

ИБО

Работа выполнена в течение 1960—1963 гг. в секторе СВЧ научно-исследовательского института ядерной физики, электроники и автоматики при Томском политехническом институте имени С. М. Кирова.

Министерство высшего и среднего специального образования
РСФСР

Томский ордена Трудового Красного Знамени политехнический
институт имени С. М. Кирова

г. Томск, проспект им. Ленина, 30.

Тел. 74-2-96

Кому

Куда

Направляем Вам для ознакомления автореферат диссертации Л. Н. Везматерных на тему «Исследование некоторых типов волноводных ускоряющих систем электронных синхротронов», представленной на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук.

Защита состоится

6 мая

1964 г. в аудитории

№ 124 10-го корпуса политехнического института на Совете при Томском политехническом институте по присуждению ученых степеней.

Просим принять участие в работе Совета или прислать свои отзывы.

Ученый секретарь института

(Ю. Данилов).

« 4 » апреля 1964 г.

На общем фоне быстрого развития ускорителей заряженных частиц, и в частности электронных ускорителей, в настоящее время отчетливо выражено стремление к непрерывному повышению максимально достижимых энергий. Эта тенденция не случайна. С помощью ускорителей, являющихся одним из основных инструментов для экспериментальных исследований в ядерной физике и физике элементарных частиц, решаются наиболее важные и сложные задачи современной физики — проблема ядерных сил, проблема природы, взаимодействия и взаимных превращений элементарных частиц. В этой области каждый новый освоенный диапазон энергий открывает новые явления и закономерности.

Задача создания электронных ускорителей на энергии до десяти и более миллиардов электронвольт и большие токи представляется чрезвычайно трудной.

Специфические трудности, возникающие при сооружении электронных синхротронов на большие энергии, обусловлены электромагнитным излучением ускоряемых электронов [1]. Мощность электромагнитного излучения релятивистских электронов, движущихся в магнитном поле, пропорциональна четвертой степени их энергии и обратно пропорциональна квадрату радиуса траектории. При энергии порядка 5—6 Гэв и индукции управляющего магнитного поля в 8000 гаусс радиационные потери составляют несколько Мэв на оборот. Компенсация таких потерь на излучение, связанная со значительным увеличением мощности высокочастотных генераторов, представляет большие трудности. С уменьшением радиуса установки эти трудности быстро возрастают. В циклическом ускорителе при индукции управляющего магнитного поля 100.000 гаусс и энергии 5 Гэв потери на излучение достигают 30—35 Мэв на оборот. Требуемый прирост энергии в этом случае не обеспечит ни одна из существующих резонаторных ускоряющих систем.

В области энергий свыше 1 Гэв существенными становятся эффекты, связанные с квантовым характером излучения [2]. Наиболее сильное влияние они оказывают на радиальные свободные колебания электронов, что приводит к расширению орбиты, а следовательно, к необходимости увеличения апертуры камеры с ростом энергии электронов. По существу ограничения на размеры камеры, накладываемые квантовым характером

излучения, определяют практически достижимый предел энергии для электронных синхротронов с размерами, приемлемыми для размещения в лаборатории. Для обычных резонаторных систем этот предел, видимо, ограничен энергиями 8—10 ГэВ.

Эффективное преодоление указанных трудностей возможно на пути усовершенствования ускоряющих систем, которое, прежде всего, предполагает увеличение шунтового сопротивления системы, а также увеличение приростов энергии ускоряемых частиц за оборот. С ростом шунтового сопротивления уменьшается необходимая мощность высокочастотных генераторов, которая в установках на большие энергии оказывается на пределе современных технических возможностей; а увеличение приростов энергии за один оборот позволяет сократить время ускорения, что приведет к уменьшению потерь энергии на излучение и уменьшит амплитуду колебаний, связанных с квантовым характером излучения частиц. В конечном счете это отодвигает предел достижимых энергий в установках с заданным радиусом и данной шириной камеры.

Один из возможных путей повышения шунтового сопротивления и прироста энергии за оборот состоит в увеличении числа ускоряющих элементов с одновременным переходом в область коротких длин волн. При сохранении общей длины ускоряющих элементов (число их при этом растет пропорционально частоте) шунтовое сопротивление увеличивается как \sqrt{f} . Ускоряющие системы Кембриджского синхротрона и немецкого синхротрона DESY на энергии 6 ГэВ имеют несколько десятков резонаторов и работают на частотах порядка 500 мгГц. Для преодоления технических трудностей, связанных с размещением и питанием большого числа резонаторов, их объединяют в кольцо сильно связанных резонаторов, питание которого осуществляется в нескольких точках [3]. Отдельные резонаторы состоят из нескольких подволновых секций и связаны между собой отрезками волноводов. По мере увеличения числа резонаторов и сокращения длины волноводов-связок такая система по своим свойствам все больше приближается к волноводным ускоряющим системам.

Идея использования волноводных ускоряющих систем в циклических ускорителях была высказана еще в конце сороковых годов А. А. Воробьевым и описана подробно в 1957 г. [4]. Волноводный циклический ускоритель представляет синхротрон, в межполюсном пространстве которого установлен замкнутый волновод. Электромагнитное поле волновода, ускоряющее электроны, в общем случае имеет все шесть компонент. Частица, взаимодействуя с полем электромагнитной волны на всем протяжении траектории, получает большие приросты энергии за оборот. Шунтовое сопротивление волноводных ускоряющих систем в виде прямоугольных диафрагмированных волноводов с пространством взаимодействия $6 \text{ см} \times 6 \text{ см}$ в 10 см

диапазоне, как показано в [6], оказывается, по крайней мере, на порядок выше, чем у существующих резонаторных систем.

Особенно перспективным кажется применение волноводных систем в ускорителях с небольшим радиусом орбиты, например, в «безжелезном», синхротроне, когда при высоких энергиях обычные резонаторные системы не обеспечивают необходимых приростов энергии за оборот. Возможность создания таких ускорителей с «железной» конструкцией магнита становится все более реальной в связи с успехами, достигнутыми за последнее время в области сверхпроводимости.

**

Принцип волноводного ускорения электронов в циклических ускорителях, теоретически исследованный в работах А. А. Воробьева, Е. В. Падусовой, А. Н. Диденко, Е. С. Коваленко, Б. Н. Морозова, в настоящее время осуществлен практически в двух действующих установках. Одна из них — модель синхротрона на энергию 1,5 МэВ со слабой фокусировкой и бета-тронной инжекцией с ускоряющей системой в виде гладкого кольцевого волновода построена и испытана в институте вакуумной электроники ЧСАН (Прага) [5], другая на энергию 10 МэВ с ускоряющей системой в виде прямоугольного кольцевого волновода, нагруженного диафрагмами по внешней изогнутой стенке, — в Томском политехническом институте.

Ускоряющие системы типа гладких изогнутых волноводов в отличие от волноводов, нагруженных замедляющими структурами, перспективны лишь для применения в ускорителях на сравнительно невысокие энергии, так как шунтовое сопротивление для них может быть сравнимо с шунтовым сопротивлением нагруженных волноводов только при условии, что величина среднего радиуса изгиба сравнима с длиной волны.

Теоретические и экспериментальные исследования, связанные с сооружением модели волноводного циклического ускорителя электронов в ТПИ, включали в себя изучение электродинамических свойств равномерно изогнутых замкнутых волноводов [7], вопросы возбуждения волноводной ускоряющей системы, разработку экспериментальной установки для определения электродинамических характеристик таких систем [8] и технологию их изготовления. Результаты этих исследований указывают на возможность преодоления технических трудностей на пути осуществления принципа волноводного ускорения и его перспективность в области высоких энергий.

**

После экспериментального подтверждения принципа волноводного ускорения особую актуальность и важное практическое значение приобрели вопросы разработки волноводных ускоряющих систем для ускорителей на высокие энергии.

В начале основное внимание уделялось исследованию электродинамических свойств волноводных ускоряющих систем в виде прямоугольных волноводов (прямых [6], или равномерно изогнутых свернутых в кольцо [7], нагруженных металлическими диафрагмами, или штыревыми гребенками. При оценке применимости этих систем в циклических ускорителях электронов принимались во внимание такие характеристики, как добротность, групповая скорость, сопротивление связи, шунтовой импеданс при замедлении, равном единице, возможность разделения рабочего и паразитных типов колебаний, возможность выбора рабочей частоты при заданных размерах, пространства взаимодействия и магнитного зазора в диапазоне, характеризующемся наличием мощных генераторов СВЧ. Этим требованиям названные волноводные системы удовлетворяют полностью.

Главные трудности, возникающие при использовании их в электронных синхротронах, являются следствием размещения волновода непосредственно в межполюсном пространстве магнитной системы. Эти трудности рассмотрены во введении к диссертации и сводятся к следующему.

1. При большой скорости изменения управляющего магнитного поля в металлических стенках волновода и замедляющих структурах наводятся вихревые токи, магнитные поля которых искажают управляющее магнитное поле в пространстве взаимодействия. Скорость нарастания магнитного поля находится в прямой зависимости от величины приростов энергии за оборот, обеспечиваемых ускоряющей системой, и для волноводных систем должна быть сделана очень большой, чтобы сократить время ускорения до минимально возможной величины.

Несмотря на важность этого вопроса, ему уделялось недостаточное внимание. Единственное существовавшее решение предусматривало во избежание искажений управляющего магнитного поля изготовление волноводной системы и замедляющей структуры из диэлектрического материала, на внутреннюю поверхность которого наносится проводящее покрытие толщиной в несколько скин-слоев на частоте ускоряющего поля. Проводящее покрытие имеет ряд радиальных разрезов, размещаемых в узлах электрического поля, если ускоритель работает на стоячей волне. Использование такого варианта в ряде случаев может оказаться затруднительным.

При работе ускорителя на стоячей волне в случае равнорезонантной системы легко возбуждаются вырожденные виды колебаний. За счет разрезов происходит смещение резонансных частот соседних видов, что может привести к ухудшению частотного разделения между рабочим и соседними видами колебаний [8].

С другой стороны, при высоком уровне мощности СВЧ возникает опасность выгорания тонкослойных проводящих пленок, нанесенных на диэлектрическую основу. Кроме того, изготовле-

ние таких ускоряющих систем связано со значительными технологическими трудностями, особенно при сложной геометрии замедляющих структур.

2. В ускорителях высоких энергий частоту ускоряющего поля необходимо выбирать так, насколько это позволяют другие факторы, чтобы потребляемая высокочастотная мощность была минимально возможной.

В электронных ускорителях приходится учитывать два противоборствующих фактора [9]. С ростом частоты шунтовое сопротивление ускоряющей системы увеличивается. Однако одновременно растут потери частиц, вызванные квантовым характером излучения. Чтобы потери частиц не увеличивались, приходится амплитуду ускоряющего поля увеличивать. В результате выигрыш в мощности за счет роста шунтового сопротивления возможен до определенной частоты, которая и является оптимальной. Вопрос об определении оптимальной частоты для электронных синхротронов с волноводными ускоряющими системами рассмотрен в § 1 гл. III.

В отличие от [9] показано, что в действительности шунтовое сопротивление волноводных ускоряющих систем с увеличением частоты растет как \sqrt{f} и, следовательно, оптимальные частоты волноводных и резонаторных ускоряющих систем совпадают. В зависимости от параметров ускорителя они изменяются в широком интервале. Для большинства существующих и проектируемых ускорителей оптимальные частоты лежат в диапазоне $10 \text{ см} \leq \lambda_{\text{опт}} \leq 100 \text{ см}$. Требование оптимальности частоты ускоряющего поля не противоречит требованию того, чтобы она находилась в диапазоне, в котором имеются мощные генераторы СВЧ с повышенной длительностью импульсов, и при оценке волноводных ускоряющих систем необходимо учитывать возможность выбора частоты ускоряющего поля, близкой к оптимальной.

Для волноводных ускоряющих систем типа прямоугольных диафрагмированных волноводов рабочая длина ускоряющей волны (LE_{11} волна) всегда меньше удвоенной высоты магнитного зазора, так как критическая длина этой волны меньше любого удвоенного размера поперечного сечения волновода [6]. В результате для таких систем переход в область оптимальных частот во многих случаях приведет к необходимости увеличения межполюсного зазора, а следовательно, к удорожанию магнитной системы.

Значительного увеличения рабочей длины волны при сохранении размеров межполюсного зазора можно достичь, используя штыревые замедляющие структуры [10]. Для волноводов, нагруженных штыревыми гребенками, критическая длина волны больше учетверенной высоты штырей $\lambda_{\text{кр}} > 4h$. При расположении штырей на плоских стенках волновода, когда простран-

ством взаимодействия является пространство между штырями и изогнутыми стенками, их высота ограничивается требованием того, чтобы пробой между открытыми концами штырей и верхней стенкой волновода не ограничивал максимального значения напряженности электрического поля в пространстве взаимодействия. Из этих соображений высота штырей не может быть сделана близкой к высоте межполюсного зазора. Это является существенным недостатком волноводов, в которых для замедления электромагнитной волны используются штыревые гребенки.

3. В «безжелезном» синхротроне стремление выполнить конструктивно волноводную ускоряющую систему так, чтобы она по возможности меньше искажала управляющее магнитное поле и сохраняла радиальный размер пространства взаимодействия, равным расстоянию между токоведущими шинами, приводит к рассмотрению вариантов, в которых токоведущие шины одновременно служат стенками волноводной системы.

Вследствие большой величины сил электромагнитного взаимодействия между токоведущими шинами технически невозможно обеспечить полную жесткость такой конструкции и возникает опасность смещения в течение импульса магнитного поля радиуса, на котором для рабочего типа колебаний выполняется условие $V_{\text{фаз}} = c$, за пределы пространства взаимодействия. Волноводные системы, нагруженные диафрагмами и штыревыми гребенками, имеют сильную зависимость дисперсии от параметров, которые изменяются в течение цикла ускорения и для этой цели неприемлемы.

Разработка волноводных ускоряющих систем, которые были бы свободны от указанных недостатков, потребовала исследования новых типов замедляющих структур. Электродинамике некоторых таких систем и оценке их эффективности применительно к электронным синхротронам и посвящена данная работа.

Искажение управляющего магнитного поля значительно уменьшится, если в волноводных системах использовать замедляющие структуры из диэлектрика. Однако работ, посвященных исследованию таких систем для циклических ускорителей, за исключением [11], в которой рассматривался изогнутый замкнутый в кольцо волновод, неограниченный по высоте, не существовало.

В данной работе предложены и исследованы новые волноводные ускоряющие системы для циклических ускорителей электронов, основанные на применении высокочастотных диэлектриков СВЧ с большой диэлектрической проницаемостью в диапазоне СВЧ. В зависимости от роли, которую выполняет диэлектрик, эти системы делятся на две различные группы. В первой из них диэлектрик используется как замедляющая структура. Эти системы рассмотрены в гл. 1. Ко второй группе относятся волноводные системы, торцовые стенки которых во избежание экра-

нировки управляющего магнитного поля изготовлены из многослойных диэлектриков по типу интерференционных зеркал, используемых в оптическом диапазоне. Им посвящена вторая глава.

Основой для разработки волноводных систем, наиболее полно удовлетворяющих условиям их использования в «безжелезных» синхротронах, послужили следующие особенности известных из техники СВЧ встречно-штыревых замедляющих структур:

1. В режиме $\frac{\pi}{2}$ колебаний рабочая частота не зависит от волновой проводимости и, следовательно, от положения боковых стенок и определяется только высотой штырей. Такой вывод следует из приближенного уравнения дисперсии, не учитывающего конечность неоднородной области и высшие типы волн в ней.

2. Дисперсия системы практически не зависит от величины зазора между открытым концом штыря и противоположной стенкой.

Первая особенность используется в волноводной системе, предложенной в [7]. Аргументом против такой системы является чрезвычайно высокая чувствительность коэффициента отра-

жения встречно-штыревой системы в режиме $\frac{\pi}{2}$ -колебаний к погрешностям изготовления [12]. Небольшие неоднородности приводят к запираению волновода на частоте, соответствующей

$\phi = \frac{\pi}{2}$. При $\phi \neq \frac{\pi}{2}$ рабочая частота уже зависит от волновой проводимости многопроводной линии. Кроме того, следует заметить, что анализ встречно-штыревой системы с отверстиями для пролета пучка проведен в [7] без учета концевых нагрузок и поэтому его нельзя считать строгим.

В отличие от [7] в гл. III данной работы исследованы волноводные системы, в которых используется вторая особенность встречно-штыревых структур. Анализ проведен на основе строгого электродинамического метода, учитывающего конечность неоднородной области и высшие типы волн в ней.

Многие волноводные ускоряющие системы (сюда относятся прямоугольные волноводы, нагруженные по боковым стенкам или продольными анизотропными диэлектрическими пластинами, или диафрагмами из изотропного диэлектрика; прямоугольный волновод с замедляющей структурой «встречные ряды» штырей, а также гладкие и диафрагмированные волноводные системы с многослойными диэлектрическими торцовыми стенками) изучены впервые. От известных волноводных систем (имеются в виду волноводные ускоряющие системы циклических и линейных ускорителей и замедляющие структуры электрон-

ных приборов СВЧ, основанных на длительном взаимодействии пучка с полем замедленной электромагнитной волны) они существенно отличаются или геометрией и свойствами замедляющих структур, а также и конструктивно, или физическими принципами, на которых они основаны.

Последнее относится к волноводным ускоряющим системам с многослойными диэлектрическими стенками. В обоих случаях, как правило, сильно изменяются электродинамические свойства и усложняются способы их изучения. Все это потребовало не только обобщения рассмотренных ранее методов их расчета, но и развития новых. Теоретические исследования по электродинамике названных выше волноводных систем включают наряду с методами расчета полей и дисперсии анализ физических принципов, на которых они основаны, анализ спектра волн, определение их электродинамических характеристик (сопротивления связи, шунтового импеданса, потока мощности и др.) и оценку их эффективности как ускоряющих систем электронных синхротронов. Требования, предъявляемые к волноводным ускоряющим системам электронных синхротронов, сформулированы в § 4 гл. I.

В первой главе («Волноводные ускоряющие системы с диэлектрическим заполнением») рассматриваются ускоряющие системы в виде прямоугольных волноводов, нагруженных по боковым стенкам:

- а) продольными пластинами из изотропного диэлектрика,
- б) продольными пластинами из анизотропного диэлектрика с оптической осью, параллельной оси волновода;
- в) диафрагмами из изотропного диэлектрика.

Для циклических ускорителей электронов из числа всех ранее известных и изученных в этой главе волноводных ускоряющих систем с диэлектрическими замедляющими структурами наиболее эффективными являются прямоугольные волноводы, нагруженные анизотропным диэлектриком и диафрагмами из изотропного диэлектрика. Последние из них, когда длина волны мала по сравнению с периодом структуры, эквивалентны волноводам, нагруженным анизотропным диэлектриком с некоторым эффективным значением диэлектрической проницаемости, зависящим от относительной толщины диафрагм. Фактически часть волновода, заполненная диафрагмами, может рассматриваться как искусственно анизотропная одноосная среда.

Волны в таких волноводах, за исключением TE_{10} волн, являются гибридными. Все гибридные волны делятся на квази ТМ и квази ТЕ, которые рассматриваются как ТМ и ТЕ волны волноводов, полностью заполненных анизотропным диэлектриком (или диафрагмами без отверстий), возмущенные отверстием для пролета пучка. В качестве ускоряющей волны должна использоваться основная синфазная квази ТМ волна. По сравнению с квази ТЕ волнами она имеет значительно большее сопротивление связи и больший шунтовой импеданс.

Шунтовое сопротивление системы при возбуждении квази ТМ волны возрастает с ростом отношения $\frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{11}}$. Для систем без отверстия оно растет пропорционально этой величине. Чтобы получить большое шунтовое сопротивление, необходимо выбирать диэлектрик с $\frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{11}} \gg 1$, причем ϵ_{\perp} и ϵ_{11} должны быть велики. Так как естественные диэлектрики этими свойствами не обладают, то остается единственная возможность — использование искусственно анизотропного диэлектрика, представляющего периодически чередующиеся диафрагмы из изотропного диэлектрика. При изменении диэлектрической проницаемости диафрагм и их относительной толщины ϵ_{\perp} и ϵ_{11} изменяются в широких пределах. С ростом ϵ возрастает отношение $\frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{11}}$.

При возбуждении основной синфазной квази ТМ волны шунтовое сопротивление волноводов с диафрагмами, изготовленными из диэлектрика с большим значением ϵ ($\epsilon \approx 100$) и малыми потерями ($\text{tg} \delta = 10^{-3}$) сравнимо с шунтовым сопротивлением волноводов, нагруженных металлическими диафрагмами. Внешние размеры волновода на частоте 3.000 мгц при фазовой скорости волны, равной скорости света, позволяют использовать его в магнитах с высотой межполюсного зазора 5—6 см. По сравнению с волноводом, нагруженным металлическими диафрагмами, при заданной длине волны его высота может быть сделана меньше. С уменьшением высоты волновода увеличивается его ширина и уменьшается шунтовое сопротивление. Чтобы сохранить шунтовое сопротивление высоким, необходимо в этом случае уменьшать $\text{tg} \delta$. Все это приводит к тому, что вряд ли целесообразно использовать волноводы с $\frac{2b}{\lambda} < 1,2$.

Основная синфазная волна типа квази ТМ, являющаяся ускоряющей волной, не является низшим типом волны. Ее критическая длина меньше, чем у паразитной квази ТЕ волны. Число паразитных типов волн тем больше, чем больше отношение $\frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{11}}$. Ввиду этого с целью устойчивого возбуждения ускоряющего поля в высокоэффективных системах (для них $\frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{11}}$ велико) необходимо использовать резонансный режим работы. Это является известным недостатком данной системы.

Главное преимущество волноводных систем с диэлектрическими диафрагмами состоит в том, что замедляющая структура не искажает быстропеременное управляющее магнитное поле и не нагревается в нем; высота волновода может быть сделана меньше, чем у волновода с металлическими диафрагмами; ди-

сперсия системы легко изменяется путем изменения относительной толщины диафрагм, что позволяет регулировать крутизну дисперсионной кривой. При этом изменение относительной толщины диафрагм в пределах 0,3—0,7 практически не сказывается на величине шунтового сопротивления.

В волноводе с изотропными диэлектрическими пластинами при условии, что высота пластин равна высоте волновода, а их поверхности параллельны его стенкам, волны распадаются на два класса: LE и LM волны (или соответственно TE и TM относительно направления, перпендикулярного плоскости пластин). Для волн, поля которых зависят от обеих поперечных координат, эта классификация является единственно возможной.

Ввиду большой величины потерь в диэлектрике и стенках волновода шунтовый импеданс системы для LE и LM волн существенно ниже, чем в волноводах с анизотропной нагрузкой. Это связано с тем, что для замедленных LE и LM волн большая часть электромагнитной энергии запасается в диэлектрической области.

Изогнутые волноводы прямоугольного сечения с изотропной диэлектрической нагрузкой в виде слоя, нанесенного на боковые или торцовые стенки, могут иметь высокую эффективность только при условии, что длина замедленной волны сравнима со средним радиусом изгиба. По-видимому, для этих систем радиус изгиба, при котором система остается еще эффективной, будет больше, чем для гладких изогнутых систем без диэлектрика.

Для всех систем, изученных в этой главе, дисперсионные уравнения и выражения для полей получены методом «сшивания» тангенциальных компонент электромагнитного поля на границах раздела между частичными областями. В случае прямоугольного волновода, нагруженного диэлектрическими диафрагмами, электромагнитное поле представлено в виде разложения по пространственным гармоникам в пространстве взаимодействия и в виде разложения по типам волн волновода, нагруженного поперечными диэлектрическими пластинами без отверстий в пространстве, занятом диафрагмами.

Дисперсионное уравнение получается в виде бесконечного определителя. Исследование дисперсионных свойств с учетом высших пространственных гармоник на основе этого уравнения является трудоемким, так как порядок определителя растет очень быстро (при учете прямой и обратной первой гармоник имеем определитель шестого порядка). В связи с этим методом «сшивания» частичных мощностей получено приближенное дисперсионное уравнение, учитывающее основной тип волны в области, занятой диафрагмами, и все пространственные гармоники в пространстве взаимодействия. Оно позволяет в более простой форме произвести учет высших пространственных гармоник.

Вторая глава («Волноводные ускоряющие системы со стенками, не экранирующими управляющее магнитное поле») посвящена теоретическому исследованию электродинамических свойств равномерно изогнутых замкнутых, гладких волноводов прямоугольного сечения, а также волноводов, периодически нагруженных по изогнутым стенкам диафрагмами, однородными вдоль своей длины, с диэлектрическими торцовыми стенками из многослойного диэлектрика. Эти системы можно рассматривать как полуволновые отрезки коаксиальных волноводов с соответствующей формой поперечного сечения, закрытые с торцов многослойными диэлектрическими стенками, и их расчет сводится к задаче об отражении электромагнитной волны от многослойной стенки, расположенной в цилиндрическом волноводе с произвольным поперечным сечением.

При использовании многослойных диэлектрических покрытий в качестве стенок волноводных ускоряющих систем в отличие от известных применений (рефлекторы интерферометров Фабри-Перо оптического, субмиллиметрового и миллиметрового диапазонов волн, оптические квантовые генераторы и усилители) существенными оказываются следующие особенности:

1. Граничные условия на поверхности многослойной диэлектрической стенки на частоте ускоряющего поля не должны существенно отличаться от граничных условий на металлической поверхности. В противном случае перераспределение поля внутри волновода, вызванное изменением граничных условий, приведет к снижению шунтового сопротивления ускоряющей системы.

2. Волноводная ускоряющая система имеет рабочую длину волны порядка 10 см. Так как коэффициент отражения металлов растет с увеличением длины волны ($1 - |R|^2 \sim \frac{1}{\sqrt{\lambda}}$), то

задача создания многослойных стенок с коэффициентом отражения, равным коэффициенту отражения металла или лучше его, в этом диапазоне усложняется. Для увеличения коэффициента отражения многослойного покрытия при неизменной диэлектрической проницаемости диэлектриков необходимо уменьшать $tg \delta$ и увеличивать число слоев.

Толщина многослойных диэлектрических стенок волноводной системы должна быть такой, чтобы ее можно было разместить в межполюсном пространстве магнитной системы. Такие стенки с высоким коэффициентом отражения не могут быть изготовлены из диэлектриков, диэлектрическая проницаемость которых невелика. Если диэлектрическую стенку как и в интерферометрах миллиметрового диапазона изготовить из четвертьволновых пластин, разделенных четвертьволновыми промежутками, то даже при большой диэлектрической проницаемости ее толщина будет неприемлемо большой.

3. В резонаторах с многослойными диэлектрическими стенками электромагнитное поле проникает внутрь стенки на значи-

тельную глубину. Амплитуда и характер распределения поля зависят от частоты, типа подающей волны и параметров стенки (диэлектрической проницаемости, толщины пластин, расстояния между ними). Амплитуда электрического поля на поверхности и внутри диэлектрической стенки должна быть значительно меньше, чем в самом резонансном объеме. При этом условии исключается опасность электрического пробоя диэлектриков при высоком уровне мощности СВЧ.

Возможность синтеза многослойного покрытия, удовлетворяющего этим требованиям, доказана на основе решения задачи о распространении электромагнитных волн в цилиндрическом волноводе произвольного поперечного сечения, заполненного на ограниченном участке периодически чередующимися поперечными плоскими слоями диэлектрика.

При отражении электромагнитной волны от такой многослойной диэлектрической стенки тангенциальное электрическое поле на ее поверхности равно нулю с точностью до членов, пропорциональных потерям, если выполнено условие

$$\frac{\operatorname{tg} \gamma_1 L_1}{\gamma_1} = \frac{\operatorname{tg} \gamma_2 L_2}{\gamma_2} \quad (1)$$

для магнитных волн и условие

$$\frac{\gamma_1 \operatorname{tg} \gamma_1 L_1}{\epsilon_1} = \frac{\gamma_2 \operatorname{tg} \gamma_2 L_2}{\epsilon_2} \quad (2)$$

для электрических волн. Здесь γ_1 и γ_2 обозначают постоянные распространения для волновода с заданным поперечным сечением при заполнении его соответственно средами с диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 , а L_1 и L_2 — толщины соответствующих диэлектрических слоев.

Частоты, удовлетворяющие (1) и (2), находятся в пределах полосы непропускания периодической слоистой среды, и электромагнитное поле внутри многослойной диэлектрической стенки представляется суммой прямой и отраженной экспоненциально затухающих волн. Коэффициенты затухания магнитных и электрических волн (под ними понимается абсолютная величина множителя, которым отличается поле в любой выбранной точке от поля в предыдущей, отстоящей на период структуры) определяются формулой

$$e^{-\beta_n^{11}(L_1+L_2)} = \left| \frac{\cos \gamma_2 L_2}{\cos \gamma_1 L_1} \right| \quad (3)$$

Минимальные значения функции (3) для магнитных и электрических волн соответственно равны $\frac{\gamma_1}{\gamma_2}$ и $\frac{\epsilon_1 \gamma_2}{\epsilon_2 \gamma_1}$, т. е. убывают с

ростом ϵ_2 примерно как $\frac{1}{\sqrt{\epsilon_2}}$.

При малых потерях на излучение (именно этот случай и представляет интерес) поле имеет наибольшую интенсивность в ячейках, соседних с границей, от которой происходит отражение. В этой области влиянием отраженной волны можно пренебречь и считать, что поле имеет распределение такое же, как в полуограниченной структуре. Приближенно можно полагать, что амплитуда электрического поля в первой ячейке в $\sqrt{\epsilon_2}$ раз меньше амплитуды поля вне многослойной отражающей стенки.

Полные потери электромагнитной волны при отражении ее от многослойной диэлектрической структуры включают в себя потери на излучение, диэлектрические потери и омические потери в металлических стенках волновода, ограничивающих многослойную структуру с боковых сторон. Собственные потери многослойной структуры не зависят от числа слоев, а определяются только ее параметрами, так как в области, существенной для учета потерь, при условии малости потерь на излучение амплитуда отраженной волны пренебрежимо мала. С изменением частоты при сохранении параметров диэлектрика и электрических размеров слоистой структуры в продольном направлении собственные потери остаются постоянными. При $\epsilon_2 = 10$ и $\operatorname{tg} \delta = 10^{-4}$ они имеют тот же порядок, что и потери при отражении электромагнитной волны ($\lambda = 10$ см) от равной по площади металлической поверхности с проводимостью $\sigma = 5 \cdot 10^{17}$ сек $^{-1}$. С ростом диэлектрической проницаемости прослоек они убывают.

Толщина многослойной диэлектрической стенки, определяемая допустимым уровнем потерь на излучение, существенно зависит от толщины диэлектрических прослоек и при некотором ее значении является минимальной. Исходя из таких минимальных толщин, сформулированы требования на наименьшие допустимые значения диэлектрической проницаемости прослоек.

Применение полученных результатов к анализу волноводных ускоряющих систем позволяет сделать следующие выводы.

1. В ускоряющих системах типа гладких и диафрагмированных по изогнутым стенкам волноводов прямоугольного сечения плоские металлические стенки, дающие основной вклад в искажение управляющего магнитного поля в пространстве взаимодействия, можно сделать многослойными диэлектрическими по типу интерференционных рефлекторов, используемых в оптическом и субмиллиметровом диапазонах волн. На фиксированной частоте, зависящей от типа колебаний и параметров многослойной диэлектрической стенки, структура поля в таких системах не отличается от структуры поля в аналогичных цельнометаллических системах. При правильном выборе параметров многослойной стенки это условие выполняется для ускоряющей вол-

ны. Следовательно, при одинаковой добротности такие системы по шунтовому сопротивлению не уступают цельнометаллическим.

2. В прямоугольных диафрагмированных волноводах ускорение осуществляется волнами магнитного типа (классификация ведется по направлению вдоль диафрагм). В гладких изогнутых волноводах прямоугольного сечения с точки зрения величины шунтового сопротивления предпочтительнее использовать также магнитные волны. У них отсутствует компонента электрического поля, нормальная к поверхности диэлектрических стенок. Внутри самих многослойных стенок поле имеет ярко выраженный затухающий характер. Амплитуда поля и глубина его проникновения сильно зависят от величины диэлектрической проницаемости и при больших ее значениях оказываются малыми. Одновременно параметры многослойной стенки выбираются так, чтобы тангенциальное электрическое поле на ее внутренней поверхности было равно нулю. Отсюда следует, что трудностей, связанных с возможным пробоем диэлектриков на высоком уровне мощности СВЧ, в этих системах не возникает.

3. Внешние размеры ускоряющих систем с многослойными стенками в 10 см диапазоне приемлемы для размещения их в межполюсном пространстве магнитной системы, если использовать диэлектрик $\epsilon = 100 - 300$. При $tg\delta = 10^{-4} - 10^{-3}$ по добротности они не уступают цельнометаллическим системам.

В третьей главе («Волноводные системы с замедляющими структурами типа «встречные штыри»») приводятся основные результаты расчета полей и дисперсии для ускоряющих систем в виде прямоугольных волноводов, нагруженных встречно-штыревыми замедляющими структурами или структурами «встречные ряды» штырей. В первых из них, штыри каждого ряда поочередно крепятся к верхней и нижней стенкам волновода, у вторых все штыри одного ряда — к верхней стенке, а соседнего — к нижней. Высота всех штырей одинакова. В качестве простейшего взаимодействия рассматривается область между рядами штырей, если система двухрядная, и область между рядом штырей и боковой стенкой, если система однорядная.

Известный в литературе метод расчета дисперсии и поля для встречно-штыревой системы, используемый при конструировании электронных приборов СВЧ [13], основан на представлении ее как ряда последовательно соединенных отрезков многопроводных линий с различными волновыми проводимостями и предположении, что поле в любой точке системы имеет ТЕМ характер. Уравнение дисперсии в этом случае получается из условий непрерывности для токов и потенциалов на стыках различных многопроводных линий и равенства нулю тока на разомкнутых концах. Справедливость дисперсионного уравнения, полученного таким методом, подтверждена экспериментально в области больших замедлений (для электронных прибо-

ров СВЧ $\frac{V_{\phi}}{c} = 0,1 - 0,01$).

Для электронных ускорителей $\frac{V_{\phi}}{c} = 1$ и возникает вопрос, будут ли справедливы те же самые приближения в области малых замедлений. Кроме того, остается открытым вопрос о применимости такого метода расчета к анализу волноводов, нагруженных структурами «встречные ряды» штырей. Чтобы ответить на эти вопросы, необходимо рассчитать поле в области над открытыми концами штырей (неоднородная область) с учетом высших типов волн этой области и получить уравнения дисперсии, учитывающие искажение поля у концов штырей за счет высших типов.

Электродинамический метод расчета дисперсии и поля в неоднородной области для штыревой гребенки, предложенный в [6], к данным системам неприменим. При выводе дисперсионного уравнения в нем используются условия непрерывности тангенциального электрического поля и равенства комплексных мощностей на границе между однородной и неоднородной областями. Исходя только из этих условий, нельзя получить уравнения дисперсии для штыревых систем, у которых в однородной области приходится учитывать несколько линейно независимых решений типа ТЕМ. Для систем, рассматриваемых в этой главе, необходим учет двух решений.

Вариационный метод расчета дисперсии штыревых систем, рассмотренный в данной работе, свободен от этих ограничений. В силу своей универсальности он не встречает принципиальных затруднений и в случаях, когда в однородной области необходимо учитывать высшие типы волн. Применение этого метода к штыревой гребенке, если ограничиться в области штырей ТЕМ волной, эквивалентно наложению условий, использованных в [6].

Дисперсионные уравнения встречно-штыревой системы (§3) и системы «встречные ряды» штырей (§2), полученные вариационным методом в предположении, что поле в однородной области носит ТЕМ характер, учитывают конечные размеры неоднородной области и высшие виды волн электрического типа в ней (электромагнитное поле в неоднородной области представлено в виде разложения по собственным волнам однорядной многопроводной линии). Высшие виды волн магнитного типа в этом приближении из рассмотрения выпадают. В дисперсионных уравнениях члены, учитывающие влияние электрических волн, представляются формулами типа

$$C_i = \sum_n \left| \int_1 \Pi_n^e \frac{\partial \Pi_i}{\partial n_0} dl \right|^2 \frac{ct^h k_{ng}^e}{k_n^e [k^2 + (k_n^e)^2]} \quad (4)$$

и имеют смысл концевых емкостей. В этой формуле Π_n^e — со-

ставляющая вектора Герца электрической волны, k_{\parallel}^e — ее постоянная распространения вдоль штыря, P_i — составляющая электрического вектора Герца ТЕМ волны однородной области (i определяет набор линейно независимых решений типа ТЕМ в ней), l — контур открытого конца штыря, g — зазор между ним и стенкой волновода. Функции P_{\parallel}^e и P_i нормированы. Величина концевых емкостей, как это видно из (4), существенно зависит от распределения поля электрических волн в неоднородной области и положения открытого конца штыря.

У встречно-штыревых систем открытые концы штырей находятся в области между штырями. Поле электрических волн в этой области значительно меньше (на порядок и более), чем в боковых областях. Поэтому концевые емкости для нее оказываются малыми (на два порядка и меньше) по сравнению с концевыми емкостями для системы «встречные ряды» штырей, у которой открытые концы штырей расположены в боковой области. У последней концевые емкости имеют тот же порядок, что и для штыревой гребенки.

Для встречно-штыревой системы и системы «встречные ряды» штырей форма зависимости дисперсии от концевых емкостей одинакова. Влиянием концевых емкостей на дисперсию этих систем можно пренебречь при условии $kC_i \lg kg \ll M_{\parallel}$, где M_{\parallel} — волновая проводимость многопроводной линии в неоднородной области. Для встречно-штыревой системы это условие оказывается выполненным во всей полосе пропускания и ее дисперсию следует рассчитывать без учета концевых емкостей. Расчет ее дисперсии с учетом нагрузки разомкнутого конца штыря емкостью, вычисленной по формуле плоского конденсатора, привел бы к дополнительной ошибке.

В случае системы «встречные ряды» штырей величины M_{\parallel} и $kC_i \lg kg$ сравнимы и влиянием концевых емкостей на дисперсию пренебречь нельзя. Учет концевых емкостей не только приводит к сильному сдвигу дисперсионных кривых в длинноволновую область, но и изменяет характер дисперсии ускоряющей волны. Ее дисперсия с учетом концевых емкостей является нормальной. В режиме π -колебаний, где влияние концевых емкостей выражено наиболее слабо, длины волн, рассчитанные с учетом емкостей и без них, отличаются на 20—30%. С уменьшением фазового сдвига на период структуры эта разница возрастает.

Показано, что при расчете концевых емкостей для системы «встречные ряды» штырей электрические волны неоднородной области можно рассматривать в предположении, что ряд штырей заменен сплошной металлической стенкой. Ряды для кон-

цевых емкостей, найденные на основе этого представления, сходятся достаточно быстро и удобны при расчетах. Практически достаточно учитывать две пространственные гармоники (нулевую и минус первую) и два высших типа волн.

Аналогичные формулы для концевых емкостей получены для двухрядных штыревых гребенок при распространении в них синфазных и противофазных волн.

Концевые емкости, найденные согласно (4), в несколько раз превышают емкость, вычисленную по формуле плоского конденсатора. Особенно большим различие оказывается для больших зазоров между штырем и стенкой и малых фазовых сдвигов.

В § 4 методом, предложенным в [6], дан расчет поля ТЕМ волны двухрядной симметричной многопроводной линии, составленной из проводников прямоугольного сечения. Получены формулы для волновой проводимости при синфазном и противофазном возбуждении рядов линии. Как частный случай рассмотрена однорядная многопроводная линия с несимметрично расположенными экранами. Численные расчеты волновых проводимостей и амплитуд высших типов колебаний и пространственных гармоник выполнены на электронной цифровой вычислительной машине «Урал-1» с учетом 6 высших видов колебаний между штырями и пяти пространственных гармоник.

Оценка исследованных волноводов, как ускоряющих систем электронных синхротронов, позволяет сделать следующие выводы. Волноводные ускоряющие системы с замедляющими структурами типа «встречные штыри» наиболее эффективны для применения в синхротронах с «безжелезной» конструкцией магнита. Эти системы по сравнению с другими известными отличаются слабой зависимостью дисперсии от расстояния между стенками, на которых закреплены штыри; имеют шунтовые сопротивления на уровне 0,1 мгом/см, позволяют работать в диапазоне оптимальных частот без дополнительного увеличения межполюсного зазора. Встречно-штыревая система имеет существенные преимущества перед системой «встречные ряды» штырей. Она обладает наименьшей зависимостью дисперсии от расстояния между стенками, на которых закреплены штыри. Поле в области над открытыми концами штырей практически отсутствует, что по существу позволяет выбирать величину этого зазора произвольной, не опасаясь пробоя. Режим работы в такой

системе должен быть несколько отличным от $\frac{\pi}{2}$ вида, так как на частоте, соответствующей этому виду, из-за неточностей изготовления появляется опасность запираания волновода.

В четвертой главе («Экспериментальное исследование отражающих свойств многослойных диэлектриков и дисперсии штыревых систем») дано описание принципа действия измерительной установки и эксперимента по определению отражающих

свойств периодической слоистой структуры с высоким коэффициентом отражения, расположенной внутри волновода вблизи его открытого конца; приведены результаты измерения дисперсии прямоугольного волновода, нагруженного замедляющей структурой «встречные ряды» штырей.

При теоретическом исследовании электродинамических свойств волноводных ускоряющих систем с многослойными диэлектрическими стенками предполагалось, что отражение электромагнитных волн от них происходит так, как будто они расположены в бесконечном по длине волноводе. В реальной конструкции металлические боковые стенки волноводов заканчиваются сразу же за многослойной диэлектрической стенкой. Цель эксперимента — показать, что дифракционные явления, возникающие у открытого конца волновода, не могут существенно повлиять на коэффициент отражения от многослойной периодической стенки в том случае, когда частота падающей волны лежит в пределах полосы непропускания, а коэффициент отражения велик ($|R| \approx 1$).

Определение отражающих свойств многослойной диэлектрической структуры в виде отрезка стандартного волновода (72 мм × 34 мм), заполненного периодически чередующимися слоями парафина ($\epsilon_2 = 1,8 - 2$; $L_2 = 28$ мм), разделенными между собой прокладками из пенопласта ($\epsilon_1 = 1$, $L_1 = 20$ мм), проведено резонаторным методом. Используемый в эксперименте резонатор представляет отрезок стандартного волновода (72 мм × 24 мм), закрытый с одного торца многослойной диэлектрической структурой, а с другого — настраивающим металлическим поршнем. Резонатор возбуждался на колебаниях H_{104} . Отражающие свойства многослойной диэлектрической структуры оценивались путем сравнения характеристик резонатора (добротности, резонансной длины волны, распределения поля) с соответствующими характеристиками резонатора, который получается из данного заменой его диэлектрического торца металлическим.

Результаты измерений согласуются с расчетными формулами, полученными во второй главе и, следовательно, подтверждают справедливость выводов, полученных при исследовании волноводных ускоряющих систем с многослойными диэлектрическими стенками.

Дисперсия волноводной системы, нагруженной замедляющей структурой «встречные ряды» штырей, исследовалась методом возмущений на резонансном образце, содержащем 6 полных периодов структуры. Расхождение между экспериментальными и расчетными значениями резонансных длин волн не превышает 5—6%. В режимах, близких к режиму π -колебаний, разница оказывается менее 1%.

Полученные в данной работе результаты дополняют и существенно расширяют проводившиеся ранее исследования по волноводным ускоряющим системам электронных синхротронов [6, 7] и дают возможность произвести обоснованный выбор ускоряющей системы, наиболее эффективной для выбранной конкретной установки, на основе сравнительного анализа многих волноводных систем с широким диапазоном свойств.

Некоторые результаты выполненных теоретических исследований по электродинамике волноводных систем с гладкими и периодическими замедляющими структурами имеют общее значение и могут быть использованы специалистами, занимающимися разработкой электронных приборов СВЧ с длительным взаимодействием пучка с полем замедленной электромагнитной волны. Сюда относятся:

- а) метод расчета и свойства резонаторов СВЧ с многослойными диэлектрическими стенками;
- б) вариационный метод расчета полей и дисперсии штыревых систем;
- в) формулы для определения конечных емкостей в волноводных системах с замедляющими структурами типа «встречные штыри», формулы для конечных емкостей двухрядных штыревых гребенок при синфазном и противофазном возбуждении рядов линии.

Данная работа выполнена в секторе СВЧ научно-исследовательского института ядерной физики, электроники и автоматики при Томском политехническом институте. Основные ее результаты изложены в докладах [14—16], прочитанных автором на IV Всесоюзной конференции МВССО СССР по радиоэлектронике (Харьков, 24—29/X 1960), на второй конференции молодых ученых Сибирского отделения АН СССР (Новосибирск, 19—22/IV 1961) и на IV межвузовской конференции по электронным ускорителям (Томск, 13—17/II 1962); опубликованы в журнальных статьях [17—20] и авторском свидетельстве [21].

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Д. Иваненко, И. Я. Померанчук. ДАН СССР, 44, 8, 343 (1944).
2. А. А. Соколов, И. М. Тернов. ЖЭТФ, 24, 249 (1953); 28, 431 (1955); ДАН СССР, 97, 823 (1954).
3. K. W. Robinson, I. R. E. Trans. MTT-8, № 6, 593 (1960).
4. А. А. Воробьев. Изв. вузов СССР, Электромеханика, 1, 106 (1958).
5. J. Datlov, V. Bohacek, K. Jakubka, R. Klima, J. Vana. Чех. физич журн., сер. Б, 12, 894, (1962).
6. Е. С. Коваленко. Диссертация, Томск, ТГУ, 1961.
7. Б. Н. Морозов. Диссертация, Томск, ТГУ, 1962.

8. А. П. Ольшанский. Диссертация, Томск, ТПИ, 1963.
9. А. Н. Диденко, Е. С. Коваленко. ЖТФ, 33, 28 (1963).
10. А. А. Воробьев, А. Н. Диденко. Атомная энергия, 12, № 3, 242 (1962).
11. А. Н. Диденко. Радиотехника и электроника, 4, № 2, 172, (1959).
12. Пизэ. Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями. ИЛ, Москва, 1961, т. 1, стр. 85.
13. T. Fletcher, Proc. I. R. E., 40, 951 (1962).
14. А. Н. Диденко, Л. Н. Безматерных. К расчету прямоугольных волноводов, нагруженных диэлектрическими диафрагмами. Тезисы докладов на IV Всесоюзной конференции МВ ССО СССР по радиоэлектронике, Харьков, 24—29/X 1960.
15. Л. Н. Безматерных. Электродинамические характеристики прямоугольного волновода, нагруженного диэлектрическими диафрагмами. Материалы второй конференции молодых ученых Сибирского отделения АН СССР, Новосибирск, 1960, стр. 125.
16. Л. Н. Безматерных, А. Н. Диденко. О возможности применения замедляющей системы типа «встречные ряды» штырей в волноводных циклических ускорителях. Электронные ускорители (Труды IV межвузовской конференции по электронным ускорителям). Госиздат. «Высшая школа», 1964, стр. 97.
17. А. Н. Диденко, Л. Н. Безматерных. Радиотехника и электроника, 6, 1670 (1961).
18. Л. Н. Безматерных. Радиотехника и электроника, 7, 995 (1962).
19. Л. Н. Безматерных. Радиотехника и электроника, 8, 1558 (1963).
20. А. А. Воробьев, Л. Н. Безматерных, А. Н. Диденко, А. И. Лисицын, А. П. Ольшанский. Изв. вузов МВ ССО СССР, Радиофизика (в печати).
21. А. А. Воробьев, А. Н. Диденко, Л. Н. Безматерных, А. И. Лисицын, А. П. Ольшанский. Ускоряющая система циклического ускорителя. Решение Гос. комитета по делам изобретений и открытий по заявке № 819043, 26—24, кл. 21д, 36, 31 августа 1963 г.

К300923. Сдано в набор 14/III 64 г. Подписано к печати 31/III 64 г.
Бумага 60×92¹/₁₆. Объем 1,4 печ. л., 0,7 бум. л.
Заказ 1101. Тираж 180 экз.

Издательство Томского университета, проспект имени Ленина, 34.

Типография № 2, Томск, проспект имени Ленина, 66.