

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА

Физический факультет

Кафедра общей физики

*Резонансное взаимодействие электронного потока
и поля в релятивистском черенковском генераторе
на периодическом волноводе.*

Дипломная работа

студента 6 курса

Старых А.В.

Научный руководитель:

Доктор физ.-мат. наук

проф. Слепков А.И.

Допущена к защите:

Заведующий кафедрой:

доктор физ.-мат. наук

проф. Салецкий А.М.

Москва 2013

Содержание

Введение.	3
Глава 1. Физические процессы в приборах релятивистской электроники. (Обзор литературы).	5
<i>1.1. Взаимодействие потока и поля в приборах с продольным взаимодействием.</i>	<i>5</i>
<i>1.2. Приборы релятивистской электроники: Карсиноотрон, генератор поверхностной волны, МВЧГ.</i>	
Глава 2. Возбуждение электромагнитных полей электронными потоками. Основные уравнения теории.	14
<i>2.1. Электромагнитное поле в сверхразмерном периодическом волноводе.</i>	<i>14</i>
2.1.1. Вихревые поля.	14
2.1.2. Уравнения возбуждения.	17
2.1.3. Сшивание полей на скачке радиуса волновода.	20
<i>2.2. Электронный поток. Особенности моделирования. Модель крупных частиц.</i>	<i>22</i>
Глава 3. Особенности возбуждения релятивистских генераторов черенковского типа.	24
3.1. Выбор геометрии.	24
3.2. Амплитудно частотные характеристики электродинамических систем различных диаметров.	26
3.3. Стартовые токи и частоты генерации релятивистских генераторов.	30
3.4. Особенности синхронизации секций черенковских генераторов.	36
4. Результаты и выводы дипломной работы.	40
<i>Литература.</i>	<i>42</i>

Введение

Основным задачами СВЧ электроники, являются повышение эффективности и мощности усилителей и генераторов сверхвысоких частот, в диапазоне электромагнитных волн простирающихся от единиц до сотен гигагерц, то есть длин волн от миллиметров до десятков сантиметров. К настоящему времени разработано множество приборов, которые нашли различные применения. Прежде всего, радиолокации, радиосвязи и термообработке различных материалов. В 70-е годы в СВЧ-электронике произошла революция: мощность СВЧ-приборов возросла от уровня в несколько мегаватт до уровня в несколько сотен мегаватт, а затем и до уровня в несколько гигаватт, возникла, так называемая, релятивистская СВЧ-электроника.

СВЧ-приборы делятся на полупроводниковые и вакуумные. В полупроводниковых приборах прикладывается напряжение к твердотельному образцу. В вакуумном приборе через вакуумную металлическую камеру распространяется электронный пучок. С точки зрения применений полупроводниковые приборы более компактны и удобны, но они существенно уступают по мощности излучения. Все вакуумные приборы делятся на нерелятивистские (энергия электронов в них обычно менее 100 кэВ) и релятивистские (энергия электронов около 500 кэВ или более).

Для получения релятивистских электронных пучков используются специальные ускорители - сильноточные ускорители. Сильноточные ускорители формируют пучки с энергией электронов от 500 кэВ до 2 МэВ, с током пучка до 100 кА.

В СВЧ-электронике используются источники электронов с энергией около 1,0 МэВ и ток пучка при использовании катодов с взрывной эмиссией может достигать 20 - 30 кА, следовательно, с мощностью электронного пучка. Но и этот уровень достаточно велик, для сравнения укажем, что мощности больших тепловых станций равны ~1 ГВт. Эти ускорители питаются в научных лабораториях от электрической сети, которая может в несколько десятков ампер при эффективном напряжении 220В, т.е. мощности, которую можно отобрать от сети не может превышать 10 – 20 кВт. Ясно, что ускоритель с мощностью в десятки Гигаватт может работать только в импульсном режиме.

Действительно, длительность импульса тока электронного пучка обычно не превышает 1 мкс. = 10^{-6} с. Среди ускорителей с большой длительностью импульса отметим ускоритель в ИЯФ (г. Новосибирск) $T = 4$ мкс при энергии электронов 1 МэВ и токе пучка 50 кА. Энергия электронного пучка даже на этом большом ускорителе (его размеры ~ 50 м) сравнительно не велика $W = 200$ кДж. Таким образом, если брать электроэнергию из обычной сети в течение 10 секунд, то можно получить необходимое значение,

действительно $220\text{В} \cdot 100\text{А} \cdot 10\text{с} = 220\text{кДж}$. По причине, рассмотренной выше, сильноточные ускорители обычно работают в разовом режиме, с характерным периодом повторения в несколько минут, а самые большие, например, “Аврора” вообще делает несколько выстрелов в день. Сейчас разрабатываются ускорители, работающие в периодическом режиме с частотой повторения импульсов до 200 Гц со средней мощностью электронного пучка несколько киловатт и импульсной мощностью в несколько ГВт.

Сильноточные релятивистские ускорители относятся к ускорителям прямого действия. В них электрон, также как в простейшей электронной пушке, рождается на катоде и ускоряется до максимальной энергии в электрическом поле диода, т.е. пролетая от катода к аноду.

Для того чтобы получить электроны с энергией 0,5 - 1,5 МэВ, необходимо к диоду приложить импульс напряжения $U = 0,5 - 1,5\text{ МВ}$. Кроме того, ток пучка I составляет несколько килоампер. Это означает, что необходимо создать источник импульсного напряжения с внутренним сопротивлением менее 1 кОм. Для того, чтобы пучок сохранял свой поперечный размер, вся система помещается в соленоид. В сильном продольном магнитном поле все электроны двигаются вдоль силовой линии магнитного поля (вдоль оси соленоида) и поперечный размер пучка сохраняется.

Наибольшее распространение в области релятивистской электроники получили источники, основанные на когерентном излучении релятивистской электронного потока в секциях, периодического волновода.

Целью дипломной работы является сопоставление основных свойств релятивистских источников, использующих периодические волноводы различных диаметров.

Глава 1. Физические процессы в приборах релятивистской электроники.(Обзор литературы).

1.1. Взаимодействие потока и поля в приборах с продольным взаимодействием.

Для исследования свойств материалов, связи, радиолокации, энергетики перспективно использовать продольное взаимодействие электронного потока с полями электродинамической системы в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн.

Одним из таких приборов является клистрон, электровакуумный прибор, используется как, прежде всего и усилитель сверхвысокочастотных (СВЧ) колебаний. Характерным отличием от других вакуумных приборов, является локализация взаимодействия электронов с электрическим СВЧ – полем (в узких зазорах резонаторов) и длительным группированием электрического пучка в сгустки в пространстве где нет высокочастотного поля (дрейфовое пространство). Метод клистронного группирования находит применение и в других областях техники, в частности в ускорителях заряженных частиц. В зависимости от наличия постоянного электрического поля в дрейфовом пространстве различают отражательные и пролетные клистроны. Последние могут быть двухрезонаторными и многорезонаторными.

Многорезонаторные клистроны можно разделить на клистроны непрерывного действия и импульсные. Многорезонаторные клистроны широко применяются в выходных каскадах мощных передатчиков дециметровых и сантиметровых волн. Обычно клистроны в непрерывном режиме применяются в качестве передатчиков тропосферной связи с уровнями мощности 1—20 кВт и систем связи "Земля—спутник" с уровнями мощности до 50 кВт. Клистроны непрерывного режима работы мощностью от 50 до 500 кВт (сверхмощные) применяются для передатчиков радиолокационных станций и станций управления на межпланетных расстояниях. Клистроны для телевизионных передатчиков работают на уровнях мощности до 50 кВт. В установках промышленного нагрева используются мощности от 1 до 50 кВт.

Многорезонаторные усилительные клистроны получили широкое распространение при проектировании и создании систем СВЧ питания линейных резонансных ускорителей.

В двухрезонаторном клистроне немодулированный электронный поток, выходящий из катода, поступает в первый резонатор, между стенками которого имеется продольное электрическое поле СВЧ. Это поле производит скоростную модуляцию электронного потока. Двигаясь в пространстве

дрейфа, электроны постепенно образуют сгустки. Эти сгустки поступают во второй резонатор с частотой, равной частоте входного сигнала, и наводят ток, протекающий по внутренней поверхности стенок второго резонатора. Появляющееся в результате между сетками резонатора электрическое поле тормозит электроны. Кинетическая энергия электронов, полученная ими от источника ускоряющего напряжения, преобразуется в энергию СВЧ колебаний и поступает через вывод энергии в выходную нагрузку. Что касается электронов, прошедших через второй зазор, то они оседают на коллекторе и рассеивают в нем в виде тепла оставшуюся кинетическую энергию. Развитие принципов пролетных клистронов привело к созданию многорезонаторных клистронов, которые имеют один или несколько промежуточных резонаторов, расположенных между входным и выходным резонаторами. Многорезонаторные клистроны обеспечивают значительное повышение коэффициента усиления, КПД и выходной мощности в сравнении с двухрезонаторными клистроном.

Клистрон был открыт раньше лампы бегущей волны (ЛБВ) и принцип его действия проще по сравнению с ЛБВ. В обоих случаях происходит преобразование модуляции по скорости в модуляцию по плотности.

Основное отличие лампы бегущей волны, от клистрона используются отдельные резонаторы, а у лампы бегущей волны-нерезонансная замедляющая система. Клистрон прибор узкополосный, а лампа бегущей волны широкополосный. Это свойство важно для системы передачи информации. В качестве замедляющей системы может использоваться спираль, гребенка или цепочка связанных резонаторов.

Используются также гибридные приборы. Вначале, можно взять один конец от одного прибора, а другой от другого. Если создавать исходную модуляцию, как в ЛБВ, потом давать электронам продрейфовать, а снимать сигнал с пучка резонатором, как в клистроне, получится один гибридный прибор. Можно создавать исходную модуляцию, как в клистроне, а снимать сигнал с пучка, как в ЛБВ, такой прибор называется твистроном.

В клистроне резонаторы связаны только электронным пучком, в лампах бегущей волны еще и электромагнитной волной. Эта связь имеет важное следствие, в ЛБВ могут возбуждаться как прямые, так и обратные электромагнитные волны. По пути вдоль оси пролета электронов ее усиливает электронный поток, а на обратном пути она только затухает, и если усиление окажется больше затухания, лампа возбуждается, превратится в генератор. Для защиты от возбуждения в ЛБВ используются специальная согласующие (или поглощающие) элементы.

ЛБВ применяется главным образом как широкополосный усилитель СВЧ-колебаний (в диапазоне 1-300ГГц), иногда (при введении обратной связи) как генератор колебаний. Основными элементами ЛБВ являются: электронная пушка, создающая поток электронов; система фокусировки и формирования электронного потока с помощью статического магнитного и электрических полей: замедляющая система, по которой распространяется

электромагнитная волна, взаимодействующая с электронами в т.н. пространстве взаимодействия; коллектор для отбора прошедших пространство взаимодействия электронов. Наибольшее распространение получили ЛБВ, в которых электроны движутся прямолинейно вдоль оси замедляющей системы, взаимодействуя с продольным электрическим полем замедленной волны. Электронный поток обычно фокусируется с помощью продольного статического магнитного поля, создаваемого соленоидом, или периодического статического магнитного поля, создаваемого системой периодически расположенных вдоль оси лампы постоянных магнитов (намагниченных колец) разной полярности. Менее распространены ЛБВ, где электронный поток движется в поперечно скрещенных статических электрических и магнитных полях; в этих лампах электроны взаимодействуют как с продольными, так и с поперечным электрическим полем замедленной волны и, следовательно, происходит двумерное движение электронов.

Принцип действия ЛБВ. Необходимым условием длительного взаимодействия электронов с электромагнитной волной является примерное равенство продольной скорости электронов и фазовой скорости волны (синхронизм), что обеспечивается применением замедляющей системы, уменьшающей скорость электромагнитной волны от скорости света до фазовой, примерно равной продольной скорости электрона. В этих условиях каждый электрон лишь медленно перемещается относительно поля бегущей волны, оставаясь преимущественно в тормозящей либо ускоряющей фазе ее электрического поля на большой длине, достигающей нескольких десятков длин замедленной волны, в течение длительного времени, существенно превышающего период колебаний. В результате происходит эффективный обмен энергией между электронами и полем, который проявляется как совокупность двух физических процессов, лежащих в основе работы ЛБВ и представляющих две стороны взаимодействия: возбуждение электромагнитного поля замедленной волны потоком электронов (конвекционным током) и, наоборот, влияние поля волны на движение электронов, приводящее к образованию периодической последовательности сгустков электронов (группировке). Вместе эти процессы приводят в ЛБВ к передаче энергии от электронного потока электромагнитному полю.

Возбужденное электронным потоком электромагнитное поле замедленной волны является суммой индивидуальных излучений отдельных электронов. Индивидуальное излучение каждого электрона, движущегося равномерно в замедляющей системе, - частный случай излучения Вавилова-Черенкова, которое при синхронизме электрона и волны направлено вдоль движения электрона. В немодулированном потоке электронов их индивидуальные излучения взаимно уничтожаются; то есть в таком потоке нет переменных конвекционных токов и поэтому он не возбуждает переменные электромагнитные поля. При подаче на вход ЛБВ электромагнитного поля происходит модуляция электронного потока,

образуется периодическая последовательность электронных сгустков. Излучения электронов, составляющих сгустки, складываются в фазе друг с другом, то есть эффективно возбуждается дополнительная замедленная волна, которая складывается с исходной волной, если сгустки электронов образуются в тормозящей фазе поля (фазовая группировка или фазовая фокусировка). Таким образом в ЛБВ возникает индуцированное излучение Вавилова - Черенкова и электромагнитная волна при ее распространении вдоль замедляющей системы усиливается.

Принципы работы ЛБВ послужили основой для создания лампы обратной волны (ЛОВ), которую иногда также называют карсинотроном. Эта лампа в отличие от ЛБВ предназначена только для генерирования сантиметровых и более коротких волн. В ЛОВ применяют также волноводные замедляющие системы, как и в ЛБВ, но волна и электронный луч движутся навстречу друг другу. ЛОВ – генераторы широко используются в качестве СВЧ – генераторов преимущественно малой и средней мощности в дециметровом, сантиметровом, миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн. Отличительной особенностью ЛОВ – генераторов является возможность перестройки рабочей частоты в широкой полосе порядка октавы и более, путем изменения скорости электронного потока.

В ЛОВ-усилителях и генераторах фазовая скорость волны в замедляющей системе направлена вдоль направления движения электронного потока; групповая - навстречу ему. Это значит, что система регенеративна, т.е. содержит положительную обратную связь. Любая флуктуация плотности пространственного заряда в потоке будет двигаться вместе с электронным пучком со скоростью v_0 и индуцировать в замедляющей системе переменное высокочастотное напряжение, которое распространяется по замедляющей системе уже навстречу электронному потоку, в свою очередь воздействуя на него. Электронный пучок выполняет здесь двойную роль - является источником энергии и цепью, по которой осуществляется обратная связь. ЛОВ-усилители обычно узкополосны, но перестраиваются в широком диапазоне частот путем изменения потенциала замедляющей системы. Они могут использоваться в качестве входного усилителя-фильтра с целью

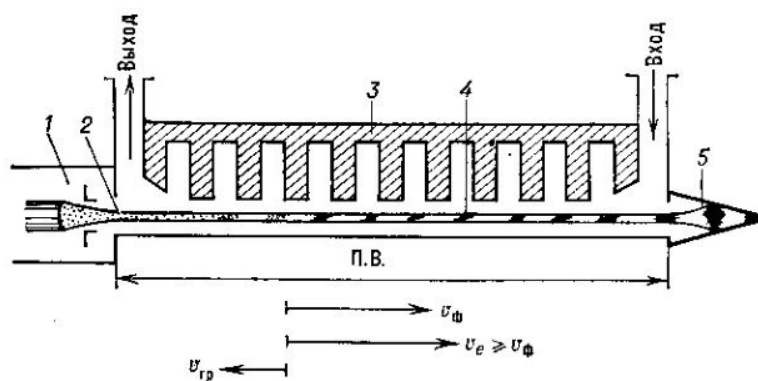


Рис 1.1.1. Условная схема лампы обратной волны: 1 – электронная пушка; 2- электронный пучок; 3 – замедляющая схема; 4 – сгусток электронов; 5 – коллектор; П.В. – пространство взаимодействия.

увеличения помехозащищенности радиоприемных систем. При увеличении регенерации (например, с ростом тока пучка) ЛОВ-усилитель превращается в ЛОВ-генератор. Генерируемая частота определяется условиями синхронизма, а диапазон электрической перестройки

- областью прозрачности замедляющей системы для рабочего компонента волны.

Схематическое изображение одной из ЛОВ приведено на рис. 1.1.1. Статическое электрическое поле в электронной пушке 1 ускоряет пучок электронов 2, движущихся прямолинейно. Часть кинетической энергии электронов отдается в пространстве взаимодействия обратной электромагнитной волне, фазовая скорость v_{ϕ} положительна близка и к поступательной скорости электронов v_e : $v_{\phi} \cong v_e < c$, а групповая скорость $v_{гр}$ имеет противоположное направление ($v_{гр} \downarrow v_{\phi} \cong v_e \uparrow$). Остаточная энергия рассеивается на коллекторе 5. Условие фазового синхронизма обеспечивает длительное, по сравнению с периодом колебаний $T = 1/f$ (f – частота), синфазное взаимодействие электронов с одной из гармоник обратной волны, вклад других несинхронных гармоник оказывается незначительным.

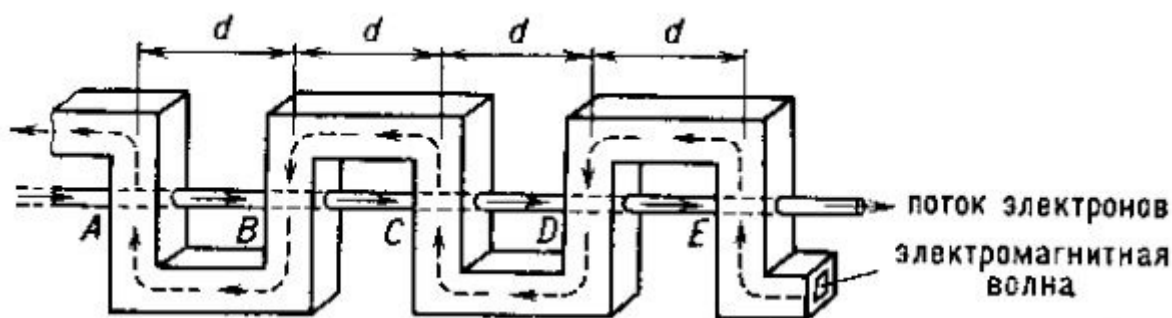


Рис.1.1.2. Замедляющая система в виде зигзагообразного волновода.

Взаимодействие электронов с волной в ЛОВ удобно рассмотреть на примере замедляющей системы в форме зигзагообразного волновода (рис. 1.1.2). В секциях А, В, С, D, F электрического поле направлено вдоль движения электронов, следовательно, продольная компонента электрического поля отлична от нуля. Если в секции А какая-то группа электронов попала в тормозящую фазу поля волны, бегущей по волноводу справа налево, то подбором периода d и длины зигзага волновода можно добиться того, чтобы при полете этой же группы электронов к следующей секции В поле волны опять оказалось тормозящим, и так для всех последующих секций. В результате первоначально стационарный и однородный пучок модулируется по скорости – электроны, попавшие в ускоряющую фазу поля, увеличивают свою скорость, а в тормозящую фазу – уменьшают. В дальнейшем из-за неравномерного взаимного смещения частицы собираются в периодическую последовательность сгустков 4 (рис.1.1.2), т.е. в пучке возникает высокочастотный ток. Это явление называется группировкой или фазировкой частиц. Чтобы сгруппированный пучок излучал, а не поглощал электромагнитные волны, начальная скорость электронов должна слегка превышать фазовую. По существу эти два взаимосвязанных процесса – частный случай т.н. индуцированного излучения, составляющего основу

большинства генераторов и усилителей с распределенными параметрами (как классических, так и квантовых - лазеров).

1.2. Приборы релятивистской электроники: Карсиотрон, генератор поверхностной волны, МВЧГ.

В начале семидесятых годов были проведены первые опыты по генерации сверхмощного СВЧ излучения сильноточных ускорителейиспользующих взрывную эмиссию электронного пучка. Практические возможности для широкого применения таких пучков в релятивистской высокочастотной электронике открылись после ряда исследований и создания сильноточных ускорителей, генерировавших пучки с энергией электронов 300-1000 кэВ и токами в единицы и десятки килоампер. Таким образом, были созданы предпосылки для создания источников когерентного электромагнитного излучения с импульсной мощностью, недостижимой для приборов классической электроники с накаливаемыми катодами. Основные идеи релятивистской электроники основаны на достижениях классической электроники, однако качественное изменение взаимосвязи энергии и скорости частиц, приводит к скорости света, не могло не привести к существенному изменению поведения частиц при их взаимодействии с электромагнитными волнами. Это потребовало развития новых методов расчётов, проведения экспериментов и последующего совершенствования схемных решений. Стало возможным создание принципиально новых приборов высокочастотной электроники.

Теоретическая основа для описания приборов с релятивистскими электронными пучками была заложена работами А. В. Гапонова, М. И. Петелина, В. К. Юлпатова и их коллег. В одной из основополагающих работ выводится закон, связывающий основные параметры генератора с прямолинейным электронным потоком и энергию используемых частиц. Эта связь, называемая еще принципом подобия, объясняет возможность сохранения высокого коэффициента полезного действия прибора при сколь угодно высокой энергии пучка. Кроме КПД, соотношениями подобия охватываются закономерности изменения основных параметров прибора с длительной группировкой частиц – длины, расстройки синхронизма с волной и амплитуды волны. Затем принцип подобия был распространен на еще не реализованные приборы типа убитрон со слабо искривленными потоками и обобщен на всю область изменения энергий частиц от нерелятивистского уровня до ультрарелятивистского предела.

Теоретическое положение, что КПД приборов может быть того же порядка, как и в нерелятивистской электронике, вскоре нашло свое экспериментальное подтверждение при реализации лампы обратной волны (ЛОВ). Эффективность преобразования используемой доли мощности электронного пучка в мощность электромагнитного излучения с длиной

волны в трехсантиметровом диапазоне достигала около 10%. Позднее в экспериментах на физическом факультете МГУ, было показано, что в релятивистском Карсинотроне реализуется взаимодействие на « π -виде», хорошо известное в классической электронике.

Дальнейшими исследованиями были охвачены многие типы приборов, основанных на черенковском и других типах индуцированного излучения электронных потоков, при этом карсинотрон остался объектом пристального внимания исследователей, например для получения мощного СВЧ импульсов пикосекундной длительности.

Кроме проблемы повышения эффективности релятивистских СВЧ-приборов, которая представляется вполне очевидной в связи с возможным их применением, перед экспериментаторами остро вставали вопросы освоения больших токов сильноточных электронных пучков. Естественно, что наибольшие трудности возникали при создании коротковолновых устройств, уже в нижней части сантиметрового диапазона длин волн. Для сохранения пространственной и временной когерентности излучения требовалось адекватно использовать известные из классической электроники методы селекции волн и активно разрабатывать новые методы и соответствующие электродинамические системы.

В классе черенковских генераторов с прямолинейными пучками значительное внимание привлекают генераторы поверхностной волны как один из перспективных источников когерентного СВЧ излучения. В каноническом варианте в таких генераторах прямолинейный электронный пучок возбуждает медленную поверхностную волну, распространяющуюся вдоль периодически гофрированной поверхности вблизи границ полосы пропускания.

Детальное исследование стационарной картины взаимодействия мощных потоков с полями различных замедляющих структур вблизи границ полосы пропускания показывает, что электронный поток существенно изменяет волновые свойства электродинамических систем и взаимодействие носит более сложный характер по сравнению с картиной в обычных ЛБВ и ЛОВ, в частности необходимо обязательно учитывать одновременную связь потока как с прямой, так и с обратными волнами.

Отмеченные особенности черенковского излучения в резонансных замедляющих структурах позволяют предположить, что процессы в релятивистских генераторах, где не наблюдалась перестройка частоты, определяются спецификой взаимодействия вблизи границ полосы прозрачности и отличаются от процессов в ЛОВ.

Нулевая пространственная гармоника основной моды периодического волновода с простой гофрированной поверхностью (диафрагмированный и гофрированный волноводы) имеет положительную дисперсию, фазовая и групповая скорость волн совпадают по направлению. Основная полоса прозрачности достигается для волны низшего типа E_{01} . При некоторой величине гофрировки волна в основной полосе при $k_z d \approx \pi$ становится

замедленной волной, а в волноводе большего диаметра превращается в поверхностную волну. Наибольшее замедление наблюдается в области частот « π -вида». По мере уменьшения частоты сигнала фазовая скорость поверхностной волны возрастает, становится равной скорости света и в дальнейшем распространяется объемная волна по структуре близка к моде E_{01} гладкого волновода. При синхронизме потока и поля в области частоты π -вида система легко возбуждается в режиме релятивистского генератора поверхностной волны (РГПВ). В теории РГПВ с фиксированной структурой поля в ячейках показано, что при учете конечного магнитного поля установившаяся мода определяется суперпозицией двух волн периодической структуры, медленной и быстрой волн пространственного заряда, а так же двух циклотронных волн потока.

При больших токах предположение о фиксации поперечной структуры поля и поверхностной волны не выполняется. Поперечное распространение поля определяется его многоволновым взаимодействием с потоком. Соответствующий анализ для протяженной системы РГПВ показывает, что продольная компонента электрического поля в области потока имеет минимум. На конечном участке периодической структуры поверхностная волна переизлучается в объемную. Излучение имеет антенный характер и диаграмма направленности формируется полем нескольких аксиально – симметричных мод гладкого круглого волновода. Анализ взаимодействия в устройствах на поверхностной волне, идеально согласованных на концах, может быть проверен методами теории дифракционного излучения. Вывод энергии и обратная связь обеспечиваются антенным механизмом переизлучения поверхностной волны в объемную. Диаграмма направленности излучения выходной секции имеет несколько лепестков, причем главный направлен по потоку и отвечает за вывод СВЧ – энергии наружу, а один из направленных назад вторичных лепестков малой амплитуды обеспечивает обратную связь.

По мере увеличения энергии электронов область переизлучения поверхностной волны в объемную захватывает все пространство взаимодействия. Структура поля электродинамической системы не сводится к структуре поверхностной волны, в круглом волноводе она определяется многими объемными модами. В этом случае можно говорить о многоволновом излучении из секций, а от генератора поверхностной волны можно перейти к многоволновому черенковскому генератору МВЧГ.

Многоволновые черенковские генераторы по принципу действия являются развитием релятивистских черенковских генераторов типа ЛОВ-ЛБВ и генераторов поверхностной волны на случай увеличенных ускоряющих напряжений и диаметров значительно превышающих рабочую длину волны. Такие источники отличаются многоволновым взаимодействием потока и поля, а также излучением энергии с использованием антенного механизма. При увеличении энергии частиц до 1,5-2 МэВ ввиду слабого замедления потока в условиях эксперимента на ускорителе «Гамма»

поверхностная волна не устанавливается и поле излучается, как в антенне медленной волны. Соответствующий генератор с неустановившейся структурой полей, работающий также на частоте π -вида, назван многоволновым черенковским генератором.

Глава 2. Возбуждение электромагнитных полей электронными потоками. Основные уравнения.

2.1. Электромагнитное поле в сверхразмерном периодическом волноводе.

2.1.1. Вихревые поля.

В большинстве задач электроники принципиальным является использование волноводных и резонансных свойств электродинамических структур. В этих случаях часто удобно строить решения, основываясь на предварительном решении задач электродинамики и определении собственных полей структур, которые являются вихревыми, так как удовлетворяют однородным уравнениям Максвелла с соответствующими граничными условиями на поверхности металла. Формулировку задач электроники в этих случаях удобно проводить с разделением полей и токов на вихревую и потенциальную части [21].

Рассмотрим произвольный объем V вакуумированной электродинамической системы, ограниченный поверхностью S , частично заполненной электронным потоком. Напряженность электрического поля \vec{E} и плотность конвекционного тока \vec{j} внутри поверхности S разделяются на вихревую и потенциальную части:

$$\vec{E} = \vec{E}_e + \vec{E}_n, \quad \vec{j} = \vec{j}_e + \vec{j}_n, \quad (2.1)$$

где вихревые и потенциальные функции вводятся обычным образом

$$\vec{a} = \vec{a}_e + \vec{a}_n, \quad \text{div} \vec{a}_e = 0, \quad \text{rot} \vec{a}_e \neq 0, \quad \text{div} \vec{a}_n \neq 0, \quad \text{rot} \vec{a}_n = 0.$$

Макроскопические уравнения Максвелла в изотропной среде, при этом, имеют вид

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}_e}{\partial t} + \vec{j}_e, \quad (2.2, a)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E}_e = -\mu \mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (2.2, б)$$

$$\operatorname{div} \vec{E}_n = \rho / \varepsilon \varepsilon_0, \quad (2.2, в)$$

$$\operatorname{div} \vec{H} = 0, \quad (2.2, г)$$

где ρ и \vec{j}_e - плотности заряда и вихревого тока электронного пучка, \vec{H} - вектор напряженности магнитного поля. По определению потенциальных величин следует записать $\vec{E}_n = -\operatorname{grad} \phi$. Подставляя последнюю формулу в уравнение (2.2,в), получим уравнение Пуассона для скалярного потенциала.

Для плотности возбуждающего вихревого тока $\vec{j}_e(r, t)$ справедливо следующее выражение:

$$\vec{j}_a(r, t) = \vec{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}_i(r, t)}{\partial t} = \vec{j} - \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{grad} \phi. \quad (2.3)$$

В поставленной задаче величина $\varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}_i(r, t)}{\partial t}$ отсутствует, то есть делается предположение о наличии только конвекционного тока.

Предлагается метод анализа слабонестационарных и стационарных (на частоте ω) процессов, основанный на разложении вихревых полей электродинамических систем по системам собственных функций выделенных объемов и дальнейшем сшивании этих полей с учетом непрерывности потока вектора Умова-Пойнтинга.

Для частного случая слабонерегулярных волноводов будем разлагать электромагнитные поля в них по системе функций поперечного сечения. Используется слабонестационарное приближение, предполагается, что за время равное периоду $T=2\pi/\omega$, где ω -опорная частота, усредненные характеристики полей меняются слабо.

Произвольный нерегулярный волновод представляется в виде последовательности участков гладких волноводов с фиксированным диаметром (см. рис.2.1).

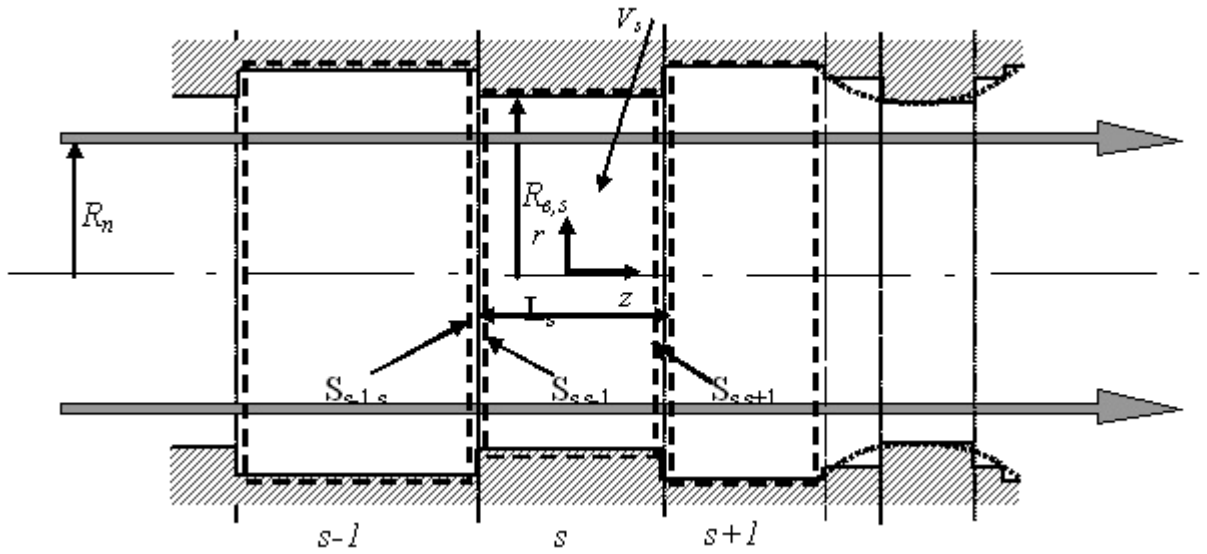


Рис. 2.1. Схема рассматриваемой системы и ее представление в виде участков гладких волноводов.

Для каждого выделенного участка с номером записываются уравнения возбуждения вихревого электрического и магнитного полей [3], [6], [9]. В пределах каждого участка вихревое электрическое и магнитное поля рассматриваются в виде суперпозиции прямых и обратных мод гладкого волновода. В общем случае может быть рассмотрено возбуждение симметричных и несимметричных полей E - и H - типов. Для произвольного участка с номером s разложение имеет вид

$$\begin{aligned} \vec{E}_{a,s} &= \sum_{n=1}^N \left[C_{n,s}^+(z,t) \vec{E}_{n,s}^+ + C_{n,s}^-(z,t) \vec{E}_{n,s}^- \right], \\ \vec{H}_s &= \sum_{n=1}^N \left[C_{n,s}^+(z,t) \vec{H}_{n,s}^+ + C_{n,s}^-(z,t) \vec{H}_{n,s}^- \right], \end{aligned} \quad (2.4)$$

где $C_{n,s}^{\pm}(z,t)$ - комплексные коэффициенты разложения,

$$\vec{E}_{n,s} = \vec{e}_{n,s} \cdot \exp(\mp i \Gamma_{n,s} z), \quad \vec{H}_{n,s}^{\pm} = \pm \vec{h}_{n,s} \cdot \exp(\mp i \Gamma_{n,s} z), \quad \Gamma_{n,s} = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \left(\frac{\mu_n}{R_{b,s}}\right)^2}$$

- постоянные распространения волн в гладком волноводе, μ_n - корень уравнения $J_0(x) = 0$ (J_0 - функция Бесселя нулевого порядка), $R_{b,s}$ -

радиус волновода, $\vec{e}_{n,s}$ и $\vec{h}_{n,s}$ - собственные функции поперечных сечений,

$$\vec{e}_{n,s} = \{e_r, e_z, e_\phi\}, h_n = \{h_r, h_z, h_\phi\}.$$

В дальнейшем будем использовать нормировку функций $\vec{e}_{n,s}$, $\vec{h}_{n,s}$ на волновые сопротивления $Z_{n,s} = \frac{\Gamma_{n,s}}{\omega \epsilon_0}$ (ϵ_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума):

$$\left\{ \begin{array}{l} \int_{\tilde{S}_s} \vec{e}_{n,s} \cdot \vec{e}_{k,s}^* dS = \delta_{nk} |Z_{n,s}|, \\ \int_{\tilde{S}_s} \vec{h}_{n,s} \cdot \vec{h}_{k,s}^* dS = \frac{\delta_{nk}}{|Z_{n,s}|}, \\ \int_{\tilde{S}_s} [\vec{e}_{n,s} \cdot \vec{h}_{k,s}^*]_z dS = \delta_{nk} \frac{Z_{n,s}}{|Z_{n,s}|}, \end{array} \right. \quad (2.5)$$

2.1.2. Уравнения возбуждения [1], [2], [21].

Запишем уравнения Максвелла для электромагнитного поля на s -участке гладкого волновода в слабонестационарном приближении, а также комплексно сопряженные уравнения для мод гладкого волновода

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{rot} \vec{E}_{\hat{a},s} = -\epsilon_0 \left(i\omega + \frac{\partial}{\partial t} \right) \vec{H}_s, \end{array} \right. \quad (2.6a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{rot} \vec{H}_s = \epsilon_0 \left(i\omega + \frac{\partial}{\partial t} \right) \vec{E}_{\hat{a},s} + \vec{j}_{\hat{a}\omega,s}. \end{array} \right. \quad (2.6б)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{rot} \left(\vec{E}_{n,s}^\pm \right)^* = i\omega \mu_0 \left(\vec{H}_{n,s}^\pm \right)^*, \end{array} \right. \quad (2.6в)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{rot} \left(\vec{H}_{n,s}^\pm \right)^* = -i\omega \epsilon_0 \left(\vec{E}_{n,s}^\pm \right)^*. \end{array} \right. \quad (2.6г)$$

где $\vec{j}_{\hat{a}\omega,s}$ - вихревой ток электронного потока.

Умножим (2.6а) на $\left(\vec{H}_{n,s}^\pm \right)^*$ и (2.6г) на $\vec{E}_{n,s}$, используя формулы векторного анализа получаем

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \left[\vec{E}_{\hat{a},s} \times (\vec{H}_{n,s}^{\pm})^* \right] = \\ = i\omega \left(\varepsilon_0 \left((\vec{E}_{n,s}^{\pm})^* \cdot \vec{E}_{\hat{a},s} \right) - \mu_0 \left((\vec{H}_{n,s}^{\pm})^* \cdot \vec{H}_s \right) \right) - \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left((\vec{H}_{n,s}^{\pm})^* \cdot \vec{H}_s \right). \end{aligned} \quad (2.7)$$

Аналогично для второй пары уравнений (2.6б) и (2.6в):

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \left[\vec{H}_s \times (\vec{E}_{n,s}^{\pm})^* \right] = i\omega \left(\varepsilon_0 \left((\vec{E}_{n,s}^{\pm})^* \cdot \vec{E}_{\hat{a},s} \right) - \mu_0 \left((\vec{H}_{n,s}^{\pm})^* \cdot \vec{H}_s \right) \right) \\ + \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left((\vec{E}_{n,s}^{\pm})^* \cdot \vec{E}_{\hat{a},s} \right) + \left(\vec{j}_{\hat{\omega},s} \cdot (\vec{E}_{n,s}^{\pm})^* \right) \end{aligned} \quad (2.8)$$

Вычитая (2.8) из (2.7) и интегрируя по объему V_s , получаем уравнения возбуждения полей для выделенного регулярного участка волновода:

$$\begin{aligned} \iint_S \left\{ [\vec{E}_{\hat{a},s} \cdot (\vec{H}_{n,s}^{\pm})^*] + [(\vec{E}_{n,s}^{\pm})^* \cdot \vec{H}_s] \right\} dS = \\ - \int_{V_s} \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\mu_0 \vec{H}_s \right) \cdot (\vec{H}_{n,s}^{\pm})^* + \frac{\partial}{\partial t} \left(\varepsilon_0 \vec{E}_{\hat{a},s} \right) \cdot (\vec{E}_{n,s}^{\pm})^* \right] dV - \int_{V_s} \vec{j}_{\hat{\omega},s} \cdot (\vec{E}_{n,s}^{\pm})^* dV. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Рассмотрим более подробно интегралы в левой и правой частях уравнения (2.9), для этого введем локальные системы координат на каждом участке гладкого волновода (см. рис.2.1). Для определенности будем считать, что ноль координаты z соответствует центру участка. Так как тангенциальные компоненты электрического поля на поверхности гладкого волновода равны нулю, то после интегрирования в левой части (2.9) останутся только интегралы по поверхностям $S_{s-l,s}$ и $S_{s,s-l}$ (см. рис. 2.1). После использования разложения (2.4) и условий нормировки (2.5) они примут вид:

$$\begin{aligned}
& \oint_{S_{s-1,s}} \left\{ [\vec{E}_{\hat{a},s} \cdot (\vec{H}_{n,s}^\pm)^*] + [(\vec{E}_{n,s}^\pm)^* \cdot \vec{H}_s] \right\} d\vec{S} = \\
& -C_{n,s}^+ \left(t, -\frac{L_s}{2} \right) \cdot e^{-i(\Gamma_{n,s} \mp \Gamma_{n,s}^*) \left(-\frac{L_s}{2} \right)} \left\{ \pm \frac{Z_{n,s}}{|Z_{n,s}|} + \frac{Z_{n,s}^*}{|Z_{n,s}|} \right\} - \\
& -C_{n,s}^- \left(t, -\frac{L_s}{2} \right) \cdot e^{i(\Gamma_{n,s} \pm \Gamma_{n,s}^*) \left(-\frac{L_s}{2} \right)} \left\{ \pm \frac{Z_{n,s}}{|Z_{n,s}|} - \frac{Z_{n,s}^*}{|Z_{n,s}|} \right\}, \tag{2.10}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \oint_{S_{s,s-1}} \left\{ [\vec{E}_{\hat{a},s} \cdot (\vec{H}_{n,s}^\pm)^*] + [(\vec{E}_{n,s}^\pm)^* \cdot \vec{H}_s] \right\} d\vec{S} = \\
& C_{n,s}^+ \left(t, \frac{L_s}{2} \right) \cdot e^{-i(\Gamma_{n,s} \mp \Gamma_{n,s}^*) \frac{L_s}{2}} \left\{ \pm \frac{Z_{n,s}}{|Z_{n,s}|} + \frac{Z_{n,s}^*}{|Z_{n,s}|} \right\} + \\
& + C_{n,s}^- \left(t, \frac{L_s}{2} \right) \cdot e^{i(\Gamma_{n,s} \pm \Gamma_{n,s}^*) \frac{L_s}{2}} \left\{ \pm \frac{Z_{n,s}}{|Z_{n,s}|} - \frac{Z_{n,s}^*}{|Z_{n,s}|} \right\}. \tag{2.11}
\end{aligned}$$

Здесь обозначено L_s - длина рассматриваемого участка гладкого волновода.

В дальнейшем будем предполагать, что разбиение нерегулярного волновода на участки гладких волноводов достаточно частое, так, что выполняется приближение

$$\tilde{N}_{n,s}(t, z) \cong \tilde{N}_{n,s}(t, 0) + \frac{d\tilde{N}_{n,s}}{dz} z. \tag{2.12}$$

После достаточно сложных преобразований, которые описаны в работе [2], уравнения возбуждения (2.9) для каждого регулярного участка волновода формально сводятся к системе уравнений, которую удобно записать в матричном виде:

$$\begin{aligned}
& D_{1s}^\pm \vec{x}_s^+ + DD_{1s}^\pm \cdot \frac{d\vec{x}_s^+}{dz} + D_{2s}^\pm \vec{x}_s^- + DD_{2s}^\pm \cdot \frac{d\vec{x}_s^-}{dz} = \\
& \frac{d}{d\tau} \left(B_{1s}^\pm \vec{x}_s^+ + BB_{1s}^\pm \cdot \frac{d\vec{x}_s^+}{dz} + B_{2s}^\pm \vec{x}_s^- + BB_{2s}^\pm \cdot \frac{d\vec{x}_s^-}{dz} \right) + \vec{\eta}_s^\pm, \tag{2.13}
\end{aligned}$$

$$\text{где } \vec{\eta}_s^\pm = - \int_{V_s} \vec{j} \omega \hat{a}_{n,s} (\vec{E}_{n,s}^\pm)^* dV, \quad \vec{x}_s^\pm = \begin{pmatrix} C_{1,s}^\pm \\ \dots \\ C_{N,s}^\pm \end{pmatrix}, \quad \frac{\partial \vec{x}_s^\pm}{\partial t} = \begin{pmatrix} \frac{\partial C_{1,s}^\pm}{\partial t} \\ \dots \\ \frac{\partial C_{N,s}^\pm}{\partial t} \end{pmatrix},$$

где $\tau = \omega t$ – нормированное время.

2.1.3. Сшивание полей на скачке радиуса волновода.

Уравнения возбуждения (2.13) дополняются условиями сшивания полей на скачках радиуса волновода. Электромагнитное поле вблизи ребра электродинамической структуры должно удовлетворять условиям Мейкснера. Для решения таких задач обычно применяют разложение полей по функциям, учитывающим особенность поля на ребре или процедуру полуобращения.

В рамках рассматриваемой методики используются условия, обеспечивающие непрерывность вектора Умова-Пойнтинга. Такие соотношения широко применяются для расчетов замедляющих систем и обеспечивают достаточно хорошее совпадение данных теории и эксперимента. В частности, при увеличении радиуса волновода ($R_{\theta,s} > R_{\theta,s-1}$), они имеют вид:

$$\int_{S_{s-1,s}} \left[\vec{E}_{s-1} \times (\vec{h}_{n,s})^* \right] d\vec{S} = \int_{S_{s,s-1}} \left[\vec{E}_s \times (\vec{h}_{n,s})^* \right] d\vec{S} \quad (2.14a)$$

$$\int_{S_{s-1,s}} \left[\vec{e}_{n,s-1} \times \vec{H}_{s-1}^* \right] d\vec{S} = \int_{S_{s-1,s}} \left[\vec{e}_{n,s-1} \times \vec{H}_s^* \right] d\vec{S}.$$

В том случае, когда радиус волновода уменьшается ($R_{\theta,s} < R_{\theta,s-1}$), проекционные соотношения записываются в виде:

$$\begin{aligned}
\int_{S_{s-1,s}} \left[\vec{E}_{s-1} \times (\vec{h}_{k,s-1})^* \right] d\vec{s} &= \int_{S_{s,s-1}} \left[\vec{E}_s \times (\vec{h}_{k,s-1})^* \right] d\vec{s} \\
\int_{S_{s,s-1}} \left[\vec{e}_{k,s} \times \vec{H}_{s-1}^* \right] d\vec{s} &= \int_{S_{s,s-1}} \left[\vec{e}_{k,s} \times \vec{H}_s^* \right] d\vec{s}
\end{aligned} \tag{2.146}$$

После использования разложений (2.4) условия сшивания полей на каждом скачке радиуса волновода сводятся к матричным уравнениям следующего вида:

$$\begin{aligned}
U_{1s}^e \cdot \left(F_{s-1}^+ \vec{x}_{s-1}^+ + F_{s-1}^- \cdot \vec{x}_{s-1}^- + F_{s-1}^+ \frac{L_{s-1}}{2} \frac{d\vec{x}_{s-1}^+}{dz} + F_{s-1}^- \frac{L_{s-1}}{2} \frac{d\vec{x}_{s-1}^-}{dz} \right) &= \\
= U_{2s}^e \cdot \left(F_s^- \vec{x}_s^+ + F_s^+ \cdot \vec{x}_s^- - F_s^- \frac{L_s}{2} \frac{d\vec{x}_s^+}{dz} - F_s^+ \frac{L_s}{2} \frac{d\vec{x}_s^-}{dz} \right) &, \tag{2.15}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
U_{1s}^h \cdot \left(F_{s-1}^+ \vec{x}_{s-1}^+ - F_{s-1}^- \cdot \vec{x}_{s-1}^- + F_{s-1}^+ \frac{L_{s-1}}{2} \frac{d\vec{x}_{s-1}^+}{dz} - F_{s-1}^- \frac{L_{s-1}}{2} \frac{d\vec{x}_{s-1}^-}{dz} \right) &= \\
= U_{2s}^h \cdot \left(F_s^- \vec{x}_s^+ - F_s^+ \cdot \vec{x}_s^- - F_s^- \frac{L_s}{2} \frac{d\vec{x}_s^+}{dz} + F_s^+ \frac{L_s}{2} \frac{d\vec{x}_s^-}{dz} \right) &, \tag{2.16}
\end{aligned}$$

$$\text{где } F_s^\pm = \begin{cases} 0 & k \neq n \\ e^{\mp i\Gamma_{n,s} \frac{L_s}{2}} & k = n \end{cases},$$

$$U_{1s}^e = \begin{cases} 0 & n \neq k \\ \frac{Z_{ns-1}}{|Z_{ns-1}|} & n = k \end{cases}, \quad U_{2s}^e = \Pi_{snk}, \tag{2.17}$$

$$U_{1s}^h = \Pi_{skn}^*, \quad U_{2s}^h = \begin{cases} 0, & n \neq k \\ \frac{Z_{ns}^*}{|Z_{ns}|}, & n = k \end{cases},$$

$$\Pi_{skn} = \begin{cases} \int_{S_{s,s-1}} \left[\vec{e}_{k,s} \times (\vec{h}_{n,s-1})^* \right] d\vec{S}, & R_{s-1} < R_s, \\ \int_{S_{s-1,s}} \left[\vec{e}_{k,s-1} \times (\vec{h}_{n,s})^* \right] d\vec{S}, & R_{s-1} > R_s. \end{cases} \tag{2.18}$$

2.2. Электронный поток. Особенности моделирования. Модель крупных частиц.

При решении задач электроники уравнения Максвелла (2.2) дополняются уравнениями движения. Для отдельного электрона уравнение оно имеет вид:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\eta}{\gamma} \left\{ \vec{E} + [\vec{v}, \vec{B}] - \frac{\vec{v}}{c^2} (\vec{v}\vec{E}) \right\}, \quad (2.19)$$

где $\eta = |e|/m_0$, e и m_0 - заряд и масса электрона, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ - релятивистский

фактор, c – скорость света.

Ввиду большого числа частиц в единице объема, реальный поток заменяется математическими моделями. Для задач, возникающих при исследовании режимов малых сигналов, удобной является гидродинамическая модель, в которой поток рассматривается в виде электронной жидкости с ламинарным движением. При больших сигналах используется дискретная модель, при этом поток заменяется последовательностью крупных заряженных частиц.

На разных этапах решения задачи о взаимодействии электронного потока с полем системы могут быть использованы различные модели потока. В режиме малого сигнала релятивистский поток может быть описан с помощью волн пространственного заряда. При анализе процессов установления колебаний в системе необходимо использовать нелинейную модель электронного потока. Наиболее удобной является модель крупных частиц[2]. В частности, для кольцевого электронного потока, часто используемого в релятивистской электронике, отдельная крупная частица может представлять собой бесконечно тонкое кольцо или цилиндр с заданным продольным и поперечным распределением заряда.

При бесконечном магнитном поле уравнение движения крупной частицы с отношением заряда к массе, равным отношению заряда к массе электрона записывается в виде

$$\frac{dv}{d\tau} = \gamma^{-3} \frac{\gamma_0 - 1}{U_0} \frac{c^2}{\omega} [E_{\hat{a}z} + E_{qz}], \quad (2.20)$$

$$\frac{dz}{d\tau} = \frac{v}{\omega}$$

V - скорость частицы, $\tau = \omega t$ - нормированное время, U_0 - ускоряющее напряжение электронного потока, $E_{\hat{a}z}$ и E_{qz} - продольные составляющие напряжённости, соответственно, вихревого и кулоновского поля, действующих на частицу. Для определения вихревого электрического поля необходимо решить уравнения Максвелла (2.2), для определения кулоновской составляющей электрического поля необходимо решить уравнение Пуассона. Способы решения уравнений Максвелла и уравнения Пуассона зависят от конкретной конфигурации нерегулярного волновода

Глава 3. Особенности возбуждения релятивистских генераторов черенковского типа.

3.1. Выбор геометрии.

Основной целью дипломной работы является рассмотрение взаимодействия потока и поля в вакуумных релятивистских черенковских генераторах с разными диаметрами периодической волноведущей системы. В данной работе рассматриваются три типичных радиуса структуры: $R_{стр} = 2$ см, $R_{стр} = 4$ см, $R_{стр} = 7$ см.

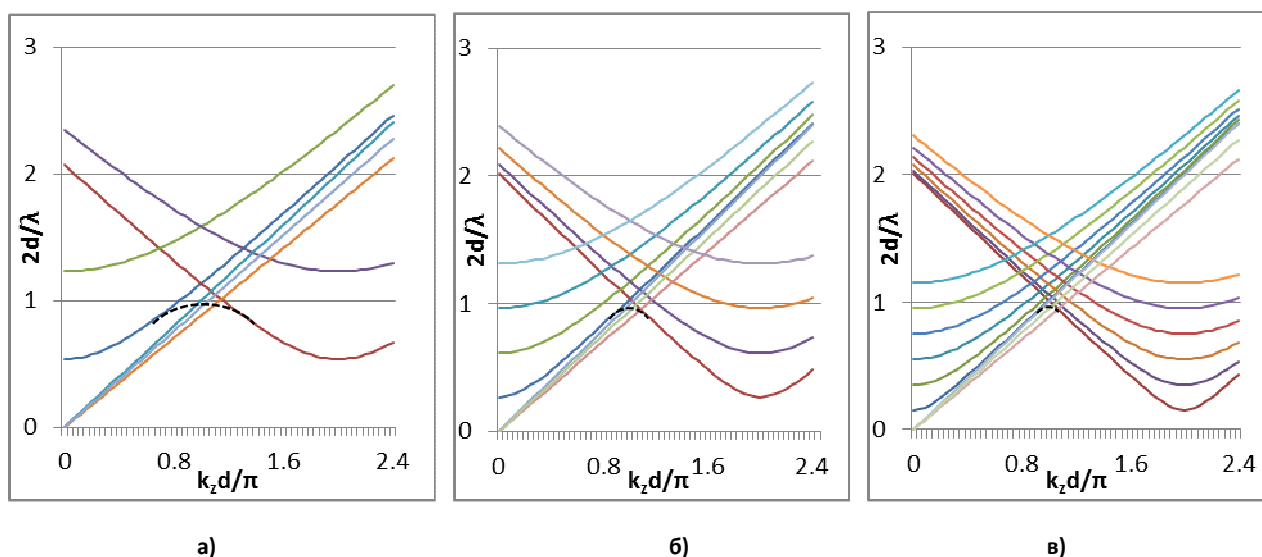


Рис. 3.1.2 Качественный вид дисперсионной характеристики периодического волновода. а) $R_{стр} = 2.0$ см; б) $R_{стр} = 4.0$ см; в) $R_{стр} = 7.0$ см;

Дисперсионная характеристика для радиуса структуры $R_{стр} = 2$ см показана на рис. 3.1.1а. Для выбранного диапазона частот в этом случае открытой является только аксиально-симметричная моды. Ее структура при достаточном удалении от границы полосы прозрачности, соответствующей « π - виду», близка к структуре моды E_{01} гладкого волновода. Наличие периодических неоднородностей в системе приводит к рассеянию полей и появлению пространственных гармоник. В области частот, когда фазовые скорости пространственных гармоник равны, возникает связь между

волнами, приводящая к появлению полос прозрачности в системе формирования высокочастотной границы полосы прозрачности качественно показано штриховой линией (рис. 3.1.1а). Для выбранного набора параметров (период и высота неоднородностей) на частотах, близких к « π - виду», волна является замедленной, и возможно ее эффективное взаимодействие с электронным потоком. Такие параметры системы характерны для низших одномодовых устройств релятивистской электроники карсинотрон или ЛБВ-ЛОВ. Является более изученным чем другие диаметры волноводов.

Радиус структуры $R_{\text{стр}} = 4$ см (рис. 3.1.1б) характерен для релятивистских генераторов типа РГПВ (релятивистский генератор поверхностной волны). Для значения частот открытыми являются две низших аксиально-симметричных моды, причем частота « π - вида» близка к частоте открытия третьей моды, структура которой близка к структуре моды E_{03} гладкого волновода.

Третий радиус структуры был выбран близким к использованному при экспериментальном исследовании многоволновых черенковских генераторов (МВЧГ). При этом $2R_{\text{стр}}$, на этих частотах открытыми являются **4 ÷ 5** мод.

Исследования проводились в основном для двух ускоряющих напряжений: $V_0 = 580$ кВ, $V_0 = 1090$ кВ. При $V_0 = 580$ кВ на дисперсионных характеристиках видно что это ускоряющие напряжение характерно для взаимодействия типа ЛОВ, при этом преобладает взаимодействие потока с полем минус первой пространственной гармоники (взаимодействие типа ЛОВ). При $V_0 = 1090$ кВ на дисперсионной характеристике видно что взаимодействие потока и поля осуществляется непосредственно вблизи « π - вида».

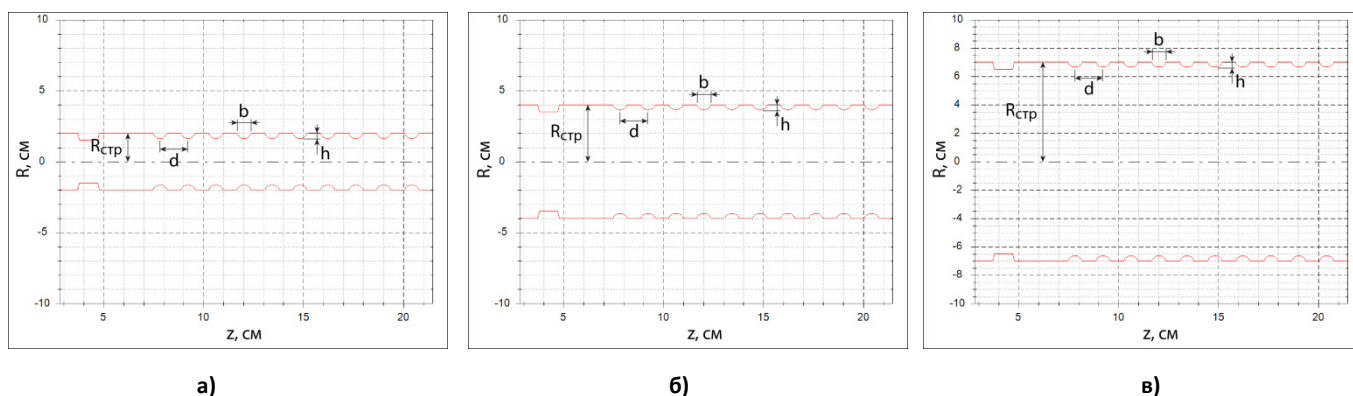


Рис.3.1.3. Электродинамические структуры релятивистских генераторов: а) $R_{стр} = 2.0$ см; б) $R_{стр} = 4.0$ см; в) $R_{стр} = 7.0$ см; Период структуры $d = 1.4$ см., высота и толщина в периодических неоднородностях: $h = 0.35$ см.; $b = 0.65$ см.

Типичный вид геометрии рассматриваемых структур и используемые в дальнейшем обозначения показаны на рис. 3.1.2а,б,в.

3.2. Амплитудно частотные характеристики электродинамических систем различных диаметров.

Взаимодействие мод гладкого волновода, обусловленное наличием периодических неоднородностей, приводит к появлению полосы прозрачности в диапазоне значений ω . Высокочастотная граница полосы прозрачности соответствует « π -виду» колебаний в системе. На этой частоте длина волны возбуждаемого поля равна удвоенному периоду системы. При этом, на частотах вблизи « π -вида» может возникать замедленная волна, имеющая фазовую скорость $V_{об}$, меньше скорости света. Для релятивистского потока, скорость электронов V_e , в котором близка к скорости света, могут выполняться условия резонансного взаимодействия потока и поля $V_{об} \approx V_e$. Для трех выбранных диаметров волновода исследовались амплитудно-частотные характеристики электродинамических систем релятивистских генераторов (рис. 3.2.1а÷е). Для этого в режиме заданного тока на вход системы подавался модулированный по плотности на заданной частоте поток, на выходе анализировалась излучаемая мощность. В периодической системе конечной длины могут возбуждаться продольные моды

электромагнитного поля с различными индексами. Число мод соответствует числу периодов в системе. На частотах, соответствующих возбуждению продольных мод, наблюдается резонансное увеличение выходной мощности. Наиболее выраженный резонанс соответствует ближайшей к « π -виду» продольной моде. Обычно взаимодействие потока и поля на этих частотах используется для получения наиболее устойчивой генерации и наибольших уровней выходного излучения. В формировании резонансов в системе участвуют как открытые, так и закрытые моды волновода, при этом наибольшее влияние на резонансные свойства системы эти моды могут оказывать на частотах близких к критическим (соответствующим частотам открытия мод). На амплитудно – частотных характеристиках, рис. 3.2.1 а+е критические частоты низших аксиально симметричных мод отмечены

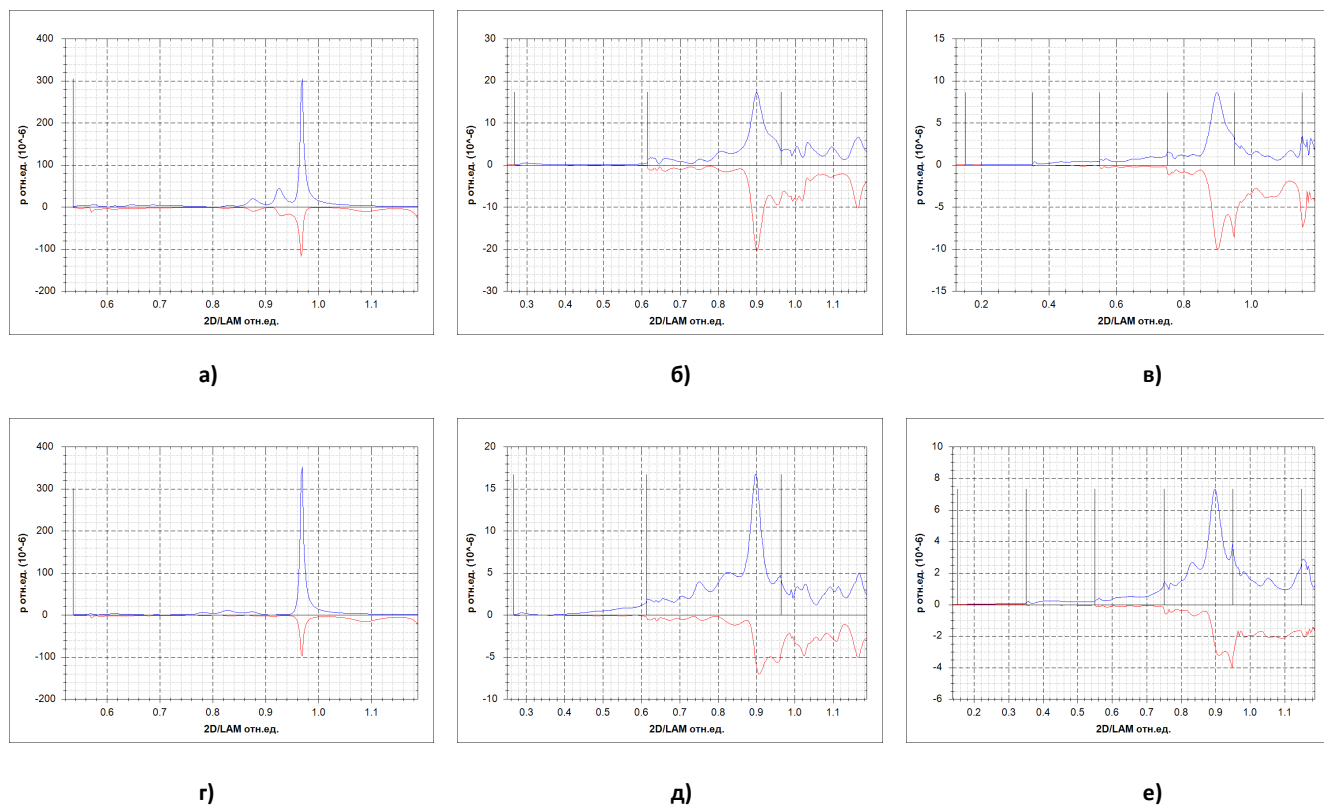


Рис. 3.2.1 Амплитудно- частотная характеристика: а) $R_{стр} = 2$ см $V_0 = 580$ кВ, б) $R_{стр} = 4$ см $V_0 = 580$ кВ, г) $R_{стр} = 7$ см $V_0 = 580$ кВ, д) $R_{стр} = 2$ см $V_0 = 1090$ кВ, е) $R_{стр} = 4$ см $V_0 = 1900$ кВ, е) $R_{стр} = 7$ см $V_0 = 1090$ кВ.

вертикальными линиями.

В периодическом волноводе радиусом 2.0 см. открытой является одна низшая мода (мода E_{01}). Мода E_{02} открывается на частоте большей, чем

частота « π -вида» системы и не вносит дополнительных резонансов в АЧХ системы (рис.3.2.1а,г). В периодическом волноводе радиусом 4.0 см (рис.3.2.1б,д) открытыми являются три моды, при этом частота открытия третьей моды близка к частоте « π -вида». В этом случае наряду с низшей модой периодического волновода эффективно возбуждается мода, имеющая три вариации по радиусу. Для радиуса волновода, равного 7.0 см (рис.3.2.1 в,е) открытыми являются 5 мод гладкого волновода, все они могут возбуждаться одновременно. Для всех представленных амплитудно-частотных характеристик выделяется резонанс, соответствующий частоте ближайшей к « π -виду» продольной моды. На этих частотах взаимодействие потока и поля является наиболее эффективным, что важно прежде всего для реализации электронной селекции мод в системах, поперечные размеры которых значительно превышают рабочую длину волны. Значение частоты « π -вида» низшей полосы прозрачности является наименьшим для системы с наименьшим диаметром, что качественно соответствует выводам, сделанным в [18] при исследовании дисперсионных характеристик периодических волноводов с различными диаметрами. В нашем случае для $R_{стр} = 2$ см. частота « π -вида» равна $= 0.969$, для $R_{стр} = 4$ см. - $= 0.9$, для $R_{стр} = 7$ см. - $= 0.899$.

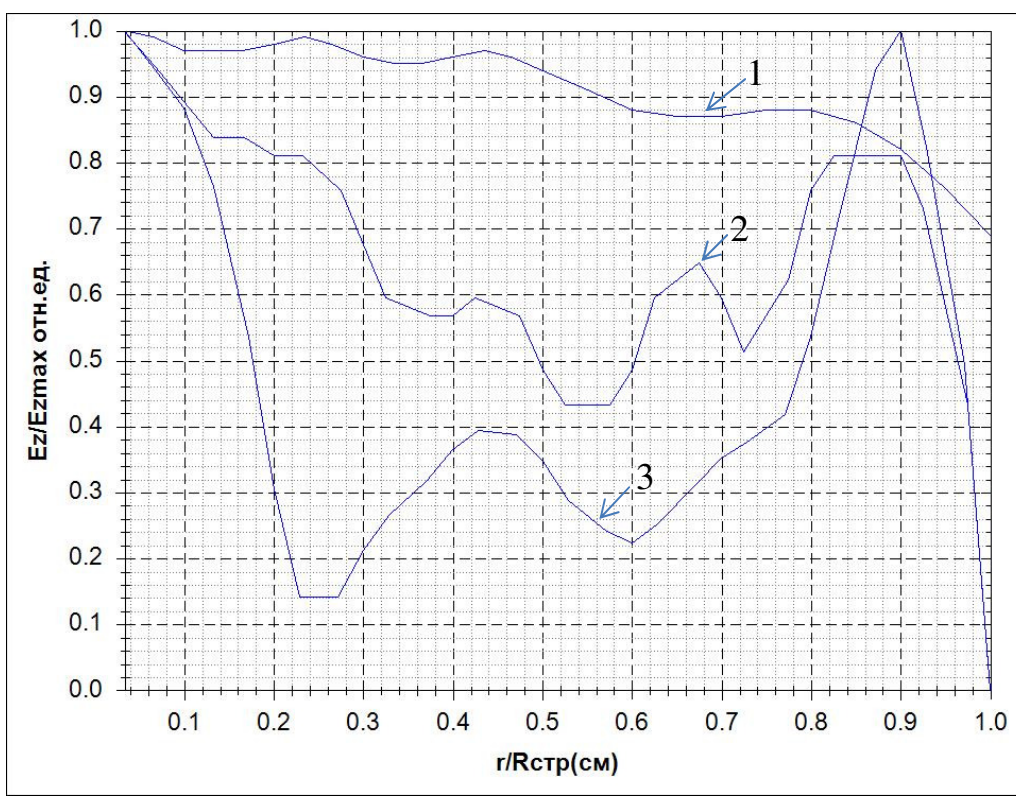


Рис. 3.2.2 Поперечное распределение поля E_z в структурах с радиусом структуры:

1 - $R_{\text{стр}} = 2$ см, 2 - $R_{\text{стр}} = 4$ см, 3 - $R_{\text{стр}} = 7$ см.

Конкретный вид АЧХ зависит от величины ускоряющего напряжения электронного потока. В частности, при относительно малых ускоряющих напряжениях ($V_{\text{в}} = 580$ кВ) взаимодействие потока и поля происходит прежде всего с обратной волной («-1»-й пространственной гармоникой). На графиках АЧХ (рис. 3.2.1а,б,в) это выражается тем, что амплитуда обратной волны превышает амплитуду прямой волны, при изменении ускоряющего напряжения до $V_{\text{в}} = 1090$ кВ (рис. 3.2.1г,д,е) значения частот резонансного возбуждения продольных мод, естественно, не меняются, однако амплитуда становятся меньше амплитуд прямых волн.

На рис. 3.2.2 Показаны поперечные распределения поля E_z в рассмотренных структурах. Для одномодовой системы несмотря на то, что основная волна является замедленной, длина волны сопоставима с диаметром волновода и поле является объемным, а значит и эффективное взаимодействие потока и поля может наблюдаться при значительном удалении потока от структуры. Для систем с большим диаметром структура поля соответствует поверхностной волне при одновременном возбуждении объемных не замедленных полей.

3.3. Стартовые токи и частоты генерации релятивистских генераторов.

Для рассматриваемых в дипломной работе систем, рассматривается взаимодействие потока и поля в области частот вблизи « π -вида» нижней полосы прозрачности. Изменение диаметра периодического волновода приводит к некоторым отличиям в процессах развития генерации и формирования спектров излучения.

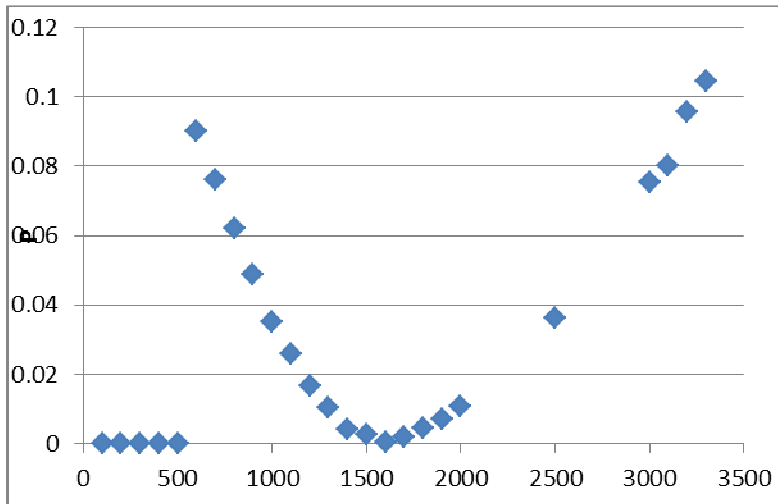


Рис. 3.3.1 Зависимость средней мощности излучения от стартовых токов. Радиус волновода $R_b = 2$ см. и ускоряющее напряжение $V_0 = 1090$ кВ. Начало генерации соответствует току равному 600 А. При этом эффективность генерации составляет около 10%.

На рис.3.3.1 представлены зависимости мощности излучения односекционного релятивистского генератора с диаметром периодического волновода 2 см. На рассматриваемых частотах (3-х сантиметровый диапазон длин волн) в системе открытой является одна аксиально-симметричная мода. Процессы соответствуют одномодовым релятивистским генераторам типа Карсинатрон или релятивистский ЛБВ – ЛОВ.

В работе [18] на основе простейшей модели связанных многополосников, основанной на предположении о фиксированной структуре поля в пределах одного периода, было показано, что в системе может наблюдаться несколько зон генерации разделенных по частоте и стартовым токам. В дипломной работе это предположение было проверено с помощью матричного многомодового метода (гл. 2). Для диаметра волновода 2 см. (рис. 3.3.1) наблюдается две области генерации, разделенных по токам пучка () и частотам (соответствующие спектры представления на рис. 3.3.2а,б)

Первой зоне генерации ($600 \text{ A} \leq I_0 \leq 1500 \text{ A}$) соответствует частота $\omega_{\Gamma}/\omega_{\pi} = 0.9822$, что соответствует возбуждению системы непосредственно на частоте « π -вида» и преобладающим влиянием внутренней обратной связи (возбуждение «-1» пространственной гармоники). Сдвиг частоты объясняется изменением дисперсионных характеристик в системе с сильноточным пучком и сдвигом границы полосы прозрачности в область более низких частот [КМС]. Для второй зоны генерации () характерной является частота $\omega_{\Gamma}/\omega_{\pi} = 0.9609$, в пределах этой области значительную роль начинает играть взаимодействие потока с попутной волной (взаимодействие типа ЛБВ) и

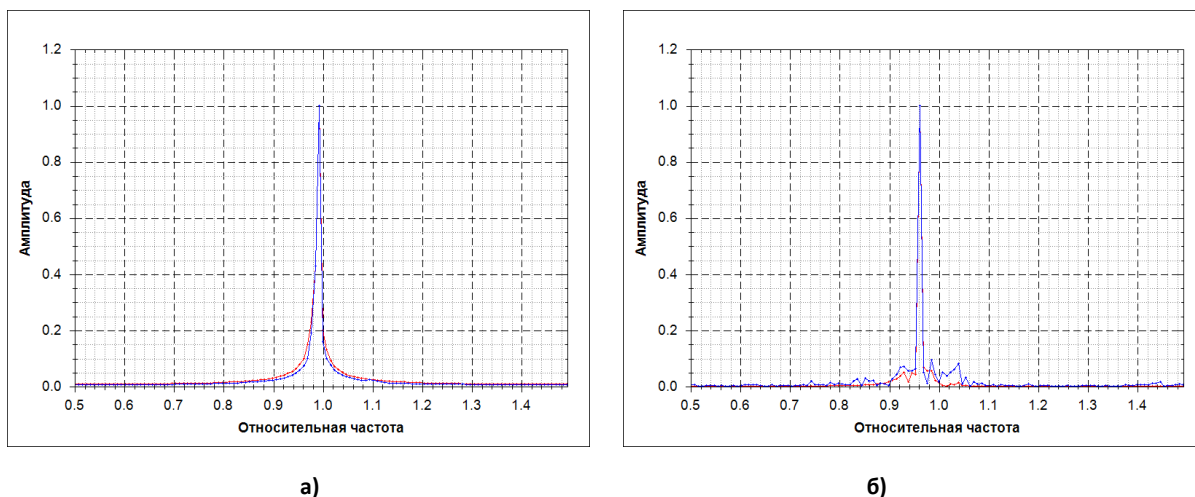


Рис. 3.3.2 Спектральная характеристика, радиус 2 см: ток пучка равен а) $I_0 = 600 \text{ A}$ б) $I_0 = 2500 \text{ A}$. По оси абсцисс отложено отношение частоты генерации к резонансной частоте ω_0 ближайшей к « π -виду» продольной моды колебаний (в данном случае $\omega_0 = 6.52$)

обратные связи за счет отражения.

Используя амплитудно-частотную характеристику для данного радиуса, мы узнаем что частота ближайшая к « π -виду» продольной моды равна $\omega_0 = 6.52$. Пики на графиках (рис. 3.3.2а,б) соответствуют отношению частоты генерации, к частоте: $\omega_{\Gamma}/\omega_{\pi} = 0.9822$ (для $I_0 = 600 \text{ A}$), $\omega_{\Gamma}/\omega_{\pi} = 0.9609$ (для $I_0 = 2500 \text{ A}$). Первой зоне генерации соответствует диапазон стартовых токов от $I_0 = 600 \text{ A}$ до $I_0 = 1000 \text{ A}$, для второй зоны от $I_0 = 1700 \text{ A}$ до $I_0 = 3800 \text{ A}$. Домножив значение максимума полученного из спектральной характеристике $\omega_{\Gamma}/\omega_{\pi} =$

0.9822 на $\omega_{\text{н}} = 6.52$, равно $\omega_{\text{г}} = 6.40$. Значение для первой зоны генерации

$$= 0.943.$$

Таким же образом получаем что частота генерации для второй зоны

равна $\omega_{\text{г}} = 6.26$, а $\eta = 0.923$. Используя амплитудно-частотную характеристику из предыдущего параграфа видно что для данной системы

характерна генерация вблизи « π -вида» при значении $\eta = 0.969$.

Видно что генерация первой зоны и второй смещены правей генерации вблизи π -вида.

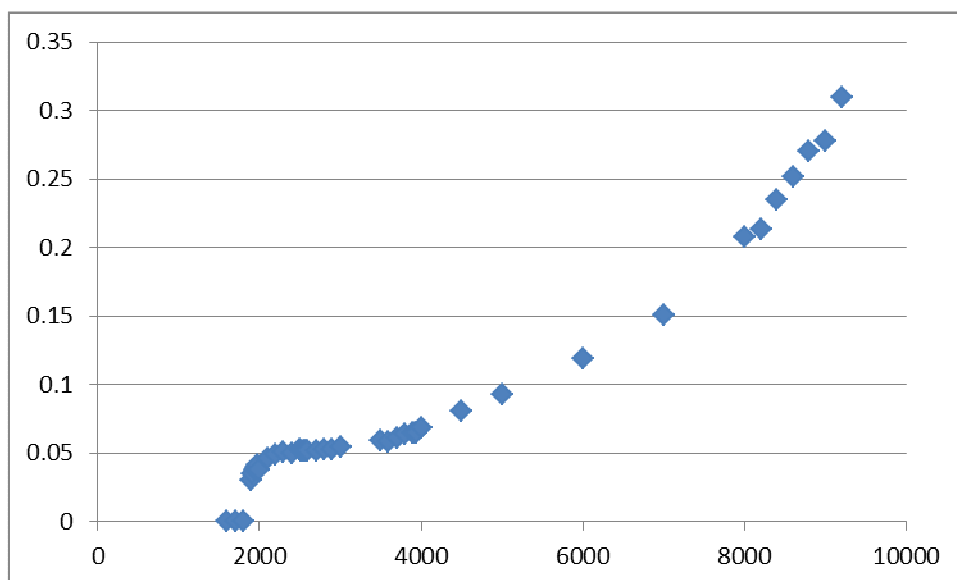


Рис.3.3.3 Зависимость средней мощности излучения от стартовых токов. Радиус волновода $R_0 = 4$ см. и ускоряющее напряжение $V_0 = 580$ кВ. Начало генерации соответствует току равному 1900 А. При этом эффективность генерации составляет около 30%.

На Рис. 3.3.3 представлены зависимости мощности излучения односекционного релятивистского генератора с диаметром периодического волновода 4 см. На рассматриваемых частотах (3-х сантиметровый диапазон длин волн) в системе открытыми являются три моды, при этом частота открытия третьей моды близка к частоте « π -вида». В этом случае наряду с нижней модой периодического волновода эффективно возбуждается мода, имеющая три вариации по радиусу. Процессы соответствуют релятивистскому генератору поверхностной волны РГПВ.

Для диаметра волновода 4 см. (рис. 3.3.3) наблюдается две области генерации, разделенных по токам пучка (I_0) и частотам (соответствующие спектры представления на рис. 3.3.4а,б). Первой зоне генерации ($2560 \text{ A} \leq I_0 \leq 3800 \text{ A}$) соответствует частота $\omega_{\Gamma}/\omega_{\pi} = 0.9688$. Для второй зоны генерации ($I_0 \geq 4000 \text{ A}$) характерной является частота $\omega_{\Gamma}/\omega_{\pi} = 0.9609$. Используя амплитудно-частотную характеристику для данного радиуса, мы узнаем что частота ближайшая к « π -виду» продольной моды равна $\omega_0 = 6.06$. Пики на графиках (рис. 3.3.4а,б) соответствуют отношению частоты генерации, к частоте: $\omega_{\Gamma}/\omega_{\pi} = 0.9688$ (для $I_0 = 2900 \text{ A}$), $\omega_{\Gamma}/\omega_{\pi} = 0.9609$ (для $I_0 = 7000 \text{ A}$). Первой зоне генерации соответствует диапазон стартовых токов от $I_0 = 2560 \text{ A}$ до $I_0 = 3800 \text{ A}$, для второй зоны от $I_0 = 4000 \text{ A}$ до $I_0 = 8800 \text{ A}$. Домножив значение максимума полученного из спектральной характеристике $\omega_{\Gamma}/\omega_{\pi} = 0.9688$ на $\omega_{\pi} = 6.06$, равно $\omega_{\Gamma} = 5.87$. Значение для первой зоны генерации

$\omega_{\Gamma}/\omega_{\pi} = 0.86$. Частота генерации для второй зоны равна $\omega_{\Gamma} = 5.82$, а

= 0.85. Используя амплитудно-частотную характеристику из предыдущего параграфа видно что для данной системы характерна генерация

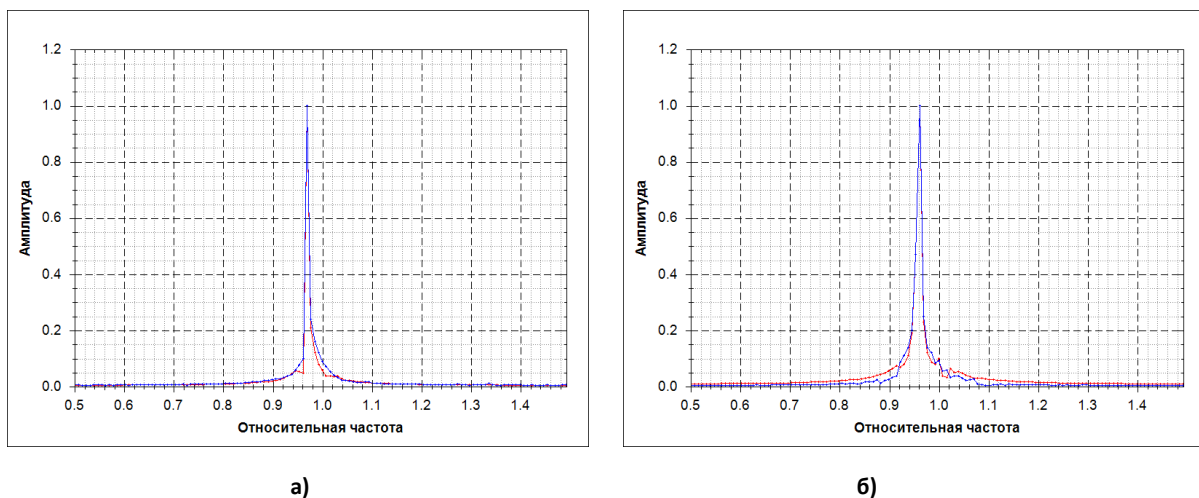
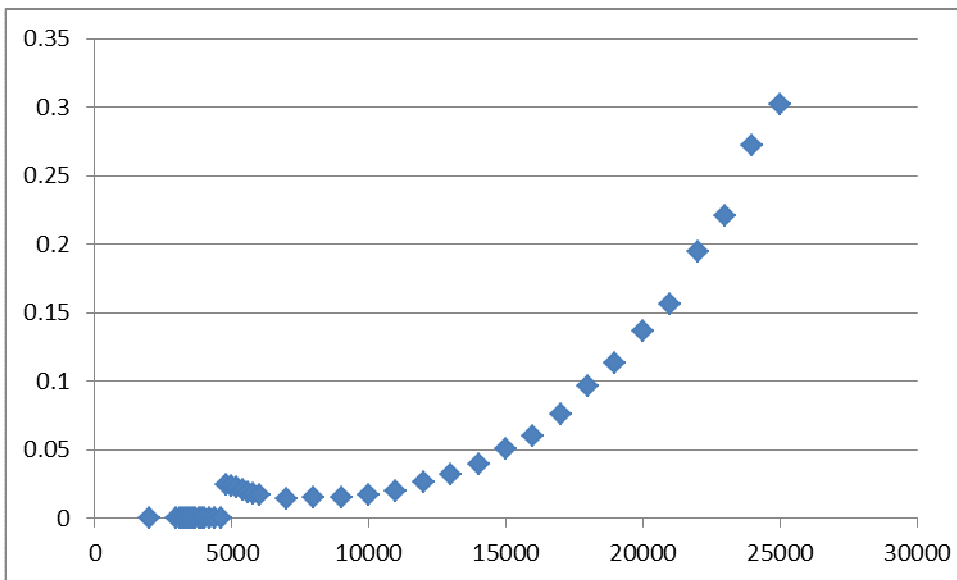


Рис. 3.3.4 Спектральная характеристика, радиус 4 см: ток пучка равен а) $I_0 = 2900\text{ А}$ б) $I_0 = 7000\text{ А}$. По оси абсцисс отложено отношение частоты генерации к резонансной частоте ω_0 ближайшей к « π - виду» продольной моды колебаний (в данном случае $\omega_0 = 6.06$)

в близи « π - вида» при значении



0.9.

=

Рис. 3.3.5 Зависимость средней мощности излучения от стартовых токов. Радиус волновода $R_b = 7\text{ см}$. и ускоряющее напряжение $V_0 = 580\text{ кВ}$. Начало генерации соответствует току равному 4800 А. При этом эффективность генерации составляет около 30%.

На Рис. 3.3.3 представлены зависимости мощности излучения односекционного релятивистского генератора с диаметром периодического волновода 7 см. На рассматриваемых частотах (3-х сантиметровый диапазон длин волн) в системе открытыми являются пять мод гладкого волновода, все они могут возбуждаться одновременно. Процессы соответствуют многоволновому черенковскому генератору МВЧГ.

Для диаметра волновода 7 см. (рис. 3.3.5) наблюдается две области генерации, разделенных по токам пучка (I_0) и частотам (соответствующие спектры представления на рис. 3.3.6а,б).

Первой зоне генерации ($4800 \text{ A} \leq I_0 \leq 5400 \text{ A}$) соответствует частота $\omega_{\Gamma}/\omega_{\text{в}} = 0.9844$. Для второй зоны генерации (I_0) характерной является частота $\omega_{\Gamma}/\omega_{\text{в}} = 0.9531$.

Используя амплитудно-частотную характеристику для данного радиуса, мы узнаем что частота ближайшая к « π -виду» продольной моды равна $\omega_0 = 6.05$. Пики на графиках (рис. 3.3.6а,б) соответствуют отношению частоты генерации, к частоте: $\omega_{\Gamma}/\omega_{\text{в}} = 0.9844$ (для $I_0 = 5200 \text{ A}$), $\omega_{\Gamma}/\omega_{\text{в}} = 0.9531$ (для $I_0 = 21000 \text{ A}$). Первой зоне генерации соответствует диапазон стартовых токов от $I_0 = 4800 \text{ A}$ до $I_0 = 5400 \text{ A}$, для второй зоны от $I_0 = 13000 \text{ A}$ до $I_0 = 25000 \text{ A}$. Домножив значение максимума полученного из спектральной характеристике $\omega_{\Gamma}/\omega_{\text{в}} = 0.9844$ на $\omega_{\text{в}} = 6.05$, равно $\omega_{\Gamma} = 5.95$. Значение для

первой зоны генерации

$= 0.88$. Частота генерации для второй

зоны равна $\omega_r = 5.77$, а

$= 0.85$. Используя амплитудно-

частотную характеристику из предыдущего параграфа видно что для данной

системы характерна генерация вблизи « π -вида» при значении

$= 0.899$.

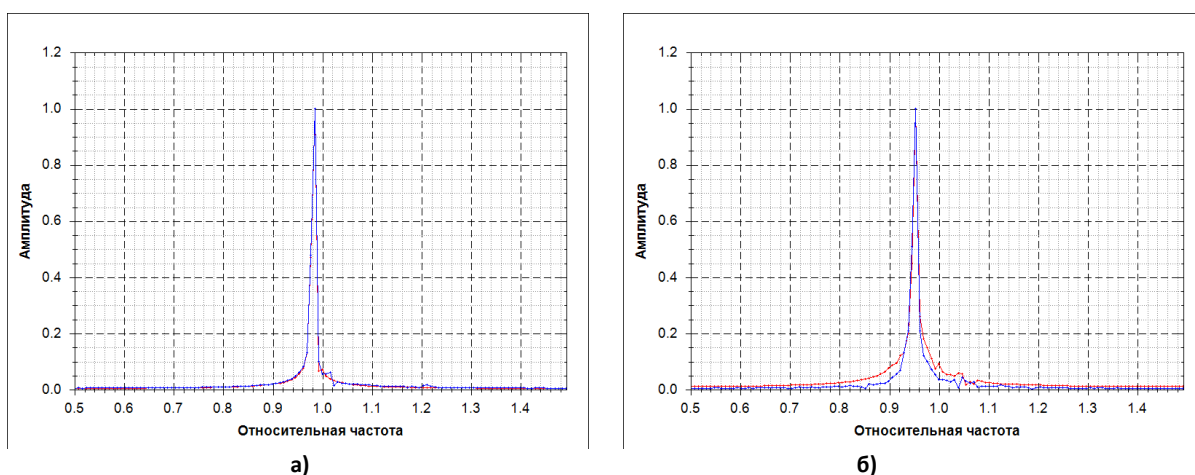


Рис. 3.3.6 Спектральная характеристика, радиус 7 см: ток пучка равен а) $I_0 = 5200$ А б) $I_0 = 21000$ А. По оси абсцисс отложено отношение частоты генерации к резонансной частоте ω_0 ближайшей к « π -виду» продольной моды колебаний (в данном случае $\omega_0 = 6.05$)

3.4. Особенности синхронизации секций черенковских генераторов.

В секционированных генераторах формирование спектра и уровня выходного сигнала определяется связью между отдельными секциями.

Секции типичных релятивистских генераторов оказываются, связанными по полю и по пучку, промодулированному в первой секции. В том случае, когда резонансные частоты секции не совпадают, во всей системе происходят процессы, связанные с нелинейным взаимодействием колебаний отдельных секций и прежде всего с процессами синхронизации.

Для анализа процессов взаимной синхронизации интерес представляет рассмотрение влияния внешнего воздействия на процессы генерации в отдельной секции.

Для этого рассматривались три задачи: синхронизация секции внешним сигналом, подаваемым на выход секции, внешним сигналом, подаваемым на вход, а так же внешним сигналом в виде предварительной модуляции тока.

При некоторых амплитудах синхронизирующего сигнала образуется область синхронизации. В этой области частота генерации и внешнего воздействия совпадают, процессы близки к процессам вынужденных колебаний нелинейного осциллятора с потерями. Вне области синхронизации реализуется 2-х частотный режим колебаний, одна частота равна частоте генерации системы, а другая (гораздо меньшей амплитуды) – частоте внешнего сигнала. На зависимостях выходной мощности от времени, это отражается в возникновении биений в зависимостях выходной мощности от времени. В области синхронизации реализуется одночастотный процесс и зависимость выходной мощности от времени является прямой линией.

В данной работе рассматривался синхронизм системы с радиусом волноведущей системы 4 см, что соответствует пространственно-развитым генераторам типа РГПВ (релятивистский генератор поверхностной волны). Исследования синхронизации проводятся на основе методики, описанной в гл. 2.

Для сопоставления ширины области синхронизации амплитудных сигналов и величины модуляции пучка подбирались таким образом, чтобы на выходе системы была одинаковая мощность.

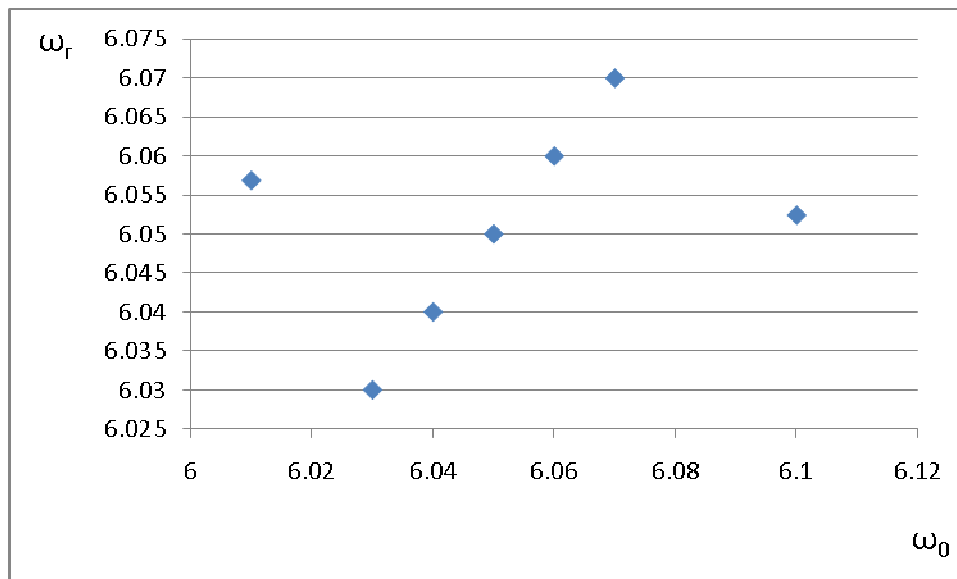


Рис. 3.4.4 Зависимость частоты генерации от частоты внешнего воздействия. Внешний сигнал подается на вход системы.

На рис. 3.4.1 представлены результаты синхронизации колебаний в секции внешним полем на входе секции. Такая постановка соответствует внешнему сигналу, подаваемому из первой секции во вторую. На рисунке показана область частот в которых происходит синхронизация: от 6.03 до 6.07. При этом ток пучка равен 5000 А, ускоряющее напряжение $V_0 = 1090$ В.

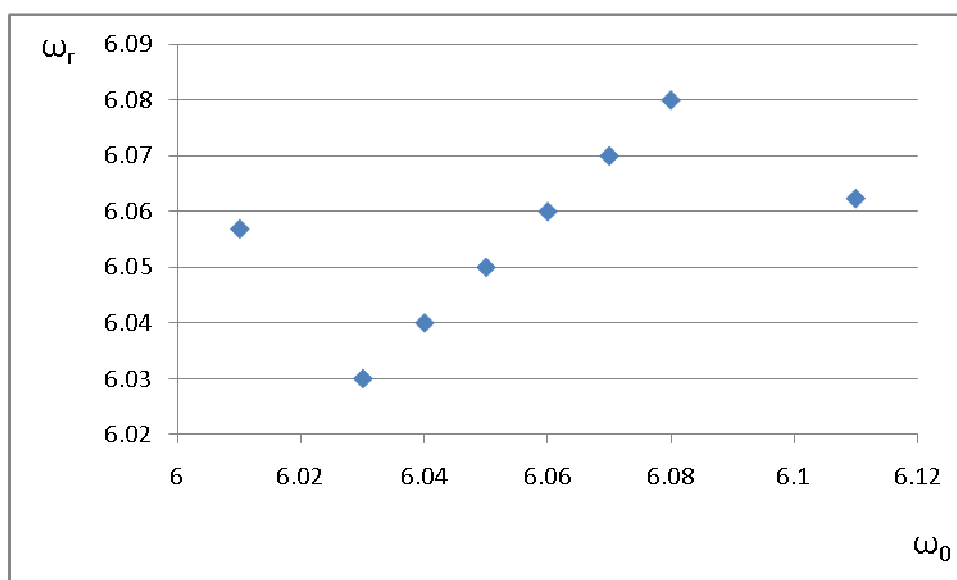


Рис. 3.4.5 Зависимость частоты генерации от частоты внешнего воздействия. Внешний сигнал подается на выход системы.

На рис. 3.4.2 принудительная синхронизация внешним полем на выходе: сигнал подается из второй секции в первую. На рисунке показана область частот в которых происходит синхронизм: от 6.03 до 6.08. При стартовом токе равным 5000 А. Синхронизация так же происходит в диапазоне $6.03 < \omega_{в} < 6.08$.

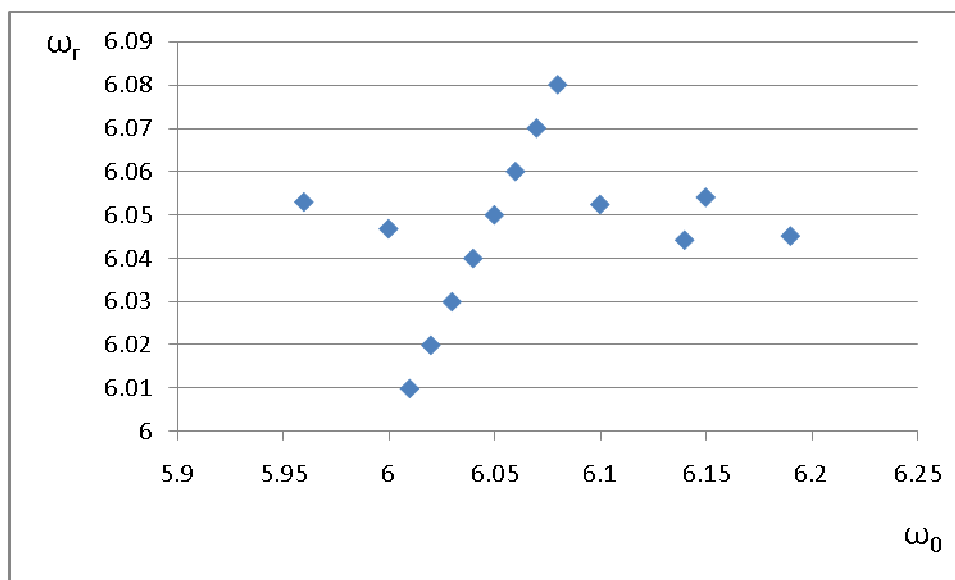


Рис. 3.4.6 Зависимость частоты генерации от частоты внешнего воздействия. Внешним сигналом предварительно мой модуляции тока.

На рис. 3.4.2 показана принудительная синхронизация секции электронным потоком, промодулированным по плотности. На рисунке показана область частот в которых происходит синхронизм: от 6.01 до 6.08. При стартовом токе равным 5000 А.

Проанализировав три вида синхронизации, сигналом на входе системы, сигналом на выходе и электронным потоком, промодулированным по плотности, можно сделать следующий вывод. Наиболее эффективной оказалась принудительная синхронизация при модуляции потока по плотности. Определяющую роль играет первая секция, она задает частоту генерации, а вторая является выходной секцией и определяет эффективность выходного сигнала. Синхронизация происходит в диапазоне частот внешнего сигнала $6.01 < \omega_{в} < 6.08$, что несколько больше, чем в предыдущих случаях.

Результаты и выводы дипломной работы:

1. Были рассмотрены основные особенности взаимодействия релятивистского электронного потока и поля периодического волновода для разных диаметров периодической волноведущей системы: $R_{\text{стр}} = 2$ см, $R_{\text{стр}} = 4$ см, $R_{\text{стр}} = 7$ см. такие системы характерны для релятивистских генераторов типа карсинотрон, релятивистский генератор поверхностной волны, многоволновой черенковский генератор.
2. Анализ амплитудно-частотных характеристик систем показал, что при одних и тех же длинах системы и одинаковых неоднородностях для структуры, обладающей наименьшим диаметром, резонансный пик вблизи высокочастотной границы полосы прозрачности обладает максимальной добротностью. При этом продольное электрическое поле в одномодовой системе ($R_{\text{стр}} = 2$ см) имеет максимум на оси системы, для больших диаметров выделяется максимум поля вблизи поверхности структуры, соответствующий поверхностной волне.
3. Анализ самовозбуждения системы показал, что для всех рассмотренных систем выделяются две области генерации, разделенные по частотам генерации и стартовым токам. Наиболее сильно эти зоны выделены для одномодовой системы.
4. В качестве предварительного анализа взаимной синхронизации секций черенковских генераторов был проведен анализ принудительной синхронизации отдельных секций. Были проанализированы три случая принудительной синхронизации: сигналом на входе системы, сигналом на выходе и электронным потоком, промодулированным по плотности. Показано, что области синхронизации для различных случаев возбуждения секции приблизительно одинаковы. Поскольку первая

секция воздействует на вторую с помощью промодулированного электронного потока и электромагнитного поля, можно сделать вывод, что определяющую роль играет первая секция, она задает частоту генерации, а вторая является выходной секцией и определяет эффективность выходного сигнала.

Литература.

1. Бугаев С.П., Канавец В.И., Кошелев В.И., Черепенин В.А. Релятивистский многоволновой черенковский генератор // Письма в ЖТФ. 1983, №22.
2. Канавец В.И. Тенденция развития релятивистской СВЧ электроники больших мощностей //В сб. Генераторы и усилители на релятивистских электронных потоках. - М.,1987.
3. Слепков А.И. Излучение мощных электронных потоков в резонансных периодических электродинамических системах: Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. – М., 2004.
4. Черепенин В.А. Многоволновое когерентное излучение релятивистских электронных потоков// Генераторы и усилители на релятивистских электронных потоках. - М.: Изд-во Моск. ун-та, 1987.
5. Никольский В.В. Теория электромагнитного поля. - М.: Высшая школа, 1961.
6. Никольский В.В., Никольская Т.И. Электродинамика и распространение радиоволн. - М.: Наука, 1973.
7. Бугаев С.П., Канавец В.И., Кошелев В.И., Черепенин В.А. Релятивистские многоволновые СВЧ генераторы. – Новосибирск: Наука. Сиб. отделение.
8. Бугаев С.П., Канавец В.И., Климов А.И., Кошелев В.И., Слепков А.И., Черепенин В.А. Взаимодействие электронного потока и электромагнитного поля в многоволновом черенковском генераторе с мощностью 10^{10} ватт. // Радиотехника и электроника, 1987.т.32, вып.7.
9. Бугаев С.П., Канавец В.И., Кошелев В.И., Попов В.А., Слепков А.И. Федоров А.В., Черепенин В.А. Исследование многоволнового черенковского генератора миллиметрового диапазона гигаваттного уровня мощности. Радиотехника и электроника, 1989. т.33,вып.2.

10. Солнцев В.А., Кравченко Н.П. Волновая линейная теория ЛБВ вблизи границы полосы пропускания // Радиотехника и электроника, 1978. Т.23. №5.
11. Бугаев С.П., Власов А.Н., Канавец В.И., Климов А.И., Копенкин А.Д., Корниенко В.Н., Кошелев В.И., Попов В.А., Черепенин В.А. Релятивистские дифракционные генераторы // Релятивистская дифракционная электроника. Вып.6. - Горький: Изд. ИПФ АН СССР. 1990.
12. Канавец В.И., Мозговой Ю.Д., Слепков А.И. Исследование самовозбуждения колебаний в мощных ЛБВ. Радиотехника и электроника, 1986. т.31, вып.6.
13. Бугаев С.П., Канавец В.И., Климов А.И., Копенкин А.Д., Кошелев В.И., Попов В.А., Слепков А.И., Федоров А.В., Черепенин В.А. Физические процессы в многоволновых черенковских генераторах. // В сб.Релятивистская высокочастотная электроника, ИПФ АН СССР, Горький, 1988. вып.5.
14. Боровков Д.А. Взаимодействие мод в релятивистском черенковском генераторе. Дипломная работа. Физический факультет МГУ., 2009. 56 С.
15. Слепков А. И. Взаимодействие релятивистских электронных потоков с полями резонансных периодических волноводов: Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. – М., 1983.
16. Нифанов А.С. Линейная теория черенковского излучения электронных потоков в сверхразмерных периодических волноводах: Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. – М., 1994.
17. Трубецков Д. И., Храмов А. Е. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. В 2 т. Т. 1. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003.
18. Слепков А. И. “Изучение мощных электронных потоков в резонансных периодических электродинамических системах” Диссертация. Москва. 01.04.03. 2005.