрона, возвращающегося на катод, равна 460 в). Следовательно, движение электронов в рабочем пространстве не является консервативным, поскольку при консервативном движении справедливо соотношение (5,24), и электрон не может вернуться на катод с избытком кинетической энергии. При отсутствии колебаний в системе нагревание катода возможно только в случае, когда между круговыми движениями электронов происходит обмен энергией, который можно сравнить с обычным явлением выравнивания температуры, происходящим благодаря обмену кинетической энергией между молекулами.

Таким образом, первопричина нулевого тока лежит в резонансе на краях рабочего пространства. Благодаря этому резонансу движение электронов происходит по деформирующимся трохоидам, принадлежащим к одному семейству, но обладающим различными кинетическими энергиями. Поэтому суммарная кинетическая энергия электронного облачка возрастает. Вследствие взаимодействия между электронами, движущимися в облачке с различными кинетическими энергиями, она выравнивается, поэтому трохоиды уже не принадлежат к прежним семействам. Это приводит к тому, что электроны могут возвращаться к катоду с избытком кинетической энергии и нагревать его.

Данное выше объяснение нулевого тока открывает вполне определенный путь для дальнейшего как теоретического, так и опытного изучения этого интересного и важного явления, и вместе с тем поддается объяснению ряд известных явлений, в частности явление, заключающееся в том, что при увеличении нулевого тока всегда увеличивается и обратный ток (ток от испускателей к катоду).

Снижение нулевого тока важно для осуществления эффективной работы планотронов и магнетронов. Средство борьбы с нулевым током непосредственно вытекает из рассмотрения факторов, определяющих величину \dot{V} согласно уравнению (5,29). При данной ширине полосы электронного облачка и при данной плотности объемного заряда величина краевого эффекта и, следовательно, нулевого тока будет пропорциональна \dot{V} . Обозначим коэффициент пропорциональности через K , тогда нулевой ток будет

равен

$$J_n = K\dot{B} \quad (5,39)$$

и соответствующие относительные краевые потери будут равны

$$1 - \eta_n = \frac{J_n}{J} = \frac{K\dot{B}}{J}, \quad (5,40)$$

где J — анодный ток.

В некоторых из наших опытных планотронов потери, вызванные краевым эффектом, достигали такой величины, что прекращалось самовозбуждение генератора. Чтобы избежать этого, следует правильно подбирать параметры рабочего пространства планотрона. Из уравнения (5,39) для \dot{B} и выражения (5,03) для H_1 следует, что на величину нулевого тока существенно влияет отношение D/l (D — ширина рабочего пространства, l — период структуры). Чем больше это отношение, тем меньше нулевой ток. Однако увеличивать это отношение выше определенного предела нельзя, поскольку с этим связано резкое повышение критической добротности Q_c , которая согласно формуле (3,37) пропорциональна $\text{sh } 2g D$.

Величина \dot{B} уменьшается также вместе с отношением a/l , поэтому нулевой ток тем меньше, чем меньше начальный радиус орбит электронов, поступающих в рабочее пространство. Таким образом, обратный ток (подобно анодным и катодным потерям) должен уменьшаться, когда электронный испускатель помещается ниже уровня катода (см. гл. IV). Этот вывод подтвердился на наших опытах с планотроном. Обратный ток должен также уменьшиться, если подобрать такую форму рабочего пространства, при которой уменьшается коэффициент H_1 , определяющий согласно формуле (5,04) амплитуду первой гармоники ускорения. Величина H_1 зависит от формы внешних краев анода, которые следует делать по возможности ровными, чтобы не увеличивать периодических неоднородностей электростатического поля.

Наконец, последний и самый очевидный и действительный способ борьбы с краевыми потерями (невыполнимый при малых мощностях) заключается в применении по возможности более широкого рабочего пространства, для которого отношение периметра к площади меньше. Это ведет к уменьшению относительных потерь от нулевого тока. Очевидно также, что с увеличением генерируемой мощности уменьшается удельный вес потерь от нулевого тока и, таким образом, улучшается общий к.п.д.

Можно указать еще на одну причину возникновения нулевого тока. Хорошо известно, что когда магнитное поле запирает ток, то у катода электронное облачко достигает такой плотности, при которой поле объемного заряда вблизи испускателя электронов компенсирует внешнее электрическое поле. Нетрудно вычислить плотность облачка и показать, что даже при заметных величинах нулевого тока электронам приходится совершать большое число оборотов вокруг катода. При изготовлении прибора на поверхности катода и анода имеются нерегулярности или отсутствует параллельность границ рабочего зазора; все это сказывается на однородности электрического поля. Вызванную этими причинами неоднородность поля всегда можно разложить в ряд Фурье, и при некоторых условиях возникнет резонанс с орбитальным движением электронов. Благодаря тому, что электроны совершают большое число оборотов вокруг катода даже при небольших возмущающих неоднородностях, неизбежно будет происходить рост радиусов орбит, который приведет к появлению хотя бы малого нулевого тока. Этим, по-видимому, и объясняется то обстоятельство, что практически не удается создать достаточно однородные условия для движения

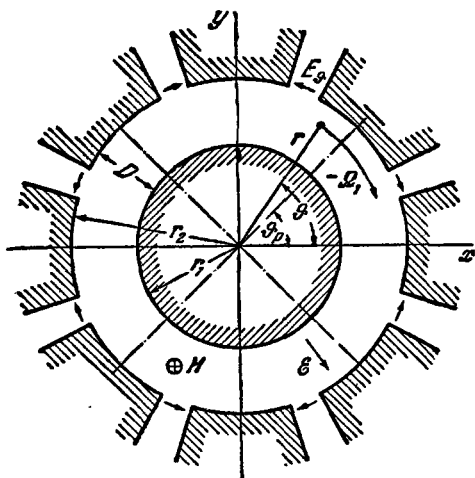
электронов, при которых магнитное поле полностью запирало бы электронный ток в соответствии с законами движения электронов в скрещенных полях.

Как в многокамерном магнетроне, так и в планотроне резонаторы, необходимые для генерации, создают сильную периодическую неоднородность электростатического поля, и поэтому нулевой ток и связанные с ним явления велики. Из уравнений (5,29) и (5,30) видно, что благодаря множителю e^{-2gB} производные \dot{B} и \dot{a} имеют наибольшее значение при малых значениях B , т. е. вблизи катода. Это значит, что начальные изменения радиусов орбит электронов происходят легче всего. Поэтому даже небольшие периодические нерегулярности рабочего пространства, недостаточные для того, чтобы создать сами по себе большой нулевой ток, могут сильно влиять на начальный разброс радиусов электронных орбит. Таким же образом всякие, даже очень мелкие неоднородности в электрическом поле, если они производят хотя и малое, но хорошо сосредоточенное изменение поля на расстоянии, сравнимом с шагом трохноид, вызывают нарастание радиусов орбит, что, как было ранее показано, вредно влияет на показатели прибора. Поэтому необходимо следить за обработкой поверхности катода: она должна быть выполнена по возможности более тщательно.

VI. ТЕОРИЯ МАГНЕТРОНА

Магнетрону посвящена большая литература, известны его характеристики в широком диапазоне длин волн. Поэтому нам представлялось интересным по мере возможности сравнить теоретические характеристики,

получаемые с помощью нашего метода, с опытными данными.



【Рис. 14.

Вычисление электронных траекторий в магнетроне представляет более сложную задачу, чем для планотрона, так как в магнетроне приходится иметь дело с движением электронов не в плоскопараллельном электростатическом поле, а в кольцевом зазоре с радиальным электростатическим полем. Как будет видно, простого решения задача о движении в статических полях магнетрона не имеет, ее приходится с самого начала решать методом возмущений, что делает рассмотрение электронных процессов в магнетроне более сложным, чем в планотроне.

Электронный механизм в магнетроне и планотроне одинаков, но искривление рабочего пространства может несколько изменять этот механизм и вносить новые черты, в частности, в отношении влияния объемных зарядов. Если в магнетроне увеличивается число ячеек и при этом зазор между катодом и анодом становится малым по сравнению с радиусом катода, то, как будет показано в конце главы, его характеристики все более приближаются к характеристикам планотрона.

Основные обозначения указаны на рис. 14. Внутренний и наружный радиусы рабочего пространства обозначены соответственно через r_1 и r_2 ,

зазор между анодом и катодом через D , средний радиус через \bar{r} , число пар резонаторов через p (общее число резонаторов в литературе часто обозначается через N). Между этими величинами имеется следующая простая связь:

$$\left. \begin{aligned} D &= r_2 - r_1, \quad \bar{r} = \frac{r_1 + r_2}{2}, \\ N &= 2p, \quad \vartheta_p = \frac{2\pi}{p}. \end{aligned} \right\} \quad (6,01)$$

Исследование траекторий в магнетроне производится так же, как в гл. II для планотрона. Начнем с нахождения аналитического выражения для переменного электрического поля E , создаваемого резонаторами, и соответствующего ему ускорения

$$F = \frac{e}{m} E. \quad (6,02)$$

Угловая частота колебаний в резонаторе будет по-прежнему $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$. Ввиду того, что длина волны λ гораздо больше расстояния между резонаторами $r_2 \vartheta_p$ (это условие также выполнялось для планотрона), вместо волнового уравнения (2,03) мы будем пользоваться просто уравнением Лапласа. В цилиндрических координатах это уравнение имеет вид

$$r \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \vartheta^2} = 0, \quad (6,03)$$

где Φ — скалярный потенциал. Общее решение этого уравнения в цилиндрических координатах, имеющее период ϑ_p по углу ϑ , будет иметь вид

$$\Phi = \sum_{m=1}^{\infty} M_m (z^{\pm mp} + z^{*\pm mp}), \quad (6,04)$$

где

$$z = r e^{i\vartheta}, \quad z^* = r e^{-i\vartheta}. \quad (6,05)$$

Вычисление коэффициентов разложения M_m , а также дальнейшие выкладки значительно упрощаются, если ввести следующие элементарные функции, которые мы обозначаем через sir и cor (синус радиальный и косинус радиальный):

$$\text{sir}(x^n) = \frac{x^n - x^{-n}}{2}, \quad \text{cor}(x^n) = \frac{x^n + x^{-n}}{2}. \quad (6,06)$$

Использование этих функций значительно упрощает все вычисления в цилиндрических координатах, поскольку sir и cor являются естественным обобщением гиперболических функций sh и ch , удобных при использовании прямоугольных координат. Как будет видно дальше, ряд выражений для движения электрона в цилиндрическом случае можно прямо получить из плоского, заменив sh и ch на sir и cor . В конце главы мы покажем, что в предельном случае магнетрона с большим числом резонаторов эти выражения переходят друг в друга. Поскольку функции sir и cor специально приспособлены для решения цилиндрических задач, я их обозначаю через комбинацию букв, в которых отмечено их сходство с гиперболическими функциями, а буква r указывает на их отношение к радиусу-вектору. Действия с sir и cor формально очень похожи на действия с синусом и косинусом, и потому они легко запоминаются. Наиболее употребительные из них приведены в табл. I. Переход от синуса и косинуса к sir и cor дается простыми формулами

$$\sin nx = -i \text{sir}(e^{inx}), \quad \cos nx = \text{cor}(e^{inx}). \quad (6,07)$$

Графики функций $\text{sir}(x)$ и $\text{cor}(x)$ приведены на рис. 15.

Таблица I

$$\begin{aligned}
\operatorname{cor}(x) &= \frac{1}{2} \left(x + \frac{1}{x} \right), & \operatorname{sir}(x) &= \frac{1}{2} \left(x - \frac{1}{x} \right), \\
\operatorname{cor} \left(\frac{1}{x} \right) &= \operatorname{cor}(x), & \operatorname{sir} \left(\frac{1}{x} \right) &= -\operatorname{sir} x, \\
\cos x &= \operatorname{cor}(e^{ix}), & \sin x &= -i \operatorname{sir}(e^{ix}), \\
\operatorname{ch} x &= \operatorname{cor}(e^x), & \operatorname{sh} x &= \operatorname{sir}(e^x), \\
\frac{d}{dx} \operatorname{cor}(x^n) &= \frac{n}{x} \operatorname{sir}(x^n), & \frac{d}{dx} \operatorname{sir}(x^n) &= \frac{n}{x} \operatorname{cor}(x^n), \\
\operatorname{cor}(xy) &= \operatorname{cor}(x) \operatorname{cor}(y) + \operatorname{sir}(x) \operatorname{sir}(y), \\
\operatorname{cor} \left(\frac{x}{y} \right) &= \operatorname{cor}(x) \operatorname{cor}(y) - \operatorname{sir}(x) \operatorname{sir}(y), \\
\operatorname{sir}(xy) &= \operatorname{sir}(x) \operatorname{cor}(y) + \operatorname{cor}(x) \operatorname{sir}(y), \\
\operatorname{sir} \left(\frac{x}{y} \right) &= \operatorname{sir}(x) \operatorname{cor}(y) - \operatorname{cor}(x) \operatorname{sir}(y), \\
\operatorname{sir}(x) \operatorname{cor}(y) &= \frac{1}{2} \left[\operatorname{sir}(xy) + \operatorname{sir} \left(\frac{x}{y} \right) \right], \\
\operatorname{cor}(x) \operatorname{cor}(y) &= \frac{1}{2} \left[\operatorname{cor}(xy) + \operatorname{cor} \left(\frac{x}{y} \right) \right], \\
\operatorname{sir}(x) \operatorname{sir}(y) &= \frac{1}{2} \left[\operatorname{cor}(xy) - \operatorname{cor} \left(\frac{x}{y} \right) \right], \\
\operatorname{cor}^2(x) + \operatorname{sir}^2(x) &= \operatorname{cor}(x^2), & \operatorname{cor}^2(x) - \operatorname{sir}^2(x) &= 1, \\
2 \operatorname{cor}(x) \operatorname{sir}(x) &= \operatorname{sir}(x^2), & \operatorname{cor}(x) + \operatorname{sir}(x) &= x.
\end{aligned}$$

Уравнение, которому удовлетворяют функции cor и sir :

$$x \frac{\partial}{\partial x} \left(x \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) - n^2 \theta = 0, \quad \begin{cases} \theta = \operatorname{cor}(x^n), \\ \theta = \operatorname{sir}(x^n). \end{cases}$$

Функции $\operatorname{sir}(x^n)$ и $\operatorname{cor}(x^n)$ являются решением хорошо известного дифференциального уравнения

$$\left(x \frac{\partial}{\partial x} \right)^{2p} y = n^{2p} y. \quad (6,08)$$

Благодаря этим функциям достигается сокращение и упрощение выкладок.

Решение уравнения Лапласа в форме, подходящей для наших граничных условий, будет иметь вид

$$\Phi = \sum_{m=1}^{\infty} M_m \operatorname{sir} \left(\frac{r}{r_1} \right)^{mp} \cos m p \vartheta. \quad (6,09)$$

Для определения коэффициентов M_m введем граничные условия с теми же упрощениями, что и в плоском случае при решении уравнения Лапласа (2,07). С учетом рис. 14 их можно написать так:

$$\left. \begin{aligned} E_{\vartheta} &= 0 && \text{при } r = r_1, \\ E_{\vartheta} &= 0 && \text{при } r = r_2 \text{ и } 0 < \vartheta < \frac{p - \vartheta_h}{2}, \\ E_{\vartheta} &= E_1 = \text{const} && \text{при } r = r_2 \text{ и } \frac{\vartheta_p - \vartheta_h}{2} < \vartheta < \frac{\vartheta_p + \vartheta_h}{2} \end{aligned} \right\} \quad (6,10)$$

и т. д., учитывая, что соседние резонаторы колеблются в противофазе (π -колебание). Через ϑ_p обозначен период анодной структуры по углу ϑ , т. е. угол, под которым из центра магнетрона виден один период анодного блока; через ϑ_h — угол, под которым видна щель резонатора.

Применяя обычный метод, получаем следующее выражение для потенциала:

$$\Phi = \frac{4E_1 r_2}{\pi p} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{\sin \frac{(2n-1)p\vartheta_h}{2}}{(2n-1)^2 \operatorname{sir} \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^{(2n-1)p}} \operatorname{sir} \left(\frac{r}{r_1} \right)^{(2n-1)p} \sin (2n-1)p\vartheta. \quad (6,11)$$

Это выражение переходит в выражение (2,08), если заменить sir и cor на sh и ch .

Далее мы ограничимся учетом первой пространственной гармоники ($n=1$) в формуле (6,11). Введем обозначение

$$U = \frac{e}{m} \frac{4E_1}{\pi} \frac{\sin \frac{p\vartheta_h}{2}}{\operatorname{sir} \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^p}. \quad (6,12)$$

Тогда первую гармонику можно записать в виде

$$\frac{e}{m} \Phi = \frac{U r_2}{p} \operatorname{sir} \left(\frac{r}{r_1} \right)^p \sin p\vartheta. \quad (6,13)$$

Составляющие ускорения будут равны

$$\left. \begin{aligned} F_{\vartheta} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\frac{e}{m} \Phi \right) \sin \omega t, \\ F_r &= \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{e}{m} \Phi \right) \sin \omega t. \end{aligned} \right\}$$

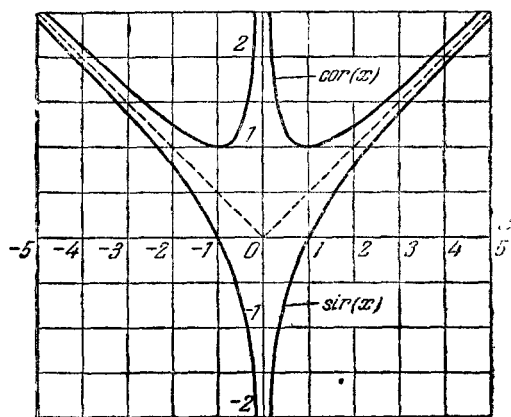


Рис. 15.

Согласно табл. I формулу (6,13) можно переписать в комплексном виде:

$$\frac{e}{m} \Phi = \frac{U r_2}{2p} \left[\operatorname{sir} \left(\frac{z}{r_1} \right)^p + \operatorname{sir}^* \left(\frac{z^*}{r_1} \right)^p \right]. \quad (6,15)$$

Сравнивая это выражение с формулой (1,34), находим комплексное ускорение F , обусловленное переменным электрическим полем в рабочем пространстве магнетрона,

$$F = \frac{U r_2}{z^*} \operatorname{cor} \left(\frac{z^*}{r_1} \right)^p \sin \omega t. \quad (6,16)$$

Электростатическое поле между двумя коаксиальными цилиндрами имеет радиальное направление и равно

$$\mathcal{E} = \frac{V}{r \ln \frac{r_2}{r_1}}, \quad (6,17)$$

где V — разность потенциалов, а r_1 и r_2 — радиусы цилиндров. Комплексное ускорение, обусловленное этим полем в рабочем пространстве магнетрона, равно

$$f = \frac{K}{z^*}, \quad (6,18)$$

где

$$K = \frac{e}{m} \frac{V}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \quad (6,19)$$

Под влиянием ускорения f центр круговой орбиты электрона будет дрейфовать вокруг катода и при этом скорость дрейфа будет уменьшаться с увеличением радиуса. Если подставить ускорение f в основное уравнение движения (1,06), то окажется, что оно не имеет точного решения в достаточно простой форме, допускающей в дальнейшем учет высокочастотного поля. Поэтому для нахождения движения в электростатическом поле применим наш приближенный метод, причем воспользуемся третьим основным случаем (1,09). При этом мы разобьем ускорение (6,12) на два слагаемых:

$$f = f_0 + \Delta f, \quad (6,20)$$

где ускорение f_0 равно

$$f_0 = Cz, \quad (6,21)$$

а

$$\Delta f = \frac{K}{z^*} - Cz, \quad (6,22)$$

и основное уравнение движения (1,06) будет иметь вид

$$\ddot{z} + i\Omega\dot{z} = Cz + \Delta f. \quad (6,23)$$

Таким образом, ускорение Cz будет определять движение по формуле (1,09), а добавочное ускорение Δf будет изменять только параметры α и β . Таким образом, в первом приближении движение электронов происходит по эпитрохоиде

$$z = \alpha e^{-i\Omega_1 t} + \beta e^{-i\Omega_2 t}, \quad (6,24)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \Omega_1 &= \frac{\Omega}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4C}{\Omega^2}} \right), \\ \Omega_2 &= \frac{\Omega}{2} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{4C}{\Omega^2}} \right). \end{aligned} \right\} \quad (6,25)$$

Движение при $\alpha = \text{const}$ и $\beta = \text{const}$ состоит в том, что центр круговой орбиты обегает катод с угловой скоростью $-\Omega_1$ по окружности радиуса $R = |\alpha|$. Вокруг этого центра обращаются электроны с угловой скоростью $-\Omega_2$ по окружности радиуса $a = |\beta|$. Возмущение этого движения под действием добавочного ускорения Δf мы вычислим из уравнения (1,22), полагая F равным Δf . Тогда получаем

$$\dot{\alpha} = -\frac{i}{\sqrt{\Omega^2 - 4C}} \overline{\left(\frac{K}{z_0^*} - Cz_0 \right)} e^{i\Omega_1 t}. \quad (6,26)$$

Произведя усреднение и отделив мнимую часть от действительной, получаем

$$\left. \begin{aligned} \dot{\theta} &= -\frac{1}{\sqrt{\Omega^2 - 4C}} \left(\frac{K}{R^2} - C \right), \\ \dot{R} &= 0, \quad \bar{\alpha} = R e^{i\theta}. \end{aligned} \right\} \quad (6,27)$$

Аналогично получаем уравнение для $\dot{\bar{\beta}}$, из которого находим

$$\left. \begin{aligned} \dot{\Phi} &= \frac{1}{\sqrt{\Omega^2 - 4C}} \left(\frac{K}{a^2} - C \right), \\ \dot{a} &= 0, \quad \bar{\beta} = ae^{i\Phi}. \end{aligned} \right\} \quad (6,28)$$

Определим теперь постоянную C в выражении (6,21) для ускорения f_0 . Для того чтобы получить наилучшее приближение, нужно выбрать величину C так, чтобы среднее значение разности Δf на протяжении рабочего пространства $r_1 < r < r_2$ было по возможности меньше; используя выражение (6,22), мы положим его равным нулю:

$$\int_{r_1}^{r_2} \left(\frac{K}{r} - Cr \right) dr = 0,$$

откуда

$$C = \frac{e}{m} \frac{2V}{r_2^2 - r_1^2}. \quad (6,29)$$

Действительно, среднее значение Δf равно нулю, если разность потенциалов V в выражении (6,29) равна разности потенциалов в выражении (6,19). Между K и C тогда устанавливается определенная связь. Если обозначить через r_0 значение радиуса-вектора, при котором $\Delta f = 0$, т. е. $f = f_0$, то

$$r_0^2 = \frac{r_2^2 - r_1^2}{2 \ln \frac{r_2}{r_1}} \quad \text{и} \quad K = Cr_0^2. \quad (6,30)$$

Заменяя величину K через C , преобразуем уравнение (6,27) к виду

$$\dot{\theta} = - \frac{C}{\sqrt{\Omega^2 - 4C}} \left(\frac{r_0^2}{R^2} - 1 \right). \quad (6,31)$$

Угловая скорость обращения центра круговой орбиты электрона под влиянием ускорения f будет равна $-\Omega_1 + \dot{\theta}$ и поэтому зависит от R ; у катода она будет иметь наибольшее значение и по мере приближения к аноду уменьшается. По этой причине резонанс между колебаниями резонаторов и движением электронов возможен только для электронов, обогатых катод при каком-либо одном значении R . Поэтому генерация колебаний в магнетроне возможна только благодаря фазовой фокусировке. Под влиянием фазовой фокусировки в высокочастотном поле центры электронных орбит, обогатых катод по другим радиусам, удерживаются в правильной фазе, так как появляется фазирующая скорость, которая изменяет в нужном направлении угловую скорость обращения электронов вокруг катода.

Из этих соображений следует, что траектории электронов нужно вычислять в два этапа. Сначала мы вычислим траектории электронов под влиянием ускорения $f_0 + F$, где f_0 — ускорение (6,21), а F — ускорение (6,16), обусловленное переменным электрическим полем резонаторов. Затем мы исследуем действие возмущения Δf на полученное таким образом движение и получим интересные нас траектории методом, данным в конце гл. I.

Найдем движения центров электронных орбит под влиянием ускорения $f_0 + F$. Пользуясь уравнениями (1,22), получаем

$$\dot{\alpha} = - \frac{iUr_2}{\sqrt{\Omega^2 - 4C}} \frac{1}{z_0^*} \cos \left(\frac{z_0^*}{r_1} \right)^p \sin \omega t e^{i\Omega_1 t}. \quad (6,32)$$

При усреднении мы выражаем $\sin \omega t$ через sir , используем табл. I и получаем под знаком усреднения следующее выражение:

$$-\frac{1}{2} \frac{1}{z_0^*} \left\{ \text{sir} \left[\left(\frac{z_0^*}{r_1} \right)^p e^{i\omega t} \right] - \text{sir} \left[\left(\frac{z_0^*}{r_1} \right)^p e^{-i\omega t} \right] \right\}.$$

Чтобы в выражении

$$\left(\frac{z^*}{r_1} \right)^p e^{i(\Omega_1 - \omega)t} = \frac{(ae^{i\Omega_1 t} + \beta e^{i\Omega_2 t})^p}{r_1^p} e^{i(\Omega_1 - \omega)t}$$

был член, не зависящий от времени, нужно, чтобы было соблюдено равенство

$$\omega = p\Omega_1 + m\sqrt{\Omega^2 - 4C}, \quad (6,33)$$

где $m = 0, 1, 2, \dots$

Это есть условие резонанса, и оно нас интересует при $m = 0$, поскольку тогда, как и в планетоне, $\dot{\beta} = 0$ и, следовательно, радиусы электронных орбит остаются постоянными. Подставляя значение Ω_1 из (6,25) в условие резонанса, получаем при $m = 0$

$$\omega = \frac{p\Omega}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4C}{\Omega^2}} \right). \quad (6,34)$$

В этом случае после усреднения уравнение (6,32) принимает вид

$$\dot{\bar{\alpha}} = \frac{Ur_2}{2\sqrt{\Omega^2 - 4C}} \frac{1}{\bar{\alpha}^*} \text{sir} \left(\frac{\bar{\alpha}^*}{r_1} \right)^p. \quad (6,35)$$

Используя правила дифференцирования функции cor , мы можем также написать

$$\dot{\bar{\alpha}} = \frac{Ur_2}{2p\sqrt{\Omega^2 - 4C}} \frac{d}{d\bar{\alpha}^*} \text{cor} \left(\frac{\bar{\alpha}^*}{r_1} \right)^p. \quad (6,36)$$

Сравнивая правую часть этого уравнения с формулой (1,35), находим поточную функцию для скорости $\dot{\bar{\alpha}}$. После простого преобразования получаем

$$\Psi = \frac{Ur_2}{2p\sqrt{\Omega^2 - 4C}} \text{sir} \left(\frac{R}{r_1} \right)^p \sin p\theta. \quad (6,37)$$

Траектории определяются уравнением $\Psi = \text{const}$; при замене sir на sh они переходят в траектории (2,25), полученные ранее для плоского случая. Значения фазовых скоростей получаются путем дифференцирования поточной функции:

$$\left. \begin{aligned} \dot{\theta} &= -\frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial R} = -\frac{Ur_2}{2\sqrt{\Omega^2 - 4C}} \frac{1}{R^2} \text{cor} \left(\frac{R}{r_1} \right)^p \sin p\theta, \\ \dot{R} &= \frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} = \frac{Ur_2}{2\sqrt{\Omega^2 - 4C}} \frac{1}{R} \text{sir} \left(\frac{R}{r_1} \right)^p \cos p\theta. \end{aligned} \right\} \quad (6,38)$$

Переходим теперь ко второй части задачи — к вычислению возмущения, вызванного ускорением Δf . Для этого, в соответствии с уравнением (1,32), вводим вместо $\frac{\Delta C}{\sqrt{\Omega^2 - 4C}}$ величину $\dot{\theta}$ из выражения (6,27); тогда получим

$$\left. \begin{aligned} \dot{\theta} &= -\frac{1}{\sqrt{\Omega^2 - 4C}} \left[\frac{Ur_2}{2R^2} \text{cor} \left(\frac{R}{r_1} \right)^p \sin p\theta' + C \left(\frac{r_0^2}{R^2} - 1 \right) \right], \\ \dot{R}' &= \dot{R}. \end{aligned} \right\} \quad (6,39)$$

Фазовая скорость \dot{R} остается прежней. Нетрудно видеть, что возмущенные фазовые скорости определяют по-прежнему потенциальные течения. Поточная функция этого течения равна

$$\Psi' = \frac{1}{2\sqrt{\Omega^2 - 4C}} \left\{ \frac{Ur_2}{p} \operatorname{ar} \left(\frac{R}{r_1} \right)^p \sin p\theta - Cr_0^2 \left[\ln \left(\frac{R}{r_0} \right)^2 - \left(\frac{R}{r_0} \right)^2 \right] \right\}. \quad (6,40)$$

Полагая $\Psi' = \text{const}$, мы получим искомую траекторию, по которой движется центр электронной орбиты. Если движение происходит при условии (6,34), то $\dot{a} = 0$ и радиус круговой орбиты не меняется. Угловая орбитальная скорость электрона будет равна $\Omega'_2 = -\Omega_2 + \dot{\phi}$, где $\dot{\phi}$ определяется выражениями (6,28) и (6,30); поэтому

$$\Omega'_2 = - \left[\frac{\Omega}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{\Omega^2 - 4C} + \frac{C}{\sqrt{\Omega^2 - 4C}} \left(\frac{r_0^2}{a^2} - 1 \right) \right]. \quad (6,41)$$

Как видно, Ω'_2 не зависит от R и поэтому фаза ϕ и радиус a могут иметь любые значения, заданные начальными условиями. Следовательно, движение центра электронной орбиты происходит по траектории $\Psi' = \text{const}$, отнесенной к фазовому пространству, которое вращается с угловой скоростью $-\Omega_1$ около начала координат. Центры электронных орбит движутся в этом фазовом пространстве со скоростями $\dot{\theta}'$ и \dot{R}' , определяемыми уравнениями (6,39). Вокруг этих центров электроны обращаются с угловой скоростью Ω'_2 .

Таким образом, мы получили полное аналитическое решение задачи о движении электрона в рабочем пространстве магнетрона. Мы не будем приводить подробное исследование всего электронного процесса, как мы это делали для планотрона. Имея выражение (6,40), нетрудно вычислить все траектории электронов; это — несколько более сложная (по сравнению с планотроном), но вполне выполнимая задача. Укажем только на некоторые особенности магнетрона по сравнению с планотроном, вытекающие из полученных выражений для траекторий. При колебаниях большой интенсивности, когда U велико и второй член в правой части формулы (6,40) мал по сравнению с первым, траектория будет приближаться к траектории невозмущенного движения, определяемой уравнением $\Psi = \text{const}$, где Ψ определяется формулой (6,37). Соответствующее семейство траекторий в фазовой плоскости $p\theta, R$ изображено на рис. 16. Отдельные траектории этого семейства характеризуются различными значениями радиуса R при $p\theta = \pm \frac{\pi}{2}$.

Если считать, что цилиндрическая поверхность $R = r_d$ является поверхностью питания (ср. гл. II), то нетрудно найти распределение электронов в рабочем пространстве магнетрона. Как видно из рис. 16, движение центров электронных орбит имеет тот же язычковый характер, что и в планотроне (ср. рис. 2), следовательно, результаты, относящиеся к устойчивости процесса, полученные в гл. III для планотрона, применимы и для магнетрона. Различие между обоими приборами возникает в тех случаях, когда нужно учитывать второй член в выражении для Ψ' . Действительно, траектории $\Psi' = \text{const}$ уже не имеют симметричного характера, а искривлены за счет ускорения Δf , возникающего благодаря неоднородности электростатического поля. Эти траектории напоминают по своему характеру полученные ранее возмущенные траектории в планотроне (см. рис. 4). Их исследование можно вести таким же путем, поэтому мы здесь ограничимся тем, что приведем интересующие нас конечные результаты.

Из выражения (6,40) видно, что отличие траекторий $\Psi' = \text{const}$ от траекторий $\Psi = \text{const}$ при заданных размерах магнетрона зависит только от отношения U/C , т. е. от отношения переменного электрического поля к статическому. При $U < U_c$ траектория $\Psi' = \text{const}$ потеряет свой язычковый характер и станет волнистой линией, обтекающей катод; тогда генерация колебаний становится невозможной.

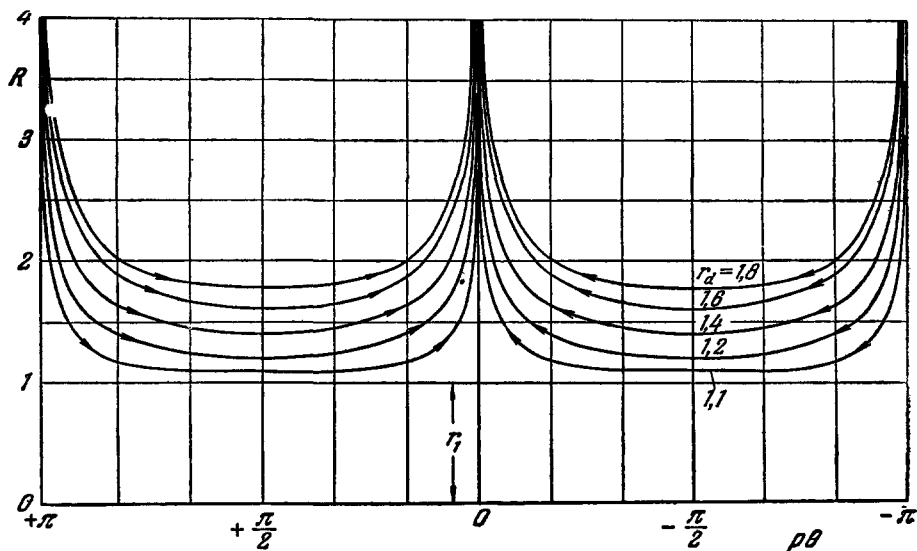


Рис. 16.

Критическое значение U_c можно определить непосредственно из первого уравнения (6,39). Положим, что центры круговых электронных орбит рождаются на поверхности питания $R = r_d$, тогда наиболее важна фазовая фокусировка на этой поверхности, которая осуществляется первым членом в выражении для $\dot{\theta}'$, пропорциональным U ; второй член, пропорциональный C , противодействует фазовой фокусировке. При $U = U_c$, $R = r_d$ и $\rho\theta = -\frac{\pi}{2}$ эти члены должны давать в сумме нуль (ср. гл. III), тогда при $U < U_c$ движение теряет язычковый характер. Таким путем получаем критическое значение

$$U_c = \frac{C}{r_2} \frac{r_0^2 - r_d^2}{\cos\left(\frac{r_d}{r_1}\right)^p}, \quad (6,42)$$

откуда видно, что U_c тем меньше, чем ближе радиус поверхности питания r_d к радиусу r_0 , определяемому формулой (6,30).

Существование в магнетроне критической интенсивности колебаний, ниже которой генерация невозможна, интересно главным образом с точки зрения самовозбуждения колебаний. Действительно, для генерации необходимо, чтобы интенсивность колебаний превзошла критическую интенсивность. Источником начальных колебаний, как известно, являются флуктуационные явления в облачке электронов, окутывающем катод. Прикидочные расчеты показывают, что таким путем вряд ли могут возбуждаться колебания с интенсивностью, превышающей критическое значение. Нам думается, что решение этого противоречия нужно искать во влиянии объемных зарядов на процесс самовозбуждения. Несомненно,

что благодаря краевому эффекту и взаимодействию между круговыми орбитами электронов, описанному в предыдущей главе, при отсутствии колебаний рабочее пространство будет заполняться электронами, дрейфующими с разнообразными радиусами орбит. Можно показать, что объемные заряды, создаваемые присутствием электронных орбит в рабочем пространстве, будут так изменять электростатическое поле, что его неоднородность по радиусу будет благоприятствовать движению центров электронных орбит вокруг катода с постоянной угловой скоростью. Это приводит к тому, что самовозбуждение колебаний облегчается *).

Из выражения (6,42) видно, как размеры рабочего пространства влияют на величину U_c . При уменьшении зазора D рабочего пространства

($\frac{D}{r_1} \rightarrow 0$), согласно формуле (6,30), r_0 стремится к r_1 , и U_c уменьшается.

Чем меньше U_c , тем легче осуществляется самовозбуждение магнетрона. Поскольку колебательный процесс происходит при $U > U_c$, траектории в режиме генерации всегда имеют язычковый характер. Как следует из приведенного анализа, при всех условиях фазовые скорости $\dot{\theta}'$ и \dot{R}' являются потенциальными и солитоидальными, поэтому все выводы, касающиеся равномерного заполнения язычков центрами орбит, механизма фазовой устойчивости, возможности обращения процесса генерации для получения постоянного тока и т. д., которые были сделаны из анализа электронных процессов в планотроне, полностью остаются в силе и для магнетрона.

Чтобы получить картину движения электронов в рабочем пространстве магнетрона, мы вычислили траектории центров орбит при $r_1 = 1$, $r_2 = 3$, $r_d = 1,2$, $p = 4$ и при критической интенсивности колебаний (6,42). Соответствующие язычки изображены на рис. 17 в цилиндрических координатах; заштрихованы собственно язычки, т. е. области, где движутся центры электронных орбит. Если электроны испускаются поверхностью катода, то радиус электронных орбит будет равен $a = r_d - r_1$. Для этих начальных условий по сторонам язычков проведены более тонкие линии, указывающие границы, где происходит движение электронов. Поскольку нам известны значения \dot{R}' , $\dot{\theta}'$, Ω'_1 и Ω'_2 , без труда можно было бы построить траектории отдельных электронов.

Такие траектории не представляют особого интереса, так как для вычисления показателей электронного прибора нужны только границы, которые определяют все возможные траектории электронов. Чтобы получить эти границы, в свое время было предпринято вычисление отдельных

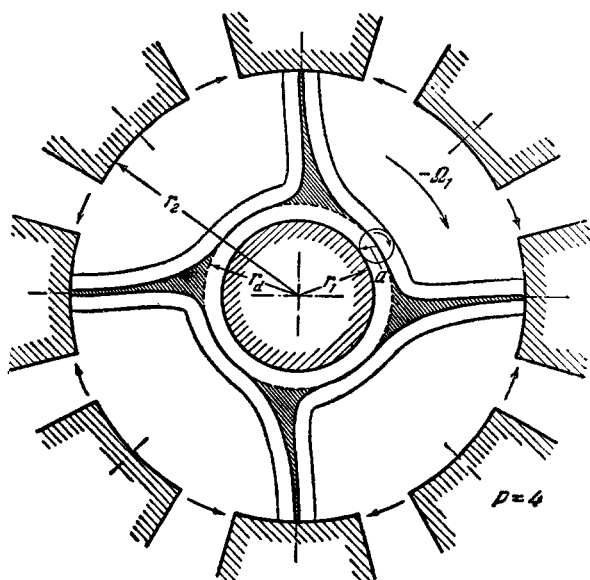


Рис. 17.

*) См. также примечание на стр. 206.

траекторий электронов численным интегрированием, описанным в американской книге «Магнетроны» *), и из них были получены границы язычков (см. рис. 15 на стр. 45 этой книги). Сравнивая эти численные результаты с нашими, мы видим, что они хорошо согласуются. Недостаток этого численного метода заключается не в том, что он требует вычислений, выполнимых только на электронных вычислительных машинах, но в том, что траектории, полученные этим путем, не дают возможности вывести нужные характеристики магнетрона, например найти плотность объемных зарядов, критическое значение U_c , критическое значение добротности Q_c , критическую мощность P_c и др.

Определим теперь длину волны, которая дается условием (6,34). Поскольку величина $4C/\Omega^2$ под корнем обычно мала, то из формулы (6,25) путем разложения получаем

$$\Omega_1 = \frac{C}{\Omega}, \quad (6,43)$$

$$\omega = \frac{pC}{\Omega}. \quad (6,44)$$

Величина C дается выражением (6,29); переходя к длинам волн, получаем

$$\lambda = \frac{2\pi H \bar{r} D}{pV}, \quad \text{где} \quad \bar{r} = \frac{r_1 + r_2}{2}. \quad (6,45)$$

В книге «Магнетроны» (стр. 164, 187, 205 и 233) имеются характеристики ряда магнетронов, изготавливаемых американской промышленностью в диапазоне волн от 40 до 1,25 см. Нужные нам показатели этих магнетронов мы приводим в табл. II. Длины волн, вычисленные по формуле (6,45), также приведены в табл. II; они достаточно хорошо совпадают с опытными. Имеющиеся расхождения, по-видимому, следует отнести за счет неточности данных, относящихся к размерам рабочего пространства магнетронов. Главным источником этой неточности является то обстоятельство, что при работе происходят температурные деформации как отдельных частей прибора, так и связывающих их креплений. Подсчеты показывают, что этой неточности достаточно, чтобы объяснить расхождение теоретических и опытных данных.

Вычисляем анодные потери. Они, как известно, происходят за счет кинетической энергии, с которой электрон приходит на анод. Поскольку обе угловые скорости, с которыми электрон приходит на анод, известны, при пренебрежении скоростями \dot{R}' и $\dot{\theta}'$ эта кинетическая энергия будет равна

$$W_a = \frac{m}{2} (\Omega_1 r_2 + \Omega_2 a)^2. \quad (6,46)$$

Если электроны испускает поверхность катода, то радиус орбиты электрона определяется из начальных условий на катоде. При $r = r_1$ скорость электрона равняется нулю и, поскольку угловые скорости Ω_1 и Ω_2 остаются постоянными при движении, у поверхности катода имеем равенство

$$\Omega_1 r_1 = \Omega_2 a \quad (6,47)$$

и формула (6,46) принимает вид

$$W_a = \frac{m}{2} \Omega_1^2 (r_1 + r_2)^2 = 2m\Omega_1^2 \bar{r}^2. \quad (6,48)$$

*) Д. Ф и с к, Г. Х а г с т р у м, П. Г а т м а н, «Магнетроны» (перевод с англ.), М., Изд-во «Советское радио», 1948.

Таблица II

$$\bar{r} = \frac{r_1 + r_2}{2}, \quad D = r_2 - r_1, \quad N = 2p,$$

$$\lambda = \frac{4\pi H \bar{r} D}{NV}, \quad 1 - \eta_a = \frac{2mc^2}{e} \frac{V}{H^2 D^2}$$

Тип	4j42	4j51	728Aj	5j23	4j2630	4j2125	5j22
λ (эксп.), см . .	43	32,1	32,1	28,6	24	22,8	23,4
λ (теорет.), см	47	29	32	31	21	24	26
$1 - \eta_e$ (эксп.), %	68	35	35	42	54	47	42
$1 - \eta_a$ (теорет.), %	21	19	18	21	20	20	25
p/S_a , кэ/см ² . . .	0,75	0,7	5,5	3,7	9,4	9,6	11,2
Тип	718AyEy	714Ay	706AyGy	720AE	4j4547		
λ (эксп.), см . .	10,7	9,1	9,8	10,7	10,7		
λ (теорет.), см	12,6	11,2	9,2	11,2	9,4		
$1 - \eta_e$ (эксп.), %	47	47	45	32	32		
$1 - \eta_a$ (теорет.), %	24	25	24	23	17		
p/S_a , кэ/см ² . .	13,6	14,5	15,5	44,0	61,1		
Тип	2j4850	2j5560	4j52	4j50		3j21	
λ (эксп.), см . .	3,3	3,2	3,2	3,3		1,25	
λ (теорет.), см	3,57	3,30	3,56	3,44		1,47	
$1 - \eta_e$ (эксп.), %	48	50	31	34		63	
$1 - \eta_a$ (теорет.), %	28	48	38	29		40	
p/S_a , кэ/см ² . .	17	40	45	110		100	

Подставляя значения Ω_1 и C из формул (6,43) и (6,29), после простого преобразования получаем

$$W_a = \frac{2mc^2 V^2}{H^2 D^2}. \quad (6,49)$$

Полная потенциальная энергия, которую приобретает электрон при прохождении через рабочее пространство, равна

$$W = eV, \quad (6,50)$$

откуда получаем выражение для относительных анодных потерь:

$$1 - \eta_a = \frac{W_a}{W} = \frac{2mc^2}{e} \frac{V}{H^2 D^2}. \quad (6,51)$$

Вычисленные по этому выражению величины тоже приведены в табл. II. Разность между полными потерями, полученными из опыта, и вычисленными анодными потерями можно отнести за счет краевых потерь. Как видно, эта разность всегда положительна, а ее величина зависит от типа магнетрона.

В предыдущей главе было показано, что краевые потери мало зависят от снимаемой мощности, поэтому их удельный вес в общих потерях будет

тем меньше, чем больше мощность генератора. Поэтому они больше сказываются в магнетронах, которые работают с меньшей нагрузкой на единицу поверхности. В последней строке табл. II приведены мощности, снимаемые с единицы поверхности магнетрона; из этих данных видно, что чем больше эта мощность, тем меньше разница между вычисленными анодными потерями и полными потерями, определенными из опыта. В коротковолновых магнетронах, где снимают мощность до 100 квт/см^2 , эта разница мала.

Можно было бы продолжить наши исследования по тому пути, как это было сделано для планотрона, и рассмотреть влияние объемных зарядов в магнетроне, определить его максимальную мощность, критическую добротность и др. Однако полученные выше результаты в достаточной степени иллюстрируют эффективность изложенного выше метода для изучения электронных процессов в магнетроне. Дальнейшее изучение показателей магнетрона следует производить на хорошо проверенном опытным материале, специально полученном для проверки теоретических выводов.

В электронике больших мощностей представляет интерес мощный магнетрон непрерывного действия. Такой генератор вполне мыслим, но для отвода тепла, вызываемого потерями, ему необходимо придавать большие размеры. Это ведет к тому, что в нем будет большое количество резонаторов и цилиндрический рабочий зазор с большим радиусом кривизны будет узким. Показатели такого прибора с точностью, вполне достаточной для практических целей, можно вычислять по более простым формулам, выведенным в предыдущих главах для планотронов. Выражения, полученные для магнетрона увеличивающихся размеров, в пределе должны переходить в выражения, выведенные для планотрона.

Покажем, в частности, что поточная функция магнетрона (6,40) переходит в поточную функцию планотрона (3,02) при увеличении числа резонаторов в магнетроне. Действительно, тогда

$$\left. \begin{aligned} \frac{R}{r_1} \rightarrow 1, \quad R - r_1 \rightarrow B, \\ \ln \frac{R}{r_1} = \frac{R}{r_1} - 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{R}{r_1} - 1 \right)^2 + \dots \rightarrow \frac{B}{r_1}. \end{aligned} \right\} \quad (6,52)$$

Период структуры в планотроне $l = \frac{\pi}{g}$, поэтому

$$\frac{2\pi r_1}{p} \rightarrow 2l = \frac{2\pi}{g}, \quad \frac{p}{r_2} \rightarrow g. \quad (6,53)$$

Пользуясь связью между функциями sir и sh (см. табл. I), имеем

$$\text{sir} \left(\frac{R}{r_1} \right)^p = \text{sh} \left(p \ln \frac{R}{r_1} \right) \rightarrow \text{sh} \frac{pB}{r_1} = \text{sh } gB. \quad (6,54)$$

Также получаем

$$p\theta = \frac{p}{r_1} r_1 \theta \rightarrow gA, \quad (6,55)$$

$$\sin p\theta \rightarrow \sin gA. \quad (6,56)$$

Дополнительный член в формуле (6,40) при $R/r_0 \rightarrow 1$ будет стремиться к постоянной величине, поэтому формулы (6,54), (6,56) и (6,40) в пределе при $R/r_1 \rightarrow 1$ дают ту же функциональную зависимость поточной функции от gA и gB , что и формулы (3,02) и (3,09) для планотрона.

Поэтому выражения, полученные нами для критических значений тока, мощности и добротности, а также для других показателей планотрона, должны (при указанных заменах) давать правильный порядок

величины даже для небольших магнетронов. Мы сделали такие расчеты; их результаты также вполне удовлетворительно согласуются с опытными данными, использованными выше. Таким образом, и при этом более грубом сравнении мы получаем согласие между теоретическими выводами и экспериментом.

ВИ. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ПЛАНОТРОНЕ

Начальной задачей наших экспериментальных исследований было изучение механизма электронных процессов, происходящих в постоянном магнитном поле, с целью их использования в электронике больших мощностей.

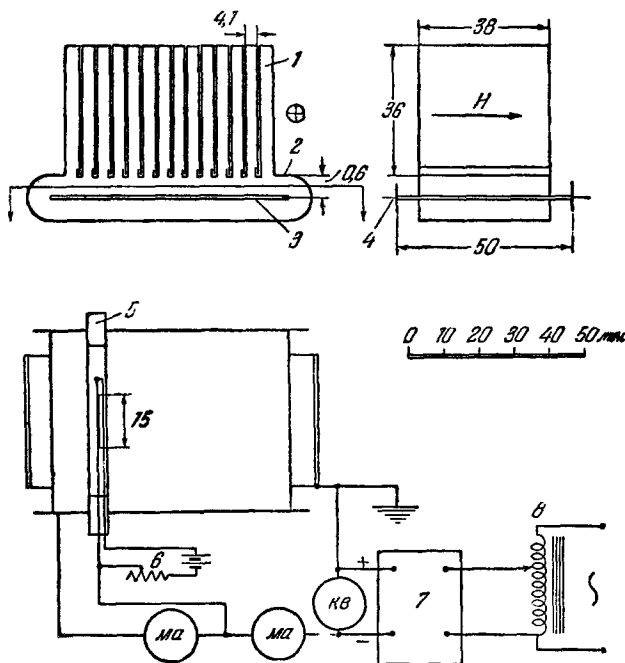


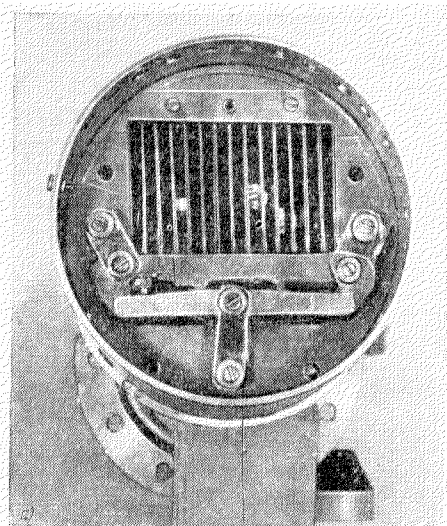
Рис. 18.

В качестве объекта исследования был выбран планотрон. Изложенная в предыдущих главах теория явлений, происходящих в планотроне, развивалась в тесной связи с нашими опытными исследованиями, поэтому если бы излагать этот вопрос хронологически, то следовало бы вести изложение теории и эксперимента параллельно, а не раздельно, как мы это делаем.

Мы начали нашу экспериментальную работу с планотрона, изготовленного нами наиболее простыми средствами, которые соответствовали тем техническим возможностям, которыми мы располагали. Для получения однородного магнитного поля у нас был соленоид с внутренним диаметром в 10 см, в котором можно было получить магнитное поле до 1000 э, поэтому размеры нашего первого планотрона были приспособлены к нему.

Схематический чертеж планотрона, с которого мы начали опыты, дан на рис. 18; там же дана принципиальная электрическая схема, а на рис. 19 приведена фотография этого прибора, уже вмонтированного

в держатель. Резонансная система (1), как видно из рис. 18, составлена из 14 резонаторов П-образной формы, сделанных из согнутых пластинок медной фольги толщиной 0,35 мм, которые держатся вместе благодаря загибам на концах. Размеры их указаны на чертеже. Высота рабочего пространства 0,6 см; по краям и со стороны, противоположной отверстиям резонатора, оно ограничено сплошной стенкой (2), выполненной из такой же загнутой медной фольги. Катод представляет собой медную пластинку (3) толщиной 2 мм, по его бокам



установлены охранные щитки (4), которые не позволяют электронам под влиянием своих объемных зарядов выходить из рабочего пространства в стороны. Испускателем электронов была проволочка торированного вольфрама диаметром 0,12 мм и рабочей длиной около 1,5 см; испускатель смонтирован на пластинке (5), которая выдвигается со стороны катода. Эта пластинка изолирована от катода; для этого с каждой стороны была поставлена слюдяная прослойка. Это давало возможность измерять независимо ток от испускателя и ток на катодную пластинку. Нагревание испускателя осуществлялось от аккумулятора (6), ток накала

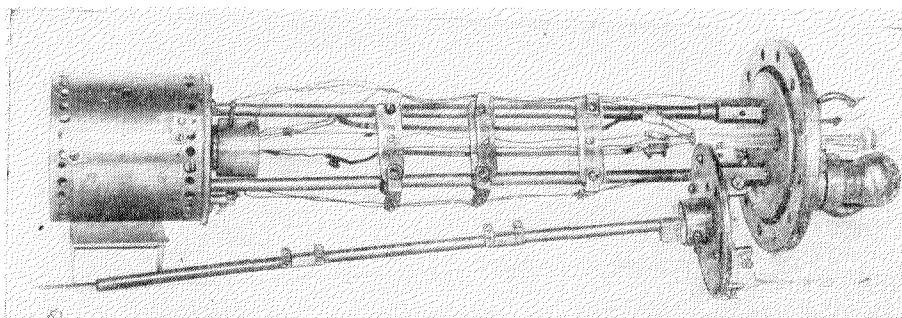


Рис. 19.

регулировался реостатом. Изоляция катода (на чертеже не показана) осуществлялась растяжками, сделанными из слюдяных полосок, на которых катодная пластинка была подвешена как цепной мост. Прибор помещался в контейнере из латунной трубки. Вакуум создавался обычным диффузионным насосом. Для питания постоянным током служило небольшое выпрямительное устройство (7) напряжением до 4 кВ при мощности 100 Вт. Напряжение регулировалось вариакром (8).

Присутствие электромагнитных колебаний в системе обнаруживалось и их интенсивность измерялась термопарой простой конструкции; с самого начала она оказалась очень удобной, и до сих пор мы ею пользуемся. Такая термопара изображена на рис. 20, она состоит из двух одинаковых пластинок (4), сделанных из медной фольги шириной 3—4 мм и толщиной

0,15 мм. С одной стороны каждая из этих пластинок обрезана так, что на конце образуется узенькая полоска (шириной 0,5—0,7 мм). Пластинки накладываются друг на друга так, что из узких полосок образуется вилочка (2): в загнутых концах вилочки зажимаются концы термопары (ТП) медь-константан либо хромель-алюмель. Толщина проволочек термопар была от 10 до 30 мк при общей длине 4—5 мм. Обе медные пластины зажимаются в держатель (3), сделанный из фольги бериллиевой бронзы (толщина 0,3 мм); держатель термопары прикрепляется к корпусу прибора (1). Изоляция между держателем и обеими медными пластинками осуществляется тонким загнутым листиком слюды. Термопара устанавливается вблизи резонатора так, чтобы магнитное поле, создаваемое колебаниями, пронизывало площадь вилочки (2).

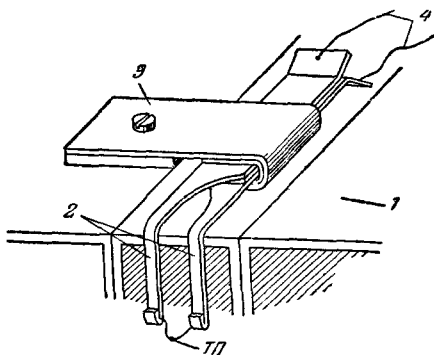


Рис. 20.

Принцип, по которому работает такая термопара, очевиден. Вилочка и термопара вместе образуют индуктивную часть контура, другая часть, емкостная, образуется медными пластинками со слюдяными прокладками, зажатыми в скобку (3). Таким путем создается контур со сравнительно малым периодом колебания и большим затуханием, поэтому при фиксированной частоте колебаний нагрев термопары можно считать пропорциональным энергии магнитного поля. Поскольку площадь, образуемая вилочкой, составляет только несколько квадратных миллиметров, этот прибор работает скорее как зонд, так как он незначительно влияет на поле и не нарушает колебательного процесса в резонаторе. Концы термопары (4) присоединены к малоомному короткопериодному гальванометру (период 0,3 сек). Магнитное поле гальванометра подобрано так, чтобы вся система была критически демпфирована. Посредством этих термопар можно было быстро находить резонансные частоты. Размещая эти термопары в различных частях прибора, мы могли определить распределение энергии колебаний в различных частях планотрона.

Когда мы начинали эти опыты, то, как было уже указано в гл. III (см. стр. 206), из общих теоретических соображений было не вполне ясно, можно ли в таком приборе получить самовозбуждающуюся колебательную систему. Поэтому нашей первой задачей было решение вопроса о возможности самовозбуждения таких систем.

Первые эксперименты с опытным планотроном начались в апреле 1950 г. и сразу дали положительные результаты. Оказалось, что планотрон, несмотря на простоту своей конструкции, легко самовозбуждается; при токе испускателя 6 ма и напряжении 1,04 кв наблюдался четкий резонанс и отклонение гальванометра указывало на присутствие сильных колебаний в резонаторах. В дальнейших опытах посредством волновода мы вывели колебания наружу и измерили длину волны; она оказалась около 20 см. Чтобы проверить, действительно ли эти колебания создавались резонаторами, в резонаторы были вставлены металлические пластинки, которые должны были укоротить длину волны. Опыт подтвердил, что такое укорочение происходит.

В самых первых опытах была обнаружена чрезвычайная чувствительность возникновения колебательного процесса к положению испускателя электронов относительно плоскости катода. Оказалось, что даже

небольшое (равное нескольким десятым миллиметра) повышение испускателя над плоскостью катода делало невозможным самовозбуждение планотрона. Дальнейшие наблюдения показали, что лучше всего планотрон работает, когда испускатель находится немного ниже уровня плоскости катода. Эти наблюдения и послужили отправной точкой разработки теории, учитывающей влияние начальных условий испускания на электронные процессы в планотроне. Дальнейшие опыты и теоретические изыскания привели к той теории анодных потерь, которую мы изложили в гл. IV (см. стр. 214 и след.).

На этом простом планотроне можно было уже наблюдать, что при углублении испускателя в катод колебания возникали при магнитном поле ниже критического. Как известно, при магнитном поле выше критического высота d_1 циклоидальных траекторий электронов должна быть меньше высоты D рабочего пространства (см. рис. 7), тогда согласно выражению (4,12) анодный к. п. д. положителен. Условие

$$d_1 = D \quad (7,01)$$

дает согласно формулам (4,15) и (4,17) для критического поля значение

$$H_c = \frac{4m}{e} \frac{lc^2}{\lambda D}, \quad (7,02)$$

если испускатель помещен в плоскости катода. Из теории, данной в гл. IV, следует, что при углублении испускателя ниже плоскости катода критическое поле можно уменьшить до $H_c/4$. Все это указывает на значение тщательной установки испускателя относительно плоскости катода. В дальнейших конструкциях планотронов было предусмотрено специальное натяжение — устройство для испускателей, предохраняющее их от прогибания, которое может произойти от действия электростатических и электродинамических сил, а также компенсирующее их тепловое удлинение. На последующих моделях планотрона таким путем удалось значительно снизить как рабочее магнитное поле, так и электронные потери.

Следующее наблюдение, которое мы сделали на этом простом приборе, показало, что нулевой ток связан с процессами, происходящими на краях катода. На частях прибора, сделанных из меди или латуни, после опыта можно часто наблюдать, что поверхность в отдельных точках бывает окрашена темными пятнами, созданными легким налетом окиси меди. Эти пятна обнаруживаются только в тех местах, где идет электрический ток. По-видимому, их происхождение объясняется просто. В вакууме всегда имеется некоторое количество молекул кислорода, которые ионизуются под влиянием ударов электронов. Эти ионы диффундируют или притягиваются к медным поверхностям и, поскольку они находятся в химически активном состоянии, образуют поверхностные окислы. Таким образом, по окрашенным местам можно судить о распределении электронов в приборе. При разборке прибора мы неизменно наблюдали, независимо от того, были или не были колебания в приборе, что на каждой стороне медной пластинки катода образуется окрашенная полоска с размытым краем, обращенным к центру. Отсюда следовало, что нулевой ток идет по краям рабочего пространства. Это указывает путь, в котором нужно искать его теоретическое объяснение, развитое нами в гл. V.

При изучении этого простого прибора хорошо выявляются особенности электронных процессов в планотроне: первое — возможность самовозбуждения такой системы; второе — чрезвычайно сильное влияние положения плоскости питания (по отношению к плоскости катода) на эффективность электронного процесса; третье — связь нулевого тока с краевыми эффектами на катоде и большая величина энергии электро-

нов, возвращающихся на катод. Но для выяснения энергетических показателей такой прибор, конечно, не годился. В частности, этот планотрон имел недостаток: через 10—15 минут работы он нагревался, приходилось ждать около часа, прежде чем можно было возобновлять опыты. Мы поставили термомпары на корпусе и на катоде, чтобы следить за их нагреванием. Было обнаружено, что нагревание катода меняется от опыта к опыту; это главным образом было связано с углублением испускателя, что тоже указывало на связь всех этих явлений с характером той циклоиды, по которой движутся электроны, и давало исходный пункт для развития теории потерь, изложенной в гл. IV и V.

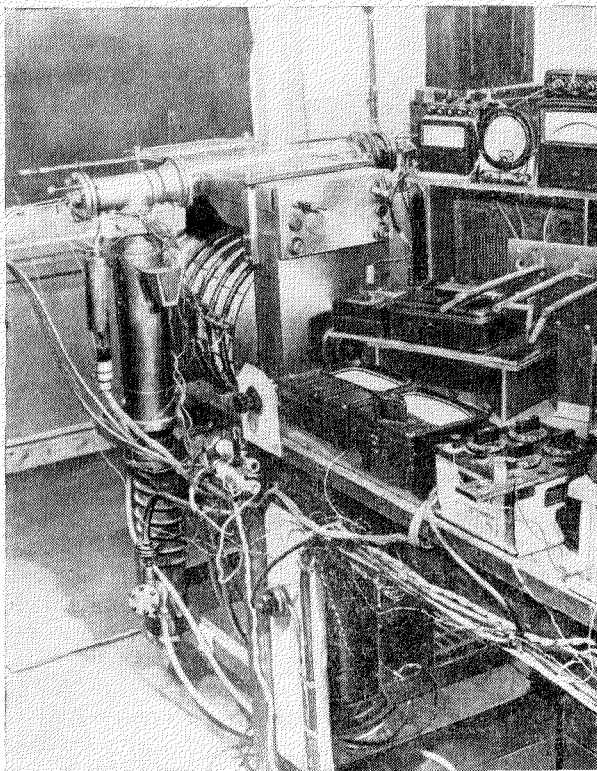


Рис. 21.

Для дальнейшей проверки и разработки теории были построены еще несколько простых типов планотронов, которые мы опишем вкратце, указав только на те задачи, которые были решены этими приборами.

Интересно было выяснить, из какого числа резонаторов может состоять планотрон. Для этого пришлось удлинить планотрон, поэтому стало необходимым перейти от работы с соленоидом к работе с электромагнитом. Он был специально построен и имел следующие основные характеристики: число витков — 5892, сопротивление — 27,5 ом; при мощности 3 квт можно было получить свыше пятидесяти тысяч ампер-витков. Пространство между полюсами имело прямоугольную форму; его длина равна 25 см, высоту можно было по желанию менять (она могла быть равна 3, 5 и 8 см). Расстояние между полюсами было равно 4, 5 или 6 см; соответственно наибольшее значение магнитного поля было 4,5; 3,75 или 3,50 кэ. Однородность поля без ретуши была $\pm (1 \div 2)\%$. С ретушью

удавалось улучшить его раза в три-четыре; этого было достаточно. Магнит можно видеть на фотографии (рис. 21), где также показана вся экспериментальная установка.

Фотография следующего планотрона, который мы построили, приведена на рис. 22. Этот планотрон имеет точно такую же конструкцию, что и первый, и составлен из простых П-образных резонаторов, также сделанных из медной фольги, только их размер меньше и вместо 14 резонаторов было взято 97. Высота резонаторов 12,6 мм, ширина 19,6 мм, общая длина всех резонаторов 202 мм, шаг $l = 2,08$ мм. Высота рабочего зазора менялась от 1,5 мм до 3,0 мм. Катод по-прежнему был сделан из медной пластинки. В качестве испускателя снова была взята проволочка из торированного вольфрама; она имела те же размеры, что и в предыдущем приборе. Испускатель был установлен на катоде против шестого резонатора.

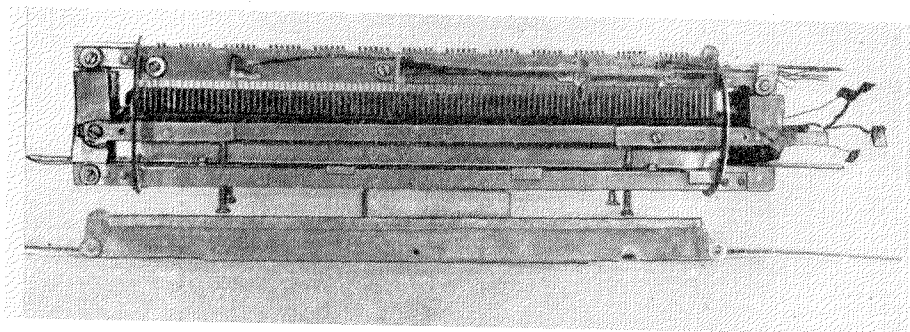


Рис. 22.

По всей длине прибора (у 10, 24, 55 и 82-го резонаторов) размещались термпары для определения интенсивности колебания в этих точках.

Прибор выполнен по возможности тщательно, хотя все резонаторы гнулись вручную по шаблонам. Все части обезгаживались в вакуумной печи. Крепления и усиливающие части были сделаны из бериллиевой бронзы. Опыт показал, что этот планотрон тоже вполне успешно генерировал. Он самовозбуждался даже легче, чем предыдущий, и при этом в широком диапазоне напряжений (от 2 до 5 кВ, при соответствующем магнитном поле). Длина волны специально не измерялась, но по расчетам она получалась около 7 см.

На опытах с этим прибором также подтвердилось, что на его работу влияет высота испускателя над поверхностью катода. Если он выдавался несколько наружу или был утоплен на глубину, значительно большую, чем b_0 (гл. IV, формула (4,19)), то самовозбуждение прибора сильно затруднялось, появлялись сильные потери и катод нагревался. Все эти явления согласуются с разработанной нами теорией потерь в планотроне. Краевые потери и нулевой ток у этого прибора были велики; это вызывало его быстрое нагревание, что сильно мешало экспериментированию.

Кроме решения вопроса о самовозбуждении такого длинного планотрона, на этом приборе мы изучали еще вопрос о связанности колебаний системы резонаторов: колеблется ли вся система резонаторов как целое? Это проверялось посредством четырех термпар, расставленных по длине резонаторной системы, следующим образом. Одна из этих термпар была присоединена к одному гальванометру, по выбору одна из трех других подключалась к другому гальванометру. Оба гальванометра были с одинаковыми характеристиками. Зайчики от обоих гальванометров проекти-

ровались рядом на одну шкалу. Меняя режим в планотроне, следили за тем, следует ли один зайчик за другим. Эти опыты вполне определенно показали, что даже зайчики от самых крайних термонар следовали друг за другом и энергия колебаний довольно ровно распределялась по всей системе резонаторов. Отсюда можно заключить о существовании достаточно сильной электромагнитной связи между резонаторами. Условия питания в этом планотроне взяты были невыгодными, так как на катоде был только один испускатель.

Дальнейшая работа была связана с изучением резонансной системы планотрона. Она представляет собой систему, составленную из большого числа резонаторов (скажем, из n резонаторов), которые могут по отношению друг к другу колебаться в различных фазах. Таким образом, эта система имеет n степеней свободы и спектр из n частот. Наименьшая частота обычно соответствует тому колебанию, при котором каждые два соседних резонатора колеблются в противоположных фазах; как и в многокамерном магнетроне, мы называем его π -колебанием. Очевидно, что в зависимости от напряженности электрического поля \mathcal{E}_{0y} в рабочем зазоре при фиксированном магнитном поле H можно подобрать такую скорость дрейфа электронов, при которой будет возбуждаться любое из n колебаний. Это действительно можно наблюдать на опыте.

Теория возбуждения любого из этих колебаний может быть просто развита аналогично теории, изложенной для π -колебания в гл. II. Для этого нужно только для скалярного потенциала Φ найти разложение, соответствующее выражению (2,08).

Чтобы уменьшить число степеней свободы резонансной системы, а также чтобы поднять добротность колебательной системы, представляется возможным сделать колебательную систему так, как это показано на рис. 23, а. Резонаторная полость (3) и колебательная система закрыта в корпусе (2). Колебания обнаруживаются через поперечные щели, сделанные в верхней части корпуса *). Электрические колебания резонаторов связываются с рабочим пространством под катодом (5) через решетку, в которой, как можно видеть из рисунка, три соседние щели колеблются синфазно, а четвертая, находящаяся на половинном расстоянии, в противоположной фазе. Выполнив соответствующее разложение потенциала Φ , можно показать (тем же путем, который изложен в гл. II), что такая система будет генерировать эффективно.

В этом планотроне корпус резонаторов охлаждался водяной трубкой (4). Вся система помещалась в кварцевую трубу (1). Фотография этого прибора дана на рис. 23, б. Опыт показал, что прибор хорошо колебался и частота колебания была устойчива и не перескакивала на соседние частоты, соответствующие колебаниям другого вида.

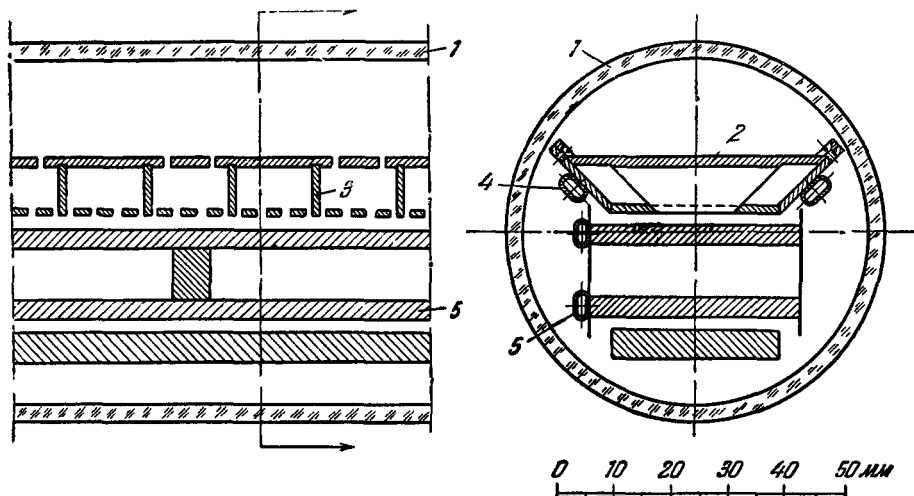
Замкнутая резонансная система, связанная с рабочим пространством решетчатой стенкой, оказалась наиболее эффективной резонансной системой для планотрона **).

Следует еще указать, что в описанных системах колебания могли возбуждаться не только при определенных значениях электрического поля \mathcal{E}_{0y} и магнитного поля H , соответствующих основному режиму ($m_2 = 0$), когда дрейфовая скорость электронов определяется соотношением (2,17) гл. II, но также и при других значениях m_2 , что согласуется с теорией. Опыт показывает, что эффективность возбуждения колебания

*) Соответственно располагая эти щели, при достаточной ширине планотрона можно было осуществлять со всей его длины интенсивное хорошо направленное излучение высокочастотных колебаний через кварцевую трубу в свободное пространство.

**) Расчету колебаний в таких системах и способу размещения в них перегородок посвящена статья, о которой упоминалось во введении (см. стр. 182).

при этом уменьшается, что тоже следует из теории. Таким образом, все результаты опытного изучения процессов в планотроне хорошо согласовались с приведенной выше теорией. Для изучения энергетических показателей такого типа замкнутых колебательных систем должны проводиться опытные исследования на таком приборе, где осуществлен должный отбор колебательной мощности и создано эффективное охлаждение. При этом можно предвидеть, что показатели будут не ниже тех, которые уже достигнуты в магнетроне (гл. VI).



a)

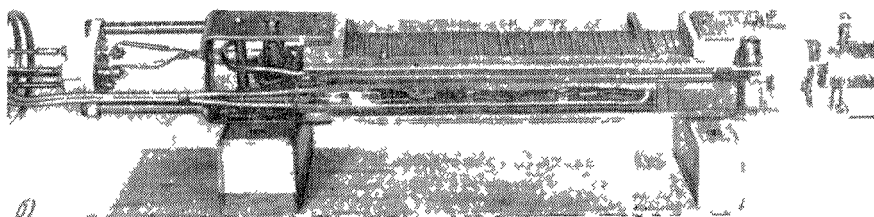


Рис. 23.

В заключение следует упомянуть еще о некоторых особенностях техники эксперимента. На фотографии (см. рис. 21) показана установка для изучения работы планотрона. Так же как и магнетрон, планотрон в рабочем режиме генерирует устойчиво и спокойно только тогда, когда прибор находится в хорошем вакууме (10^{-6} — 10^{-7} мм рт. ст.) и все поверхности, в особенности в рабочем пространстве, хорошо обезгажены. Поэтому для стабильности работы планотрона необходимо, чтобы все детали были предварительно обезгажены в вакуумной печи. Кроме того, уже в собранном виде прибор тренируют перед экспериментом несколько часов при температуре 450°C . Этот прогрев в вакууме достигается тем, что к корпусу и катоду планотрона прикреплены маленькие фарфоровые печки (общей мощностью 200 вт). Все металлические части прибора делаются либо из меди (М1), либо из бериллиевой бронзы. Изоляция применяется фарфоровая или кварцевая. При прогреве прибора до температуры 450°C

необходимо, чтобы его конструкция обеспечивала свободное расширение основных частей по отношению друг к другу.

Даже после тщательного предварительного обезгаживания при запуске планотрона в рабочем пространстве может возникнуть дуга и повредить прибор. Поэтому при запуске следует принимать следующие меры предосторожности. В начале работы высокое напряжение подводится к прибору через прерыватель, дающий 50 разрывов в секунду со скважностью $1/6$. Нами также разработан быстродействующий рубильник для выключения высокого напряжения. Этот рубильник приводится в действие от тиратрона, зажигание которого производится током, проходящим через планотрон и действующим на сетку тиратрона. Точность установки предельного тока через планотрон составляла несколько десятков миллиампер, а быстрота включения $1/100$ сек.

Что касается изготовления самого планотрона, то особое внимание следует уделять хорошим контактам в резонаторе, где текут высокочастотные токи. Практика показала, что только серебряная пайка в вакууме может обеспечить необходимую проводимость контакта соприкасающихся металлических частей.

В последнем приборе циркуляция воды применялась не только для охлаждения корпуса прибора, но и для охлаждения катода. Независимая система охлаждения корпуса и катода дала возможность отделять катодные потери от общих и измерять их по количеству отводимого тепла. Кроме того, зная общую подводимую мощность, мы можем по разности с теплом, уносимым водой, определить генерируемую мощность и, следовательно, общий к.п.д. установки. Коэффициент полезного действия в различных планотронах был близок к тем к.п.д., которые удается получить в магнетронах (ср. гл. VI).

Эффективность работы планотрона, так же как и магнетрона, зависит от точности его изготовления, в особенности от того, насколько выдержаны размеры рабочего пространства и резонаторов. Полученная нами точность в ответственных местах достигала нескольких сотых миллиметра. Большие трудности возникали в связи с необходимостью точно установить рабочую плоскость испускателя по отношению к плоскости катода. В зависимости от режима глубина испускателя b_0 колебалась в пределах 0,2—0,5 мм (см. гл. V). Был разработан метод юстировки испускателя, дающий возможность выдерживать эти величины до нескольких процентов. Наиболее успешно работали испускатели из вольфрамовой проволоки; их положение по возможности точно фиксировалось специально разработанным пружинным натяжным механизмом.

Наконец, было разработано устройство, позволяющее в вакууме поворачивать весь прибор между полюсами электромагнита так, чтобы точно установить магнитное поле параллельно плоскости катода. Эта юстировка производилась по минимуму обратного (нулевого) тока.

Описанные приемы разрабатывались постепенно, по мере того как в них возникала необходимость. С применением всех этих усовершенствований мы получили систему, работающую достаточно устойчиво.

VIII. ЛАРМОРОВА ОРБИТА В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ПОЛЕ

Отличительной чертой механизма генерации в планотроне и магнетроне является то, что резонансный процесс происходит благодаря равномерному «дрейфу» электронного облачка в колеблющемся электромагнитном поле, которое имеет периодическую структуру по пути движения облачка. Таким образом, в этих процессах для создания дрейфа

электронного облачка необходимы скрещенные статические поля — электрическое и магнитное.

Как было показано в предыдущих главах, эффективность резонанса тесно связана с процессом формирования электронных язычков. Оказалось, что этому формированию мешает движение электронов по круговым орбитам с ларморовой частотой, которое накладывается на дрейф. Это не только размывает очертания язычка, но, кроме этого, возникают побочные резонансные эффекты, которые вызывают потери. Наиболее неприятны резонансы на краях катодов, создающие вредный нулевой ток. Поэтому для эффективной генерации в планотроне и магнетроне нужно, чтобы радиусы ларморовых орбит были по возможности меньше.

Естественно возникает вопрос, в каких электронных процессах может быть использовано орбитальное ларморово движение? Для этого нужно изучить его более детально, что мы и сделаем ниже.

Отличительным свойством ларморова движения является то, что угловая частота обращения Ω не зависит от величины радиуса орбиты a (конечно, это справедливо в дорелятивистской области, которая нас интересует). Это свойство ларморова движения дает возможность осуществить устойчивые резонансные процессы во всем объеме электронного газа без формирования электронных сгустков, что может найти самостоятельное применение в электронике.

Методом усреднения, изложенным в гл. I, мы изучим действие переменного электромагнитного поля на ларморово движение электронов, рассматривая его как возмущение первого основного случая движения, данного в выражении (1,07). В простейшем случае нетрудно показать, что когда электрическое поле представляет собой плоское колебание ($E_x = 0$, $E_y = E_0 \sin \omega t$), его резонансное воздействие на движение электронов сводится только к изменению радиуса a ларморовой орбиты. Знак и величина этого изменения определяются разностью фаз между полем, колеблющимся с угловой частотой ω , и круговым движением, происходящим с ларморовой частотой Ω . Такой процесс тривиален и для нас не представляет интереса. Но когда электрическое поле неоднородно в пространстве, то кроме изменения орбит электронов еще возникает перемещение их центров, и такого рода движение уже представляет самостоятельный интерес. Для изучения таких процессов мы выберем наиболее простую форму переменного электрического поля, которое возникает между коаксиальными цилиндрами; оказывается, что оно достаточно хорошо выявляет свойства резонансных процессов такого рода. Нетрудно видеть, что в случае необходимости тот же метод изучения может быть распространен и на более сложные конфигурации полей.

Считаем, что электростатическое поле отсутствует, а переменное электрическое поле имеет только одну радиальную компоненту, величина которой в рабочем пространстве между цилиндрами будет обратно пропорциональна расстоянию r от центра. В обычном представлении поле запишется так:

$$E_r = \frac{E_0 r_1}{r} \sin \omega t. \quad (8,01)$$

Согласно выражению (1,11) ускорение F в комплексном представлении равно

$$F = \frac{U (e^{i\omega t} - e^{-i\omega t})}{iz^*}, \quad (8,02)$$

где

$$U = \frac{e}{m} \frac{E_0 r_1}{2}. \quad (8,03)$$

Рабочее пространство и обозначения показаны на рис. 24. Электрические колебания происходят в пространстве, ограниченном радиусами r_1 и r_2 , электрон e вращается по орбите с радиусом a , центр которой находится на расстоянии R от начала координат O . Фазовые углы φ и θ отсчитываются от горизонтальной оси. Угол между радиусам-векторами a и R мы обозначим через ϑ , где

$$\vartheta = \theta - \varphi. \quad (8,04)$$

В пространстве между коаксиальными цилиндрами возможны два вида движения электронов. В первом виде движения $a < R$ и орбита не охватывает начала координат O . Во втором виде $a > R$ и орбита охватывает центр O . Мы начнем с рассмотрения первого вида.

Подставляя в уравнение (1,18) высокочастотное ускорение (8,02), получаем

$$\left. \begin{aligned} \dot{\alpha} &= - \frac{U (e^{i\omega t} - e^{-i\omega t})}{z_0^*}, \\ \dot{\beta} &= \frac{U (e^{i\omega t} - e^{-i\omega t}) e^{i\Omega t}}{z_0^*}. \end{aligned} \right\} \quad (8,05)$$

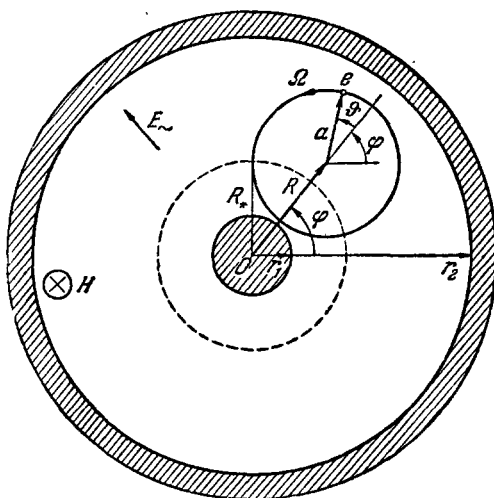


Рис. 24.

Пользуясь обозначениями (1,23), производим разложение:

$$\frac{1}{z^*} = \frac{1}{R e^{-i\theta} + a e^{-i(\varphi - \Omega t)}} = \frac{e^{i\theta}}{R} \sum_{n=0}^{\infty} p^n e^{in(\vartheta + \Omega t)}, \quad (8,06)$$

где

$$p = -\frac{a}{R}, \quad -p < 1. \quad (8,07)$$

Условие резонанса имеет вид

$$\omega = n\Omega, \quad (8,08)$$

причем необходимое время усреднения определяется наименьшей частотой и равно

$$T = \frac{2\pi}{\omega}. \quad (8,09)$$

Тогда после усреднения согласно формулам (1,18) получаем

$$\left. \begin{aligned} \dot{\alpha} &= - \frac{U}{\Omega} \frac{p^n}{R} e^{i(\theta + n\vartheta)}, \\ \dot{\beta} &= \frac{U}{\Omega} \frac{p^{n-1}}{R} e^{i(\varphi + n\vartheta)}. \end{aligned} \right\} \quad (8,10)$$

Заменим скорости $\dot{\alpha}$ и $\dot{\beta}$ согласно выражениям (1,23) и произведем разделение мнимых и действительных частей; тогда окончательно получаем

основные уравнения движения электронов при резонансе

$$\left. \begin{aligned} \dot{R} &= \frac{U}{\Omega} \frac{p^n}{R} \cos n\vartheta, \\ \dot{\theta} &= \frac{U}{\Omega} \frac{p^n}{R^2} \sin n\vartheta, \\ \dot{a} &= \frac{U}{\Omega} \frac{p^n}{a} \cos n\vartheta, \\ \dot{\varphi} &= \frac{U}{\Omega} \frac{p^n}{a^2} \sin n\vartheta. \end{aligned} \right\} \quad (8,11)$$

При интегрировании этих уравнений вводим следующие начальные условия:

$$a = a_0, \quad \varphi = \varphi_0, \quad R = R_0, \quad \theta = \theta_0, \quad \vartheta = \vartheta_0 = \theta_0 - \varphi_0 \quad \text{при } t = 0. \quad (8,12)$$

Из первого и третьего уравнений (8,11) получаем

$$R\dot{R} - a\dot{a} = 0, \quad (8,13)$$

что дает первый интеграл движения

$$R^2 - a^2 = R_0^2 - a_0^2 = R_*^2 = \text{const.} \quad (8,14)$$

Таким образом, разность квадратов радиусов всегда остается постоянной величиной; это значит, что орбита никогда не пересечет центр, поскольку условие $R > a$ выполняется все время, если оно выполнено в начальный момент $t=0$. Радиус R всегда будет больше радиуса R_* , к которому стремится центр орбиты, когда она сокращается в точку:

$$a \rightarrow 0, \quad R \rightarrow R_*. \quad (8,15)$$

Из второго и четвертого уравнений (8,11) получаем

$$a^2\dot{\varphi} - R^2\dot{\theta} = 0. \quad (8,16)$$

Это выражение показывает, что разность секториальных скоростей электрона на орбите и центра его орбиты остается постоянной. Это — своего рода закон сохранения момента количества движения в фазовом пространстве.

В силу круговой симметрии переменного электрического поля его воздействие на орбитальное движение электрона полностью определяется одним фазовым углом ϑ (8,04). Вычислим теперь скорость $\dot{\vartheta} = \dot{\theta} - \dot{\varphi}$. Подставляя значения $\dot{\theta}$ и $\dot{\varphi}$ из (8,11) и используя (8,14) и (8,16), получаем

$$\dot{\vartheta} = -\frac{U}{\Omega} \frac{R_*^2}{a^2 R^2} p^n \sin n\vartheta. \quad (8,17)$$

Комбинируя это уравнение с первым уравнением (8,11), получаем уравнение

$$\dot{\vartheta} \operatorname{ctg} n\vartheta = -\frac{R_*^2 \dot{R}}{(R^2 - R_*^2) R}. \quad (8,18)$$

Интегрируя это уравнение, вводя начальные условия (8,12) и пользуясь соотношением (8,14), получаем уравнение

$$\left(\frac{a}{R}\right)^n \sin n\vartheta = \left(\frac{a_0}{R_0}\right)^n \sin n\vartheta_0, \quad (8,19)$$

позволяющее построить траектории в фазовом пространстве $a, n\vartheta$. Для этого перейдем к прямоугольным координатам

$$x = \frac{a}{R_*} \cos n\vartheta, \quad y = \frac{a}{R_*} \sin n\vartheta,$$

тогда имеем

$$\frac{a^2}{R_*^2} = x^2 + y^2, \quad \sin n\vartheta = \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}}, \quad \frac{R^2}{R_*^2} = 1 + x^2 + y^2. \quad (8,20)$$

Обозначим, далее,

$$\left(\frac{a_0}{R_0}\right)^n \sin n\vartheta_0 = \sin n\vartheta_a, \quad (8,21)$$

тогда уравнение траектории примет вид

$$y^2 (x^2 + y^2)^{n-1} = (1 + x^2 + y^2)^n \sin^2 n\vartheta_a. \quad (8,22)$$

В простейшем случае, когда $n=1$, это уравнение принимает вид

$$y = \pm \sqrt{1 + x^2} \operatorname{tg} \vartheta_a, \quad (8,23)$$

и мы получаем простую гиперболу с асимптотами, образующими углы $\pm \vartheta_a$ с осью x .

На рис. 25 приведены семейства гипербол для резонанса $n=1$ при фиксированном начальном значении a_0 , но при различных начальных

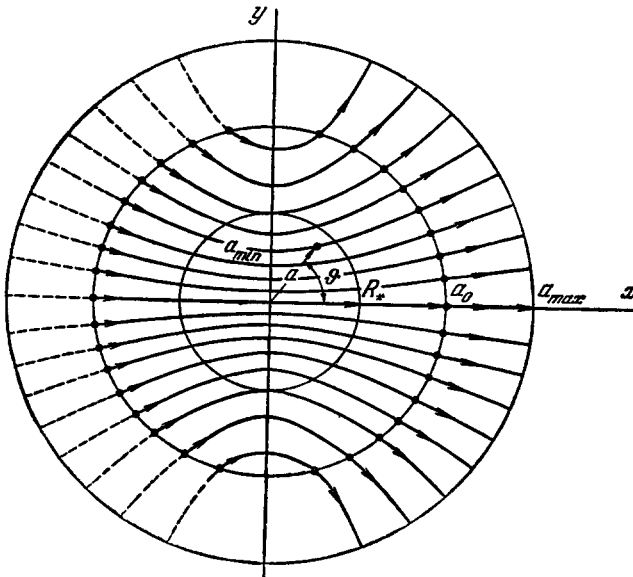


Рис. 25.

углах ϑ_0 , так что на начальной окружности радиуса a_0 располагаются все возможные начальные значения фазового угла ϑ_0 . Траектории распадаются на два одинаковых семейства, симметрично расположенные по обеим сторонам горизонтальной линии $y=0$. Пользуясь уравнением (8,17), мы нанесли (стрелками) на траектории направление движения. По направлению стрелок видно, что знак скорости \dot{a} зависит от начального угла ϑ_0 ; из рис. 25 видно, что все траектории, у которых $\frac{\pi}{2} < \vartheta_0 < \frac{3\pi}{2}$, при своем движении сокращают свой радиус a до наименьшей величины a_{\min} , которая лежит при $x=0$ на пересечении вертикальной оси с траекторией. После

пересечения с вертикальной осью радиус начинает непрерывно расти. Из выражения (8,23) получаем

$$a_{\min} = R_* \operatorname{tg} \vartheta_a. \quad (8,24)$$

Другая часть электронов с начальными углами $-\frac{\pi}{2} < \vartheta_0 < \frac{\pi}{2}$ уже с самого начала своего движения увеличивает свои радиусы. Увеличение радиуса орбит a в действительности ограничено размерами рабочего пространства, и поэтому оно происходит до тех пор, пока электрон не столкнется с наружным цилиндром радиуса r_2 . Наибольшие возможные значения a_{\max} , определяющиеся этим ограничением, находятся из соотношения

$$r_2 = R_{\max} + a_{\max}. \quad (8,25)$$

Пользуясь соотношением (8,14), для наибольших возможных значений a_{\max} и R_{\max} , получаем

$$a_{\max} = \frac{r_2^2 - R_*^2}{2r_2}, \quad R_{\max} = \frac{r_2^2 + R_*^2}{2r_2}. \quad (8,26)$$

Рис. 25 представляет траектории движения при $n=1$. Но нетрудно показать, что для других значений n траектории, если их изображать в фазовом пространстве с полярными координатами $a, n\vartheta$, будут очень похожи на траектории, данные на рис. 25. В полярных координатах a, ϑ траектории для n -го резонанса заполняют $2n$ секторов, в каждом из которых будут одинаковые семейства траекторий, подобные изображенным на рис. 25, но сжатые по углу в n раз.

На рис. 25 видна интересная особенность движения электронов: они как бы отталкиваются от внутреннего цилиндра и в конечном итоге все стремятся к наружному цилиндру, о который и ударяются. Характерной чертой резонансного воздействия переменного электрического поля на орбитальные движения электронов является то, что центры ларморовых орбит передвигаются в область менее интенсивных полей. Этот процесс будет иметь место, даже если поле имеет более сложную структуру, чем радиально симметричное поле в рассмотренном выше случае.

Нетрудно видеть, что этот процесс будет идти с поглощением энергии высокочастотного поля. Пренебрегая малыми фазовыми скоростями, мы получаем для кинетической энергии электрона простое выражение

$$W = \frac{m}{2} \Omega^2 a^2, \quad (8,27)$$

поэтому при $\dot{a} > 0$ кинетическая энергия будет увеличиваться за счет энергии переменного электрического поля, а при $\dot{a} < 0$ она будет передаваться переменному электрическому полю. Положим, что при заданном значении начального радиуса a_0 и при любых значениях начального угла ϑ_0 за единицу времени в рабочем пространстве образуются N электронов. Тогда за единицу времени электроны будут увеличивать свою критическую энергию на величину

$$P = N \frac{m}{2} \Omega^2 (a_{\max}^2 - a_0^2). \quad (8,28)$$

Эта мощность будет подводиться переменным электрическим полем и рассеиваться в виде тепла на стенках наружного цилиндра, о который ударяются электроны. Таким образом, присутствие ларморовых электронных орбит с частотами, соответствующими резонансу, приводит к поглощению и рассеиванию энергии поля. Поглощение электромагнитной энергии при резонансе является характерным свойством ларморовых орбит, и поэтому их присутствие в неоднородном колеблющемся поле ведет к потерям. Этим

свойством и объясняется пониженный к.п.д. планотронов и магнетронов при условии, когда ларморова частота или ее гармоники совпадают с основной частотой поля резонаторов. Тогда потери могут возникать не только в рабочем пространстве, но электроны могут через щели в анодном блоке попадать в резонаторные полости и там поглощать энергию тем механизмом, который мы описали.

Часть электронов с фазовым углом ϑ_0 от $\pi/2$ до $3\pi/2$ в начале своего движения уменьшает свой радиус до величины a_{\min} и таким путем передает некоторую часть своей кинетической энергии колебательному процессу. Спрашивается, нельзя ли использовать это явление?

Путем модулирования начальных фазовых углов ϑ_0 электронов, поступающих в рабочее пространство, и своевременного вывода их оттуда можно осуществить процесс генерации, но не видно, как построить простой прибор, который будет эффективно работать как генератор. Не исключена возможность, что такой процесс (с малым к.п.д.) происходит в естественных условиях. Если электронная орбита возникает на поверхности наружного цилиндра (например, это могут быть вторичные электроны) и если они вылетают с начальной фазой ϑ_0 , при которой их радиус будет увеличиваться, они сразу же возвратятся в стенку цилиндра, не успев поглотить заметную энергию у поля. Но в случаях фазовых углов, приводящих к уменьшению радиуса a орбиты, электроны могут беспрепятственно продолжать свое движение и их энергия будет передаваться переменному полю. Потом радиус начнет увеличиваться и примет свое начальное значение, электрон вернется к наружному цилиндру, но если до этого электрон, двигаясь вдоль магнитного поля, выйдет из игры раньше, ударившись о концевые границы рабочего пространства, то (в общем итоге) произойдет генерация электромагнитных колебаний. Нетрудно видеть, что эффективность такого процесса будет очень мала, но, по-видимому, вполне достаточна, чтобы объяснить обычное присутствие в спектре колебаний планотрона слабых колебаний с ларморовыми частотами.

Разобранное здесь явление интенсивного резонансного поглощения электромагнитной энергии электронным газом может быть использовано на практике в тех случаях, когда на пути радиоволн, распространяющихся в волноводе, требуется создать сильное узкополосное поглощение, соответствующее ларморовой частоте или ее гармонике. Возможно, что удастся извлечь пользу из процессов, связанных с ларморовым движением, применив их для разделения изотопов. Идея метода разделения изотопов, использующего резонанс с ларморовой частотой, уже предлагалась (см., например, книгу Г. Д. Смита «Атомная энергия»; там указывается, что в таком направлении работал Дж. Слепян). Проведенный нами анализ позволяет количественно изучить механизм такого рода процессов разделения изотопов и определить наилучшие параметры аппаратов.

Разделение изотопов можно осуществить по схеме, которая изображена на рис. 26. Постоянное магнитное поле создается соленоидом (1); чтобы обеспечить однородность поля на большей части его длины, соленоид может иметь увеличенное число витков на концах (2) и также железные диски (3). Высокочастотное электрическое поле осуществляется в рабочем пространстве между коаксиальными цилиндрами (4) и (5). Колебания задаются генератором (6). По ларморовым орбитам вместо электронов будут двигаться ионы различных изотопов. Они поступают в рабочее пространство из испускателя (8), а ускорение их производится источником постоянного напряжения (7). Круговые орбиты ионов, которые формируются у испускателя, движутся в рабочем пространстве параллельно оси цилиндра к другому концу, и по пути следования в конечном итоге те из них, которые находятся в резонансе с переменным электрическим полем,

увеличивают кинетическую энергию своего орбитального движения. Поэтому их радиусы растут, они ударятся о стенку наружного цилиндра (5) и останутся на ней. Орбиты ионов с другой массой и другой ларморовой частотой, для которых резонансное условие не выполняется, не будут заметно менять своих радиусов и будут двигаться вдоль магнитного поля, поэтому они смогут достичь концевых дисков (9), на которые и осадят. Процесс разделения и состоит в том, что ионы с различными массами осаждаются

в различных местах — на цилиндре или на концевых дисках.

Частота колебаний электромагнитного поля ω подбирается так, чтобы только орбиты ионов одного изотопа попадали с ней в резонанс и чтобы только их радиус увеличивался. Такой метод разделения имеет то положительное качество, что отбор не будет зависеть от степени ионизации атомов, поскольку ларморова частота согласно выражению (1,02) кратна заряду. Поэтому если выполнено условие резонанса (8,08) для однозарядного иона, оно будет выполнено и для многозарядных ионов, только резонанс будет одновременно происходить при нескольких значениях n ; попадать они будут на ту же поверхность наружного цилиндра.

Поскольку ларморова частота ионов в тех же магнитных полях во много тысяч раз ниже, а радиусы орбит во много раз больше чем у электронов, аппаратура для разделения изотопов, изображенная на рис. 26, имеет большие габариты. Частота колебаний для этих процессов при обычных магнитных полях попадает в стометровый диапазон. Нами описа-

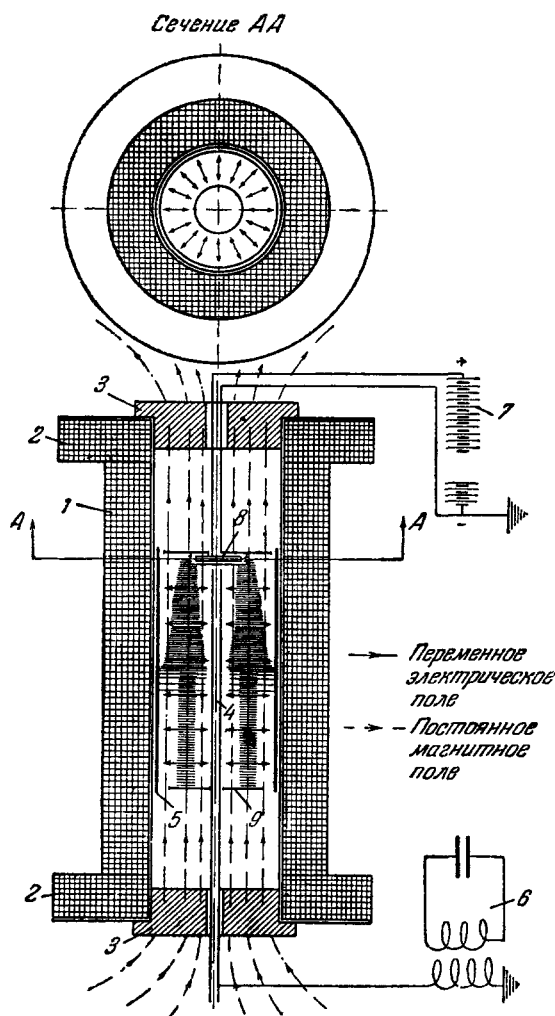


Рис. 26.

на только общая схема прибора, в действительности следует разработать ряд деталей, например, создать ускоряющее электрическое поле в рабочем пространстве между электродами (8) и (9); важно разработать конструкцию испускателя, создающего ионные орбиты с заданными начальными условиями. Постройка такого испускателя — трудная конструкторская задача.

Разбор этого метода разделения изотопов ставит некоторые интересные задачи; мы только укажем пути решения их, но детально изучать процесс здесь не будем. Как во всяких электронных процессах, фактором,

определяющим их эффективность, является устойчивость к возмущениям. В данном случае мы можем изучать возмущения так, как мы это делали для планотрона и магнетрона. Возмущающим фактором здесь может быть либо неоднородность магнитного поля, либо дополнительная прецессия орбит, вызванная электростатическим полем объемных зарядов. Возмущение можно учитывать так же, как в выражении (1,32), рассматривая это возмущение как аддитивное воздействие дополнительной угловой скорости $\Delta\Omega$ на фазовую скорость $\dot{\varphi}$ движения иона по круговой орбите. Неоднородность магнитного поля определяется величиной относительного возмущения

$$\gamma = \frac{\Delta\Omega}{\Omega}. \quad (8,28')$$

Введем возмущающую угловую скорость $\Delta\Omega = \gamma\Omega$ в четвертое уравнение (8,11), тогда получим уравнение возмущенного движения:

$$\dot{\varphi} + \gamma\Omega = \frac{U}{\Omega a^2} p^n \sin n\vartheta. \quad (8,29)$$

Поскольку для сохранения характера движения возмущающая скорость $\gamma\Omega$ должна быть меньше $\dot{\varphi}$, устойчивость движения определяется условием

$$|\dot{\varphi}| > |\gamma|\Omega. \quad (8,30)$$

Если в этом условии взять амплитудное значение $|p_0|$, то получим

$$\frac{U}{\Omega^2} \frac{|p_0|^n}{a_0^n} > |\gamma|. \quad (8,31)$$

С другой стороны, необходимо, чтобы движение не было столь устойчиво, чтобы резонансному воздействию подвергались орбиты изотопов с близкими ларморовыми частотами. Это воздействие должно быть таким, чтобы увеличение радиуса a для изотопов было меньше предельного радиуса a_{\max} , тогда эти ионы не осядут на наружный цилиндр.

Для рассмотрения возмущенного движения ионов нужно вычислить их траекторию в фазовом пространстве a, ϑ . Для этого нужно решить уравнения

$$\left. \begin{aligned} \dot{\vartheta} &= -\frac{U}{\Omega} \frac{R_*^2}{a^2 R^2} p^n \sin n\vartheta + \gamma\Omega, \\ \dot{R} &= \frac{U}{\Omega} \frac{1}{R} p^n \cos n\vartheta, \quad a = \sqrt{R^2 - R_*^2}. \end{aligned} \right\} \quad (8,32)$$

Введем обозначения

$$x = R^2, \quad b = R_*^2, \quad y = \sin n\vartheta. \quad (8,33)$$

Тогда мы получаем линейное уравнение первого порядка

$$\frac{dy}{dx} + \frac{nby}{2x(x-b)} = (-1)^n \frac{n\gamma\Omega^2}{2U} \left(\frac{x}{x-b} \right)^{\frac{n}{2}}. \quad (8,34)$$

Решая это уравнение обычным методом с прежними начальными условиями, получаем после возвращения к первоначальным переменным

$$\left(\frac{a}{R} \right)^n \sin n\vartheta = \left(\frac{a_0}{R_0} \right)^n \sin n\vartheta_0 + (-1)^n \frac{n\gamma\Omega^2}{2U} (a^2 - a_0^2). \quad (8,35)$$

Из этой формулы видно, что при достаточно большом a (когда $a/R \approx 1$) член, содержащий возмущение, станет главным и определит характер движения. Нетрудно видеть, что при этом траектория из гиперболы с уходящими в бесконечность ветвями станет замкнутой кривой. Таким образом, радиус a будет ограничен конечным пределом.

Если атомный вес отделяемого изотопа M , а $M \pm \Delta M$ — атомный вес соседнего изотопа, то траектории орбиты соседнего изотопа мы получаем из формулы (8,35), положив

$$\gamma = \frac{\Delta M}{M}. \quad (8,36)$$

Из выражения (8,35) видно, что для того, чтобы ни одна из орбит соседнего изотопа не имела $a > a_{\max}$, вполне достаточно, чтобы выполнялось условие

$$\frac{\Delta M}{M} > \frac{4U}{n\Omega^2 (a_{\max}^2 - a^2)}, \quad (8,37)$$

которое получается, если член, содержащий в формуле (8,35) возмущение, положить при $a = a_{\max}$ по абсолютной величине равным двум. Это важное условие, необходимое для разделения, в то же время ограничивает амплитуду переменного электрического поля, что понижает производительность метода разделения. Существенно отметить, что работа на более высоких гармониках ($n > 1$) согласно формуле (8,37) делает возможным применение больших значений U .

Для того чтобы представить себе возмущенные траектории, начертим их в фазовом пространстве a, ϕ , как это сделано на рис. 27 при $n=1$. Величину

$$B = \frac{2U}{n\Omega^2 R_*^2} \quad (8,38)$$

мы назовем фактором устойчивости; на рис. 27 полагаем $B/\gamma=6$. Как видно из этого рисунка, траектории, которые теперь замкнуты, расположены симметрично по отношению к вертикальной оси $\phi = \pm \frac{\pi}{2}$. Изучение

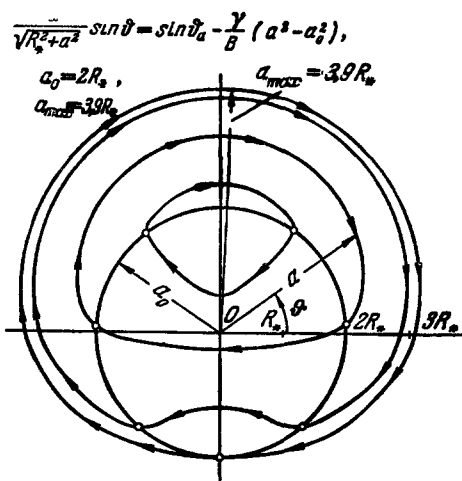


Рис. 27.

этих траекторий дает возможность более точно определить условия устойчивости, которые только приближенно даны формулой (8,37).

На рис. 27 мы положили $a_0/R_* = 2$ и $B/\gamma = 6$ и получили $a_{\max}/R_* = 3,9$, в то время как оценка, которая привела нас к формуле (8,37), основана на значении $a_{\max}/R_* = 4$.

На основании приведенного материала можно в случае необходимости провести такой же полный численный анализ процессов, существенных в данном методе разделения изотопов, как это было сделано в предыдущих главах для электронных процессов в планотронах и магнетронах.

В заключение мы бегло рассмотрим движение второго вида, когда орбиты электронов охватывают начало координат. В этом случае вместо условий (8,07) мы имеем

$$a > R, \quad -p = \frac{a}{R} > 1. \quad (8,39)$$

Тогда при усреднении вместо разложения (8,07) мы применяем формулу

$$\frac{1}{z^*} = \frac{e^{i(\varphi - \Omega t)}}{a} \sum_{n=0}^{\infty} p^{-n} e^{-in(\phi + \Omega t)}. \quad (8,40)$$

Поступая так же, как и прежде, получаем при том же резонансном условии уравнения

$$\left. \begin{aligned} \dot{R} &= \frac{U}{\Omega} \frac{p^{-n}}{R} \cos n\vartheta, \\ \dot{\theta} &= -\frac{U}{\Omega} \frac{p^{-n}}{R^2} \sin n\vartheta, \\ \dot{a} &= \frac{U}{\Omega} \frac{p^{-n}}{a} \cos n\vartheta, \\ \dot{\varphi} &= -\frac{U}{\Omega} \frac{p^{-n}}{a^2} \sin n\vartheta. \end{aligned} \right\} \quad (8,41)$$

Вводя прежние начальные условия (8,12), мы получаем

$$a^2 - R^2 = a_0^2 - R_0^2 = a_*^2, \quad a^2 \dot{\varphi} - R^2 \dot{\theta} = 0, \quad (8,42)$$

где a_* — конечное значение a , равное минимальному радиусу.

Исследование движения ведется таким же путем, и в итоге можно сказать, что электроны, как и в предыдущем случае, будут отбирать энергию от поля, увеличивать свои радиусы a и ударяться о корпус цилиндра. Фазовая диаграмма подобна изображенной на рис. 25, но вместо радиуса орбиты a она будет относиться к радиусу R ее центра.

Нетрудно видеть, что этот случай можно получить из предыдущего заменой во всех выражениях n на $-n$.

В заключение можно указать, что движение, при котором орбиты охватывают центр рабочего пространства, трудно осуществить на опыте. Такой вид движения сейчас на практике встречается в циклических ускорителях.

IX. ПЕРСПЕКТИВЫ ЭЛЕКТРОНИКИ БОЛЬШИХ МОЩНОСТЕЙ

Развитая нами теория и описанные опыты указывают на перспективность электронных процессов в энергетике больших мощностей.

Теория показывает, что возможно осуществление мощных генераторов сверхвысоких частот с высоким коэффициентом полезного действия. Генераторы типа планотронов и магнетронов, работающие на одном и том же механизме возбуждения колебаний, по-видимому, открывают путь для развития электроники больших мощностей. Наиболее перспективным мы считаем разработку таких методов генерации сверхвысокой частоты, которые возбуждают колебания непосредственно в волноводе. Это достигается сильной связью колебательных процессов в рабочем зазоре планотрона или магнетрона с колебательными процессами в волноводе. Примером генератора, работающего на этом принципе, является планотрон, изображенный на рис. 23.

Для развития электроники больших мощностей существенно научиться использовать планотроны и магнетроны, работающие в обращенном режиме, т. е. трансформирующие энергию сверхвысокочастотных колебаний обратно в электроэнергию постоянного тока. Возможности реализации обращенной генерации были рассмотрены теоретически в гл. II, где показано, что этот процесс будет так же устойчив и эффективен, как и прямой процесс, соответствующий генерации сверхвысокочастотных колебаний.

Для того чтобы конкретизировать пути осуществления энергетических процессов большой мощности, использующих преимущества сверхвысоких частот, я приведу несколько характерных примеров таких энергетических процессов и набросаю возможную схему их осуществления. Эти

примеры, конечно, надо рассматривать только условно, как возможные схемы решения, а не как конкретные конструкции.

Одной из интересных и важных задач электроники больших мощностей является передача электроэнергии по волноводам. В отличие от передачи по проводам, в волноводе поток энергии проходит не снаружи провода, а внутри трубы.

Технические преимущества передачи электроэнергии по волноводу очевидны. Современная линия передачи переменного или постоянного тока при высоких напряжениях имеет ряд известных недостатков, вызванных ее открытым характером. Она подвержена грозovým разрядам, по ней бегут перенапряжения, может возникнуть коронный разряд и пр. При передаче энергии по волноводам этого нет, так как весь процесс происходит в трубе, которая может быть проложена под землей. Конечно, с точки зрения безопасности передача по трубе тоже представляет большие преимущества.

Хорошо известно, что в любой линии электропередачи поток энергии проходит вне проводника. Наибольшая мощность, которая может быть передана по линии, определяется интегралом от вектора Пойнтинга,

$$P = \frac{c}{8\pi} \int [\mathbf{E}\mathbf{H}]_z dS, \quad (9.01)$$

где c — скорость света, \mathbf{E} и \mathbf{H} — амплитуда напряженности электрического и магнитного полей в поперечном сечении ($z = \text{const}$) линии передачи, dS — элемент площади этого сечения вне металла. Чтобы передавать большие мощности, напряженность поля нужно сделать по возможности большой. На практике величину \mathbf{E} ограничивает диэлектрическая прочность воздуха. В обычной линии передачи наиболее опасным для пробоя местом является поверхность у самых проводов, где \mathbf{E} достигает своего наибольшего значения; поэтому линии передачи приходится делать из проводов большого сечения. Для передачи энергии по волноводам справедливо то же выражение (9,01), поэтому при больших мощностях тоже придется иметь большие значения \mathbf{E} . Однако внутри волновода поле распределяется более равномерно по сечению, чем в случае цилиндрического провода, и поэтому возникновение пробоя затруднено. Этим открывается возможность передачи больших мощностей по волноводу небольшого сечения.

Например, если допустить пятикратный запас диэлектрической прочности воздуха, приняв за допустимую напряженность поля 6000 в/см , то из выражения (9,01) получаем, что через сечение волновода в один квадратный метр можно передавать до миллиона киловатт.

Преимущество волновода еще в том, что несмотря на высокое напряжение в нем, полностью отпадает вопрос изоляции. Все это делает волновод надежным средством передачи больших мощностей.

Экономичность такого метода передачи менее очевидна. Этот вопрос связан, во-первых, с энергетическими показателями планотронов или магнетронов, находящихся на концах линии передачи. В начале линии планотрон будет трансформировать постоянный ток в высокую частоту; в конце, на приемной стороне, должен происходить обратный процесс, и планотрон будет уже трансформировать высокую частоту в постоянный ток. Показатели работы планотрона разобраны в предыдущих главах, и есть основания теоретически предвидеть, что со временем его эффективность можно будет сделать достаточно высокой для экономической эксплуатации линий передачи.

В отношении потерь в самой линии передачи имеются большие трудности уже принципиального характера. Благодаря скин-эффекту при высоких частотах ток протекает на небольшой глубине в стенке волновода.

С одной стороны, это выгодно, так как можно ограничиться тонким металлическим покрытием, но, с другой стороны, ток будет течь с большими омическими потерями. Для примера возьмем прямоугольный волновод высотой b и будем передавать по нему энергию с помощью волны H_{10} . Тогда получаем, что при стенках волновода, выполненных с медным покрытием, начальная передаваемая мощность P_0 будет ослабевать на длине L согласно формуле

$$P = P_0 \exp \left\{ - \frac{6,1 \cdot 10^{-5}}{\sqrt{\lambda}} \frac{L}{b} \right\}, \quad (9,02)$$

где λ выражается в сантиметрах. Из этого выражения следует, что при $\lambda = 100$ см и $b = 2$ м на расстоянии $L = 32$ км будет теряться 10 % передаваемой мощности.

У волны H_{10} электрические силовые линии возникают и кончаются на стенках волновода, что и вызывает в нем значительные токи. Если взять цилиндрический волновод с волной H_{01} , электрические силовые линии которой замкнуты на себя и образуют кольца, то в стенках волновода будут течь значительно меньшие токи и потери сократятся. В этом случае мы имеем как бы свободно распространяющуюся волну с осевой симметрией и функция токов в стенках волновода сводится к тому, чтобы компенсировать стремление волны разойтись в радиальном направлении. Как известно, в этом случае потери в цилиндрическом волноводе радиуса r с медными стенками определяются выражением

$$P = P_0 \exp \left\{ - \frac{3,5 \cdot 10^{-5}}{\sqrt{\lambda}} \frac{\lambda^2 L}{r^3} \right\}, \quad (9,03)$$

где λ опять выражается в сантиметрах. В отличие от предыдущего случая, здесь потери резко убывают с уменьшением длины волны. Если взять для примера волновод, для которого $r = 1$ м, то при $\lambda = 3$ см на расстоянии $L = 1000$ км потеря мощности будет составлять всего 10 %, а мощность, которую можно передавать по этому волноводу, не переходя принятого предела допустимой напряженности, будет равна четырем миллионам киловатт. Из выражения (9,03) видно, что потери быстро убывают с увеличением радиуса трубы. Однако, как известно, волна H_{01} малоустойчива и, в отличие от волны H_{10} , может легко перерождаться; поэтому несмотря на такие благоприятные показатели, вопрос о ее применении не так прост, поскольку он связан с известной задачей о стабилизации волны H_{01} в цилиндрическом волноводе. Нетрудно предвидеть, что преимущества передачи энергии по волноводам выявятся в полной мере, если будут найдены сверхпроводники при нормальной температуре или близкой к ней.

На рис. 28 схематически показана волноводная линия передачи и дана схема двух планотронов: одного, работающего от генератора постоянного тока, и другого, работающего на сеть постоянного тока.

На данном этапе мы ограничиваемся тем, что даем общую картину и не останавливаемся на решении ряда важных технических задач, нужных для осуществления такой системы передачи, как, например, согласование нагрузки с генерируемой мощностью, стабильность передаваемой волны в волноводе и др.

Интересно отметить, что если будет осуществлена мощная магистральная линия передачи электроэнергии по волноводам, то открывается возможность ответвлять от нее электроэнергию и направлять ее по меньшим волноводам. Возможность канализации электрической энергии значительной мощности по трубам, без изоляции, может решить ряд интересных проблем техники. Например, не представляет особых трудностей использовать эту высокочастотную энергию просто на нагревание; для этого ее

надо направлять прямо по трубам в металлургическую печь, где она будет поглощаться и при этом нагревание может идти до очень высоких температур без применения особых электродов. Электроэнергия достаточно высокой частоты может быть направлена без изоляции по трубам в буровые скважины и таким путем разогревать грунт на больших глубинах, что может помочь при добыче серы, тяжелых нефтей и т. д.

При использовании больших высокочастотных мощностей в закрытых помещениях нужно иметь в виду, что электромагнитные колебания легко выходят наружу через очень узкие щели; это часто является серьезным препятствием для работы.

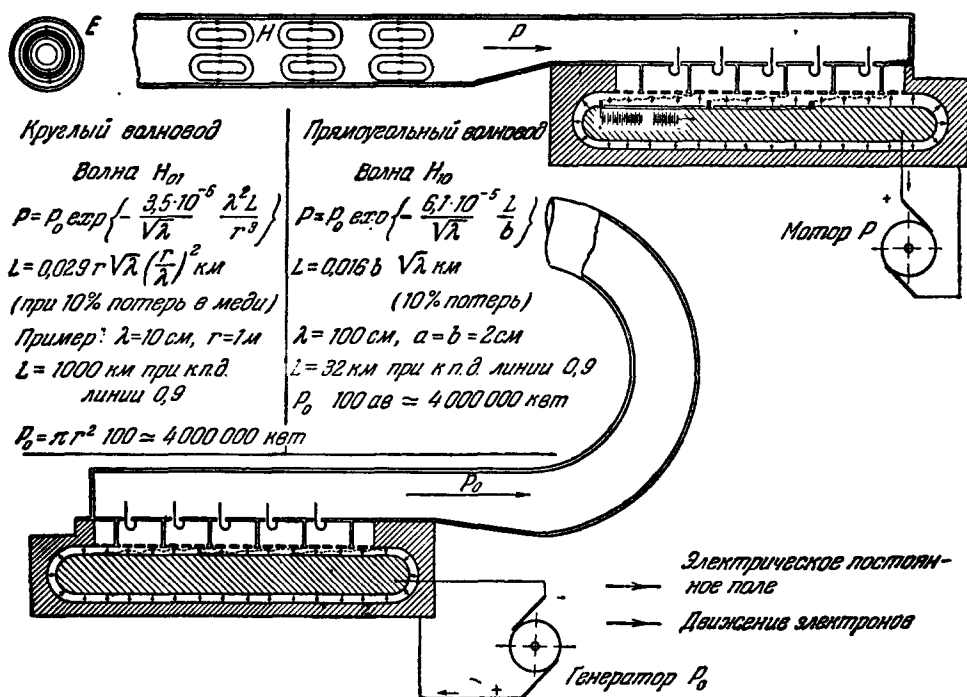


Рис. 28.

Эффективная генерация сверхвысокочастотных колебаний и обратное конвертирование постоянного тока в электроэнергию открывает возможность передачи электроэнергии и в свободном пространстве. Схема передачи, конечно, будет аналогична рассмотренной, но вместо волновода должен быть использован направленный луч, который, как известно, мало расходится только при коротких длинах волн. Такая схема передачи электроэнергии, задуманная впервые Н. Тесла еще много лет назад, обсуждается уже давно. Хотя она принципиально и возможна, но связана с решением ряда сложных технических задач и поэтому может быть осуществлена только в тех специальных случаях, когда невозможны другие способы передачи энергии (например, снабжение энергией искусственных спутников).

В связи с канализацией и применением сверхвысокочастотных колебаний большой мощности, по-видимому, целесообразно использовать планотрон для конвертирования колебаний одной частоты в другую. Возможный метод осуществления такого процесса прост и его сущность видна из схемы, приведенной на рис. 29. Для этого в планотроне имеются две

самостоятельные резонансные системы, каждая из них имеет свою собственную частоту. Эти системы расположены так, чтобы рабочее пространство одной системы служило продолжением рабочего пространства другой системы.

Предположим, что система резонаторов, расположенная на рис. 29 сверху, принимает колебательную энергию из волновода. В этом случае электрическое поле в рабочем пространстве будет направлено так, что электроны, дрейфующие слева направо, в своем движении поперек рабочего пространства будут двигаться против постоянного электрического поля и приобретут потенциальную энергию за счет поглощенной колебательной энергии. Когда эти электроны перейдут в нижнюю часть рабочего пространства, процесс изменит свой знак и электроны будут отдавать свою энергию другой системе резонаторов, уже колеблющейся при другой

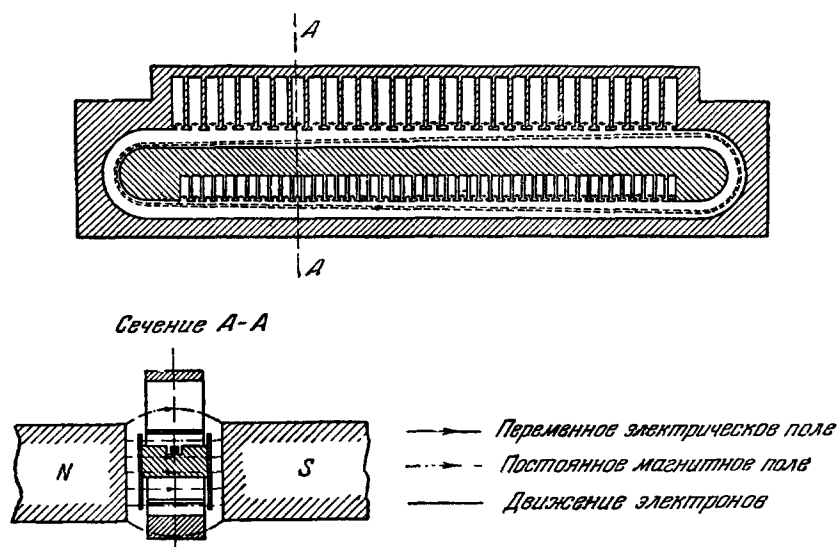


Рис. 29.

частоте, на которой и будет отводиться энергия. Таким образом, энергия, поступающая с одной частотой, будет отводиться уже с другой частотой. Такие конверторы частоты могут со временем приобрести практическое значение при переходе к меньшим диаметрам волноводов в разветвлениях системы канализации высокочастотных мощностей, где может встретиться необходимость повысить частоту, чтобы выполнить критические условия, налагаемые на длину волны размерами волновода.

Механизм электронного процесса в планотроне открывает еще ряд интересных возможностей, из которых нам кажется наиболее обещающим применение планотрона как линейного ускорителя. Эта возможность становится легко понятной, если представить себе, что над щелями излучающего планотрона проходит пучок заряженных частиц. Если расстояние между щелями согласовано с законом движения частиц, то можно подобрать частоту и интенсивность режима так, что частицы будут на своем пути над щелями находиться только под влиянием ускоряющего действия электрических полей, создаваемых колебаниями в резонаторах. Изменяя расстояние между щелями резонаторов в рабочем пространстве, можно также менять и скорость дрейфа язычков, что просто осуществляется плавным изменением расстояния D между катодом и анодом. Осуществить такую систему практически можно различными способами; один из них показан

на рис. 30. За основу взята удвоенная резонансная система планотрона, в центре которой проходит ускоряющий пучок. Щели противоположных концов резонаторов обращены к обоим рабочим пространствам. Система имеет магнитную цепь, в которой на прямой, где происходит ускорение потока частиц, отсутствуют составляющие магнитного поля в направлении, перпендикулярном к движению частиц. Из сравнения принципа действия такого линейного ускорителя с обычными системами видно, что в этом случае когерентность колебаний ускоряющего поля осуществляется сильной связанной системой резонаторов и подвод энергии происходит непрерывно по всей длине пути, на котором происходит ускорение. Благодаря этому с увеличением длины ускорителя не затрудняется подвод энергии и не нарушается синхронность колебаний

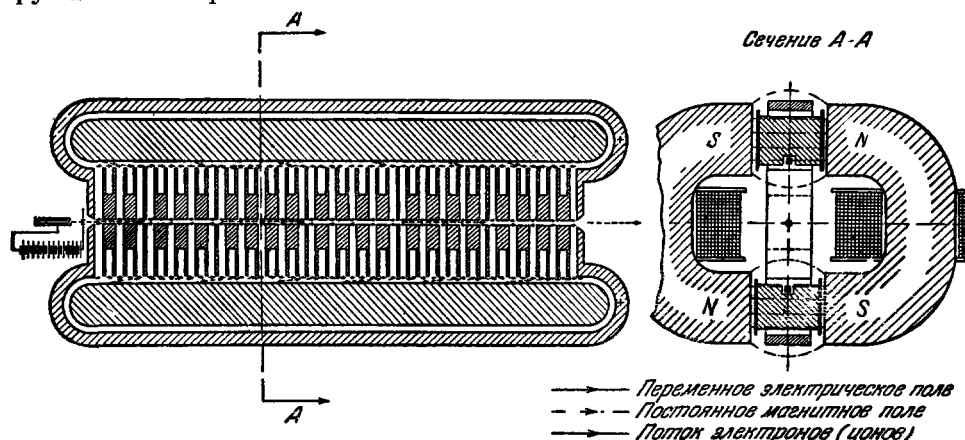


Рис. 30.

Я думаю, что этот краткий перечень уже показывает перспективность планотрона при осуществлении ряда фундаментальных задач электроники больших мощностей. Следует указать, что некоторые из перечисленных задач можно успешно решать и с помощью магнетрона, но для этого он должен быть осуществлен в больших масштабах и мало походил бы по своей конструкции на обычный импульсный магнетрон. У него цилиндрический катод был бы большого радиуса, на нем помещались бы отдельные испускатели и количество резонаторов было бы велико. Из теории магнетрона, изложенной в гл. VI, следует, что при таких условиях электронный процесс в магнетроне практически был бы идентичен с процессом в планотроне и теоретически имел бы те же высокие показатели. В таких мощных магнетронах магнитное поле будет создаваться соленоидом, и можно будет обходиться без железа.

Вопрос об использовании в электронике больших мощностей процессов, происходящих при резонансном взаимодействии электромагнитных колебаний с электронами, обращающимися по ларморовым орбитам, был нами разобран в предыдущей главе. Там было показано, что эти процессы мало пригодны для эффективной генерации высокой частоты, но могут оказаться весьма полезными для селективного поглощения электромагнитных колебаний.

Как известно, задача эффективного селективного поглощения коротких радиоволн, распространяющихся по волноводам, не имеет простого решения, поэтому поглощающее устройство, которое работает на новом принципе, может оказаться полезным. Такое поглощающее устройство может быть выполнено в виде прибора, подобного тому, который служит для

разделения изотопов и изображен на рис. 26 в предыдущей главе. Размеры электронных орбит значительно меньше, чем размеры ионных орбит, поэтому прибор будет значительно меньших габаритов, чем для разделения изотопов, и будет поглощать короткие радиоволны (сантиметровые и дециметровые). Испускатель ионов (8) теперь будет заменен испускателем электронов. Конечный диск (9) будет отсутствовать, чтобы прибор мог быть приключен к волноводу как концевая коаксиальная линия.

С помощью метода усреднения, изложенного в гл. I и VIII, можно показать, что если в волноводе имеется любой вид колебаний и присутствует электронный газ в магнитном поле, то всегда будет происходить селективное поглощение колебаний с частотой, кратной ларморовой. Перспективность использования резонанса с ларморовой частотой для разделения изотопов следует из анализа, сделанного в предыдущей главе, и возвращаться к этому вопросу мы не будем.

Электронные процессы, которые мы рассмотрели в этой работе, конечно, еще мало изучены, но по мере их освоения в электронике больших мощностей откроются перспективы, которые сейчас еще нельзя предвидеть. В ходе работ по электронике больших мощностей предстоит еще решить ряд интересных задач, как теоретических, так и экспериментальных. Дальнейшее развитие электроники больших мощностей будет происходить все ускоряющимися темпами. Эти темпы зависят не только от времени, необходимого для решения теоретических и экспериментальных задач, а главным образом от того, насколько созрела потребность в решении соответствующих проблем.
