

**Российская Академия наук  
Сибирское Отделение  
Институт сильноточной электроники**

На правах рукописи

Ростов Владислав Владимирович

**Эффективные импульсно-периодические  
источники черенковского излучения на  
основе сильноточных электронных пучков.**

01.04.04 – физическая электроника

Диссертация на соискание  
учёной степени доктора  
физико-математических наук.

Томск 2001 г.

Эффективные импульсно-периодические источники  
черенковского излучения на основе сильноточных электронных  
пучков.

Введение.....	4
1. Экспериментальная и теоретическая база для проведения исследований. Соотношения подобия для КПД и параметров электронных генераторов О-типа.	
1.1. Импульсно-периодические ускорители электронов наносекундного диапазона длительностей. Вопросы согласования ускорителя и СВЧ-генератора.....	15
1.2. Формирование и транспортировка сильноточного электронного пучка. Структура наносекундного трубчатого пучка.....	22
1.3. Карсинотрон как представитель генераторов черенковского типа. Основные уравнения и их общие свойства.....	28
1.4. Теоретические значения КПД и оптимальных параметров генераторов О-типа в зависимости от начальной энергии электронов.....	49
2. Элементы теории релятивистской ЛОВ. Расчёт электродинамических систем методом матриц рассеяния.	
2.1. Роль высокочастотного поля пространственного заряда в карсинотроне.	74
2.2. Релятивистская ЛОВ в магнитном поле конечной величины. Решение линейной краевой задачи в условиях близости к циклотронному резонансу.....	93
2.3. Применение метода матриц рассеяния для расчета электродинамических свойств замедляющих систем и элементов конструкции. Увеличение поперечных размеров замедляющей системы.....	101
2.4. Линейная и нелинейная модель релятивистской ЛОВ в условиях предварительной модуляции энергии частиц.....	116
3. Экспериментальные исследования релятивистской ЛОВ.	
3.1. Экспериментальные исследования традиционной схемы и ее модификаций. Реализация эффективных режимов генерации.....	126
3.2. Индуцированное рассеяние встречной волны электронным потоком.....	142
3.3. Схема с предварительной модуляцией электронного потока.....	148
3.4. Релятивистская ЛОВ с низким магнитным полем.....	153
4. Некоторые аспекты практического применения мощных наносекундных СВЧ-генераторов.	
4.1. Использование релятивистского карсинотрона в качестве передатчика в макете локационной станции.....	160
4.2. Реализация периодического следования СВЧ-импульсов в режиме пакетов. Вывод излучения в виде гауссова пучка.....	169
4.3. Испытания на ресурс взрывоэмиссионного катода в условиях работы микроволнового генератора.....	181
4.4. Эксперимент по изучению эффектов воздействия наносекундных микроволновых импульсов на некоторые биологические объекты .....	188

Заключение.....	194
Приложение 1. Распределение полей и потенциала в цилиндрическом волноводе с электронным пучком конечной толщины .....	199
Приложение 2. Варианты согласованных переходов для волны $E_{01}$ от замедляющих систем к круглому волноводу.....	202
Литература.....	210

## Введение.

### **История вопроса и актуальность темы.**

Релятивистская высокочастотная электроника (РВЭ) возникла в начале семидесятых годов как естественное продолжение и развитие классической нерелятивистской электроники [1,2]. В это же время достаточно быстро развивалась и ускорительная техника [3,4]. Появились сильноточные ускорители прямого действия, позволяющие в режиме взрывной электронной эмиссии формировать релятивистские электронные пучки (РЭП) с энергией частиц, которая сравнима и превышает энергию покоя электрона ( $mc^2 = 511$  кэВ, где  $m$  - масса покоя электрона,  $c$  – скорость света) [5,6]. 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 [7-9]. Таким образом, были созданы предпосылки для создания источников когерентного электромагнитного излучения с импульсной мощностью, недостижимой для приборов классической электроники с накаливаемыми катодами. Качественное изменение взаимосвязи энергии  $mc^2\gamma$  и скорости частиц  $v$  ( $\gamma = (1-v^2/c^2)^{-1/2}$  – релятивистский фактор), приближающейся к скорости света, не могло не привести к существенному изменению поведения частиц при их взаимодействии с электромагнитными волнами [10]. 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. Юлпатов и их коллег [10-15,120,121,157]. В одной из основополагающих работ [11] выводится закон, связывающий основные параметры генератора с прямолинейным электронным потоком и энергию используемых частиц. Эта связь, называемая ещё 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 распространён на ещё не реализованные приборы типа убитрон со слабо искривлёнными потоками [13] и обобщён на всю область изменения энергий частиц от нерелятивистского уровня ( $\gamma \cong 1$ ) до ультрарелятивистского ( $\gamma \gg 1$ ) предела [14,15].

Теоретическое положение, что КПД приборов может быть того же порядка, как и в нерелятивистской электронике (или больше [157]), вскоре нашло свое экспериментальное подтверждение при реализации лампы обратной волны (ЛОВ) [16,17]. Эффективность преобразования используемой доли мощности электронного пучка в мощность электромагнитного излучения с длиной волны в трёхсантиметровом диапазоне достигала около 10% [16].

Карсинотрон (другое название лампы обратной волны [15]) был выбран далеко не случайно, учитывая несовершенство первых ускорителей. Действительно, в карсинотроне фазовая скорость близка, а групповая противоположна скорости электронов. Этот фактор обеспечивает распределённую обратную связь и превращает карсинотрон в грубый генератор,

– плавное изменение ускоряющего напряжения за время основной части импульса и соответствующее изменение скорости электронов не приводят к срыву генерации, а лишь смещают частоту генерации. С учётом релятивизма это смещение частоты может быть не слишком значительным. С другой стороны, если сравнивать карсинотрон с генераторами резонансного типа, то важным его преимуществом становится короткое время переходного процесса. Перечисленные свойства карсинотрона в полной мере были продемонстрированы в первом упомянутом эксперименте [16] и в последующих работах, например, в [18-21] при реализации импульсно-периодического режима. Хотя позднее исследованиями были охвачены многие типы приборов, основанных на черенковском и других типах индуцированного излучения электронных потоков, карсинотрон остался объектом наиболее пристального внимания исследователей. В настоящее время, уже в силу определенных достижений и большего понимания процессов, этот генератор становится в ряде случаев наиболее предпочтительным при использовании ускорителей наносекундного диапазона длительностей электронного пучка.

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. По мере нарастания числа разработок релятивистского карсинотрона и других генераторов, отличающихся параметрами электронного пучка, появилась необходимость в уточнении универсальных соотношений подобия для приборов с длительной инерционной группировкой частиц. Действительно, с ростом КПД погрешность известных соотношений слишком велика для определения оптимальной длины, расстройки или амплитуды поля, так как эти соотношения справедливы при ограничениях на максимальное приращение энергии частиц. В детальном анализе нуждались и такие теоретические аспекты в линейной и нелинейной краевой задаче ЛОВ, как роль высокочастотного пространственного заряда и влияние дополнительного циклотронного взаимодействия.

С появлением потребителей релятивистских СВЧ-генераторов возникла необходимость не только в повышении эффективности генерации конкретного прибора, но и в решении дополнительных задач по совершенствованию всей его схемы. Так, при использовании импульсно-периодического микроволнового генератора в радиотехнической системе [22-24] для исследования возможностей наносекундной радиолокации весьма актуальной оказалась проблема снижения магнитного поля и отказа от дорогостоящей криомагнитной техники, а также проблема повышения надёжности и долговечности всех элементов генератора и, прежде всего, катода. Другая наметившаяся область исследовательских прикладных задач связана с использованием мощных импульсно-периодических микроволновых источников для изучения эффектов воздействия сильных электромагнитных полей на электронную аппаратуру, полупроводниковые элементы и другие объекты физики твердого тела, а также в биологии и медицине. В этой связи, стало актуальным получение генерации

импульсов с большой частотой следования в режиме пакетов без использования сверхпроводящих соленоидов, исследование новых схемных вариантов карсинотрона для повышения эффективности и снижения магнитного поля, совершенствование электродинамических систем для формирования и вывода в атмосферу волновых пучков и рассмотрение других подобных вопросов. Решению перечисленных проблем, главным образом, и была посвящена исследовательская работа, результаты которой представляются в диссертации.

#### **Цель диссертационной работы.**

Основной целью работы являлось теоретическое и экспериментальное изучение различных аспектов функционирования релятивистского карсинотрона и возможности повышения его КПД, совершенствование методов расчёта, а также разработка и исследование новых схемных решений, которые могут удовлетворить возрастающим требованиям к параметрам СВЧ-излучения в импульсно-периодическом режиме.

Ряд конкретных решаемых задач находился в естественном русле общего развития релятивистской высокочастотной электроники. В экспериментальном плане было важным подтвердить основные выводы теории релятивистской ЛОВ, развитой в основном к концу 70-х годов усилиями Н. Ф. Ковалёва и его соавторов, – в частности, возможность повышения эффективности генерации в случае неоднородного по длине прибора импеданса связи. В то время актуальной была задача не только реализовать эффективную и стабильную генерацию в импульсно-периодическом режиме с высокой тактовой частотой повторения импульсов (более 100 Гц), но и продемонстрировать возможность применения карсинотрона в радиотехнических целях.

Логическим продолжением этих экспериментов стало дальнейшее развитие отдельных элементов теории – уточнение соотношений подобия, решение линейной краевой задачи с учётом поперечного движения электронов и наличия дополнительного циклотронного взаимодействия, изучение влияния высокочастотного пространственного заряда, исследование дополнительных методов повышения КПД, – в частности, за счёт предварительной модуляции электронов в схеме с резонансным сосредоточенным рефлектором. Перечисленные задачи составляли суть фундаментальной части проведённых теоретических и экспериментальных исследований с использованием ускорителей типа «СИНУС». Сюда же, вероятно, следует отнести исследования обнаруженного в эксперименте эффекта вынужденного рассеяния встречной волны внутри замедляющей системы ЛОВ и существования высокочастотного излучения в виде набора волн, характеризующихся доплеровским преобразованием частоты и наличием соответствующих резонансных колебаний в гофрированной системе.

К числу решённых в теоретическом и экспериментальном плане задач диссертации относятся исследования предложенной схемы карсинотрона с повышенным поперечным сечением замедляющей системы, – генератора с предварительной модуляцией электронного потока. Использование резонансного сосредоточенного рефлектора для отражения встречной волны, обеспечивает одновременно модуляцию частиц в области рефлектора полем с заданной осевой симметрией. В результате оказывается возможным снижение стартового тока для расчётного режима генерации волны  $E_{01}$  по отношению к конкурентам с другим типом поперечного распределения поля. В исследованиях ставилась задача найти условия, в которых при сохранении селективных свойств такого генератора возможно повышение его эффективности.

Другой круг задач можно условно отнести к задачам прикладного характера. Например, это разработка, создание и испытания электронно-оптических систем генератора, используемого в качестве передатчика в исследовательском макете радиолокационной станции; обеспечение необходимых параметров, работоспособности и радиационной безопасности в процессе локационных экспериментов, а также выбор и испытания взрывозамещающего катода на ресурс работы. Нельзя не отметить, что решение подобных задач по плечу только сплочённому коллективу квалифицированных инженеров и научных сотрудников. Многие годы этот коллектив возглавляет его лидер – С. Д. Коровин. Под его руководством с начала 80-х годов были сконструированы, изготовлены и переданы Заказчикам для прикладных исследований около двадцати установок различного класса. Эти установки не повторяли одна другую и, уже в силу широкого спектра требований, от разработчиков требовалось внесение постоянных усовершенствований и новых идей. В диссертации приведены некоторые, наиболее существенные, по мнению автора, результаты, в основном касающиеся непосредственно микроволновой части схем. В результате такой деятельности в последнее время оказалось возможным развернуть эксперименты совместно со специалистами в области биологии по изучению эффектов воздействия наносекундных микроволновых импульсов на простейшие одноклеточные и многоклеточные организмы.

В диссертацию не включены результаты совместного (коллективы сотрудников ИПФ РАН и ИСЭ СО РАН) цикла исследований, в которых были реализованы ряд приборов – генераторов и усилителей в миллиметровом диапазоне длин волн, – как с прямолинейными пучками, так и с потоками осциллирующих электронов. Не упоминаются исследования убитрона, клистрона, а также проведённые при участии автора некоторые эксперименты на основе малогабаритных сильноточных наносекундных ускорителей «СИНУС» и мини-ускорителей типа «МИРА» и «РАДАН», и некоторые другие работы, вошедшие в докторские диссертации соавторов.

#### **Научная новизна работы.**

Выведены уточнённые соотношения подобия, справедливые для любой энергии частиц в приборах с длительной инерционной группировкой частиц. Независимо от уровня КПД, эти соотношения остаются справедливыми с точностью не хуже нескольких процентов для определяемых параметров взаимодействия частиц и синхронной волны, а также включают в себя известные асимптотические соотношения подобия.

Проанализирована роль высоких временных гармоник и поля пространственного заряда в целом для случаев однородной и неоднородной замедляющих систем ЛОВ. Эти результаты объясняют многие закономерности, выявляемые в экспериментах.

Развита линейная теория ЛОВ с учётом поперечного взаимодействия и циклотронных волн, а также с учётом конечного пространственного заряда. Данные результаты, а также анализ структурных характеристик сильноточного пучка, в достаточной мере объясняют экспериментальные зависимости генерируемой мощности от величины внешнего магнитного поля.

Развитие отдельных элементов теории релятивистской ЛОВ расширило понимание многих процессов, имеющих место в генераторе, и позволило составить представление о целесообразности тех или иных последующих экспериментов. Проведены экспериментальные исследования релятивистской ЛОВ с различными типами неоднородной замедляющей системы и найдены

оптимальные условия, в которых эффективность генерации может составлять 30-40%. Проанализировано влияние несинхронной попутной волны на эффективность генерации ЛОВ.

Исследован спектр излучения релятивистской ЛОВ. Показано, что, как правило, для традиционной схемы ЛОВ могут автоматически обеспечиваться условия для дополнительного комбинированного взаимодействия и порождения высокочастотной составляющей в спектре излучения за счёт вынужденного рассеяния встречной волны электронным пучком. Эффект обязан существованию высокодобротных резонансных колебаний в периодической замедляющей системе релятивистской ЛОВ. Возможность подавления коротковолновой генерации появляется с увеличением поперечных размеров системы.

Обращено внимание на имеющий место в ряде экспериментов эффект ограничения длительности генерируемых импульсов при повышении мощности, начиная с некоторого уровня. Этот уровень находился в зависимости от геометрии гофр в замедляющей системе ЛОВ. Для максимальной используемой амплитуды гофр он составлял около 300 МВт, когда устойчиво воспроизводилось искажение формы импульсов с масштабом задержки порядка 5 нс. Для фиксированной длительности питающего импульса избавиться от этого эффекта можно было соответствующим снижением амплитуды гофр. Эти данные позволили выдвинуть гипотезу о существовании взрывной электронной эмиссии в высокочастотном поле с напряженностью порядка  $10^6$  В/см и возникновении плотной плазмы.

Предложена и исследована модифицированная схема ЛОВ с повышенным поперечным сечением и резонансным сосредоточенным рефлектором вместо отрезка запредельного волновода. Теоретически и экспериментально продемонстрирована позитивная роль предварительной модуляции электронного пучка в области рефлектора, как фактора селекции типов волн. Определены условия, при которых максимальный теоретический КПД с учётом ряда допущений может достигать около 60%. В экспериментальных исследованиях ЛОВ с резонансным рефлектором реализован КПД около 40% при сохранении высокой степени когерентности излучения. С использованием модифицированной схемы ЛОВ удалось существенно – до 25% – повысить эффективность преобразования мощности электронного пучка в мощность излучения в 3-х сантиметровом диапазоне длин волн в условиях относительно низкого внешнего магнитного поля.

#### **Практическая значимость.**

Положительные результаты некоторых экспериментов открыли возможности практического использования подобных источников мощного наносекундного микроволнового излучения. Так, показана возможность использования релятивистского генератора в наносекундной радиолокации. Проведено несколько локационных экспериментов с мощностью в СВЧ-импульсах 300-500 МВт, в которых продемонстрированы изначально предполагаемые уникальные возможности наносекундной локации – высокая контрастность и разрешение отдельных деталей объектов на относительно большой дальности.

Осуществление эффективной генерации в низком магнитном поле создаёт предпосылки для использования постоянных магнитов. Повышение КПД релятивистской ЛОВ в условиях низкого магнитного поля исключительно важно с точки зрения применения приборов релятивистской высокочастотной



электроники в прикладных задачах, в физике и других областях знаний. Продемонстрирована работоспособность взрывозамещающего катода в процессе длительных испытаний (100 миллионов импульсов) микроволнового генератора с частотой повторения 100 имп/с.

Развитый метод расчёта замедляющих систем карсинотрона на основе матриц рассеяния позволяет проводить полный анализ электродинамических задач и достаточно точно синтезировать геометрию, требуемую из теоретических предпосылок. Необходимость в привлечении подобного аппарата для анализа и проектирования электродинамических систем становится очевидной в условиях возрастающих требований к КПД релятивистских электронных приборов и параметрам микроволнового излучения в целом.

Апробирована методика спектральных измерений с помощью узкополосных фильтров, в том числе квазиоптических резонаторов, имеющих собственную ширину контура, не превышающую ширины спектра излучения наносекундных микроволновых импульсов. Определён коэффициент электронной перестройки частоты излучения релятивистской ЛОВ.

Разработан и создан модифицированный вариант преобразователя типа волны на основе круглого волновода с переменной кривизной, осуществляющий преобразование волн  $E_{01} \rightarrow H_{11}$  с эффективностью более 95% и возможностью поворота плоскости поляризации гауссова пучка на выходе без перемещения оси волнового пучка. Для целей применения мощных микроволновых источников разработана, изготовлена и апробирована вспомогательная квазиоптическая система регулирования плотности потока мощности в пространстве с динамическим диапазоном более 30 дБ.

Результаты диссертации были использованы для создания ряда установок, переданных Заказчикам, а также при подготовке и проведении исследований по воздействию наносекундных микроволновых импульсов на некоторые биологические объекты. Полученные в этих экспериментах результаты могут служить основой для последующих уникальных исследований. Так, в связи с результатами по воздействию микроволновых импульсов на мух дрозофил, которое оказывается несовместимым с жизнью или воспроизведением потомства, по-видимому, в недалеком будущем будет возможна дезинсекция насекомых без ущерба продуктам сельского хозяйства, растениям, а также дорогостоящим изделиям из меха и т.п.

#### **Апробация работы.**

Результаты работы докладывались и обсуждались на различных конференциях и симпозиумах: «Релятивистская высокочастотная электроника» – 1982 г. (Горький), 1984 г. (Москва), 1987 г. (Новосибирск), 1989 г. (Свердловск); «Мощные электронные и ионные пучки» - 1988 г. (Карлсруэ), 1990 г. (Новосибирск), 1992 г. (Вашингтон), 1994 г. (Сан-Диего), 1998 г. (Хайфа), «Международная конференция по импульсной технике» – 1993 г. (Альбукерке), «Симпозиум по сильноточной электронике» – 1986 г. и 2000 г. (Томск), Международный симпозиум «EUROEM» – 1994 г. (Бордо), 1998 г. (Тель-Авив), 2000 г. (Эдинбург) и других.

Основные результаты диссертации опубликованы в статьях и трудах конференций: [20,21,33,46,47,70-74,81-83,98,99,134,137-147,149-151,161,175-179,193,194,206,216-218,227]. В этом ряду публикаций можно выделить наиболее авторитетные и доступные издания, среди которых отечественные рецензируемые журналы:

«Журнал Технической Физики» [47] и «Письма в ЖТФ» [72,73,81,142,149,179], «Доклады Академии Наук» [206], «Приборы и Техника Эксперимента» [175], «Известия ВУЗов. Радиофизика» [21,134,151];

а также зарубежные:

«IEEE Transactions On Plasma Science» [82,98,139,146,147,227], «Int. Journal Of Electronics» [178], «Int. Journal Of Infrared and Millimeter Waves» [177].

Часть результатов диссертации содержится в обзорных статьях специализированных выпусков «Релятивистская высокочастотная электроника» [20,46,176] и «Физика микроволн» [150,193,221], а также в журнале «Известия ВУЗов. Физика» [33,83].

Имеются авторские свидетельства [90,219,220]. В тексте есть ссылки на работы автора [19,22,23,35-37,79,80,105], которые вошли ранее в кандидатскую диссертацию [34], а также работы [45,48,63,78,89,148,160,162-164,190,222], содержание которых в результаты диссертации не включается.

### **Структура диссертации и краткое содержание.**

Диссертация включает в себя Введение, четыре главы, Заключение и два Приложения. Каждая из глав состоит из четырёх параграфов.

В **первой главе** обзорный характер носят параграфы 1.1, 1.2 и 1.3, в которых дается описание экспериментальной и теоретической базы, лежащей в основе проведённых исследований. Параграф 1.1 посвящён обзору параметров используемых сильноточных ускорителей «СИНУС». Кратко характеризуется схема ускорителей и их особенности. Показано, что согласование ускорителя и СВЧ-генератора с помощью трансформатора волновых сопротивлений в виде неоднородной передающей линии существенно повышает эффективность всего устройства [20,33]. Во втором параграфе даётся обзор результатов исследований в области формирования и транспортировки сильноточного электронного пучка во внешнем магнитном поле. В конце параграфа акцентируется внимание на тех результатах, в получении которых автор принимал непосредственное участие. Измерения прохождения тока через коллиматоры и прямое фотографирование катода подтверждают концепцию экранирования катода полем пространственного заряда электронов, стартующих с центров-лидеров. В низких магнитных полях число эмиссионных центров на катоде снижается, и это приводит к ухудшению качества электронного пучка [20,21].

В параграфе 1.3 проводится сравнение карсинотрона с другими генераторами черенковского типа и даётся анализ существующей гидродинамической модели, развиваемой в следующих разделах. Показано, что именно для универсальной нормировки переменных характерно отсутствие зависимости от начальной энергии частиц в членах первого и второго порядка асимптотического приближения. В четвёртом параграфе главы формулируются уточнённые соотношения подобия [151], предпосылкой для вывода которых послужил тот факт, что скорость частиц в системе отсчёта, движущейся со скоростью равной фазовой скорости синхронной волны, является нерелятивистской вблизи оптимальных режимов и в большинстве представляющих интерес случаев. Даются ограничения на максимальные значения расстройки или длины прибора, в рамках которых возрастает точность полученных функциональных связей. Из условий инвариантности фазовых траекторий, соответствующих канонической форме уравнений движения частиц, выводятся соотношения, справедливые с точностью до второго порядка метода последовательных приближений. Дана интерпретация результатов моделирования генераторов с различной продольной структурой поля, в

соответствии с которыми, максимальный КПД в нерелятивистском случае в 1,3-1,4 раз выше, чем в ультрарелятивистском пределе.

**Вторая глава** посвящена развитию элементов теории ЛОВ. В параграфе 2.1 представлены результаты численного решения линейной и нелинейной нестационарной краевой задачи с учётом поля пространственного заряда. Показано возрастание отличий инкрементов двух первых собственных решений, отличающихся продольной структурой поля. Проанализирована возможность сокращения протяжённости линейной стадии переходного процесса [99,147]. В соответствии с результатами расчётов, в случае, который можно назвать промежуточным между комптоновским и рамановским режимом излучения ( $\sigma \sim 1$ ), могут достигаться максимальные значения инкремента с последующим выходом на стационарный режим колебаний. При оптимальном параметре пространственного заряда его роль в нелинейном режиме и в случае однородной замедляющей системы может сводиться к почти двукратному повышению КПД за счёт более выгодного продольного распределения фазы высокочастотного тока, а с учётом высоких временных гармоник, – и за счёт затягивания процесса разрушения электронных сгустков. Однако обеспечить такой эффект и повысить КПД удастся при меньших (почти в два раза) значениях параметра пространственного заряда, по сравнению со случаем, когда учитывается только первая гармоника. Выигрыш в КПД и оптимальное значение параметра пространственного заряда снижаются при использовании дополнительных приёмов повышения КПД и существовании несинхронных полей [70,134,142,143]. В условиях моделирования реального эксперимента величина  $\sigma_{opt}$  уменьшается до 0,5, когда теоретический КПД может составлять 30-40% [137-141]. В конце параграфа оценивается вклад дополнительного механизма излучения, который известен как электростатический убитрон.

В параграфе 2.2 решается линейная краевая задача ЛОВ в условиях близости к циклотронному резонансу. В рамках единой нормировки параметров задачи пересмотрено решение, полученное ранее [46,161]. Показано, что процесс циклотронного поглощения электромагнитной волны весьма характерен для высокочастотной электроники, использующей сильноточные пучки. Важную роль для последующего использования результатов играет вывод о возможности ослабления эффекта циклотронного поглощения при увеличении поперечных размеров замедляющей системы [73,74].

Параграф 2.3 полностью посвящён вопросам электродинамики: расчётам замедляющих систем и элементов конструкций на основе метода матриц рассеяния, а также аналитическому и численному исследованию свойств резонансного рефлектора. Рассматриваются вопросы увеличения поперечных размеров замедляющей системы. В последнем разделе (2.4) второй главы представлены результаты теоретического исследования ЛОВ в условиях предварительной модуляции энергии частиц [73,134]. Линейная краевая задача анализируется как в случае бесконечно малого инкремента нарастания колебаний, так и в условиях экспоненциального роста амплитуды волны. Показаны весьма значительные ресурсы предложенной схемы ЛОВ с точки зрения электронной селекции волн, различающихся частотой и поперечной структурой поля. Результаты решения нелинейной задачи вблизи оптимальных условий модуляции частиц подтверждают аналогию с таким высокоэффективным прибором, как клистрон с распределённым взаимодействием и указывают значения оптимальных фаз модуляции.

**Третья глава** посвящена экспериментальному исследованию релятивистской ЛОВ. В первых двух параграфах данной главы содержатся основные результаты экспериментов с традиционной схемой, в которой имеется отрезок запердельного волновода, а средний диаметр замедляющей системы приблизительно равен длине волны. Для повышения эффективности генератора в этих экспериментах использовалось профилирование сопротивления связи и фазовой скорости синхронной волны, а также взаимодействие частиц с несинхронной попутной волной. Как показали исследования случаев однородной замедляющей системы, существование несинхронной попутной волны требует определённых усилий, чтобы избежать снижения общего КПД прибора [98,142]. В некоторых случаях удаётся минимизировать этот эффект, обусловленный модуляцией частиц вблизи запердельного сужения в неблагоприятной фазе, и даже получить незначительный выигрыш в КПД. В исследованиях карсинотрона с длиной волны около 3 см и неоднородным сопротивлением связи реализован КПД 35% и импульсная мощность до 1 ГВт [46,139]. Максимальный уровень мощности когерентного излучения релятивистской ЛОВ составил 3 ГВт на длине волны 3 см в экспериментах с использованием ускорителя СИНУС-7. Выявлены наиболее важные закономерности, позволившие в импульсно-периодическом режиме совместить повышенные значения КПД карсинотрона и стабильности параметров СВЧ-излучения. Компромиссным решением в выборе неоднородной замедляющей системы с учётом снижения адаптивности генератора к изменению параметров пучка является выбор сглаженных функций от координаты с умеренным нарастанием сопротивления связи и фазовой скорости синхронной гармоники. Среднеквадратичное отклонение импульсной СВЧ-мощности и тока пучка в экспериментах могут быть сравнимы, и составлять величину порядка 1% в импульсно-периодическом режиме при КПД около 20% [47,70]. Показана возможность электронной перестройки частоты релятивистской ЛОВ: в области ускоряющих напряжений 500 кВ для перестройки центральной частоты на 1% необходимо изменять напряжение приблизительно на 20% [46,47].

В параграфе 3.2 обсуждается спектр излучения релятивистской ЛОВ. Особенностью традиционной схемы ЛОВ является существование наряду с узкой линией вблизи 10 ГГц относительно мощного коротковолнового излучения [176-179]. Сопутствующее излучение идентифицируется как вынужденное рассеяние встречной волны на электронном потоке, и обязано существованию резонансов в замедляющих системах на высоких частотах. Существенное возрастание стартовых токов вынужденного рассеяния происходит с переходом к системам с увеличенным поперечным сечением.

Параграфы 3.3 и 3.4 посвящены экспериментальному исследованию ЛОВ с повышенным поперечным сечением и сосредоточенным резонансным рефлектором [73,74,134,146]. В схеме с предварительной модуляцией электронного потока и с однородной ЗС реализован КПД 25%. КПД удаётся повысить до 40% при использовании неоднородной ЗС. Среди основных особенностей новой схемы ЛОВ – отсутствие коротковолнового сопутствующего излучения и возможность селекции волн в некотором диапазоне фаз модуляции. Повышение КПД может достигаться как в сильных магнитных полях, так и относительно низких, которые могут быть созданы постоянными магнитами. Полученные в экспериментах результаты в целом согласуются с теоретическими представлениями. В частности, центральная частота смещается приблизительно на 1% при смещении резонансного

рефлектора на 1 мм. Этот факт подтверждает существенную роль начальной модуляции частиц, и указывает на то, что схема генератора близка по своим свойствам к резонансной ЛОВ с относительно высокой добротностью системы.

В **четвёртой главе** представлены экспериментальные результаты прикладного характера. В разделе 4.1 описываются два эксперимента по использованию релятивистского генератора на основе ЛОВ в качестве передатчика в макете наносекундной локационной станции. Излагается точка зрения о перспективе и путях развития в этом направлении. Параграф 4.2 посвящён вопросам реализации периодического следования СВЧ- импульсов в режиме пакетов [193,194]. В таком режиме облегчается решение таких технических задач, как охлаждение соленоида постоянного тока и некоторых узлов ускорителя, и становится возможным реализовать частоту повторения импульсов в режиме пакетов до  $10^3$  Гц [47,83,147]. Максимальная частота повторения в этих случаях лимитируется возрастанием дисперсии амплитуд напряжения, при которых происходит пробой газа в разряднике. Рассматривается схема формирования гауссова пучка и его вывода в атмосферу. Важным её элементом является предложенная конструкция преобразователя типа волны, позволяющая осуществлять поворот плоскости поляризации без смещения оси волнового пучка. Теоретически высокая эффективность преобразователя подтверждается результатами тестирования изготовленной электродинамической системы. Параграф 4.3 посвящён исследованиям эмиссионной способности катодов из различных материалов и длительных испытаний одного из предпочтительных вариантов на долговечность в составе микроволнового генератора [71,72,227]. Показана возможность работы катода из плотного графита и микроволнового генератора в целом на протяжении  $10^8$  импульсов. Разработанный для условий низкого магнитного поля импульсно-периодический СВЧ- генератор был использован в биофизическом эксперименте, результаты которого излагаются в параграфе 4.4 [206,216-218].

В **Заключении** формулируются основные результаты диссертационной работы и приводятся рекомендации по использованию научных выводов.

В **Приложении 1** даётся решение задачи о распределении полей и потенциала в цилиндрическом волноводе с электронным пучком конечной толщины в статическом приближении.

**Приложение 2** содержит результаты исследования, посвящённого вопросам согласования замедляющих систем релятивистского карсинотрона с круглым волноводом для рабочей волны  $E_{01}$ .

**Положения, выносимые на защиту**, отражают основные результаты.

1. Из условий инвариантности фазовых траекторий частиц получена схема пересчёта параметров и КПД, позволяющая без ограничений на КПД приборов О- типа распространить известное решение для одной энергии на любую энергию частиц. Применимость соотношений подобия в таком виде оправдана во всех случаях, когда нормированная длина взаимодействия с ВЧ полем больше единицы ( $kL > 2\gamma_0^2 \beta_0$ ).
2. Вклад высоких временных гармоник в поле пространственного заряда в группированном трубчатом электронном пучке приводит к снижению оптимальной величины приведённого параметра пространственного заряда примерно в 2 раза в сравнении с тем, когда учитывается только первая гармоника. Значение этого параметра уменьшается при использовании дополнительных приёмов повышения КПД карсинотрона от единицы до нуля в пределе высоких КПД. Профилирование сопротивления связи или

- фазовой скорости волны в эксперименте позволяет реализовать КПД умеренно релятивистской ЛОВ до 40% в условиях, когда ток пучка не превышает четверти от предельного тока транспортировки.
3. Среднеквадратичное отклонение импульсной СВЧ- мощности и тока пучка в экспериментах могут быть сравнимы, и составлять величину порядка 1% в импульсно-периодическом режиме с частотой повторения сотни Гц при КПД около 20%. Для электронной перестройки частоты релятивистской ЛОВ на 1% в области ускоряющих напряжений 500 кВ необходимо изменять напряжение почти на 20%.
  4. Выполнение стартовых условий для вынужденного рассеяния встречной волны на релятивистских электронах внутри замедляющей системы ЛОВ обязано существованию высокочастотных колебаний на частотах, значительно превышающих рабочую частоту, и характерно для традиционной схемы ЛОВ, имеющей средний диаметр замедляющей системы, примерно равный длине волны. Подобные условия не выполняются при увеличении поперечных размеров ЛОВ уже в 1,5-2 раза.
  5. Ослабление роли циклотронного взаимодействия и расширение диапазона рабочих магнитных полей достигается в схеме ЛОВ с повышенными поперечными размерами системы. Модуляция частиц по энергии в области резонансного рефлектора позволяет осуществить селекцию волн, различающихся частотой и поперечной структурой полей. В случае ЛОВ 3-х сантиметрового диапазона длин волн в низких магнитных полях, которые можно создать постоянными магнитами, реализуется КПД до 25% при импульсной мощности до 800 МВт.
  6. Долговечность взрывоэмиссионного катода из плотного графита в составе релятивистского СВЧ- генератора может достигать  $10^8$  импульсов в режиме, когда при достаточной напряжённости электрического поля на кромке цилиндрического катода с тонкой стенкой возможна стабилизация времени задержки тока пучка.
  7. Проведённые исследования позволили расширить круг применений мощных импульсно-периодических микроволновых источников, в частности, провести биофизические эксперименты.

# 1. Экспериментальная и теоретическая база для проведения исследований. Соотношения подобия для КПД и параметров электронных генераторов О-типа.

## 1.1. Импульсно-периодические ускорители электронов наносекундного диапазона длительностей. Вопросы согласования ускорителя и СВЧ-генератора.

Одновременно и сразу после первых сообщений о создании сильноточных ускорителей электронов [3,5] в ряде лабораторий развернулись исследования по разработке ускорителей с различными схемами и параметрами электронных пучков. Одним из направлений этих исследований стали работы по созданию сильноточных наносекундных ускорителей, способных работать с большой частотой следования импульсов [25-33]. Такие ускорители, безусловно, представляли значительный интерес, – не только потому, что они должны обеспечивать большое количество срабатываний, но еще в силу того, что становилось возможным расширить практическое внедрение новых результатов и технологий.

Несмотря на разнообразие форм исполнения, в основе создания каждого импульсного ускорителя лежит общий принцип относительно медленного накопления энергии и затем её быстрого выделения в виде энергии потока заряженных частиц. Реализуется этот принцип с помощью различных зарядных устройств. Авторами работы [25] была предложена оригинальная и компактная схема, в которой в качестве зарядного устройства используется трансформатор Тесла с большим коэффициентом связи между контурами, а сам трансформатор с разомкнутым магнитопроводом находится внутри корпуса формирующей линии. В отличие от традиционной схемы построения ускорителя, как правило, на основе генераторов Маркса, в данном случае из цепи зарядки ёмкости формирующей линии (в общем случае – накопителя энергии) удавалось исключить большое количество искровых разрядников, лимитирующих стабильность и частоту следования импульсов. Использование одного высоковольтного газового коммутатора, совмещение трансформатора и формирующей линии, а также применение в первичной цепи полупроводниковых ключей – тиристоров, – появившихся в 80-е годы, обеспечивало простоту и надёжность схемы. Эти и последующие работы [28-32], проведенные в ИСЭ СО РАН, привели к созданию серии ускорителей под общим названием «СИНУС» с энергозапасом 1-5000 Дж, энергией электронов 0,2-2 МэВ при длительности импульсов 4-40 нс и средней мощности в электронном пучке до 100 кВт.

Рассмотрим основные особенности и возможности ускорителей типа «СИНУС» в качестве источников питания вакуумного диода, в котором формируется электронный пучок необходимый для генерации электромагнитных импульсов. Как видно из упрощённой конструктивной схемы (рис. 1), формирующая линия представляет собой длинную одиночную коаксиальную линию с масляной изоляцией, которая в процессе заряда выполняет функцию емкостного накопителя энергии. Трансформатор Тесла имеет, как правило, высокий коэффициент трансформации – единицы тысяч – и размещён в межэлектродном зазоре коаксиала так, что многовитковая вторичная катушка (обычно в виде конуса) обеспечивает гальванический

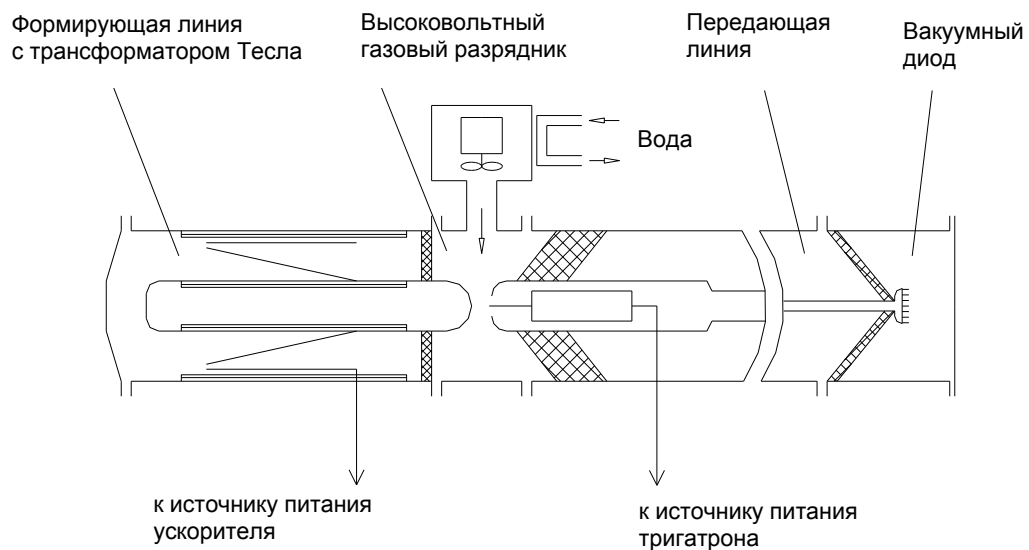


Рис. 1. Конструктивная схема ускорителя серии «СИНУС».

контакт с центральным электродом формирующей линии. Высоковольтный газовый разрядник (на рисунке изображён управляемый тригatronный разрядник) в результате наносекундной коммутации обеспечивает распространение в передающую линию ТЕМ волны высокого напряжения. Длительность формируемого импульса полностью определяется длиной формирующей линии –  $l_f : \tau = 2 l_f \varepsilon^{1/2} / c$ , где  $c$  – скорость света в вакууме,  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость изоляции (для трансформаторного масла  $\varepsilon \cong 2,3$ ). Длительность зарядки формирующей линии зависит от ее емкости и времени пробега электромагнитной волны по виткам вторичной обмотки трансформатора и в действующих ускорителях лежит в диапазоне от единиц до нескольких десятков микросекунд. Выбор трансформаторного масла в качестве изоляции был не случаен и подтверждён практикой. Конструктивно корпус формирующей линии и высоковольтного разрядника выполняются так, что масло находится под тем же избыточным давлением  $\cong 10-20$  Ати, как и газ (азот) в разряднике. Это обстоятельство способствует повышению электропрочности масла до уровня напряжённости порядка 200-300 кВ/см и выше для импульсов длительностью  $10^{-6} - 10^{-5}$  с, что, вероятно связано с растворением и снижением концентрации пузырьков газа. С другой стороны, трансформаторное масло обладает низкими потерями на высоких частотах, что позволяет получать наносекундные (и менее) длительности фронтов, а также имеет способность к частичному восстановлению после локальных импульсных пробоев. В этой связи достаточно убедительным становится сравнение авторов работы [29] удельной мощности формирующей линии и электрических машин – трансформаторов и электродвигателей. Несмотря на относительно невысокую энергоёмкость масляной изоляции  $\cong 2$  Дж/кг при напряженности поля 200 кВ/см удельные мощности сопоставимы уже при частоте повторения импульсов  $\cong 50$  Гц. Вместе с тем, наличие неоднородностей в формирующей линии, особенно на краях вторичной катушки трансформатора, вынуждают к некоторому снижению средней напряжённости электрического поля на центральном проводнике линии. В действующих ускорителях с высоким ресурсом работы (более  $10^6$  импульсов) это значение составляет обычно 120-140 кВ/см [29,31].



Если поперечное сечение ферромагнитного сердечника достаточно в каждом конкретном случае, то коэффициент связи между контурами высоковольтного трансформатора определяется только геометрией системы. Так, в случае, когда длина формирующей линии существенно больше её внешнего радиуса ( $r_2$ ), коэффициент связи может быть близок к единице [29,30]. Величина коэффициента связи в действующих ускорителях обычно 0,85-0,95. Это позволяет осуществить зарядку формирующей линии ускорителя на первой полувольте зарядного напряжения с достаточно высоким энергетическим КПД. Например [33], если обеспечить выполнение условия  $l_f > 4r_2$  и близости собственных частот первичного и вторичного контуров трансформатора, а также пренебречь потерями в магнитопроводе, то величина магнитного КПД может превышать 80%. Для оценки полного КПД трансформатора необходимо учесть активные потери в проводниках. Доля этих потерь обычно не велика и в реальных условиях КПД снижается на 5-15%.

Важным элементом схемы, обеспечивающим стабильную работу ускорителя в импульсно-периодическом режиме, является высоковольтный коммутатор. Газовый разрядник под давлением имеет несомненные преимущества в сравнении с другими известными типами высоковольтных коммутаторов, благодаря относительно небольшому времени релаксации и возможности оперативного удаления из разрядного промежутка продуктов горения искры. Как показали исследования [28,32], в импульсно-периодическом режиме ускорителя в межэлектродном промежутке разрядника появляется область газа с пониженной электрической прочностью, которая перемещается в результате конвекции. В обычных условиях, если не предпринимать ни каких мер, это приводит к существенной дестабилизации уровня напряжения формируемых импульсов. Для устранения этого эффекта в ускорителях «СИНУС» используется принудительная замена газа между электродами. В соответствии с работой [28], оптимальная скорость движения газа должна быть такой, чтобы основная часть газа в межэлектродном пространстве успевала за время между импульсами сместиться на расстояние порядка радиуса электродов. В этом случае относительное среднеквадратичное отклонение амплитуд напряжения в импульсах обычно близко к 1% и сохраняется с ростом частоты следования импульсов вплоть до значений порядка 500 Гц при соответствующей коррекции скорости движения газа [31]. При максимальной частоте следования импульсов, которую позволял источник питания ускорителя в этом эксперименте, – 1000 Гц – стабильность работы двухэлектродного разрядника заметно ухудшалась. Использование тригatronного разрядника, работающего в режиме искажения поля, позволяет при сохранении того же уровня стабильности обеспечить оперативное управление напряжением срабатывания высоковольтного коммутатора. Высоковольтная часть тригatronного генератора расположена во внутреннем проводнике передающей линии и имеет магнитную связь с низковольтной частью генератора, размещаемой вне передающей линии. Численная и экспериментальная оптимизация геометрии электродов позволяет обеспечить весьма широкий диапазон управления разрядником:  $(0,2-1) U_{\max}$ , где  $U_{\max}$  – напряжение самопробоя газового разрядника, при относительно низком уровне управляющего напряжения  $\cong 0,05 U_{\max}$  [32,33]. Опыт исследований высоковольтных газовых разрядников показывает, что доля активных потерь в искре не превышает, как правило, единицы процентов от коммутируемой энергии и снижается с ростом давления газа при фиксированном напряжении пробоя (за счёт уменьшения межэлектродного промежутка) [45,46].

Для того чтобы сохранить высокий энергетический КПД ускорителя в целом, необходимо предусмотреть и минимизировать влияние ряда других, кроме рассмотренных выше факторов. Если ограничиться случаем коммутации в моменты времени вблизи максимума полуволны зарядного напряжения ( $U_F$  – соответствующее значение потенциала) и пренебречь активными потерями в высоковольтном разряднике, то наиболее существенными, как правило, остаются потери на отражения набегающей на вакуумный диод волны и последующего затухания отраженных импульсов.

Вопрос о согласовании ускорителя и вакуумного диода имеет главным образом три аспекта, в соответствии с выбором волнового сопротивления формирующей линии ( $R_F$ ), импеданса вакуумного диода ( $R_d$ ), а также параметров и типа согласующего устройства, если таковое имеется. Процедура оптимизации с точки зрения максимизации КПД передачи энергии из формирующей линии в электронный пучок была бы относительно проста, если бы пучок рассматривался как конечный «продукт», например для технологических целей. В нашем же случае, представляет интерес проследить всю цепочку передачи энергии в электромагнитный импульс, не затрагивая подробно вопросы эффективности генерации, а опираясь на обширный экспериментальный материал.

Рассмотрим вначале случай отсутствия согласующих устройств. Именно он был реализован в первых ускорителях серии СИНУС, когда вакуумный диод и разрядник отделялись лишь коротким участком, занятым изоляторами. При условии  $R_F \cong R_d$ , к катоду приходит импульс с амплитудой  $U_d \cong U_F/2$  и практически вся энергия переходит в энергию электронного потока. В большинстве экспериментов имело место рассогласование диода в сторону холостого хода. В этом случае амплитуда напряжения в диоде и ток пучка могут быть с достаточной точностью определены соотношениями

$$U_d = \frac{U_F R_d}{R_F + R_d}, \quad J_b = \frac{U_F}{R_F + R_d} \quad (1.1)$$

При этом часть мощности отражается и, если не считаться с активными потерями в линии и в искре, возвращается к диоду с тем же знаком напряжения и задержкой, которая соответствует времени двойного пробега сигнала от начала формирующей линии до диода. В рассматриваемом приближении ( $R_d$  не существенно зависит от времени) амплитуды последующих импульсов в диоде [6]:

$$U_d^n \cong U_d * \left( \frac{R_d - R_F}{R_d + R_F} \right)^{n-1}, \quad (1.2)$$

где  $n = 2, 3, \dots$ . Наличие большого количества импульсов в случае  $R_d \gg R_F$  обычно не имеет принципиального значения для экспериментов, однако в условиях практического использования микроволнового генератора может быть нежелательным из-за возможности самовозбуждения сдвинутых по частоте колебаний в последующих импульсах. Однако необходимость использования высокого импеданса диода обусловлена влиянием квазистатического и высокочастотного поля пространственного заряда в пучке. Так, кинетическая энергия электронов в тонкостенном трубчатом пучке с радиусом  $r_b$  при движении в канале дрейфа или замедляющей системе с радиусом  $r_0$  может быть записана в виде  $e(U_d - \phi_b)$ , где  $e$  – заряд электрона,  $\phi_b$  – потенциал пучка

относительно металлических стенок канала. В условиях соосности пучка и канала справедлива связь [34,46] (см. также Приложение 1):

$$\varphi_b = J_b * \rho_b, \quad \rho_b = \frac{60}{\beta} * \ln \frac{r_0}{r_b} \quad (\text{Ом}) \quad (1.3)$$

Здесь  $\beta$  – продольная скорость электронов. Максимальная мощность, которая может быть выделена в нагрузке при «идеальном» согласовании, есть  $U_F^2/(4R_F)$ . Потери на преобразование энергии обусловлены как отсутствием согласования, так и существованием потенциальной энергии частиц относительно стенок в канале транспортировки. Если учесть провисание потенциала пучка, имея в виду мощность, которая соответствует кинетической энергии частиц, получаем выражение для доли мощности, переносимой пучком в основном импульсе:

$$\chi = \frac{4R_F(R_d - \rho_b)}{(R_d + R_F)^2} \quad (1.4)$$

Максимум  $\chi$ , как функции от  $R_d$  соответствует значению  $R_d = R_F + 2\rho_b$ . Величина  $\rho_b$  может быть малой лишь в асимптотическом пределе  $r_b \rightarrow r_0$ , однако, наличие нерегулярностей в канале (гофры в замедляющей системе), погрешности юстировки и прочие условия реального эксперимента приводят к тому, что обычно  $\rho_b \cong 15-25$  Ом. Приведённые рассуждения не являются исчерпывающими, а полученное значение импеданса диода не следует рассматривать как оптимальное, пока учтён только квазистатический потенциал пучка. Поскольку в процессе взаимодействия с электромагнитной волной электроны группируются в сгустки, роль сил пространственного заряда (уже высокочастотных составляющих) возрастает, и эти эффекты рассматриваются в главе 2. Здесь обратимся к экспериментальным данным. Так, в работах [34,46-48] эффективность карсинотрона (как и ряда других генераторов с сильноточным электронным пучком [35-37]) максимальна при относительно высоких значениях  $R_d^{\text{opt}} \cong 120-160$  Ом в диапазоне ускоряющих напряжений  $U_d \cong 400-600$  кВ. В экспериментах других авторов (например, в [16,17,38-41]), как правило, не решалась задача использования полного тока в диоде для генерации трехсантиметрового излучения карсинотроном, благодаря применению двойных катодов. В этих случаях эффективный импеданс, рассчитанный с учётом рабочего тока пучка ( $U_d/J_b$ ), был также относительно высок. Оптимальный в смысле наибольшей эффективности генератора импеданс диода ещё более возрастает при снижении ускоряющего напряжения. Например, в работах [42,43]  $R_d^{\text{opt}} \geq 300$  Ом для  $U_d \leq 240$  кВ. То есть, общим во всех или большинстве этих экспериментов было то обстоятельство, что при попытках увеличения тока пучка, начиная с некоторых значений, происходило резкое снижение КПД генерации.

Теперь, полагая величину  $R_d$  заданной, найдем оптимальное волновое сопротивление формирующей линии. Для этого практически интересным является случай, проиллюстрированный в работе [33], когда фиксируется напряжённость электрического поля на центральном проводнике ( $E_0$ ) и внешний радиус ( $r_2$ ) формирующей линии. Тогда, свободный параметр задачи – радиус центрального проводника –  $r_1$ . Если ввести безразмерный параметр  $y = \ln(r_2/r_1)$ , то  $R_F = \rho_0 * y$ , где  $\rho_0 = 60/\varepsilon^{1/2}$ , и выполняется связь:

$$U_F = E_0 r_2 y e^{-y} \quad (1.5)$$

Отсюда, в частности следует известный результат, что значение  $U_F$  максимально при  $y = 1$  и  $R_F = \rho_0 \cong 40$  Ом (для  $\varepsilon \cong 2,3$ ). Однако нас интересует напряжение на катоде. В соответствии с (1.1), максимум значения  $U_d$  достигается при условии:

$$y = \frac{R_d}{2\rho_0} * \left[ \left( 1 + \frac{4\rho_0}{R_d} \right)^{1/2} - 1 \right] \quad (1.6)$$

Например, если  $R_d = 130$  Ом, получаем  $R_F^{opt} \cong 32$  Ом,  $U_d \cong 0,80U_F$  и с помощью (1.4) находим эффективность согласования  $\chi \cong 0,634(1 - \rho_b / R_d)$ .

Для увеличения эффективности передачи накопленной энергии в энергию электронного пучка можно использовать различные согласующие устройства [44]. Простейшим примером является отрезок однородной линии с длиной, которая близка к длине формирующей линии и имеет волновое сопротивление  $(R_d R_F)^{1/2}$ . К примеру, такая линия при  $R_d = 130$  Ом и  $R_F \cong 32$  Ом может обеспечить  $U_d \cong 0,89U_F$  и эффективность передачи энергии  $\chi_L \cong 0,79$ . При отсутствии ограничений на длину всей установки может оказаться целесообразным применение нескольких однородных отрезков линий. Закон изменения их волновых сопротивлений и выражение для эффективности передачи энергии выписаны в работах [33,46]. Несколько больший КПД передачи энергии при той же длине дает адиабатический трансформатор волновых сопротивлений на основе длинной экспоненциальной линии. Если ввести параметры:  $\tau_L$  – время двойного пробега сигнала,  $\rho_{in}$  и  $\rho_{out}$  – волновые сопротивления на входе и выходе линии, то важной её характеристикой, как согласующего устройства, может служить малый параметр  $\nu = (\tau / \tau_L) \ln^2(\rho_{out} / \rho_{in})$ . Выполнение условия  $\nu \ll 1$  обеспечивает высокий КПД передачи энергии:  $\chi_L \cong 1 - \nu/8$  и незначительные распределённые отражения, проявляющиеся в спаде плоской части импульса напряжения на катоде:  $\Delta U / U \cong \nu/4$ . В частности, такая передающая линия ( $\tau_L \cong 3\tau$ ,  $\nu \cong 0,25$ ) была апробирована в составе ускорителя СИНУС-5 [20,29], изготовленного для проведения локационных экспериментов. Относительный уровень амплитуды второго импульса на катоде не превышал несколько процентов. Подобные и комбинированные (с небольшими перепадами волнового сопротивления по длине) линии использовались и в ряде других ускорителей [45-48]. Передающие линии заполнялись трансформаторным маслом, электрическая прочность которого в наносекундном диапазоне длительностей многократно повышается в сравнении со статическим напряжением и импульсами микросекундной и выше длительностью. Этот эффект, заметно проявляющийся уже на временах  $\sim 10^{-6}$  с, характерен для различных типов электрической изоляции [4,6] и используется в высоковольтной импульсной технике, например, для создания миниатюрных ускорителей и ряда высоковольтных устройств [42,45]. Поэтому можно выбирать такие размеры проводников в неоднородных передающих линиях, которым соответствует весьма высокая напряжённость электрического поля  $\sim 10^6$  В/см при прохождении наносекундных импульсов. В процессе эксплуатации не было замечено каких-либо пробойных явлений. А небольшие внешние габариты давали возможность конструктивного исполнения линии с поворотами на различный угол в одной или в нескольких плоскостях. Вместе с тем сокращение поперечных размеров передающей линии, содержащей неоднородности, является важным фактором для ограничения трансформации основной волны *ТЕМ* в волны высшего типа. Это особенно важно при передаче в линии импульсов с относительно коротким фронтом. Действительно, как известно

(например, [49]), минимально возможная для передачи по линии длительность фронта  $\tau^*$  определяется наименьшей критической частотой волн высшего типа в коаксиальной линии:  $\tau^* \cong 0,6/f_{cr}$ . Наименьшую критическую частоту имеет волна  $TE_{11}$ :  $f_{cr} \cong c/(\pi\epsilon^{1/2}r_2)$ . Поэтому, отсутствие потерь энергии и искажения спектра (формы) импульса обеспечивается, если  $\tau_{\phi} \gg \tau^*$ .

Применение эффективных согласующих устройств позволяет пересмотреть весь подход к выбору волнового сопротивления формирующей линии. Например, с помощью выкладок в работе [33], нетрудно прийти к достаточно очевидному результату, что, чем ближе к единице КПД передачи энергии, тем ближе оптимальная величина  $R_F$  к значению  $\rho_0/2 \cong 20$  Ом, что соответствует случаю максимально возможного запаса энергии в формирующей линии при заданной напряжённости поля.

Экспериментальные исследования релятивистского карсинотрона, результаты которых отражены в диссертации, начинались с использованием ускорителя СИНУС-4, а затем были продолжены на основе целого ряда импульсно-периодических ускорителей – СИНУС-5, СИНУС-6, СИНУС-6М и модификациях. Их отличие между собой заключалось в длительности импульсов напряжения на катоде (от 7 до 25 нс), величине волнового сопротивления формирующей линии (от 20 до 50 Ом), а также в некоторых усовершенствованиях, в числе которых – появление передающей линии и управляемого высоковольтного разрядника. Наличие передающей линии, в условиях приблизительно одинакового диаметра формирующих линий (около 0,5 м), позволяло заметно увеличить значения максимальных ускоряющих напряжений в вакуумном диоде – до 800-1000 кВ в режиме редко повторяющихся импульсов и до 500-600 кВ при высокой частоте повторения импульсов.



Рис. 2. Внешний вид импульсно-периодического источника мощного микроволнового излучения на основе ускорителя СИНУС-500.

## 1.2. Формирование и транспортировка сильноточного электронного пучка. Структура наносекундного трубчатого пучка.

Формирование релятивистских электронных пучков (РЭП) для генерации микроволнового излучения обычно осуществляется в коаксиальных вакуумных диодах с магнитной изоляцией (КДМИ) [50-58], в которых кулоновские силы расталкивания электронов скомпенсированы достаточно сильным внешним продольным магнитным полем. В упомянутых работах и обзорах [8,20,59] демонстрируется значительный прогресс в понимании работы и описании характеристик таких диодов. Этапами этого пути были вначале общие представления, эксперименты и первые приближённые оценки [50-53]. Далее удалось получить точное аналитическое решение для тока и энергии электронов в случае сильной замагниченности и простейшей геометрии с регулярным каналом формирования и дрейфа [54-56]. Несколько позже были рассмотрены стационарные состояния РЭП в системе с произвольным плавно меняющимся профилем канала [57] и в условиях конечного магнитного поля [58].

Для широкого класса релятивистских электронных приборов, преобразующих в излучение энергию продольного движения электронов, требуются пучки с незначительным расслоением по энергии и с малыми поперечными скоростями:  $\beta_{\perp} \ll 1/\gamma$  [15]. Среди различных систем формирования этим требованиям в наибольшей степени удовлетворяет аксиально-симметричная геометрия, изображённая на рис. 3. Катод имеет тонкую кромку, на которой из-за большого усиления поля осуществляется взрывная эмиссия электронов. Анод диода имеет радиус, который превышает радиус канала транспортировки:  $r_a > r_t$ .

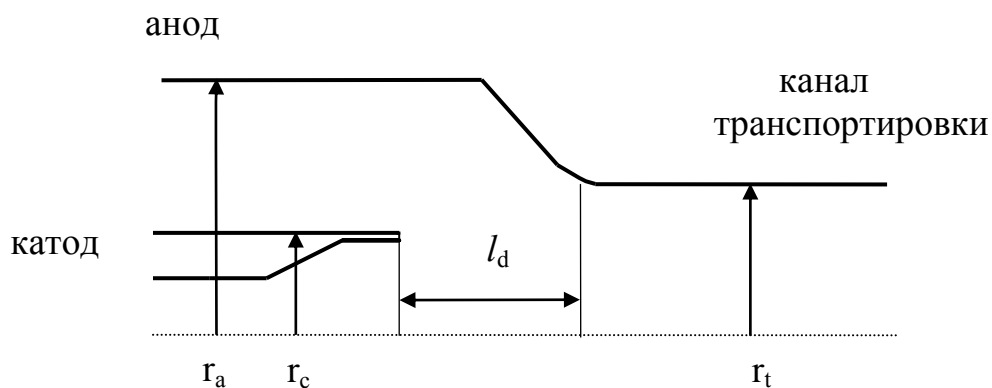


Рис. 3. Геометрия КДМИ.

Это обстоятельство обеспечивает увеличение энергии электронов и возможность изменения тока пучка. Действительно [59], энергия электронов в однородном канале формирования и транспортировки при  $r_t = r_a$  равна

$$\gamma_b = \left( \frac{1}{4} + 2\gamma_a \right)^{1/2} - \frac{1}{2}, \quad (1.2.1)$$

где  $\gamma_a = 1 + |e| U_c / mc^2$  ( $e$  – заряд электрона,  $m$  – его масса покоя,  $U_c$  – амплитуда ускоряющего напряжения). Ток пучка в этом случае [8]:

$$J_b = \frac{J_A (\gamma_b - \gamma_a)(1 - \gamma_b^{-2})^{1/2}}{2 \ln(r_a/r_c)}, \quad (1.2.2)$$

где  $J_A = mc^3/e = 17$  кА. Однако, очевидно, что это же значение тока будет при достаточном удалении сужения в канале от катода ( $l_d \gg r_c \ln(r_a/r_c)$ ). Выполнение этого условия, таким образом, обеспечивает максимальный импеданс диода. Например, для  $\gamma_a = 2$  ( $U_c \cong 511$  кВ) получаем  $J_b = 4$  кА, если  $r_a/r_c \cong 2$ . При дополнительном условии  $\ln(r_a/r_c) \ll 1$  реализуется и максимальная кинетическая энергия электронов в канале транспортировки, близкая по значению к  $\gamma_a$ . В диоде имеется как бы две области ускорения электронов – вблизи катода и на входе в канал транспортировки. Как показали эксперименты [46,47], подобная геометрия КДМИ является предпочтительной при длительной работе в импульсно-периодическом режиме, когда в процессе расходования материала катода и постепенного сокращения его длины, параметры электронного пучка остаются неизменными (подробнее в параграфе 4.1).

В противоположном случае ( $l_d \leq r_c \ln(r_a/r_c)$ ) ток пучка растёт, а напряжение снижается самосогласованным образом, в соответствии с формулами предыдущего параграфа. В пределе, когда эмитирующая кромка катода размещается на малом расстоянии до металлических стенок, ток пучка может быть ограничен режимом короткого замыкания (см. предыдущий параграф). Однако в любом случае он не может превысить предельный ток транспортировки в трубе дрейфа [50,53]. Таким образом, отдельные характеристики КДМИ во многом напоминают свойства планарного диода, формирующего релятивистский электронный пучок [60,61].

Формулы (1.2.1) и (1.2.2) получены в приближении тонкой эмитирующей кромки и сильного магнитного поля, существенно превышающего некоторую критическую величину  $H \gg H_{cr}$ . Значение  $H_{cr}$  должно соответствовать напряжённости электрического поля на внешней поверхности цилиндрического катода  $H_{cr} \approx E_{\perp}$  [56]:

$$E_{\perp} = \frac{mc^2(\gamma_a - 1)}{er_c \ln(r_a/r_c)}$$

В случае  $H \approx E_{\perp}$  размах ларморовских траекторий настолько велик, что происходит нарушение магнитной изоляции. Более корректные критерии замагниченности трубчатого электронного пучка приведены в работах [8,9]. Они получаются из рассмотрения условий, обеспечивающих равновесное состояние потока заряженных частиц в магнитном поле и условия «замораживания» поперечного движения  $\beta_{\perp} \ll 1/\gamma$ .

$$H_{\phi} = \frac{2J_b}{cr_b} \ll \beta_{\parallel} \gamma H \quad (1.2.3)$$

Здесь  $H_{\phi}$  – собственное магнитное поле на внешней поверхности электронной трубки. Для практической оценки максимального удаления электронов по радиусу от эмитирующей кромки может быть использована формула [66,67]:

$$\delta r_{\perp} \cong 2 \frac{mc^2 E_{\perp}}{e(H^2 - E_{\perp}^2)} \quad (1.2.4)$$

Амплитуду поперечных осцилляций скорости частиц можно оценить как [34]:

$$\beta_{\perp, \max} \cong \delta r_{\perp} \omega_H / 2, \quad (1.2.5)$$

где  $\omega_H = eH/mc\gamma$  - циклотронная частота. Следовательно, выполнению принятого условия сильного магнитного поля отвечают малые значения поперечных скоростей электронов  $\beta_{\perp} \ll 1/\gamma$ .

Проведённые в ряде лабораторий эксперименты в целом подтвердили выводы и предсказания теоретической модели, описывающей работу КДМИ. Главным образом, использовались ускорители с относительно большой ( $10^{-7}$  –  $10^{-6}$  с) длительностью импульсов. Вместе с тем, было обращено внимание на существенную роль процессов на катоде и, в частности, динамику катодной плазмы. Для этого диапазона длительностей характерны специфические требования к геометрии коаксиального вакуумного диода, так как разлёт катодной плазмы со скоростью  $\approx 10^6$  см/с [8,59] приводит к уменьшению импеданса во времени вплоть до режима короткого замыкания.

В наносекундном диапазоне длительностей первые исследования работы КДМИ были проведены на ускорителе СИНУС-4 в конце 70-х и в начале 80-х годов [20,62,65,34]. В этих экспериментах особое внимание было уделено изучению влияния величины внешнего магнитного поля на основные параметры вакуумного диода – ток и напряжение. Проведены также измерения внешнего радиуса электронной трубки с применением простейшей методики регистрации тока после цилиндрических коллиматоров. Были получены фотографии свечения катодной плазмы, показавшие дискретный характер эмиссионной поверхности [19,20]. При этом использовались различные напряжённости магнитного поля, и режим одиночных импульсов напряжения с длительностью  $\sim 5$  нс. Позднее исследования были продолжены на других ускорителях серии «СИНУС» в связи с выбором материала катода и повышением его долговечности в импульсно-периодическом режиме [70-72].

Эмиссионная поверхность катода в наносекундном диапазоне длительностей является неоднородной, имеющей конечное число эмиссионных центров [19,20]. Взрывная электронная эмиссия [69] в локальных местах катода, имеющих микровыступы, адсорбированный газ и диэлектрические включения, как правило, происходит уже на фронте импульсов напряжения. Эти центры-лидеры препятствуют в последующем возникновению новых в результате экранирования поверхности катода объемным зарядом эмитируемых электронов. Количество эмиссионных центров зависит от напряжённости внешнего магнитного поля, величины приложенного напряжения, состояния поверхности и других факторов. Наличие такой взаимосвязи становится понятной в силу того, что время задержки взрывной эмиссии в сильной степени зависит от напряжённости электрического поля [69]. В сильных магнитных полях число центров при прочих равных условиях максимально. Начиная с некоторых значений магнитного поля, размер ларморовских орбит уменьшается настолько, что рост числа центров замедляется, и эффект экранирования становится несущественным. Очевидно, что сильным магнитным полем в этом смысле следует считать такие значения, при которых радиус циклотронного вращения сравним с толщиной кромки или с размером катодного факела, то есть масштаб – десятые доли миллиметра. Для умеренно релятивистских энергий  $\gamma_a \cong 2$  это более 12-14 кЭ, когда ток пучка уже не зависит от магнитного поля и среднее расстояние между центрами меньше или много меньше миллиметра. В этом случае основными процессами в динамике изменения эмиссионной поверхности за время всего импульса становится расширение плазмы со скоростью  $\approx 10^6$  см/с и, вероятно, в меньшей степени появление новых центров. Эффект экранирования катода в слабых магнитных полях



приводит к увеличению импеданса вакуумного диода в начальной части импульса. Это обстоятельство проявляется в «ухудшении» формы осциллограмм тока, как и в случае планарного диода с конечным числом эмиссионных центров [63]. Снижение максимальной скорости нарастания тока и «затягивание» фронта, по-видимому, можно связывать с ограниченной эмиссионной способностью таких катодов. Несомненно, что дискретность эмиссии ухудшает структуру электронного пучка [34].

По результатам измерений относительного токопрохождения через протяжённый в масштабе ларморовского шага цилиндрический коллиматор (всего устанавливалось 14 штук с разным диаметром) можно было ставить в соответствие разность радиусов коллиматора и катода и необходимое для прохождения по уровню 0,9 тока пучка магнитное поле. Для длительности тока 25 нс (фронт около 4 нс) фиксировались значения тока до и после каждого из коллиматоров при различных магнитных полях в моменты времени 5 и 20 нс. Полученные результаты (рис. 3) позволяют сделать следующие выводы.

- Как видно из рисунка, имеется тенденция к уменьшению толщины пучка за время импульса в широком диапазоне не слишком сильных магнитных полей. Этот факт косвенно подтверждает выдвинутое предположение о возрастании поперечной скорости электронов в условиях дискретной поверхности эмиссии, так как к окончанию импульса степень неоднородности снижается. В сильных магнитных полях наблюдается смещение внешнего радиуса эмитирующей кромки на 0,2-0,3 мм за 15 нс в результате разлёта плазмы.
- Полученные значения  $\delta r$  в пределах погрешности измерений совпадают с оценками по формуле (1.2.4) для условий эксперимента и  $H \cong 9-12$  кЭ и превышают их в 1,5-2 раза для слабых магнитных полей. Необходимо отметить, что оценка  $\beta_{L,max}$  с помощью измеренной величины  $\delta r$  и формулы (1.2.5) занижает амплитуду осцилляций в малых магнитных полях из-за диамагнетизма пучка [34]. Как показывают отпечатки пучка

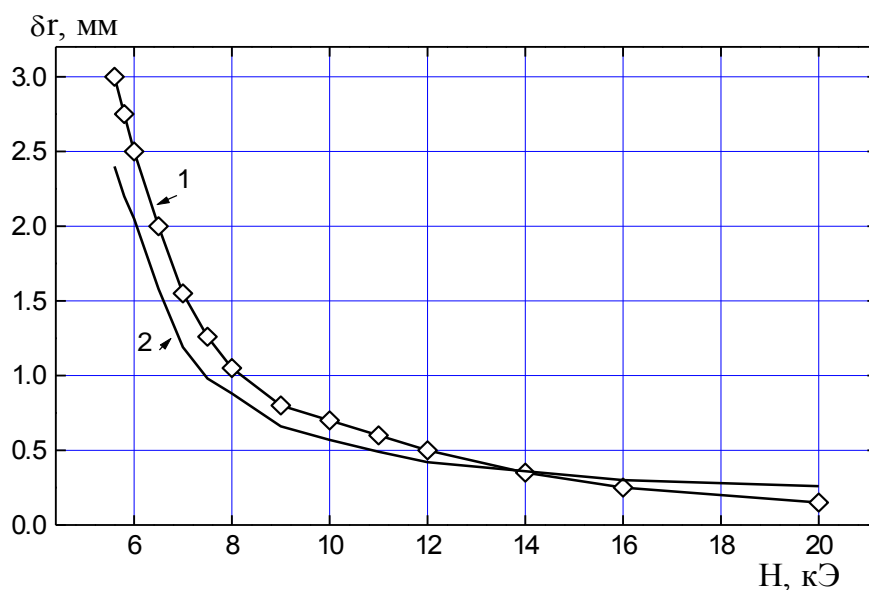


Рис. 4. Результаты измерения разницы между внешним радиусом пучка и радиусом катода: 1 – в начальной части импульса, 2 – через 15 нс.

на полимерной пленке, в таких условиях внутренний радиус электронной трубки меньше радиуса катода и полная толщина пучка на 20-40% выше измеренной.

- Зависимости коэффициента прохождения тока от магнитного поля для различных коллиматоров имели практически линейный вид в случае плавного, протяжённого входа в канал транспортировки. В случае ступенчатого входа зависимости приобретали немонотонный вид, указывая на изменение характера распределения электронов в пучке по поперечным скоростям. Вклад быстро осциллирующих частиц и толщина электронной трубки возрастали. Этот факт объясняется наличием участка с неоднородным электрическим полем, на котором происходит дополнительная накачка поперечных осцилляций, и в ряде случаев должен учитываться при выборе геометрии системы.

Как показали исследования, большое значение в вопросах долговечности катодов и стабильности эмиссии имеет выбор материала катода и геометрии его кромки. В ряде экспериментов с использованием ускорителей «СИНУС» было показано [20,65,71,72], что наилучшую среди ряда апробированных материалов эмиссионную способность в магнитном поле проявляют катоды, изготовленные из плотного графита. На протяжении первых  $10^2$ - $10^3$  импульсов или при длительных паузах между импульсами (вероятно, из-за низкого вакуума) катоды из различных материалов сохраняют высокую эмиссионную способность, – то есть малое время задержки взрывной эмиссии [69]. Попытки использования различных металлов, в качестве материала катодов, приводили к одинаковому результату, – через некоторое количество импульсов происходило увеличение задержки тока, и в последующем наблюдении эмиссия могла исчезать полностью [65]. В настоящее время сложилось следующее объяснение такому феномену [33,71,72]. После некоторого числа импульсов тока с катода кромка катода очищается от диэлектрических включений и газа. На дальнейшей стадии сглаживаются микроострия. Средние значения коэффициентов усиления поля снижаются по сравнению с первоначальным состоянием поверхности после механической обработки, так как воспроизводство микро неоднородностей с появлением новых центров эмиссии оказывается не вполне эффективным для относительно коротких длительностей тока [69]. Для импульсно-периодического режима, по-видимому, может важную роль играть нагрев катода. Максимальные значения локальной напряжённости электрического поля снижаются в пределе к некоторой постоянной величине, которая характеризуется макро геометрией и толщиной кромки ( $l_c$ ). Минимальную величину локальной напряжённости поля на закруглённом торце цилиндрического катода, который расположен в анодной трубе, можно оценить значением  $\sim U_c / (l_c r_c)^{1/2}$ . Такая величина поля (в случае  $U_c \approx 5 \cdot 10^5$  В составляет  $\sim 3 \cdot 10^6$  В/см) оказывается недостаточной, чтобы задержка взрывной эмиссии оставалась в субнаносекундном диапазоне длительностей.

Эффект снижения эмиссионной способности катода может отражаться на работоспособности микроволнового генератора наносекундных импульсов. В той или иной степени он приводит к возрастанию нестабильности длительности и снижению КПД. В некоторых случаях генерация могла прекращаться даже при наличии тока. Например, для катодов из нержавеющей стали с относительно тонкой кромкой ( $\sim 0,2$ - $0,4$  мм) такой эффект наблюдался уже через  $10^3$ - $10^4$  импульсов даже в условиях сильного магнитного поля [70]. Катоды из графита в условиях сильного магнитного поля ( $\cong 30$  кЭ) позволяли осуществить

$10^6 - 10^7$  импульсов без замены и существенных изменений в параметрах микроволнового излучения [23,46]. В низких магнитных полях (6-7 кЭ) вступает в игру эффект экранирования катода полем пространственного заряда электронов, снижающий эффективные значения локальной напряжённости электрического поля. Как показали длительные испытания катода (параграф 4.3) [71-73], стабилизация его работы сопровождалась появлением задержки – несколько наносекунд – в осциллограммах тока, сокращением длительности и мощности микроволновых импульсов.

Итак, можно утверждать, что в условиях низкого магнитного поля, когда на катоде имеется ограниченное число эмиссионных центров, размах поперечных осцилляций частиц и максимальных поперечных скоростей возрастает и становится больше, чем даётся формулой (1.2.4) [34]. Возникает вопрос, каким же образом можно было бы улучшить структурные характеристики пучка?

Достаточно серьёзным шагом на этом пути, по-видимому, является существенное, – например в два раза – увеличение всех поперечных размеров системы формирования и транспортировки. Здесь имеется два «плюса» и один «минус». Во-первых, снижение поперечной компоненты электрического поля должно приводить к снижению поперечных осцилляций частиц ( $\delta r$ ): в соответствии с формулой (1.2.4), и уже в силу этого соответствовать повышению качества пучка. Во-вторых, в силу уменьшения величины  $\delta r$ , можно ожидать ослабление роли эффекта экранирования и увеличение полного числа эмиссионных центров. Отрицательным фактором остаётся снижение локальной напряжённости электрического поля на тонкой кромке цилиндрического катода при сохранении её толщины. Действительно, для фиксированной величины напряжения на катоде было бы важно сохранить все условия для малой задержки взрывной эмиссии. Косвенным подтверждением положительных изменений в структуре пучка являются результаты экспериментальной проверки работоспособности карсинотрона с повышенным поперечным сечением (параграф 3.3).

Другой путь уменьшения толщины пучка и поперечных скоростей электронов [75] состоит в использовании неоднородного в продольном направлении магнитного поля с коротким участком повышенного поля вблизи катода  $H_c$  и последующим плавным переходом к однородному полю в области замедляющей системы:  $H_c > H_0$ . Предположим, что радиус электронного пучка в области замедляющей системы  $r_b$  и магнитное поле  $H_0$  являются заданными величинами и неизменным остаётся отношение  $r_a/r_c$ . Тогда, с учётом адиабатического инварианта и выражения (1.2.4), ларморовский радиус в канале транспортировки  $r_{L,t} \propto (H_c/H_0)^{1/2}/(r_c H_c^2) \propto 1/H_c$ . То есть, если сравнивать со случаем однородного магнитного поля  $H_0$  ( $r_c = r_b$ ), амплитуда поперечных осцилляций и максимальных скоростей уменьшаются пропорционально фактору  $H_0/H_c$ . Таким образом, применение декомпрессии электронного пучка в ряде случаев может быть вполне целесообразным, что подтверждается результатами экспериментов (параграф 3.4).

### 1.3. Карсинотрон как представитель генераторов черенковского типа. Основные уравнения и их общие свойства.

Как известно [10,11,15], все электронные приборы типа «О» объединяет общая черта – наличие инерционной группировки электронов под действием высокочастотных полей. Вследствие этого появляется возможность провести параллель между различными генераторами черенковского типа. В начале параграфа предпринимается попытка в концентрированном виде сформулировать общепринятые тезисы о достоинствах и недостатках релятивистского карсинотрона, поставив его в один ряд с другими автогенераторами. Такая оценка позволяет понять, почему именно карсинотрон стал объектом наиболее пристального внимания исследователей. Другая задача данного параграфа заключалась в том, чтобы, формулируя известные уравнения движения и, перечисляя их общие свойства, составить целостную картину имеющихся теоретических представлений и, тем самым создать «плацдарм» для продвижения и последующих выводов. В частности, особое внимание уделено вопросам выбора нормировки независимых переменных и возможностям исключения начальной энергии из числа параметров общей для всех рассматриваемых генераторов задачи, а развитие данной проблемы находит своё продолжение в следующем параграфе.

**Краткая характеристика генераторов черенковского типа.** Остановившись только на наиболее известных схемах генераторов черенковского типа, приведем их краткую сводку с учётом специфического положения рабочих частот на дисперсионных характеристиках «холодных» замедляющих систем.

Режимы синхронизма электронов с волной в процессе длительной инерционной группировки и их взаимодействия, основанном на черенковском механизме излучения, можно условно разделить на четыре типа:

$$\omega + h v_{\parallel} \cong h_d v_{\parallel} \quad (1.3.1)$$

$$\omega \cong h_d v_{\parallel} \quad (1.3.2)$$

$$\omega - h v_{\parallel} \cong 0 \quad (1.3.3)$$

$$\omega - h v_{\parallel} \cong h_d v_{\parallel} \quad (1.3.4)$$

Здесь  $\omega = kc$ ,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $v_{\parallel}$  - продольная скорость электронов,  $h$  – продольное волновое число волны (в гофрированном волноводе – нулевой пространственной гармоники),  $h_d = 2\pi/d$ , где  $d$  – период замедляющей системы (ЗС). Синхронизм (1.3.1) осуществляется с (-1)-ой пространственной гармоникой волны в ЗС вдали от границ полосы прозрачности гофрированного волновода ( $h < h_d/2$ ). При определенной расстройке синхронизма, длине взаимодействия, параметрах пучка и связи с волной возможна генерация встречной волны в карсинотроне [16-19, 38-42]. Три остальных случая соответствуют генераторам с резонансными свойствами ЗС. В режиме (1.3.2) реализуются оротроны [37,77-79], в нерелятивистской области известные под названием генераторы дифракционного излучения [76]. Для этого типа генераторов характерно возбуждение резонансного колебания некоторой выделенной квазикритической моды ( $h \cong 0$ ). При соответствующем замедлении основной волны ( $k < h \ll h_d$ ) случай синхронизма (1.3.3) может иметь место в резонансной ЛБВ. Он характерен и для генераторов с резонансным колебанием

вблизи высокочастотной границы полосы пропускания гофрированного волновода ( $k < h \cong h_d/2$ , так называемым колебанием  $\pi$ -вида) [80-85]. Условие (1.3.4) отвечает синхронизму с (+1)-ой пространственной гармоникой и типично для лазеров на свободных электронах ( $k > h \gg h_d$ ). Такое взаимодействие еще называют эффектом Смита-Парселла [86,83].

Существуют и модификации названных схем черенковских генераторов с длительным распределенным взаимодействием электронов и волны. Например, для повышения селективных свойств или КПД в некоторых случаях используется прием секционирования всего пространства взаимодействия на две и более части [85,87-90]. Так, максимальный теоретический КПД – 58% в ультрарелятивистском пределе – предсказывается для приборов [91,92], в которых перед протяженной секцией отбора энергии располагается относительно короткая (сосредоточенная) секция для модуляции электронов. Несмотря на то, что эти приборы принято относить к усилителям, подобная схема может представлять интерес и в качестве генератора при организации обратной связи. В этом смысле твистрон [91] может считаться прообразом карсинотрона с сосредоточенным резонансным рефлексом [73,74].

По-видимому, можно констатировать, что в экспериментальной практике сложилось «разделение труда» между четырьмя типами синхронизма, а вернее – соответствующими схемами генераторов. Так, продвижение в миллиметровый диапазон длин волн и генерация одномодового излучения стали возможными, благодаря резонансным генераторам с селективными электродинамическими системами, имеющими большое поперечное сечение (диаметр много больше длины волны). При использовании наиболее мощных электронных ускорителей, а, как правило, это и повышенная длительность импульсов тока, безусловно, важным является применение также сверхразмерных замедляющих систем. Среди них наибольшее распространение получили системы, обеспечивающие синхронизм вблизи  $\pi$ -вида и многоволновый режим излучения рекордно высоких уровней мощности [85].

Карсинотрон выделяется среди других типов генераторов отсутствием резонансных свойств. Как подтверждается теоретическим рассмотрением и рядом экспериментов [93-99], для этого генератора характерны такие важные качества, как относительно малое время переходного процесса и адаптивность к малым возмущениям параметров пучка. Действительно, групповая скорость волны в карсинотроне направлена навстречу потоку электронов, этим самым обеспечивается внутренняя, положительная обратная связь. В замедляющей системе лампы обратной волны обычно стремятся избежать или минимизировать отражения волны от коллекторного конца, что позволяет иметь электронную перестройку частоты, а в связи с этим, - и высокую адаптивность генератора к изменению параметров пучка. Дрейф напряжения или тока во время импульса или от импульса к импульсу не приводят к срыву генерации, а лишь смещает рабочую частоту [15,47]. Для вывода мощности в сторону коллектора используется отражение волны от рефлектора, размещаемого в начале ЗС со стороны катода. В традиционной схеме карсинотрона (рис. 5) , начиная с работы [16], в качестве рефлектора обычно используется отрезок волновода с диаметром, который меньше критического для рабочих частот и выбранного типа волны (как правило, -  $E_{01}$ ).

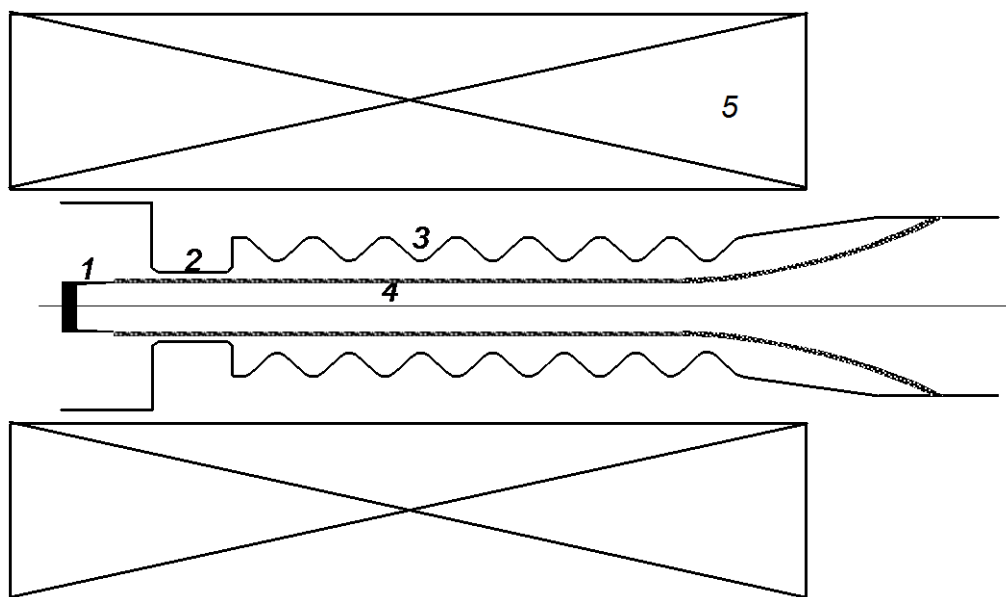


Рис. 5. Обычная схема релятивистской ЛОВ: 1 - трубчатый взрывозамещающий катод, 2 – отрезок запердельного волновода, 3 – гофрированная замедляющая система, 4 – электронный пучок, 5 – соленоид, создающий импульсное или статическое магнитное поле.

Выбор в качестве рабочей волны низшей, симметричной волны круглого волновода позволил в большинстве экспериментов относительно просто решать проблему селекции волн по поперечным типам и обеспечения когерентности излучения [100]. Для этого требовалось лишь ограничить диаметр ЗС так, чтобы следующий тип волны ( $E_{11}$ ) не мог быть в синхронизме с электронами. Это означает, по крайней мере, что несимметричная мода не может возбуждаться вблизи критической частоты:  $c v_{11}/r_0 > h_d v_{\parallel}$  (где  $v_{11} = 3,83$  и  $r_0$  – средний радиус ЗС). Однако при использовании умеренно релятивистских энергий электронов и это требование оказывается не обязательным, поскольку стартовый ток симметричной волны меньше, чем у конкурентов (пока диаметры пучка и ЗС меньше некоторых значений [34,94]).

Карсинотрону свойственна и высокая селективность по отношению к собственным волнам (или решениям краевой задачи), отличающимся продольной структурой поля [95,99,100].

Перечисленные достоинства карсинотрона, безусловно, сыграли свою положительную роль во многих первоначальных экспериментах, когда практически слабо проявлялось несовершенство первых сильноточных ускорителей. Более того, они обеспечили возможность использования импульсно-периодических ускорителей с короткой – порядка 10 нс – длительностью импульсов тока [18,19].

К числу недостатков лампы со встречной волной, по мнению классиков высокочастотной электроники [101-103] относится низкий КПД в нерелятивистском случае и относительно невысокий – около 14% – в ультрарелятивистском пределе [15]. Основной причиной этому служит не вполне благоприятное продольное распределение поля с характерным снижением амплитуды к концу взаимодействия. Необходимо отметить, что снижение КПД при низких значениях энергии электронов характерно и для других нерелятивистских черенковских приборов с распределенным

взаимодействием. Это вызвано тем, что практически невозможно обеспечить оптимальное сопротивление связи с волной и протяженность взаимодействия всегда превосходит оптимальную длину (подробнее в параграфе 1.4.). А с другой стороны, существует и принципиальное ограничение – при низких энергиях оптимальная длина сокращается настолько (для  $\beta_0 = v_{||}/c \ll 1$ ,  $L_{\text{opt}} \propto \lambda \beta_0 \gamma_0^2 \ll \lambda$ ), что исчезает сама возможность длительной инерционной группировки, и могут превалировать краевые эффекты. Поэтому, реализация оптимальных режимов в карсинотроне и других приборах «О» -типа становится принципиально возможной лишь при переходе к релятивизму, когда скорость электронов приближается к скорости света ( $\beta_0 \cong 1$ ). Что же касается характера продольного распределения поля, то, в соответствии с работой [104], оно может быть «подправлено» в нерегулярной ЗС карсинотрона. Такая возможность обеспечивает повышение КПД до 30-40%, что продемонстрировано в работе [105].

**Уравнения движения частиц.** Среди теоретических моделей в электронике СВЧ [101-103,106] наибольшее распространение получила модель, в которой пренебрегается возможностью остановки и разворота частиц, – так называемая гидродинамическая модель [11-13,93]. Это допущение позволяет рассматривать частную производную от продольной координаты как полную производную ( $\partial/\partial z = d/dz$ ). В стационарной и одномерной (для прямолинейного потока) задаче появляется возможность исключить время из числа переменных в уравнении движения заряда в электромагнитном поле [107]:  $mc^2 d\gamma/dt = -|e|E_{||}v_{||}$ . Здесь учтен знак заряда электрона, и далее для сокращения записи параметр  $e$  считается положительной величиной. Резонансные условия черенковского излучения (1.3.1)-(1.3.4) можно записать единообразно [108]:

$$\beta_0 \cong \beta_s \quad , \quad (1.3.5)$$

где  $\beta_s$  – нормированная на скорость света фазовая скорость волны или пространственной гармоники, полученной в результате Фурье-разложения продольной компоненты электрического поля волны в периодической ЗС. Для карсинотрона  $\beta_s = k/h_s$ , где  $h_s = (h_d - h)$  – продольное волновое число синхронной гармоники. Предполагая, что все другие волны не находятся в резонансе, уравнения движения электронов и начальные условия для моноэнергетического на входе в пространство взаимодействия пучка имеют вид [11,93]

$$\frac{d\gamma}{dz} = -\frac{e}{mc^2} \text{Re} E_z e^{i\theta} \quad , \quad \gamma(0) = \gamma_0 \quad (1.3.6)$$

$$\frac{d\theta}{dz} = \frac{k\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} - h_s \quad , \quad \theta(0) = \theta_0 \in [0, 2\pi] \quad , \quad (1.3.7)$$

где  $\theta = \omega t - h_s z$ . Доля кинетической энергии пучка, преобразуемой в излучение, дает КПД:

$$\eta = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\gamma_0 - \gamma}{\gamma_0 - 1} d\theta_0 \quad (1.3.8)$$

Данный вид уравнений движения частиц (1.3.6,7) оказывается достаточно удобным для анализа, несмотря на то, что преобразование переменных, в результате которого была получена эта система, не было каноническим [109]. В самом деле, – независимые переменные  $\theta$ ,  $\gamma$  не являются канонически сопряженными, как координата и импульс частиц.

**Интегралы движения.** Особенность задачи состоит в том, что в лабораторной системе отсчета потенциальная энергия каждой частицы в волне заранее неизвестна даже при заданной функции  $E_z(z)$  и должна быть искомой величиной, как и фаза волны для каждой частицы  $\theta = \theta(z, \theta_0)$ . Формальная запись классического гамильтониана в новых переменных показывает, что в рассматриваемом здесь случае отсутствия явной зависимости от времени он остается интегралом движения, равным по определению сумме кинетической и потенциальной энергии частиц. Практически он может быть найден после решения задачи. Действительно, после элементарного интегрирования выражения (1.3.6), получаем:

$$\gamma + \operatorname{Re} \int_0^z \frac{eE_z}{mc^2} e^{i\theta} dz = \gamma_0 \quad (1.3.9)$$

Вместе с тем, уравнения движения для безразмерной координаты  $z' = kz$  можно представить в канонической форме [94]:

$$\frac{d\gamma}{dz'} = -\frac{\partial H}{\partial \theta}, \quad \frac{d\theta}{dz'} = \frac{\partial H}{\partial \gamma}, \quad (1.3.10)$$

где  $H$  – есть «новый» гамильтониан, являющийся интегралом движения. В случае, когда отсутствует явная зависимость поля от координаты ( $E_z = \text{const}$ ):

$$H = (\gamma^2 - 1)^{1/2} - \frac{\gamma}{\beta_s} - \operatorname{Re} \left( i \frac{eE_z}{kmc^2} e^{i\theta} \right) \quad (1.3.11)$$

В общем случае, если амплитуда волны является функцией координаты, интегралом движения становится сумма  $H(z') + \Phi(z')$ , такая, чтобы полная производная  $d/dz'$  от нее была равна нулю:

$$(\gamma^2 - 1)^{1/2} - \frac{\gamma}{\beta_s} - \operatorname{Re} \left( i \frac{eE_z}{kmc^2} e^{i\theta} \right) + \operatorname{Re} \left( i \frac{e}{kmc^2} \int_0^{z'} \frac{dE_z}{dz'} e^{i\theta} dz' \right) = \text{const} \quad (1.3.12)$$

В существовании этого интеграла движения нетрудно убедиться, проводя интегрирование по частям в последнем члене этого выражения (функции  $\Phi(z')$ ) и учитывая уравнения (1.3.6,7). Интеграл движения (1.3.12) выражает собой однозначную связь изменения кинетической энергии частиц и продольного импульса [110,111], и с точностью до постоянного множителя ( $\gamma_s \beta_s$ ) соответствует гамильтониану в инерциальной системе отсчета  $S$ , которая движется со скоростью равной фазовой скорости волны. Действительно, поскольку  $(\gamma^2 - 1)^{1/2} = \beta\gamma$  есть безразмерный продольный импульс частицы, то на основании преобразований Лоренца для 4-импульса можно записать энергию частицы  $\Gamma$  в системе отсчета  $S$  [107]:

$$\Gamma = \gamma_s \beta_s \left( \frac{\gamma}{\beta_s} - \gamma\beta \right) \quad (1.3.13)$$



Весьма примечательно, что в этой системе отсчета фаза  $\theta$  соответствует безразмерной текущей координате частицы, а её энергия с учетом синхронизма с волной оказывается нерелятивистской во всех представляющих интерес случаях. В частном случае однородного распределения поля с амплитудой  $E_0$  относительное изменение кинетической энергии частицы в этой системе отсчета подчиняется закону:

$$\frac{\Gamma_0 - \Gamma}{\Gamma_0 - 1} = -A(\cos \theta - \cos \theta_0) \quad , \quad A = \frac{eE_0 \gamma_s \beta_s}{kmc^2(\Gamma_0 - 1)} \quad (1.3.14)$$

Интеграл движения (1.3.11) (или (1.3.12)) носит универсальный характер для всех механизмов излучения частиц и может быть получен на основе квантово-механической формулировки закона сохранения энергии и импульса в системе частица-фотон [112]. Интеграл используется при составлении уравнений для описания циклотронных механизмов излучения. Однако он практически не используется для анализа процессов взаимодействия в приборах «О»-типа. Это обусловлено тем, что связь энергии частиц и экспоненциального множителя может быть представлена в квадратурах, но трудности интегрирования по начальным фазам  $\theta_0$  оказываются непреодолимыми для решения задачи в полном объеме даже в случае  $E_z = \text{const}$  [94]. Тем не менее, как будет показано в следующем параграфе, на основании интеграла движения возможен анализ основных закономерностей в решении задачи (1.3.6-8) при изменении начальной энергии частиц.

**Амплитуда и продольное распределение поля.** Задача отыскания КПД автогенератора и частоты генерации становится самосогласованной, если наряду с решением уравнений (1.3.6)-(1.3.8) находится продольная компонента электрического поля. Она, как известно [113], записывается в виде суперпозиции вихревого поля волны  $E_z^t$  и потенциального поля  $E_z^b$ , связанного с пространственным зарядом в пучке:

$$E_z e^{i\theta} = E_z^t(z, r_\perp) e^{i\theta} + E_z^b(z, r_\perp) \quad (1.3.15)$$

В случае резонансных генераторов, как правило, используется приближение заданной структуры поля [15]. Это означает, что добротность выделенного рабочего колебания достаточно велика по сравнению с соответствующими значениями добротности других колебаний, отличающихся продольной или поперечной структурой поля, и конкуренты не возбуждаются. При этом считается, что вид продольного распределения поля синхронной волны известен, и он не существенно изменяется в присутствии электронного пучка. В таком важном, с методологической точки зрения, случае амплитуда волны и характер ее продольного распределения полностью определяют КПД генератора без учета полей пространственного заряда. Если интересоваться только этим, задача, сформулированная в виде (1.3.6)-(1.3.8), становится самодостаточной. Применение закона сохранения энергии в системе волна-пучок, называемого еще балансом комплексной мощности [114], позволяет найти отстройку частоты генерации от частоты колебания в «холодной» системе (без пучка) и обеспечить требуемое значение безразмерной амплитуды поля за счет выбора добротности, параметров пучка или его связи с волной. Если в резонаторе отражения волны от концов незначительны и добротность близка к минимальной дифракционной добротности, продольная структура поля ищется в соответствии с уравнением возбуждения резонаторов [113,100].

Закон изменения амплитуды встречной волны в карсинотроне подчиняется уравнению возбуждения согласованной на концах ЗС, которое с учетом непрерывности зарядов в пучке можно представить в виде [114,93]:

$$E_z^t = \hat{F}(z)E_{z,-1}(r_b), \quad \frac{d\hat{F}}{dz} = -\frac{J_b E_{z,-1}^*(r_b)}{\pi |N_s|} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0 \quad (1.3.16)$$

Эти уравнения должны быть дополнены граничным условием на коллекторном конце ЗС:  $E_z^t(L, r_b) = 0$ , где  $L$  – длина ЗС  $r_b$  – радиус пучка. В выражении (1.3.16)  $E_{z,-1}^*(r_b)$  – комплексно сопряженная амплитуда «-1»-ой пространственной гармоники встречной волны, с которой только и осуществляется синхронное взаимодействие электронов,  $|N_s|$  – абсолютное значение нормы волны, равной учетверённой мощности [114]. В работе [115] приводится решение электродинамической задачи, описывающей периодическую замедляющую систему с профилем  $R = R_0 + l \cos(h_d z)$  в асимптотическом случае малой глубины гофра:  $l \ll R_0$ . В этом приближении предполагается, что поперечная структура «0»-ой гармоники остается неизменной в волноводе с радиусом  $R_0$ , она ответственна за перенос мощности волны и амплитуды остальных гармоник малы. Тогда для симметричных волн  $E$ - типа можно записать:

$$\begin{aligned} E_{z,-1}(r) &= -a_{-1} p_{-1} * I_0(p_{-1} r) \\ E_{z,0}(r) &= i a_0 k_{\perp} * J_0(k_{\perp} r) \\ \frac{a_{-1}}{a_0} &= -i \frac{l [k_{\perp}^2 + h h_d] J_1(k_{\perp} R_0)}{2 p_{-1} I_0(p_{-1} R_0)} \end{aligned} \quad (1.3.17)$$

Здесь  $J_0$ ,  $J_1$  – функции Бесселя,  $I_0$  – модифицированная функция Бесселя «0»-ого порядка  $k_{\perp}$  – поперечное волновое число (для волны  $E_{01}$  и случая  $l \rightarrow 0$ :  $k_{\perp} = 2,405/R_0$ ) и  $h = (k^2 - k_{\perp}^2)^{1/2}$ . Параметр  $p_{-1}$  с учетом синхронизма (1.3.1) характеризует степень локализации у стенок замедленной гармоники:

$$p_{-1} = \sqrt{(h_d - h)^2 - k^2} \cong \frac{2\pi}{\lambda \gamma_0 \beta_0} \quad (1.3.18)$$

Так, при условии  $p_{-1} R_0 \gg 1$  имеет место экспоненциальная зависимость в распределении поля по радиусу ( $I_0 \propto \exp(p_{-1} r)$ ), что отражает общее следствие уравнений Максвелла – поле всякой замедленной волны в передающей системе прижато к поверхности замедления. С учетом (1.3.17) можно записать норму волны  $E_{01}$ , пренебрегая вкладом всех остальных гармоник ( $l \rightarrow 0$ ):

$$|N_s| = \frac{|a_0|^2}{2} c h k R_0^2 J_1^2(k_{\perp} R_0) \quad (1.3.19)$$

Обозначенный подход к описанию ЗС релятивистских карсинотронов, безусловно, был и остается полезным для приближенных оценок сопротивления связи. Однако в общем случае даже малой амплитуды гофра корректный расчет ЗС невозможен без привлечения численных методов и специальных методик. Потребность в использовании более точных методов становится наиболее острой с увеличением поперечных размеров ЗС. Один из таких подходов, основанный на методе матриц рассеяния, рассматривается в следующей главе и Приложении 2.

**Поле пространственного заряда.** Нахождение собственного высокочастотного поля группируемого под действием электромагнитной волны пучка также опирается на ряд допущений [116-118]. Поле определяется для

тонкостенного трубчатого пучка в гладком волноводе, что справедливо лишь в пределе малой амплитуды гофра  $l$ , и с учетом модуляции, сообщаемой пучку только синхронной волной. В этом приближении пучок является модулированным по продольной координате  $z$  с периодом  $2\pi/h_s$ , по времени с периодом  $2\pi/\omega$  и имеет столько же вариаций плотности по азимуту, каков азимутальный индекс  $m$  синхронной волны [115]. В используемых обозначениях потенциальную часть продольной компоненты поля в трубчатом пучке с бесконечно тонкой стенкой можно записать в виде:

$$E_z^b = -\frac{2J_b}{\omega r_b^2} * \sum_{n=1}^{\infty} \left[ i \frac{D_n}{n} J_n e^{in\theta} \right] \quad (1.3.20)$$

Здесь  $J_n$  – безразмерная амплитуда Фурье-гармоники тока под номером  $n$ :

$$J_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-in\theta} d\theta, \quad (1.3.21)$$

а  $D_n$  – коэффициенты депрессии сил пространственного заряда, которые при  $m=0$ , в соответствии с работой [117], равны:

$$D_n = (np_{-1}r_b)^2 T_n$$

$$T_n = \frac{I_0(np_{-1}r_b)}{I_0(np_{-1}r_0)} [K_0(np_{-1}r_b)I_0(np_{-1}R_0) - K_0(np_{-1}R_0)I_0(np_{-1}r_b)] \quad (1.3.22)$$

Здесь  $I_0$ ,  $K_0$  – модифицированные функции Бесселя 1-го и 2-го рода 0-го порядка. Коэффициенты депрессии должны вычисляться с использованием значения параметра  $p_{-1}$ , определяемого выражением (1.3.18). Смысл этого параметра в (1.3.22) может быть расширен на случай распространения трубчатого пучка в круглом волноводе с гладкими стенками ( $l=0$ ). В этом случае вместо параметра  $p_{-1}$  следует использовать параметр  $g = k/(\gamma_0^2 - 1)^{1/2}$ . В соответствии с выкладками, изложенными в Приложении 1 для случая пучка конечной толщины, это соответствует тому, что при выводе (1.3.20) пространственный период модуляции пучка задан равным  $2\pi v_0/\omega$ . Функции  $T_n$  уменьшаются с ростом номера гармоники ( $T_1 > T_n$  для  $n=2,3,\dots$ ) независимо от радиуса пучка, волновода и начальной энергии – рис. 6, и становятся малыми по сравнению с единицей при условии  $(r_0 - r_b)/R_0 \ll 1$ . Таким образом, коэффициент депрессии уменьшается пропорционально расстоянию между пучком и стенкой волновода, как и в плоской геометрии с ленточным пучком [15]. Значения функций  $T_n$  стремятся к нулю и в пределе  $np_{-1}r_b \gg 1$ , который всегда реализуется в нерелятивистском случае (см. рис.6):

$$T_n \cong \frac{1}{2np_{-1}r_b} [1 - \exp(-2np_{-1}(R_0 - r_b))]$$

Этот же случай следует рассматривать при любой конечной величине начальной энергии частиц с ростом номера гармоники. Подобное же ограничение вклада высоких номеров гармоник обеспечивает учёт конечной толщины пучка (см. выражения (П.1.7,8)). Анализируя сходимость бесконечного ряда (1.3.20), видно, что ряд может сходиться плохо [94], если в процессе группировки образуются достаточно компактные сгустки и с ростом номера гармоники значения  $|J_n|$  уменьшаются относительно медленно. Поэтому проблема корректного учёта поля пространственного заряда становится в общем случае наиболее сложной частью самосогласованной задачи.

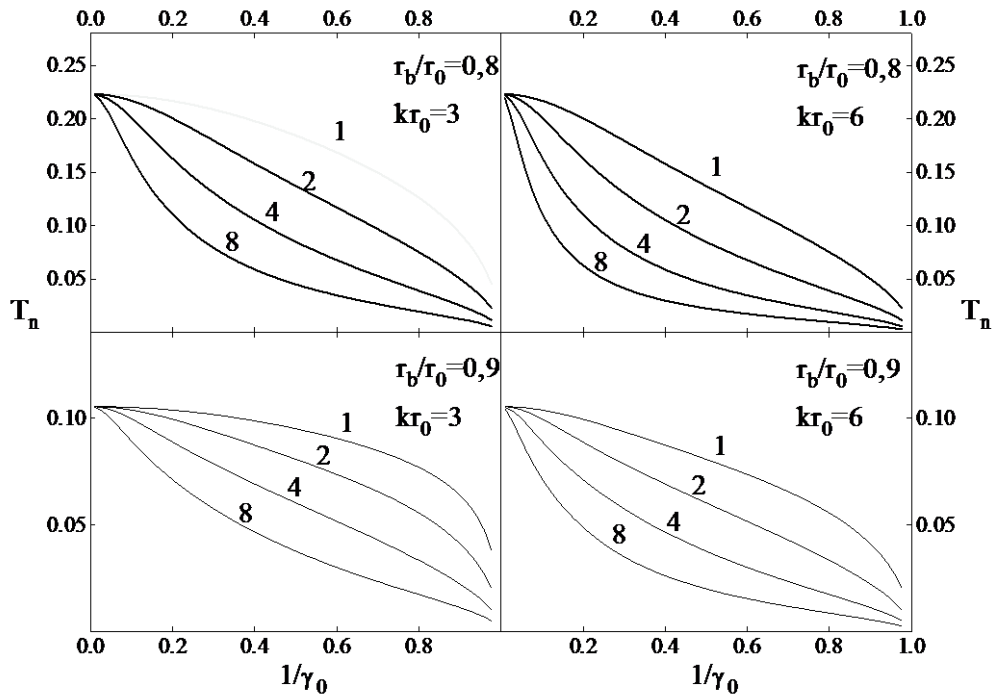


Рис. 6 Поведение функций  $T_n$  для  $n = 1, 2, 4, 8$  на шкале начальных энергий.

В практически интересных, и чаще всего используемых в экспериментах случаях пучок движется достаточно близко от стенок волновода  $(R_0 - r_b)/R_0 \ll 1$  и ток пучка относительно невелик:  $J_b \ll J_A \gamma_0 \beta_0^2$  ( $J_A = mc^3/e = 17$  кА – ток Альфена). Тогда [15], обеспечивается весьма малая разница скоростей быстрой и медленной волн пространственного заряда. При этом длина волны биений между ними – длина волны плазменных колебаний ( $\Lambda_p$ ) – может существенно превосходить протяженность взаимодействия.\* Если длина прибора ( $L$ ) меньше (или много меньше) четверти плазменной длины волны  $\Lambda_p/4$ , то поле пространственного заряда не является существенно определяющим КПД взаимодействия и оптимальные параметры генератора [15, 38, 46-48]. Данное условие для трубчатого пучка с бесконечно тонкой стенкой имеет вид [46]:

$$kL \left( \frac{2J_b T_1}{J_A \gamma_0^5 \beta_0^5} \right)^{1/2} \ll \pi \quad (1.3.23)$$

Как показано в параграфе 2.1., учёт поля пространственного заряда в случае сильнооточного пучка особенно важен при анализе максимально достижимых значений эффективности прибора.

**Принцип компактной группировки. Неизохронность колебаний частиц в поле волны.** Характер группирования частиц в сгустки, а также выбор нормировки независимых переменных становятся понятными после рассмотрения так называемого принципа компактной группировки [120]. Запишем уравнение для фазы (1.3.7) в виде:

\* Режим вынужденного излучения в условиях  $L \ll \Lambda_p/4$  иногда называют комптоновским режимом [9, 39, 119]. Выполнение обратного условия соответствует рамановскому излучению, при котором должен обеспечиваться синхронизм между электромагнитной волной и медленной волной пространственного заряда.

$$\frac{d\theta}{dz} = k \left( \frac{1}{\beta} - \frac{1}{\beta_0} \right) - k \left( \frac{1}{\beta_s} - \frac{1}{\beta_0} \right) \quad (1.3.24)$$

Здесь первое слагаемое отвечает за динамическое смещение электронов в волне относительно начальной фазы и обусловлено только воздействием поля, а второе слагаемое ответственно за кинематическое фазовое смещение, которое связано только с разницей начальной скорости электронов и волны. Вместо двух уравнений первого порядка (1.3.6,7), вводится в рассмотрение одно дифференциальное уравнение второго порядка, описывающее фазовые смещения частиц, как амплитуды колебаний нелинейных осцилляторов:

$$\frac{d^2\theta}{dz^2} = \frac{1}{\gamma^3 \beta^3} \operatorname{Re} \left( \frac{keE_z}{mc^2} e^{i\theta} \right) \quad (1.3.25)$$

$$\theta|_{z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi] \quad , \quad \frac{d\theta}{dz}|_{z=0} = -k \left( \frac{1}{\beta_s} - \frac{1}{\beta_0} \right)$$

Без учета полей пространственного заряда уравнение (1.3.25) описывает поведение ансамбля из большого числа не взаимодействующих и существенно неизохронных нелинейных осцилляторов [120,121]\*\*. Известно (см., например, [122]), что неизохронность – зависимость частоты колебаний от энергии частицы (материальной точки) – является основным свойством нелинейного осциллятора. Это свойство проявляется в классическом примере уравнения физического маятника, к которому сводятся уравнения для фазы в генераторе Баркгаузена-Курца и в строфотроне [116]:

$$\ddot{x} + \omega_0^2 \sin x = 0 \quad (1.3.26)$$

Здесь  $\omega_0$  - частота гармонических колебаний малой амплитуды в случае  $\sin x \cong x$ . Чем выше амплитуда колебаний  $x$ , – за счет начальной потенциальной энергии, – тем сильнее отличается среднее значение частоты негармонических колебаний  $\omega$  от  $\omega_0$ . Заметим, что значение  $\omega$  можно оценить как  $\omega_0(\sin x_0/x_0)^{1/2}$ , а в строгом определении она соответствует периоду движения по замкнутым траекториям на фазовой плоскости  $(dx/dt, x)$ , который выражается через эллиптический интеграл первого рода (см. задачу 1 на стр. 41 в [109]). Аналогия между уравнениями (1.3.25,26) становится более наглядной в частном случае постоянной амплитуды поля  $E_z = iE_0$ . Полагаем, что  $E_0$  – действительная постоянная величина, а умножение на мнимую единицу соответствует сдвигу начальных фаз  $(0, 2\pi) \rightarrow (-\pi, \pi)$ . Тогда уравнение (1.3.25) принимает вид:

$$\frac{d^2\theta}{dz^2} + \frac{keE_0}{mc^2} * \frac{1}{\gamma^3 \beta^3} \sin \theta = 0 \quad (1.3.27)$$

В сравнении с уравнением маятника здесь имеется дополнительная нелинейность (неизохронность), – эффективная «частота» становится функцией от кинетической энергии частицы. Если напряженность поля волны много меньше оптимального значения, реализуется асимптотическое приближение малого КПД, и в выражении (1.3.27) можно осуществить замену  $(\gamma\beta)^3$  на  $(\gamma_0\beta_0)^3$ .

\*\* Первые задачи подобного рода появились в конце 60-х годов в СВЧ-электронике при исследовании системы возбужденных нелинейных осцилляторов как активной среды для лазеров на циклотронном резонансе [2]. Если в гиротронах основную роль играет неизохронность, обусловленная зависимостью циклотронной частоты от энергии электронов, то в ряде других МЦР проявляется неизохронность, характерная для черенковского взаимодействия, и ее можно связать с существованием интеграла (1.3.11) [120].

Таким образом, пространственный период колебаний частиц в поле волны можно оценить величиной  $2\pi/((\gamma_0\beta_0)^3 mc^2/keE_0)^{1/2}$ . При постоянной фазовой скорости волны устойчивое состояние равновесия, около которых могут совершать колебания электроны, находится на границе между ускоряющей и тормозящей фазой волны [122]. В частности, поэтому оптимальная длина генератора оказывается близкой к половине пространственного периода колебаний. Если длину взаимодействия увеличить до полного периода, обмен энергией на этой части прибора пойдет в обратном направлении – от волны к частицам. Следующий максимум в зависимости текущего КПД от длины располагается вблизи полутора периодов. Такому режиму соответствует двугорбое распределение высокочастотного тока (и поля в случае нефиксированной структуры поля). В большинстве случаев этот режим работы автогенератора рассматривают, как паразитный и обычно он сопровождается появлением автомодуляции [100]. Его можно избежать, если ограничить превышение тока пучка над стартовым значением. В рамках рассматриваемой стационарной модели исследование подобных режимов является неправомерным.

Для формирования компактного сгустка необходимо, чтобы кинематическое и динамическое смещения электронов относительно волны были порядка  $\pi$ . Тогда, на основании уравнений (1.3.24,27) справедлива следующая оценка<sup>\*\*\*</sup>:

$$kL\left(\frac{1}{\beta_s} - \frac{1}{\beta_0}\right) \cong const \sim \pi \quad (1.3.28)$$

$$L\left(\frac{keE_0}{\gamma_0^3\beta_0^3 mc^2}\right)^{1/2} \cong const \sim \pi \quad (1.3.29)$$

В общем случае для каждого типа продольного распределения поля в правой части этих выражений должны стоять свои коэффициенты, которые находятся в результате численного моделирования. Забегая вперёд, отметим, что эти коэффициенты не существенно – в масштабе единиц процентов на всей шкале  $\gamma_0$  – зависят от начальной энергии частиц. Вопрос о погрешности в (1.3.28,29) напрямую связан с уточнением соотношений подобия для оптимальных параметров взаимодействия. Здесь же отметим, что максимальное уплотнение электронов в оптимальных режимах должно быть локализовано не в конце взаимодействия, а так, чтобы оставалось пространство для торможения сгустка. А во-вторых, следует иметь в виду, что динамическое смещение пока рассматривалось как некоторая усредненная характеристика (вернее, - без учёта неизохронности). На самом деле имеется зависимость величины этого смещения от начальной фазы. Центром сгустка становится электрон, который для записи поля в виде (1.3.14,27) стартует при  $\theta_0 = 0$ . Так как он начинает движение со дна потенциальной ямы, его динамическое смещение начинает частично компенсировать, а к концу прибора и превосходить по абсолютной величине кинематический сдвиг. В области максимального уплотнения он должен находиться в центре тормозящих фаз ( $\theta \cong -\pi/2$ ). Электроны, имеющие

<sup>\*\*\*</sup> Условимся далее использовать знак  $\sim$  для оценки по порядку величины, то есть оцениваемая величина должна находиться в пределах  $\pm 300\%$  от значения в правой части. Знак  $\approx$  будет соответствовать оценке в пределах приблизительно  $\pm 40\%$ . Знак  $\cong$  будем использовать в случаях, когда проводится разложение в ряд по малому параметру, а также, когда погрешность меньше или много меньше  $\pm 10\%$ .

начальные фазы в области  $\theta_0 \cong \pm\pi$ , смещаются, главным образом, за счёт расстройки синхронизма. Их относительно небольшое динамическое смещение направлено в ту же сторону, что и кинематическое. Из этих рассуждений следует, что в оптимальных режимах кинематический сдвиг в два-три раза превышает динамическое смещение для частиц с начальной фазой  $\theta_0 = 0$ .

**Самосогласованная краевая задача в ультрарелятивистском приближении.** Уравнения движения частиц (1.3.6,7), содержащие неизвестную заранее величину  $h_s$ , и выражения для поля (1.3.15,16,20-22) вместе с граничными условиями составляют суть краевой задачи ЛОВ [15,93-97]. Нетривиальное решение этой задачи достигается для вполне определенных значений КПД и  $h_s$ , (то есть для известной дисперсионной характеристики ЗС становится известной и частота генерации).

Существует несколько вариантов записи системы уравнений в компактном виде с минимальным числом независимых параметров. Отсутствие единообразия в выборе нормировки длины, энергетической переменной и поля вызвано, с одной стороны, – стремлением исключить начальную энергию из уравнений, а с другой, – невозможностью это сделать в общем случае для любого значения  $\gamma_0$  на всей шкале от 1 до  $\infty$  [11,119]. Начальная энергия исключается из уравнений движения при наличии малых параметров [151]:

- (а)  $\beta^2 \ll 1$  – в нерелятивистском случае,
- (б)  $\gamma^{-2} \ll 1$  – в ультрарелятивистском случае,
- (в)  $((\gamma_0 - \gamma)/(\gamma_0 - 1))^2 \ll 1$  – в асимптотическом приближении малого КПД, когда используется один или несколько членов в разложении функции  $\gamma/(\gamma^2 - 1)^{1/2}$  по малому параметру или аппроксимирующая функция [14].

Наибольшей популярностью в релятивистской высокочастотной электронике пользуется вариант записи уравнений для ультрарелятивистских энергий частиц [11,15]. Его использование в численных расчетах обычно не приводит к появлению каких-либо математических особенностей, а результаты могут быть распространены и на умеренно релятивистские энергии с конечной погрешностью вычисляемых величин [94]. Так, если в процессе взаимодействия для всех частиц, в том числе заторможенных, выполняется условие  $\gamma^2 \gg 1$ , то уравнения (1.3.6-8) с учетом первой гармоники поля пространственного заряда (1.3.20-22) можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{dW}{d\zeta^u} &= -\operatorname{Re} \left( F^u - i\alpha_1 \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0 \right) e^{i\theta}, \quad W(0) = 1 \\ \frac{d\theta}{d\zeta^u} &= W^{-2} - \delta^u, \quad \theta(0) = \theta_0 \in [0, 2\pi] \\ \eta &= \frac{\gamma_0}{\gamma_0 - 1} \left( 1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} W d\theta_0 \right) \end{aligned} \quad (1.3.30)$$

Здесь используется энергетическая переменная  $W = \gamma/\gamma_0$  и нормировка:

$$\begin{aligned} F^u &= \frac{2\gamma_0 e E_z^t}{kmc^2}, & \zeta^u &= \frac{kz}{2\gamma_0^2}, \\ \delta^u &= 2\gamma_0^2 \left( \frac{1}{\beta_s} - 1 \right), & \alpha_1 &= \frac{4eJ_b \gamma_0 D_1}{\pi mc^3 k^2 r_b^2} \end{aligned} \quad (1.3.31)$$

Для ультрарелятивистской ЛОВ уравнения движения частиц должны быть дополнены уравнением возбуждения с соответствующим граничным условием:

$$\frac{dF^u}{d\zeta^u} = -I \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0, \quad F^u(\zeta_k^u) = 0, \quad (1.3.32)$$

где используется приведенный параметр тока  $I$  и нормированная длина ЗС:

$$I = \frac{2J_b Z \gamma_0^3}{\pi m c^2}, \quad \zeta_k^u = \frac{kL}{2\gamma_0^2}, \quad Z = \frac{2|E_{z,-1}|^2}{k^2 |N_s|} \quad (1.3.33)$$

В некоторых работах встречается форма записи системы со знаком  $+$  в правой части уравнения для энергии и одновременно в уравнении возбуждения, что, не может принципиально отразиться на результатах решения задачи. Введенный параметр  $Z$  пропорционален сопротивлению связи ( $R$ ) в традиционном определении  $Z = (h_s^2/k^2) R$  [114,93]. Это оправдано отсутствием зависимости параметра  $Z$  от начальной энергии частиц вследствие условия синхронизма  $k/h_s \cong \beta_0$  (в ультрарелятивистском случае отличие между  $Z$  и  $R$  исчезает).

**Принцип подобия для ультрарелятивистской области энергий.** Результат решения задачи (1.3.30) совместно с (1.3.32) в случае ЛОВ из-за отсутствия в явном виде начальной энергии остаётся неизменным при сохранении величин  $F^u$  (или  $I$ ) и остальных в списке (1.3.31). В этом по существу и заключается принцип подобия, сформулированный в работе [11], – если известно решение задачи при какой-либо одной энергии частиц, то его можно распространить и на случай любой другой энергии, удовлетворяющей условию  $\gamma^2 \gg 1$ . Для этого требуется подобрать длину прибора, нормированное значение поля (или тока пучка) и расстройку синхронизма так, чтобы сохранились соответствующие безразмерные величины. С учетом поля пространственного заряда в число соотношений подобия можно включить и условие на постоянство параметра  $\alpha_1$ .

Аналогичные построения справедливы и для нерелятивистского случая с качественно иной нормировкой независимых переменных, откуда следуют соотношения подобия, выполняющиеся при условии  $\beta^2 \ll 1$  [119].

**Асимптотическое приближение. Выбор нормировки в случае произвольной начальной энергии частиц.** Для получения соотношений подобия на всей шкале энергий ( $1 < \gamma_0 < \infty$ ) важную роль играет асимптотическое приближение, в соответствии с которым, в уравнение для фазы (1.3.24) осуществляется подстановка первых двух (или нескольких) членов разложения в ряд функции  $1/\beta$  по степеням малого параметра  $|\gamma_0 - \gamma|/(\gamma_0 - 1) \ll 1$ :

$$\frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \cong \frac{1}{\beta_0} + \frac{1}{\gamma_0 \beta_0 (\gamma_0 + 1)} * \frac{\gamma_0 - \gamma}{\gamma_0 - 1} + \dots \quad (1.3.34)$$

Будем исходить из достаточно очевидной посылки, что независимо от величины конечного КПД взаимодействия группировка на некоторой начальной стадии развивается по сценарию, который определяется первым, затем первым и вторым (и так далее) порядком асимптотического приближения [124]. По существу, данное утверждение взаимосвязано с тем известным фактом, что в первом приближении начальная энергия исключается из числа независимых параметров задачи (1.3.6,7). Покажем, что зависимость скорости изменения динамического смещения от начальной энергии исчезает и во втором порядке, только за счет перехода к «универсальной» энергетической переменной  $w$ :

$$w = \frac{\gamma_0}{\gamma_0 + 1} * \frac{\gamma_0 - \gamma}{\gamma_0 - 1} \quad (1.3.35)$$



Используем вполне определенную нормировку независимых переменных, обеспечивающую сшивку соответствующих параметров в случаях ультррелятивистской и нерелятивистской энергий частиц:

$$\begin{aligned}
 F &= \frac{2\gamma_0 e E_z^t}{\beta_0 k m c^2}, \\
 \zeta &= \frac{kz}{2\gamma_0^2 \beta_0}, \\
 \delta &= 2\gamma_0^2 \beta_0 \left( \frac{1}{\beta_s} - \frac{1}{\beta_0} \right), \\
 \alpha_1 &= \frac{4eJ_b \gamma_0 D_1}{\pi m c^3 \beta_0 k^2 r_b^2}.
 \end{aligned} \tag{1.3.36}$$

Тогда для произвольной начальной энергии частиц система уравнений (1.3.6-8) без учета поля пространственного заряда принимает вид:

$$\begin{aligned}
 \frac{dw}{d\zeta} &= \operatorname{Re} F e^{i\theta}, & w(0) &= 0 \\
 \frac{d\theta}{d\zeta} &= Q(w, \gamma_0) - \delta, & \theta(0) &= \theta_0 \in [0, 2\pi] \\
 \eta &= \frac{\gamma_0 + 1}{\gamma_0} \left( \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} w d\theta_0 \right)
 \end{aligned} \tag{1.3.37}$$

Здесь введена функция  $Q$ , для которой зависимость от параметра  $\gamma_0$  исчезает в трех случаях:  $\gamma_0 \rightarrow 1$ ,  $\gamma_0 \rightarrow \infty$  и  $(w/\gamma_0(1-w))^2 \ll 1$ . Действительно, используя вспомогательное обозначение  $u = w/(1-w)$ , нетрудно получить:

$$Q = 2\gamma_0^2 \left( \frac{1 + \frac{u}{\gamma_0^2}}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{\gamma_0^2}}} - 1 \right) = \begin{cases} 2 \left( \sqrt{\frac{1+u}{1-u}} - 1 \right), & \gamma_0 \rightarrow 1 \\ 2 \left( u + \frac{u^2}{2} \right), & \gamma_0 \rightarrow \infty \end{cases} \tag{1.3.38}$$

а для произвольной начальной энергии после разложения в ряд Тейлора имеем:

$$Q = u + u^2 + u \left[ 1 + \frac{u^2}{\gamma_0^2} \left( 1 + \frac{3}{4} u \right) + \dots + \frac{(2n-1)!}{(n-1)! n! 2^{2n-2}} \left( \frac{u}{\gamma_0} \right)^{2n} \left( 1 + \frac{2n+1}{2n+2} u \right) \right], \quad n \geq 2 \tag{1.3.39}$$

Забегая вперед, отметим, что вблизи оптимальных режимов взаимодействия ряд в квадратных скобках (1.3.39) сходится для каждой из частиц и при любой начальной энергии электронов, – то есть остановки частиц не происходит. Важно то, что скорость изменения динамического смещения, – как это хорошо видно из выражений (1.3.38,39), – является функцией начальной энергии существенной лишь на последних стадиях нелинейного взаимодействия и только для группы частиц, испытывающих заметное торможение. На основании (1.3.37,39) можно записать уравнение нелинейного осциллятора, сохраняя первый зависящий от начальной энергии член разложения:

$$\frac{d^2\theta}{d\zeta^2} = \frac{2}{(1-w)^3} \left( 1 + \frac{3}{2\gamma_0^2} * \frac{w^2}{(1-w)^2} + \dots \right) \text{Re } Fe^{i\theta} \quad (1.3.40a)$$

Из этого выражения, в частности, следует, что картина фазовых траекторий частиц не зависит от начальной энергии в случае относительно небольших значений КПД, когда задача описывается с точностью до второго порядка асимптотического приближения. В соответствии с выражением (1.3.39), тогда можно записать  $Q = 2u + u^2$ . Но одновременно можно видеть, что точно такой же результат получается в ультрарелятивистском пределе – и при любых, в том числе высоких значениях КПД (пример распределения фаз в этом случае изображён на рис. 7).

Сделанное заключение является весьма важным и имеет некоторые практически значимые следствия, подтверждаемые результатами расчётов. В частности, отсюда непосредственно следует правомерность соотношений подобия, сформулированных в работе [15]. Их можно конкретизировать следующим образом. Пусть известно решение задачи для какого-либо генератора в ультрарелятивистском пределе в условиях, когда амплитуда поля существенно меньше оптимального значения (это условие уточняется далее; КПД при этом может быть несущественно ниже максимального). Тогда такое же значение приведённого КПД ( $\langle w \rangle|_{z=L}$ ) можно обеспечить и при произвольном значении  $\gamma_0$ . Для этого необходимо сохранить постоянство параметров задачи, определяемых выражениями (1.3.36).

Уточнение соотношений подобия для максимальных значений КПД и соответствующих оптимальных параметров выделено в следующий параграф. Эта задача важна и с практической точки зрения, поскольку значения  $\gamma_0$  в большинстве экспериментов с использованием сильноточных электронных пучков лежат в промежуточной области  $\gamma_0 \approx 1,5 \div 3$  между нерелятивистской и ультрарелятивистской энергией.

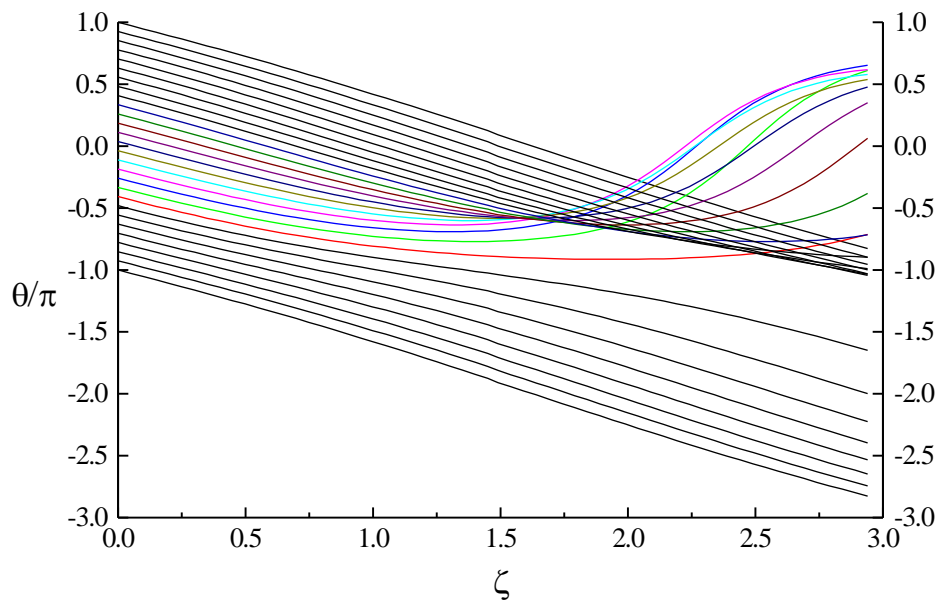


Рис. 7 Распределение фаз вдоль длины в генераторе с однородной структурой поля ( $\gamma_0 \rightarrow \infty$ ,  $\delta = 1,7$ ,  $\langle w \rangle \cong 0,22$ ).

Заметим, что в ультрарелятивистском пределе система уравнений (1.3.37,38) сводится к более привычному и известному виду (1.3.30). Действительно, элементарное преобразование правой части уравнения для фазы даёт:  $Q - \delta = (1 - w)^2 - (1 + \delta)$ , то есть, справедлива связь  $W = 1 - w$ ,  $\delta^u = 1 + \delta$ .

Для численных расчётов иногда используется запись уравнений движения в форме одного дифференциального уравнения второго порядка. С этой целью вводится независимая переменная:  $\mathcal{G} = \theta + \zeta\delta$ , которая с точностью до начальной фазы имеет смысл динамического смещения ( $d\mathcal{G}/d\zeta = Q$ ). Из выражения (1.3.38) нетрудно получить:

$$\frac{dQ}{dw} = 2 \left[ \frac{1 + Q/2\gamma_0^2}{1 - \beta_0^2 w} \right]^3$$

Тогда, в каждом из предельных случаев имеем:

$$\frac{d^2 \mathcal{G}}{d\zeta^2} = 2 \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{d\mathcal{G}}{d\zeta} \right)^3 \operatorname{Re} F e^{-i\delta\zeta + i\mathcal{G}}$$

$$w = \frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{1}{\left( 1 + \frac{1}{2} \frac{d\mathcal{G}}{d\zeta} \right)^2} \right] \quad \gamma_0 \rightarrow 1 \quad (1.3.40б)$$

и для ультрарелятивизма:

$$\frac{d^2 \mathcal{G}}{d\zeta^2} = 2 \left( 1 + \frac{d\mathcal{G}}{d\zeta} \right)^{3/2} \operatorname{Re} F e^{-i\delta\zeta + i\mathcal{G}}$$

$$w = \left[ 1 - \frac{1}{\left( 1 + \frac{d\mathcal{G}}{d\zeta} \right)^{1/2}} \right] \quad \gamma_0 \rightarrow \infty \quad (1.3.40в)$$

Разумеется, что уравнения должны быть дополнены соответствующими начальными условиями. Как видно, уравнения имеют существенные различия в нелинейности при больших значениях производной  $d\mathcal{G}/d\zeta$ . В следующем параграфе показано, что в ультрарелятивистском случае дифференциальное уравнение не допускает решений, которые соответствуют остановке частиц.

**Следствия, вытекающие из уравнения возбуждения встречной волны.** В принятой нормировке (1.3.36) уравнение возбуждения встречной волны выглядит так же, как и в ультрарелятивистском пределе (1.3.32):

$$\frac{dF}{d\zeta} = -I \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0, \quad F(\zeta_k) = 0 \quad (1.3.41)$$

Данное уравнение совместно с уравнением для энергетической переменной  $w$  (1.3.37) имеют интеграл, выражающий баланс энергии в системе «пучок-волна»:

$$\langle w(\zeta) \rangle = \frac{1}{4\pi I} \left( |F(0)|^2 - |F(\zeta)|^2 \right),$$

$$\langle w \rangle \equiv \langle w(\zeta_k) \rangle = \frac{F_0^2}{4\pi I}, \quad (1.3.42)$$

где обозначено  $F_0 = |F(0)|$ . Заметим, что вид интеграла остаётся неизменным и в случае, когда учитываются поля пространственного заряда. Этот интеграл часто используется в качестве одной из проверок правильности численных алгоритмов и весьма полезен при анализе тех или иных аспектов краевой задачи. Иллюстрацией может служить случай относительно малой величины приведённого тока [94], когда выполняется условие  $(2\pi I)^{1/3} \ll 1$ . Такая ситуация не является экзотической, так как соответствует экспериментам, в которых используются нерелятивистские или умеренно релятивистские электронные пучки и относительно низкие значения сопротивления связи. В этом случае, как и при линеаризации уравнений, приведённый ток исключается из числа независимых параметров задачи. Действительно, применяя модификацию нормировки (1.3.36), обеспечивающую наибольшую компактность системы уравнений,

$$\Omega = \frac{w}{(2\pi I)^{1/3}} \quad (1.3.43)$$

$$\Delta = \frac{\delta}{(2\pi I)^{1/3}} \quad (1.3.44)$$

$$\xi = (2\pi I)^{1/3} \zeta \quad (1.3.45)$$

$$\Phi = \frac{2F}{(2\pi I)^{2/3}} e^{-i\delta\zeta} \quad (1.3.46)$$

$$\vartheta = \theta + \delta\zeta \quad (1.3.47)$$

$$\sigma = \frac{(2\pi)^{1/3}}{I^{2/3}} \alpha_1 \quad (1.3.48)$$

можно заметить, что новая энергетическая переменная  $\Omega$  в соответствии со структурой уравнений остаётся величиной меньше или порядка единицы. Тогда появляется малая величина  $\Omega(2\pi I)^{1/3} \ll 1$  и система уравнений упрощается так же, как и в первом порядке асимптотического приближения (1.3.40):

$$\frac{d^2 \vartheta}{d\xi^2} = \text{Re} \left\{ [\Phi - i\sigma J] e^{i\vartheta} \right\}, \quad \frac{d\Phi}{d\xi} + i\Delta\Phi = -J \quad (1.3.49)$$

Здесь  $J$  – первая гармоника приведённого конвекционного тока:

$$J = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\vartheta} d\theta_0 \quad (1.3.50)$$

Граничные условия к (1.3.49) для волны и предварительно немодулированного пучка имеют вид:

$$\vartheta(0) = \theta_0, \quad \left. \frac{d\vartheta}{d\xi} \right|_{\xi=0} = 0, \quad \Phi(\xi_k) = 0 \quad (1.3.51)$$

Формулировка задачи практически в таком же виде, как и (1.3.49), впервые появилась в 50-е годы в работах Л. А. Вайнштейна [103,114] в применении к черенковской ЛБВ (со знаком + в правой части уравнения для поля и без учёта пространственного заряда). В соответствии с (1.3.42,46,49) можно заключить, что в условиях малости приведённого тока КПД карсинотрона становится также малым и пропорциональным  $I^{1/3}$ .

Из уравнения возбуждения (1.3.41) непосредственно следует также информация о соотношении фаз поля и конвекционного тока в начале и в конце ЗС карсинотрона. В начале взаимодействия конвекционный ток изменяется по закону:

$$J \cong -iF_0\zeta^2, \quad \zeta \ll 1 \quad (1.3.52)$$

То есть фазы поля и тока ортогональны: сгусток, как и в других генераторах начинает формироваться около электрона, стартующего на границе ускоряющих и тормозящих фаз поля. Из равенства поля на коллекторном конце нулю и очевидного в общем случае требования, что модуль тока там не равен нулю, вытекает условие равенства фаз поля  $\Phi(\zeta_k)$  и тока  $J(\zeta_k)$ .

**Линейный КПД.** Рассматриваемые до сих пор уравнения описывают исключительно стационарные состояния в электронных генераторах «О»-типа. Однако эти же уравнения справедливы и, более того, упрощаются на начальной – линейной стадии установления колебаний, если ток пучка лишь не намного превосходит стартовый ток генератора:  $(J_b/J_{st} - 1) \ll 1$ . В этом случае, как показано в работах Н. С. Гинзбурга [95,123], инкремент нарастания колебаний является малой величиной, так, что его обратная величина существенно превышает характерное время изменения поля в резонаторе без пучка или время прохождения сигнала по кольцу обратной связи в ЛОВ [95]. Повторим в тезисном виде основные выводы линейной теории, поскольку её некоторые аспекты далее детализируются, а другие учитывались при подготовке экспериментов или интерпретации результатов.

Независимо от структуры поля в генераторе в линейном приближении справедливы следующие упрощения. Величина поля предполагается малой, так, что выполняется условие  $|\Phi(0)|\xi_k^2 \ll 1$ . Тогда, в соответствии с (1.3.49), реализуется случай малого динамического смещения частиц в поле волны  $\mathcal{G}_{\text{дин}} = \mathcal{G} - \theta_0 \ll 1$  и линеаризованный высокочастотный ток (1.3.50) можно записать в виде  $J = -2i\langle \mathcal{G}_{\text{дин}} \exp(-i\theta_0) \rangle$ .

Относительно просто линейный КПД находится лишь при известной структуре поля, то есть для генераторов с высокодобротными резонаторами. Пусть  $F(x) = F_0 * f(x)$ , где  $x = \zeta/\zeta_k$ . Для функции продольной координаты  $f$  удобно использовать нормировку:

$$\int_0^1 |f(x)|^2 dx = 1 \quad (1.3.53)$$

В общем случае нестационарного состояния под величиной  $F_0$  следует понимать безразмерную комплексную амплитуду  $z$ -компоненты поля, которая является медленной функцией времени. В отсутствии конкуренции типов колебаний, то есть для достаточно уединённого резонанса, уравнение возбуждения резонаторов [114] для нахождения  $F_0$  можно привести к виду:

$$\frac{dF_0}{dt} + \frac{\omega_s}{2Q_s} F_0 = i(\chi' - i\chi'')\omega_s I_0 F_0 \quad (1.3.54)$$

Здесь  $\omega_s$  и  $Q_s$  – собственная частота и добротность «холодного» резонатора,  $\chi$  – комплексный параметр восприимчивости, вносимой электронным пучком:

$$\chi' - i\chi'' = -\frac{i}{F_0\zeta_k^2} \int_0^1 f^*(x) \exp(i\psi x) J(x) dx \quad (1.3.55)$$

где  $\psi = \zeta_k \delta$  – кинематический угол пролёта. В правой части этого выражения под интегралом стоит высокочастотный ток в соответствии с его определением (1.3.50). То есть этим замечанием подчёркивается тот факт, что уравнение возбуждения в записи (1.3.54,55) справедливо и в нелинейном режиме, хотя обычно понятие восприимчивости вводится для рассмотрения линейной стадии. В (1.3.54) введён параметр  $I_0$ , который пропорционален току пучка:

$$I_0 = \frac{J_b L^3 |E_z^i(r_b)|^2}{4J_A \gamma_0^3 \beta_0^3 N_s} \quad (1.3.56)$$

Здесь  $N_s$  – норма, имеющая смысл удвоенной энергии запасённой в резонаторе. Например, в отсутствие замедляющей системы для резонатора с запертым колебанием  $E_{0\text{нq}}$ - типа (в главе 2 рассматривается такой резонатор в качестве резонансного рефлектора для ЛОВ с предварительной модуляцией электронов) выражение (1.3.56) можно представить в виде:

$$I_0 \cong \frac{\pi J_b L_{ef}^2}{2J_A \gamma_0^3 \beta_0^3 S_{\perp}} \frac{J_0^2(k_{\perp} r_b)}{J_1^2(v_{0n})} \quad (1.3.57)$$

Для отыскания восприимчивости пучка необходимо знать линейризованный высокочастотный ток. После элементарных преобразований в первом уравнении (1.3.49) получается дифференциальное уравнение второго порядка для линейризованного тока:

$$\frac{d^2 J}{dx^2} + \psi_b^2 J = -i2F_0 \zeta_k^2 f(x) \exp(-i\psi x) \quad (1.3.58)$$

с начальными условиями, которые в случае отсутствия модуляции пучка на входе имеют вид:

$$J(0) = 0 \quad , \quad \left. \frac{dJ}{dx} \right|_{x=0} = 0 \quad (1.3.59)$$

Здесь, следуя обозначениям работы [123], введён в рассмотрение параметр  $\psi_b = (2\pi\alpha_1)^{1/2} \zeta_k$ . Этот параметр имеет смысл продольного волнового числа ленгмюровских колебаний в электронном пучке, умноженного на длину прибора. В самом деле, его нетрудно привести к виду  $\psi_b = \omega_{b\parallel} L/c$  [123], где  $\omega_{b\parallel}$  -

редуцированная продольная плазменная частота ( $\omega_{b\parallel} = \left( \frac{2eJ_b D_1}{mc\gamma_0^3 r_b^2} \right)^{1/2}$ ). При

малом пространственном заряде  $\psi_b \ll \pi$  (см. условие (1.3.23)) или

$$\sigma^{1/2} \zeta_k \ll \pi \quad \text{или в другой форме} \quad (2\pi\alpha_1)^{1/2} \zeta_k \ll \pi, \quad (1.3.60)$$

реализуется комптоновский режим взаимодействия частиц и волны, а величина  $\chi''$  равна взятой со знаком (-) производной от интенсивности спектра высокочастотной силы:

$$\chi'' = -\frac{d}{d\psi} \left| \int_0^1 f(x) \exp(-i\psi x) dx \right|^2 \quad (1.3.61)$$

Самовозбуждение колебаний может происходить в зоне углов пролёта, где нечётная функция  $\chi'' > 0$ . Наибольшие значения активной восприимчивости достигаются в основной зоне углов, соответствующей положительной расстройке и простирающейся от нуля до значения  $2\pi$  и более в зависимости от вида функции  $f$ . Для случая  $f=1$  активная составляющая восприимчивости есть

$$\chi'' = -2 \frac{d}{d\psi} \frac{1 - \cos \psi}{\psi^2} \quad (1.3.62)$$

так, что  $\chi''_{\text{max}} \cong 0,27$  при  $\psi_{\text{opt}} \cong 0,8\pi$  (рис.8, кривая 1). Каждой зоне углов, где  $\chi'' > 0$  можно поставить в соответствие полосы частот, называемые полосами отрицательной реабсорбции [2].

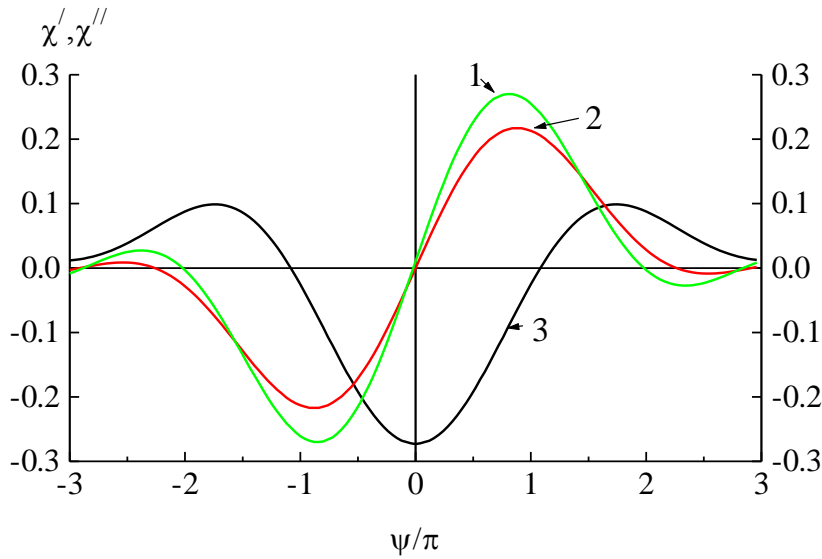


Рис. 8 Зависимость от угла пролёта активной составляющей восприимчивости  $\chi''(\psi)$ : кривая 1 для  $\psi_b = 0$ , кривая 2 для  $\psi_b = 2$  и реактивной – кривая 3 ( $\psi_b = 2$ )

Если условие (1.3.60) не выполняется и необходимо учитывать параметр  $\psi_b$ , решение уравнения второго порядка (1.3.58) можно найти в аналитическом виде для большинства простейших типов функции  $f(x)$  или численным методом. Например, в том же случае  $f = 1$  общее решение (1.3.58,59) имеет вид:

$$J(x) = -\frac{2F_0 \zeta_k^2}{\psi^2 - \psi_b^2} \left\{ \exp(-i\psi x) - \cos(\psi_b x) + i \frac{\psi}{\psi_b} \sin(\psi_b x) \right\} \quad (1.3.63)$$

При подстановке этого решения и интегрирования в (1.3.55) получаем выражения для активной и реактивной восприимчивости, выписанные в работе [123]. Вид этих функций от угла пролёта изображён на рис.8. Эти функции изменяются несущественно при возрастании параметра  $\psi_b$  вплоть до значений  $\psi_b \approx 1$ . Так, при этом значении параметра пространственного заряда величина  $\chi''_{\max}$  уменьшается всего на 5% и на 20%, если  $\psi_b = 2$  (см. рис. 8). В случае выполнения противоположного к (1.3.60) условия  $\psi_b \gg \pi$  активная восприимчивость достигает максимума при  $\psi \cong \psi_b$ :  $\chi''_{\max} \cong (4\psi_b)^{-1}$ .

Возвращаясь к уравнению для поля (1.3.54), – поскольку теперь коэффициенты известны, – подставим в него решение в виде  $\exp(-i\nu\omega_s t)$  для определения безразмерной комплексной отстройки частоты  $\nu$  от «холодного» резонанса:

$$\nu = -i \frac{1}{2Q_s} - I_0 (\chi' - i\chi'') \quad (1.3.64)$$

Отсюда, при условии равенства нулю инкремента нарастания колебаний следует выражение для стартового тока:

$$I_{0,st} = \frac{1}{2Q_s \chi''_{\max}} \quad (1.3.65)$$

После подстановки этого выражения в (1.3.64) получается универсальное соотношение для инкремента нарастания колебаний в резонансных генераторах:

$$\text{Im}(\omega) = \frac{\omega_s}{2Q_s} \left( \frac{J_b}{J_{st}} - 1 \right) \quad (1.3.66)$$

Из (1.3.64) определяется и отстройка частоты колебаний, возбуждаемых в резонаторе в линейном приближении, от собственной частоты:

$$\frac{\text{Re}(\omega) - \omega_s}{\omega_s} = I_0 \chi' \quad (1.3.67)$$

КПД в линейном приближении можно привести к виду, содержащему активную составляющую восприимчивости  $\chi''$ :

$$\eta_i = \frac{\gamma_0 + 1}{\gamma_0} \langle w \rangle_l = \frac{\gamma_0 + 1}{2\gamma_0} |F_0|^2 \zeta_k^3 \chi'' \quad (1.3.68)$$

Поэтому тот же результат для стартового тока получается, если приравнять мощность, теряемую электронным пучком  $J_{b,st} m c^2 \gamma_0 \beta_0^2 \langle w \rangle_l / e$  и мощность, излучаемую из резонатора  $\omega_s W / Q_s$ .

В некоторых частных случаях коэффициент отражения волны от конца замедляющей системы не зависит от её длины, и величина добротности  $Q_s$  пропорциональна  $L$ . В этих случаях стартовый ток оказывается пропорциональным  $L^3$ . Этот результат распространяется на нерезонансные генераторы, в которых  $Q_s$  имеет смысл минимальной дифракционной добротности (в случае карсинотрона  $4\pi L / \beta_{gr} \lambda$ ). Действительно, с формальной точки зрения выражение (1.3.68) справедливо для генераторов с фиксированной и нефиксированной структурой поля, поскольку следует непосредственно из уравнений движения частиц. Этот формализм позволяет сделать оценку стартового тока генератора с нефиксированной структурой поля, не прибегая к методу последовательных приближений [106], методу возмущений [94] или численным решениям линейной краевой задачи. С этой целью в (1.3.58) достаточно подставить некоторую аппроксимирующую функцию для продольного распределения поля. Для лампы обратной волны приблизительно 10-процентную точность определения  $\zeta_{k,st}$  с помощью (1.3.68,42) обеспечивает зависимость поля от продольной координаты типа  $\cos(\pi x/2)$ . Для этой функции  $\chi''_{\max} \cong 0,175$  при  $\psi_{\text{opt}} \cong \pi$ , тогда  $\zeta_{k,st} I^{1/3} = (2\pi \chi''_{\max})^{-1/3} \cong 0,97$ .

**Вывод.** Проведённый анализ гидродинамической модели опирался, главным образом, на опубликованные и полученные разными авторами материалы. В то же время, предложен оригинальный подход в части рассмотрения асимптотического приближения. Полученные формулы (1.3.38-40) и комментарии к ним можно расценивать, как независимый вывод асимптотических соотношений подобия. Действительно, если пренебречь в (1.3.39) членами  $(w/\gamma_0(1-w))^2$  и более старшего порядка, приходим к исключению параметра  $\gamma_0$  из уравнений движения. Таким образом, условие применимости асимптотических соотношений подобия отвечает неравенству

$$\left| \frac{\gamma_0 - \gamma}{\gamma_0 - 1} \right|^2 \ll 1$$

Благодаря общему анализу различных вариантов, удалось выбрать единую нормировку переменных и параметров. Сделан важный шаг, обеспечивший получение представленной в следующей главе схемы пересчёта основных параметров и КПД высокочастотных генераторов О- типа без использования ограничений на приращение энергии частиц.



#### 1.4. Теоретические значения КПД и оптимальных параметров генераторов О-типа в зависимости от начальной энергии электронов.

Значения максимальных КПД и оптимальных параметров генераторов с длительной инерционной группировкой в общем случае при произвольной начальной энергии электронов и продольной структуре поля должны находиться в результате численного решения самосогласованной задачи. Однако, это совсем не обязательно, если для данного типа продольного распределения поля и начальных условий задачи известны результаты для какой-либо одной энергии электронов. Возьмём в качестве «эталоны» для сравнения наиболее удобный в расчётах ультрарелятивистский предел. С некоторой точностью можно использовать соотношения подобия для пересчёта параметров на всей шкале начальных энергий электронов, сформулированных в виде выражений (3.8) в работе [15]. В данной работе и в [14] предполагается, что эти соотношения выполняются при условии относительно невысоких значений КПД. Заметим, что это не вполне оправданное условие являлось сдерживающим фактором для применения соотношений подобия. С другой стороны, сопоставление соотношений подобия и результатов численного моделирования (например, в [125]) приводило к явным противоречиям, как по существу выполнения условия на КПД, так и на постоянство параметров при изменении значений  $\gamma_0$  в широких пределах. Противоречия снимаются, если существенно расширить трактовку соотношений подобия [151]. Прежде всего, оставим в стороне какие-либо условия на величину КПД (совокупность ограничений на область изменения параметров задачи выделим в конце параграфа). В общем случае основные параметры и приведённый КПД будем находить не из условия постоянства и их равенства соответствующим ультрарелятивистским значениям, а из функциональной связи:

$$\delta(\gamma_0) \equiv 2\gamma_0^2 \beta_0 \left( \frac{1}{\beta_s} - \frac{1}{\beta_0} \right) = \Psi_\delta(\gamma_0) \delta(\infty) \quad (1.4.1a)$$

$$\zeta_k(\gamma_0) \equiv \frac{kL}{2\gamma_0^2 \beta_0} = \Psi_\zeta(\gamma_0) \zeta_k(\infty) \quad (1.4.1б)$$

$$F(\gamma_0) \equiv \frac{2\gamma_0 e E_z'}{\beta_0 k m c^2} = \Psi_F(\gamma_0) F(\infty) \quad (1.4.1в)$$

$$\langle w \rangle \equiv \frac{\gamma_0}{\gamma_0 + 1} \eta(\gamma_0) = \Psi_\eta(\gamma_0) \eta(\infty) \quad (1.4.1г)$$

Используемый далее термин «оптимальные параметры» применяется не в строго математическом определении, а в том смысле, что КПД может быть достаточно высоким и близким к своему максимальному значению для данного типа прибора. Например, два из трёх параметров задачи могут быть оптимальными, а один из них нет.

Попытаемся определить медленно меняющиеся функции  $\Psi_\delta(\gamma_0)$ , ..., которые должны отвечать общим свойствам уравнений движения частиц, рассмотренных в предыдущем параграфе. Так, поведение этих функций на всей шкале  $\gamma_0$  и для произвольной продольной структуры поля должно обеспечивать выполнение интеграла движения (1.3.12) (или законов преобразования Лоренца) и соответствовать принципу компактной группировки (1.3.28,29).

**Феноменологический подход к задаче.** Предположим в начале, что определение функций  $\Psi(\gamma_0)$ , полученное на примере какого-либо одного частного случая с заданной структурой поля, будет справедливо и для произвольного распределения поля. Это не означает, что класс рассматриваемых приборов ограничен генераторами с высокочастотными резонаторами: формально в случае нефиксированной структуры поля можно считать, что при различной начальной энергии частиц параметры генератора и ток пучка меняются так, что распределение  $E_z$  - компоненты поля остаётся подобным. Для проверки корректности такого подхода, далее полученные соотношения сравниваются с результатами численной оптимизации нелинейной краевой задачи ЛОВ для различных значений начальной энергии частиц. Остановимся на результатах численной оптимизации параметров резонансного

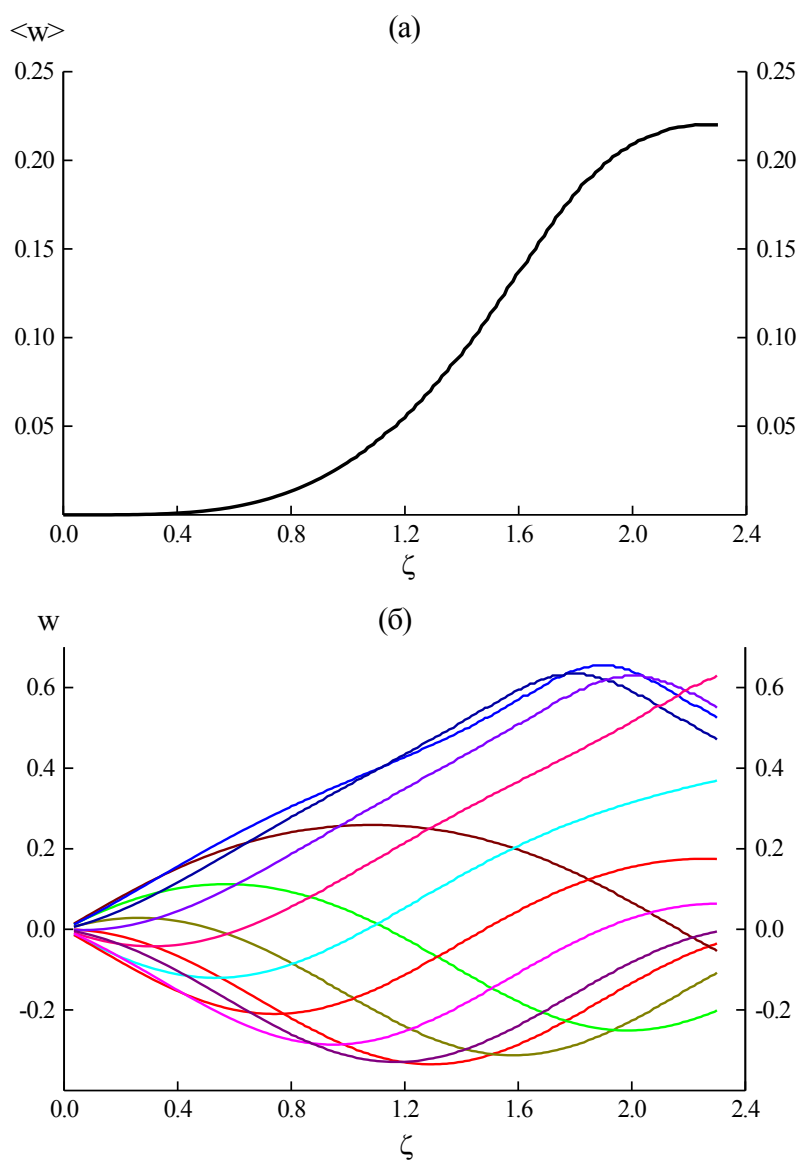


Рис. 9(а, б) Усредненная по начальным фазам (а) и не усредненная для различных фаз (б) энергетическая переменная в зависимости от продольной координаты в генераторе с однородной структурой поля вблизи оптимума по расстройке и амплитуде поля ( $\gamma_0 \rightarrow \infty$ ).

генератора с постоянным по длине распределением поля. Не считая энергии, (свободного параметра) – оптимизационная задача (1.3.37,38) состояла в поиске трёх искомых параметров –  $F_{opt}$ ,  $\delta_{opt}$  и  $\zeta_{opt}$ , которым соответствовал максимум значения  $\langle w \rangle$ . Рисунок 9(а, б) иллюстрирует решение в ультрарелятивистском пределе в зависимости от продольной координаты.

Достаточно большой диапазон изменения энергии отдельных частиц (рис. 9(б)), свидетельствует о том, что ультрарелятивистские соотношения подобия дают незначительную ошибку при условии  $\gamma_0 > 6 \div 7$  (т. е. это равнозначно пределу  $\gamma_0 \rightarrow \infty$ ), и она возрастает при снижении энергии. Так, если  $\gamma_0 = 6$ , минимальная энергия частиц  $\gamma_{min} \approx 2$  (отметим, - без учета поля пространственного заряда).

Алгоритм максимизации КПД и поиска оптимальных величин поля и расстройки поясняется на рисунке 10(а, б). Штриховыми линиями на рисунке отмечены положения оптимальных значений  $F_{opt}$ ,  $\delta_{opt}$ . Штрих пунктирная линия

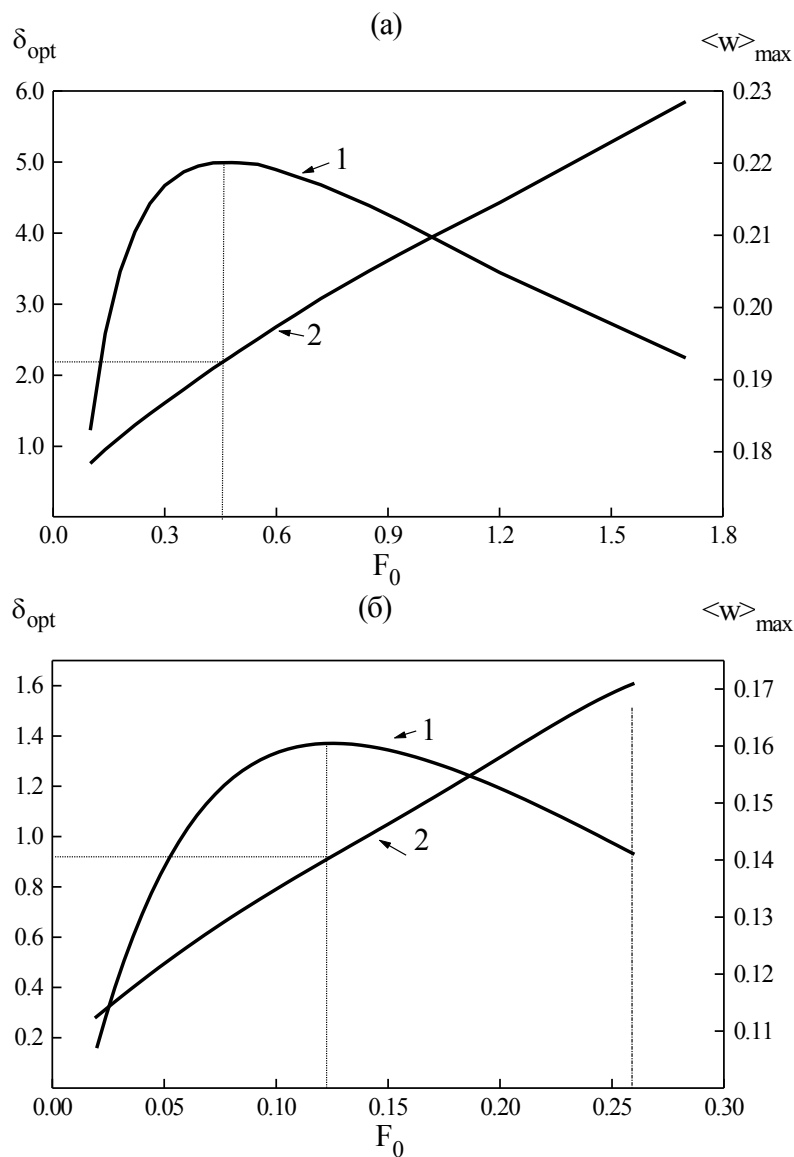


Рис. 10(а, б) Зависимости максимального приведённого КПД (кривая 1) и оптимальной расстройки (кривая 2) от амплитуды поля: (а)  $\gamma_0 \rightarrow \infty$ , (б)  $\gamma_0 \rightarrow 1$ .

на рис. 10(б) обозначает границу, за которой взаимодействие сопровождается остановкой отдельных частиц. Для ультрарелятивистских уравнений движения режима остановки частиц не существует при сколь угодно большом значении амплитуды поля (ограниченной лишь конечной погрешностью вычислений) и произвольной расстройке. Это характерно для ультрарелятивистского приближения, в котором, как это будет показано далее, остановки частиц не происходит. При снижении амплитуды волны относительно оптимума получаются близкие по значению решения ( $\langle w \rangle \propto F_0^{1/2}$ ,  $\delta_{\text{opt}} \cong 2F_0^{1/2}$ ) уже при условии  $F_0 < 0,05 \div 0,1$ . Тогда, соотношения подобия, определяемые нормировкой (1.3.36), совпадают с известными соотношениями [15], и они достаточно точны в частном случае ограниченной амплитуду волны:

$$F \ll F_{\text{opt}}(\infty) \quad (1.4.2)$$

Здесь под величиной  $F_{\text{opt}}(\infty)$  следует понимать такое значение безразмерной амплитуды поля, которое для выбранной структуры поля обеспечивает максимальный уровень электронного КПД при  $\gamma_0 \rightarrow \infty$ .

В соответствии с расчётами, для произвольной амплитуды волны соответствующие ей значения  $\delta_{\text{opt}}$  и  $\zeta_{k,\text{opt}}$  изменяются так, что их произведение, характеризующее кинематическое смещение частиц относительно волны, остаётся с большой точностью постоянным:

$$\zeta_{k,\text{opt}} \delta_{\text{opt}} \approx 3\pi/2 \quad (1.4.3a)$$

При малой амплитуде поля кинематическое смещение не зависит от начальной энергии частиц и увеличивается с ростом  $\gamma_0$  на 3-4% в области оптимальных значений  $F_0(\gamma_0)$ . В последнем случае ( $F_0 \approx F_{0,\text{opt}}$ ) результаты численного решения хорошо соответствуют известному положению, что электроны могут терять значительную часть своей первоначальной кинетической энергии ( $eL_{\text{opt}}E_{z,\text{opt}}/kmc^2 \approx \gamma_0 - 1$ ):

$$\zeta_{k,\text{opt}} F_{0,\text{opt}} \approx \frac{\gamma_0}{\gamma_0 + 1} \quad (1.4.3b)$$

Оптимальное значение динамического фазового смещения в среднем меньше ( $\approx$  на 10%) в ультрарелятивистском пределе и зависит от  $F_0$ .

Отмеченные закономерности находят своё объяснение после сопоставления параметров движения частиц в лабораторной системе отсчёта и системе  $S$ , движущейся с фазовой скоростью синхронной волны. В частности, указанный масштаб изменения фазовых смещений связан с наличием слабого релятивистского эффекта в системе отсчёта  $S$  при больших энергиях в лабораторной системе. Найдём максимальное значение релятивистского фактора  $\Gamma_0$  и скорости частиц  $B_0 = (1 - 1/\Gamma_0^2)^{1/2}$  в сопровождающей системе. В соответствии с преобразованием Лоренца и определением расстройки (1.3.36):

$$\Gamma_0 = \frac{1 + \delta/2}{\sqrt{1 + \delta + (\delta/2\gamma_0)^2}}, \quad B_0 = \frac{\delta}{2 + \delta} \beta_0, \quad \Gamma_{0,\infty} = \frac{2 + \delta_\infty}{2\sqrt{1 + \delta_\infty}} \quad (1.4.4)$$

где для сокращения записи введено обозначение  $\delta_{\text{opt}}(\infty) = \delta_\infty$ , и  $\Gamma_{0,\infty}$  – значение фактора  $\Gamma_0$  в ультрарелятивистском пределе. Заметим, что эти выражения справедливы для произвольной структуры поля. Подставляя в (1.4.4) расстройку для случая однородной структуры поля ( $\delta_\infty \cong 2,24$ ), находим, что  $\Gamma_{0,\infty} \cong 1,178$  – скорость движения частиц в системе отсчёта  $S$  является нерелятивистской:  $B_0^2 \ll 1$ . Чем меньше величина расстройки, тем ближе к единице значение  $\Gamma_{0,\infty}$ .

Таким образом, именно условие  $\Gamma_0 \rightarrow 1$  и соответствует переходу задачи к асимптотическому случаю, когда начальная энергия исключается из числа независимых параметров.

Выразим уравнение для фазы через параметры движения частиц в системе отсчёта  $S$ . Воспользуемся интегралом движения (1.3.12), который, как уже отмечалось, можно интерпретировать как закон сохранения энергии в сопровождающей системе отсчёта (1.3.14):

$$\varepsilon \equiv \frac{\Gamma_0 - \Gamma}{\Gamma_0 - 1} = -A \operatorname{Im} \left( f(\zeta) e^{i\theta} - f(0) e^{i\theta_0} - \int_0^\zeta \frac{df}{d\zeta'} e^{i\theta} d\zeta' \right), \quad (1.4.5)$$

$$A \equiv \frac{eE_0 \gamma_s \beta_s}{kmc^2 (\Gamma_0 - 1)} = \frac{2(2 + \delta) (\Gamma_0 + 1)}{\delta^2} F_0$$

Здесь  $F_0$  – действительная величина, характеризующая амплитуду волны:  $F = F_0 * f(\zeta)$  (выбор нормировки имеет значение лишь для сравнительного анализа конкретных величин  $F_0$ , – пусть по прежнему (1.3.53) нормировка имеет «энергетический» характер). В случае постоянной амплитуды волны потенциальная энергия частиц в системе отсчёта  $S$  не зависит явным образом от продольной координаты в лабораторной системе и равна  $-A \cos \theta$ . Здесь полагается  $f(\zeta) = i$ , то есть  $\varepsilon = -A(\cos \theta - \cos \theta_0)$ , чтобы для наглядности рассмотрения потенциальная энергия была чётной функцией от фазы и минимальна при  $\theta = 0$ . Учитывая формулу Лоренца для преобразования скоростей, получаем связь:

$$\frac{1}{\beta} - \frac{1}{\beta_s} = -\frac{\beta_s^{-2} - 1}{B^{-1} + \beta_s^{-1}},$$

и тогда уравнение для фазы можно записать в виде:

$$\left( \frac{B_0}{B} + \frac{B_0}{\beta_s} \right) d\theta = -2\gamma_0^2 \beta_0 B_0 (\beta_s^{-2} - 1) d\zeta = -\delta \left( 1 + \frac{B_0}{\beta_s} \right) d\zeta \quad (1.4.6)$$

Безразмерную скорость  $B$  в сопровождающей системе отсчёта выразим через  $\varepsilon$ :

$$B = \pm B_0 \left( 1 - \frac{\Gamma_0 - 1}{\Gamma_0 + 1} \varepsilon \right)^{1/2} \left( 1 - \frac{\Gamma_0 - 1}{\Gamma_0} \varepsilon \right)^{-1} (1 - \varepsilon)^{1/2} \quad (1.4.7)$$

Здесь знак “–” соответствует частицам, которые отражаются от потенциального барьера в системе отсчёта  $S$ . Условия разворота частиц в этой системе отсчёта физически прозрачны для постоянной амплитуды поля. В этом случае на основании классических законов механики разворот ( $d\theta/d\zeta > 0$ ) реализуется для частиц, которые стартуют в определенном диапазоне начальных фаз, а также, если выполнено условие на амплитуду поля:

$$-\arccos \frac{1-A}{A} < \theta_0 < \arccos \frac{1-A}{A}, \quad A > 0,5 \quad (1.4.8)$$

Границам этого диапазона начальных фаз соответствуют траектории на фазовой плоскости ( $d\theta/d\zeta, \theta$ ), называемые, как известно, сепаратрисами. Они разделяют траектории «захваченных» частиц, как в случае колебаний маятника, и пролётных частиц (траектории вращения маятника). Для «захваченных» частиц точкам остановки в системе  $S$  соответствуют такие фазы  $\theta_s$ , в которых потенциальная энергия равна полной ( $\varepsilon = \varepsilon_{\max} = 1$ ), то есть выполняется условие  $A \cos \theta_s = A \cos \theta_0 - 1$ . В этих точках  $d\theta/d\zeta = 0$  и, соответственно,  $\beta = \beta_s$ . Таким образом, задача (1.4.4,6,7) нахождения функции  $\theta(\zeta, \theta_0)$  и фазового портрета

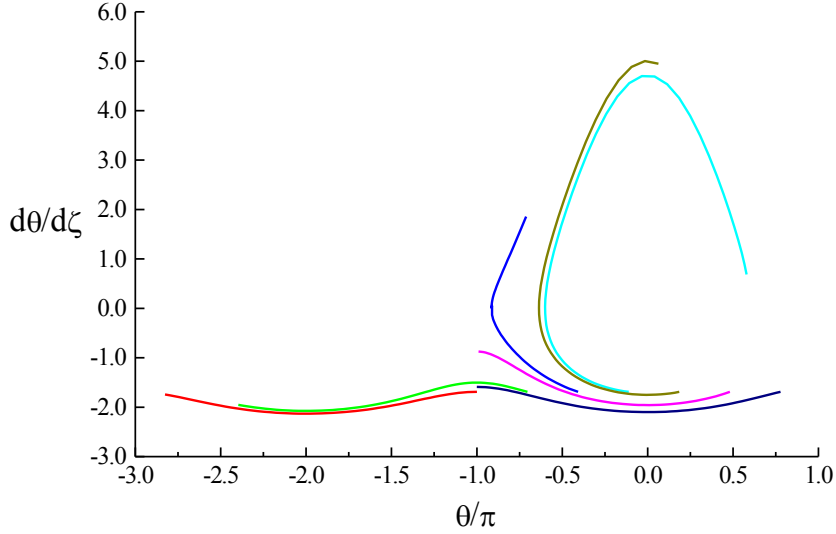


Рис. 11 Фазовый портрет для частиц, равномерно распределённых по начальным фазам от  $-\pi$  до  $\pi$ .

(рис. 11) полностью адекватна задаче, формулируемой для движения частиц в лабораторной системе отсчёта. Более того, если движение частиц в системе  $S$  является нерелятивистским, можно делать вывод о тождественности фазового портрета в случаях произвольной начальной энергии частиц. Действительно, с учётом (1.4.6,7) все основные закономерности фазовых траекторий должны не только сохраняться, но и с точностью до малых поправок (обусловленных малостью  $(\Gamma_0 - 1) \ll 1$ ) быть подобными: то есть воспроизводиться соответствующим масштабированием оси абсцисс (производной  $d\theta/d\zeta$ ).

Теперь, прежде чем делать выводы, следует ответить на вопрос: в каких условиях начальные и текущие значения скорости частиц в сопровождающей системе отсчёта остаются нерелятивистскими? Пусть область изменения параметров задачи удовлетворяет некоторым условиям [151]. Ограничим снизу длину прибора неравенством  $L > L_{\min} \approx \gamma_0^2 \beta_0 \lambda / 2$ , которое соответствует тому, что вблизи оптимального кинематического смещения частиц относительно волны (см. 1.4.3а) расстройка синхронизма меньше некоторых значений при любой величине  $\gamma_0$ . Тогда, с учётом соотношений (1.4.3б,5) ограничены сверху амплитуда волны ( $F_{0,\max} \approx 1$ ) и глубина потенциальной ямы ( $A_{\max} \approx 1$ ). На основании (1.4.5) имеем  $\Gamma_{\max} \cong \Gamma_0 + 2A(\Gamma_0 - 1)$  и вблизи оптимальных режимов выполняется неравенство  $2A(\Gamma_0 - 1) \ll 1$ .

Учитывая нерелятивистский характер движения частиц в системе  $S$ , задачу можно решать методом последовательных приближений, полагая, что в нулевом приближении  $\Gamma_0$  неизменно для любой энергии и равно  $\Gamma_{0,\infty}$ . В нулевом приближении КПД и все параметры взаимодействия остаются неизменными. Это легко видеть на примере расстройки, определение которой можно преобразовать к виду:

$$\delta = -2 + 2\Gamma_0^2 \left( 1 + \frac{B_0}{\beta_s} \right) \quad (1.4.9)$$

В силу малости параметра  $(\Gamma_0 - 1) \ll 1$ , из (1.4.7) можно получить  $B \cong B_0(1 - \epsilon)^{1/2}$ . Следующий член разложения пропорционален  $(\Gamma_0 - 1)$ . Малое

изменение формы траекторий на фазовой плоскости может обеспечиваться, если коэффициенты в уравнении для фазы (1.4.6) и параметр  $A$  остаются постоянными с точностью до малой величины  $(\Gamma_{0,\infty} - \Gamma_0)/\Gamma_{0,\infty}$ :

$$\begin{aligned}\frac{B_0}{\beta_s} &= \frac{\delta}{2 + \delta} \left( 1 + \frac{\delta}{2\gamma_0^2} \right) \cong \text{const} \\ \delta \left( 1 + \frac{B_0}{\beta_s} \right) \zeta_k &\cong \text{const} \\ A &= \frac{2 + \delta}{\delta^2} \frac{\Gamma_0 + 1}{\Gamma_0} F_0 \cong \text{const}\end{aligned}\quad (1.4.10)$$

Подставляя в правые части решения, соответствующие ультрарелятивистскому пределу, можно найти в этом приближении три из четырёх функций  $\Psi$  для соотношений подобия (1.4.1):

$$\begin{aligned}\Psi_\delta^{(1)}(\gamma_0) &\cong \frac{2\gamma_0^2}{\delta_\infty(2 + \delta_\infty)} \left( \sqrt{1 + \frac{\delta_\infty(2 + \delta_\infty)}{\gamma_0^2}} - 1 \right) \\ \Psi_\zeta^{(1)}(\gamma_0) &\cong \frac{1}{\Psi_\delta^{(1)}(\gamma_0)} \\ \Psi_F^{(1)}(\gamma_0) &\cong \frac{2 + \delta_\infty}{2/\Psi_\delta^{(1)} + \delta_\infty} \Psi_\delta^{(1)}(\gamma_0)\end{aligned}\quad (1.4.11)$$

Взаимосвязь энергетических переменных  $w$  и  $\varepsilon$  носит универсальный характер, поскольку следует из законов преобразования Лоренца. Опуская несложные выкладки, получаем зависимость, которая иллюстрируется на рис. 12(а, б):

$$w = \frac{w^*}{2} \left\{ 1 + \frac{K}{2} \frac{2\Gamma_0}{\Gamma_0 + 1} \varepsilon \pm \left( 1 - \frac{\Gamma_0 - 1}{\Gamma_0 + 1} \varepsilon \right)^{1/2} (1 - \varepsilon)^{1/2} \right\} \quad (1.4.12)$$

Здесь  $K = B_0/\beta_s$  и  $w^* = 4\delta \Gamma_0^2/(2 + \delta)^2$ . Знак минус в (1.4.12) соответствует нижней ветви зависимости  $w(\varepsilon)$ , когда  $\beta \geq \beta_s$  и  $\varepsilon_{\min}^{(-)} = -2A$ , а плюс соответствует верхней ветви ( $\beta \leq \beta_s$  и  $\varepsilon_{\min}^{(+)} = 1 - 2A$ ). Значения  $w^*$ , получаемые подстановкой  $\varepsilon^{(+)} = 0$  в (1.4.12), реализуются для частиц, имеющих скорость  $B = -B_0$ , и которые на фазовой плоскости  $(d\theta/d\zeta, \theta)$  оказываются вблизи максимальных значений  $d\theta/d\zeta$ , удовлетворяя условию  $\cos\theta = \cos\theta_0$ . Как видно из рис. 12 и структуры выражения (1.4.12), в первом приближении ( $K \cong \text{const}$ ) зависимость  $w(\varepsilon)$  изменяется при различных значениях  $\gamma_0$  в результате простого масштабирования  $w$ , пропорционально  $w^*$ :

$$w(\varepsilon, \gamma_0) \cong \frac{\delta}{(1 + \delta + \delta^2/4\gamma_0^2)} \frac{(1 + \delta_\infty)}{\delta_\infty} w(\varepsilon, \infty) \quad (1.4.13)$$

В первом приближении эта связь ещё более упрощается, так как  $(1 + \delta + \delta^2/4\gamma_0^2) = (1 + \delta/2)(1 + K)$ . Тогда можно определить недостающую функцию  $\Psi_\eta(\gamma_0)$  в виде:

$$\Psi_\eta^{(1)}(\gamma_0) \cong \frac{2 + \delta_\infty}{2 + \delta_\infty \Psi_\delta^{(1)}(\gamma_0)} \Psi_\delta^{(1)}(\gamma_0) \quad (1.4.14)$$

Как следует из сравнения с результатами численного решения задачи при различных  $\gamma_0$ , формулы (1.4.11,14) в целом, удовлетворительно отражают поведение искомых функций.

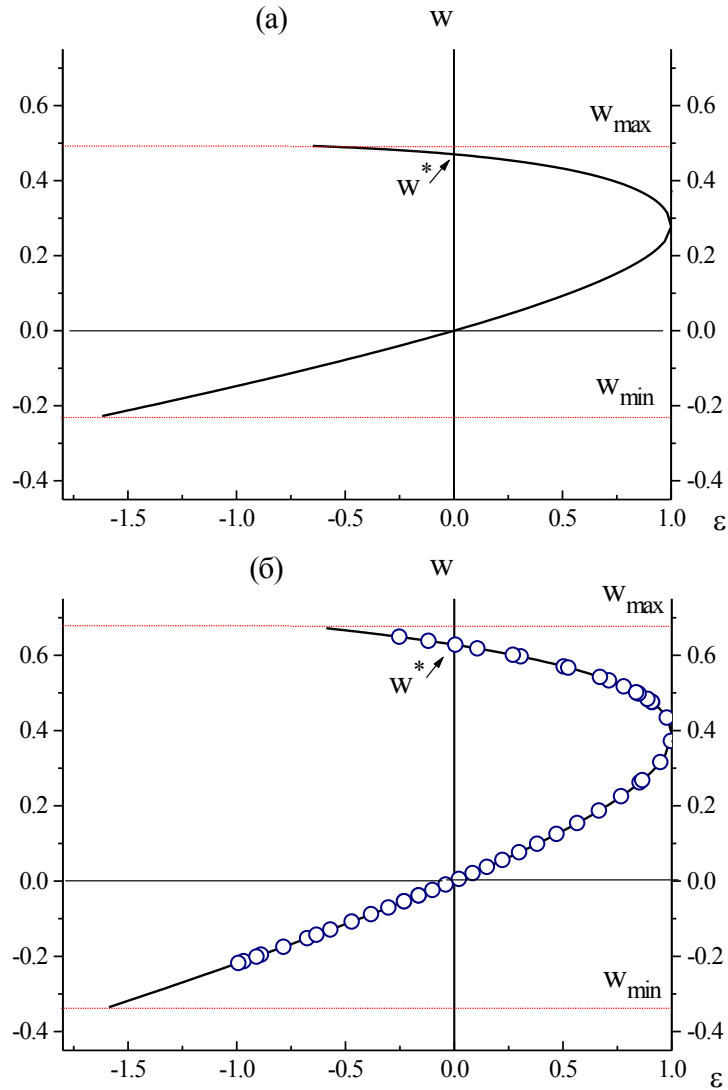


Рис. 12(а, б) Линии соответствия энергетических переменных  $w$  и  $\varepsilon$ : (а) - нерелятивистский, (б) – ультрарелятивистский случай. Кружками отмечено положение частиц (всего 50) в конце взаимодействия в генераторе с однородной структурой поля и для параметров, которые близки к оптимальным.

Для второй итерации метода последовательных приближений необходимо уточнить условия (1.4.10). Однако, для того, чтобы сделать такое уточнение, используемых до сих пор оснований оказывается явно недостаточно.

**Обобщение результатов численных расчётов.** Прежде всего, обращает на себя внимание возможность аппроксимации распределения частиц по начальным фазам в конце взаимодействия в виде П-образной функции. Это иллюстрируется на рисунке 13 для ультрарелятивистского случая и параметров, которые близки к оптимальным значениям. Наибольшее торможение испытывает группа «захваченных» частиц, – то есть тех, которые испытывают отражение от потенциального барьера в системе  $S$ . У таких частиц в данной экстраполяции приведённая энергия в конце взаимодействия есть  $\approx w^*$ . А коэффициент «захвата» или относительная доля таких частиц в случае однородной структуры поля в силу условия (1.4.8) составляет  $(\arccos(A^{-1} - 1))/\pi$ .



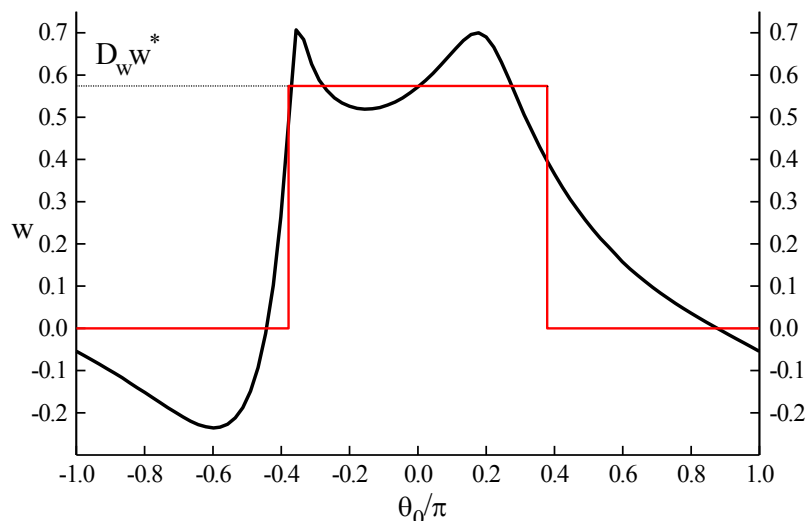


Рис.13 Функция распределения частиц по начальным фазам  $w(\zeta_k, \theta_0)$  в случае  $F_0 = const$  и её аппроксимация для процедуры усреднения.

Вблизи оптимальных режимов взаимодействия частиц и волны значение параметра  $A$  лежит в пределах  $0,7 \div 0,9$  (см. Таблицу 1). В этих пределах коэффициент «захвата»<sup>\*</sup> с точностью не хуже 3% составляет  $A/2$  (точным решением уравнения  $(\arccos(A^{-1}-1))/\pi = A/2$  является случай  $A = 2/3$ ). Для других типов распределения поля невозможно аналитически определить коэффициент «захвата», однако расчёты показывают, что сделанная оценка доли этих частиц ( $\cong A/2$ ) остаётся в силе. Тогда, можно записать приближённое выражение для приведённого КПД в виде:

$$\langle w \rangle = D_w w^* \frac{\arccos(A^{-1}-1)}{\pi} \cong D_w w^* \frac{A}{2} \quad (1.4.15)$$

Здесь  $D_w$  – постоянный для выбранной структуры поля коэффициент близкий к единице, и такой, что произведение  $D_w w^*$  имеет смысл средней величины приведённой энергии в группе «захваченных» частиц. Выражение (1.4.15) для оценки КПД справедливо в отсутствии начальной модуляции частиц. Для такого рода начальных условий можно ввести набор основных параметров, характеризующих режим максимального КПД. Они либо практически не зависят от начальной энергии частиц и определяются характером продольного распределения поля, либо меняются на шкале начальной энергии очень медленно и единообразно для различных структур.

Указанные в Таблице 1 значения параметров могут служить ориентиром и для других случаев продольного распределения поля. Более того, по известным величинам параметров  $\Gamma_0$  и  $A$  (или  $K$  и  $A$ ) можно качественно судить о том, насколько оптимален режим взаимодействия частиц и волны.

\* Термин захват частиц традиционно [127-130] используется в случаях, когда частицы совершают большое число колебаний в потенциальной яме, образованной полем электромагнитной волны. При этом рельеф потенциальной ямы адиабатически плавно деформируется для повышения КПД прибора. Использование этого термина в общем случае (хотя и в кавычках) также не лишено смысла с учётом деления частиц на две группы: те из них, которые оказываются в числе захваченных, как правило, не могут в процессе движения стать пролётными и наоборот.

Таблица 1. Значения наиболее важных параметров, полученные на основе результатов численной максимизации приведённого КПД генератора с однородной структурой поля.

$\gamma_0$	$\rightarrow 1$	1,5	2	3	$\rightarrow \infty$
$\langle w \rangle_{\max}$	0,161	0,182	0,194	0,206	0,220
$\Gamma_0$	1	1,041	1,072	1,111	1,178
$A$	0,86	0,828	0,803	0,763	0,734
$K$	0,453	0,468	0,489	0,503	0,528
$D_w$	0,83	0,83	0,83	0,83	0,83

Например, асимптотическому случаю ( $F_0 \ll F_{0,\text{opt}}$ ) соответствует снижение расстройки синхронизма (в пределе  $\delta \rightarrow 0$  имеем  $\Gamma_0 \rightarrow 1$  и  $K \rightarrow 0$ ), а наибольший КПД при этом достигается при некотором возрастании глубины потенциальной ямы ( $A \rightarrow \cong 1$ ) относительно случая оптимальной амплитуды волны. Чрезмерно высокая амплитуда волны ( $F_0 > F_{0,\text{opt}}$ ), как это не парадоксально, – наоборот приводит к снижению параметра  $A$  в условиях максимального для этого режима КПД из-за увеличения оптимальной (для этого случая) расстройки. При этом уменьшается доля частиц, существенно теряющих начальную энергию.

**Формализованный вывод соотношений подобия.** Очевидно, что физически обоснованным подходом для получения соотношений подобия может быть подход, в основе которого лежат известные приёмы из классической механики. Попытаемся найти дополнительную нормировку переменных, которая, если и не исключает из уравнений движения частиц явную зависимость от их начальной энергии, то «минимизирует» эффект присутствия этой зависимости с некоторой определённой точностью.

Дифференцируя выражение (1.4.12), и, учитывая связь скорости и энергии (1.4.7), нетрудно получить:

$$\frac{dw}{d\varepsilon} = \frac{w^*}{4} \left( \frac{2\Gamma_0}{\Gamma_0 + 1} \right) \left[ K + \frac{B_0}{B} \right] \quad (1.4.16)$$

Переменную  $\varepsilon$  можно считать однозначной функцией от  $w$  (см. рис. 12). Тогда, с учётом (1.4.6,16) уравнение для фазы можно записать следующим образом:

$$\frac{d\theta}{d\zeta} = - \frac{F_0}{A} \frac{\partial \varepsilon(w)}{\partial w} \quad (1.4.17)$$

Имея в виду существование интеграла движения (1.4.5), фактически мы вернулись к упомянутой в предыдущем параграфе записи уравнений движения в канонической форме (сравните с (1.3.10)):

$$\frac{d\theta}{d\zeta} = \frac{F_0}{A} \frac{\partial H'}{\partial w}, \quad \frac{dw}{d\zeta} = - \frac{F_0}{A} \frac{\partial H'}{\partial \theta} \quad (1.4.18)$$

Здесь гамильтониан  $H'$  с точностью до нормировки на постоянный множитель соответствует классическому представлению в виде суммы кинетической и потенциальной энергии частицы в системе  $S$ , сохраняющейся при её движении:

$$H' = [1 - \varepsilon(w)] + U(\zeta, \theta) = 1 + U(0, \theta_0), \quad (1.4.19)$$

$$U(\zeta, \theta) = -A * \text{Im} \left\{ f(\zeta) e^{i\theta} - \int_0^\zeta \frac{df}{d\zeta} \exp[i\theta(\zeta, \theta_0)] d\zeta \right\}$$

Таким образом, в сопровождающей системе отсчёта переменные  $(\theta, w)$  приобретают смысл «координаты» и «импульса» отдельной частицы. Можно заметить, что такая интерпретация формально стала возможной, благодаря замене текущего времени в сопровождающей системе на координату отдельной частицы в лабораторной системе отсчёта. Кажущееся на первый взгляд противоречие, – гамильтониан является в общем случае функцией «времени» и, тем не менее, остаётся постоянным (рассматривается консервативная механическая система), – исчезает, если иметь в виду следующее. Переменную  $\zeta$  в определении функции Гамильтона не следует считать независимым «временем»: для каждой частицы она может быть определена через текущую  $\theta$  и начальную координату  $\theta_0$  этой частицы в системе  $S$ . В этом смысле более корректно потенциальную энергию представлять в виде:

$$U(\theta, \theta_0) = A^* \operatorname{Re} \left\{ i f(0) e^{i\theta_0} - \int_{\theta_0}^{\theta} f(\zeta(\theta, \theta_0)) \exp(i\theta) d\theta \right\} \quad (1.4.20)$$

$$\zeta(\theta, \theta_0) = \zeta(\theta, \theta_0 + 2\pi)$$

Итак, задача состоит в том, чтобы найти такую нормировку переменных:

$$\frac{dq}{d\zeta_N} = \frac{\partial H_N}{\partial p}, \quad \frac{dp}{d\zeta_N} = -\frac{\partial H_N}{\partial q}, \quad (1.4.21)$$

которая бы обеспечивала инвариантность траекторий движения на фазовой плоскости  $(q, p)$  по отношению к изменению начальной энергии частиц  $\Gamma_0 \rightarrow \Gamma_0'$ . Более того, преобразование переменных  $(q, p) \rightarrow (q', p')$  и Гамильтониана  $H_N \rightarrow H_N'$  должно быть таким, чтобы соблюдалась инвариантность нормированной длины прибора:  $\zeta_{N,k} = \text{const}$ . Последнее условие является ключевым. Действительно, на основании доказываемого в классической механике интегрального инварианта Пуанкаре-Картана [126] (или принципа наименьшего действия [109]), требование  $\zeta_{N,k} = \text{const}$  становится равносильным требованию инвариантности фазового объёма для траекторий финитного движения. В нашем случае траектории одномерного движения на фазовой плоскости являются незамкнутыми, – полного цикла колебаний нет. Однако для значительной части «захваченных» частиц характерно существование половины цикла. Она соответствует прохождению частицами следующих положений:  $w = 0$ ,  $\varepsilon = 0$ , затем  $w = w_S$ ,  $\varepsilon = 1$  и  $w = w^*$ ,  $\varepsilon = 0$  (см. рис. 12). С некоторыми оговорками, по-видимому, можно ограничиться рассмотрением условий постоянства именно этой площади для одной из траекторий, то есть фиксированной начальной фазы. Инвариантность определяемого таким образом фазового объёма (с точностью до коэффициента это площадь  $\Pi_0$  на плоскости  $(\theta, w/w^*)$  – см. рис. 14) следует понимать по отношению к случаям различной начальной энергии частиц. Отметим здесь достаточно очевидную аналогию с существованием в классической механике адиабатического инварианта:

$$\oint p dq = \text{const} \quad (1.4.22)$$

Если в классическом представлении интеграл берётся по замкнутому контуру и адиабатический инвариант распространяется на случай большого числа циклов финитного движения частиц, то в нашей механической системе полный цикл финитного движения отсутствует, а интерпретация адиабатического инварианта как неизменного объёма в фазовом пространстве распространяется на основной фрагмент этого объёма. При этом постоянство двумерного интеграла (или соответствующей площади – см. рис. 14) следует понимать по отношению к

случаям различной начальной энергии частиц. Действительно, это соответствует мысленному эксперименту, в котором параметр задачи  $\gamma_0$  очень медленно (адиабатически) в масштабе времени пролёта частиц через всю область взаимодействия меняется со временем.

Очевидно, что для ансамбля невзаимодействующих между собой нелинейных осцилляторов существует конечное множество инвариантов (1.4.22), – в соответствии с количеством частиц, совершающих финитное движение в фазовом пространстве (в нашем случае – «захваченных» частиц). На примере однородной структуры найдём соответствующее такому инварианту условие для движения частицы, которая стартует на границе тормозящих (слева) и ускоряющих (справа) фаз поля, – то есть со дна потенциальной ямы. В этом случае  $\theta_0 = 0$ , а площадь  $\Pi_0$  (рис. 14) является минимальной по сравнению с соответствующими инвариантами других траекторий ( $\theta_0 \neq 0$ ):

$$\Pi_0 = \frac{1}{w^*} \iint dw d\theta = \int_0^{q_s} \sqrt{(1-\varepsilon)(1-\alpha\varepsilon)} d\theta \quad (1.4.23)$$

Здесь  $\alpha = (\Gamma_0 - 1)/(\Gamma_0 + 1) \ll 1$ , а  $q_s = -\theta_s$  – координата остановки частицы в системе отсчёта  $S$ . В случае однородной структуры поля:

$$q_s = \arccos \frac{A-1}{A}, \quad \varepsilon = A(1 - \cos \theta)$$

Тогда, выражение (1.4.23) можно представить в виде:

$$\Pi_0 = \sqrt{\frac{2}{A}} I_\alpha, \quad I_\alpha = \int_0^1 \sqrt{\frac{(1-x^2)(1-\alpha x^2)}{1-(2A)^{-1}x^2}} dx \quad (1.4.24)$$

Нетрудно убедиться, что инвариант в виде  $A^{1/2}\Pi_0 = const$  можно обеспечить при выполнении условия

$$Ah_0^2 \cong const \approx 1, \quad h_0 \equiv \left( \frac{2\Gamma_0}{\Gamma_0 + 1} \right) \quad (1.4.25)$$

Действительно, вычисляя интеграл  $I_\alpha$  в (1.4.24) следует подставлять  $A = A_1/(1+\alpha)^2$ . Тогда, интеграл, как функция двух параметров  $(\alpha, A)$ , остаётся с высокой точностью постоянным (разность  $I_\alpha(\alpha, A) - I_\alpha(0, A_1)$  пропорциональна  $\alpha^2$ , а коэффициент пропорциональности сравним с единицей для  $A_1 \approx 1$ ; см. рис. 15). В случае  $\alpha = 0$  интеграл (1.4.24) выражается через комбинацию полных эллиптических интегралов первого и второго рода, а при использовании соответствующего разложения в ряд по степеням малого параметра  $(2A_1)^{-2} \ll 1$  принимает значение:  $I_\alpha(0, A_1) \cong (\pi/4)^*(1+1/(16A_1)+\dots)$ .

Интегрируя уравнение (1.4.6), найдём координату  $\zeta^*$  той же частицы ( $\theta = 0$ ) в лабораторной системе отсчёта при прохождении точки  $w = w^*$ :

$$\delta(1+K)\zeta^* = -2 \int_0^{q_s} \frac{B_0}{B} d\theta = \frac{2^{3/2}}{A^{1/2}} I_\mu \quad (1.4.26)$$

$$I_\mu = \int_0^{\pi/2} \frac{(1-\mu \sin^2 \varphi) d\varphi}{(1-(2A)^{-1} \sin^2 \varphi)^{1/2} (1-\alpha \sin^2 \varphi)^{1/2}}, \quad \mu = \frac{\Gamma_0 - 1}{\Gamma_0}$$

Несущественное изменение интеграла  $I_\mu$  на шкале  $\Gamma_0$  (менее 1% – см. рис. 15) также обеспечивается условием (1.4.25). В пределе  $\Gamma_0 \rightarrow 1$  он сводится к полному эллиптическому интегралу первого рода [131]:

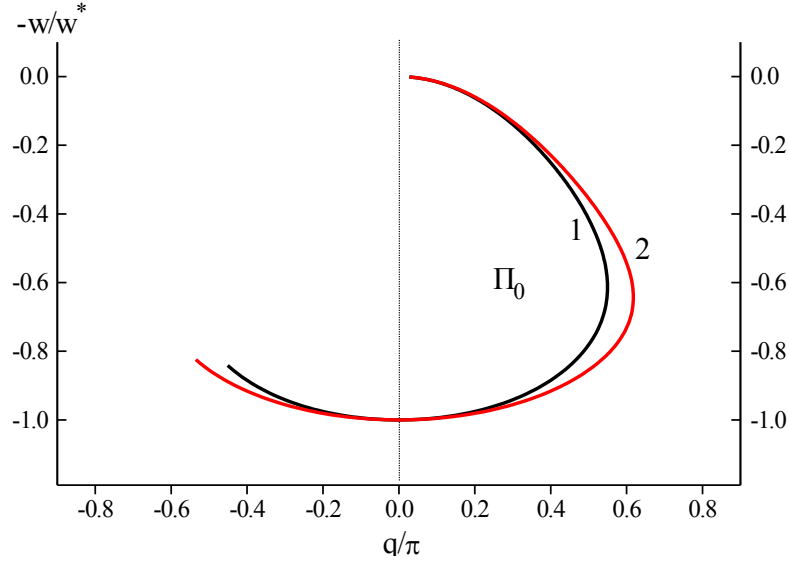


Рис. 14 Иллюстрация к определению интегрального инварианта; случай однородной структуры поля: 1 – нерелятивистский, 2 – ультрарелятивистский предел.

$$I_\mu \cong \mathbf{K} \left( \frac{1}{2A_1} \right) \cong \frac{\pi}{2} \left( 1 + \frac{1}{8A_1} + \frac{9}{256A_1^2} + \dots \right) \quad (1.4.27)$$

Итак, если в первом порядке по малому параметру  $\alpha \ll 1$  нормировка переменных могла бы быть в виде:  $(\theta, w, \zeta) \rightarrow (\theta, w/w^*, \delta\zeta)$ , то во втором порядке, в силу (1.4.25,26) появляется дополнительный фактор  $(1+K)/h_0$ . Этот же фактор должен присутствовать и в нормировке фазы, – чтобы не деформировать траектории пролётных частиц. Тогда, нормировка в (1.4.21) должна быть в виде:

$$q = -\frac{1+K}{h_0} \theta, \quad \zeta_N = \frac{1}{h_0} \delta(1+K)\zeta, \quad H_N(p, q) = \frac{h_0}{4} H',$$

$$p = \frac{1}{(1+K)w^*} (w_S - w), \quad w_S = \frac{1}{2} w^* \left( 1 + \frac{1}{2} h_0 K \right) \quad (1.4.28)$$

Здесь не уточняется физический смысл нормированных текущих и начальных значений переменных, так как он в некотором смысле условен. В самом деле, – появление коэффициента  $(1+K)/h_0$  можно расценивать как следствие процедуры усреднения для частицы, стартующей со дна потенциальной ямы. Значение этого коэффициента (в асимптотическом случае малого КПД это единица), таким образом, характеризует как бы усреднённый за время движения результат влияния её начальной энергии.

Если теперь потребовать выполнение второго условия (наряду с (1.4.25) для параметра  $A$ ):

$$p(0) = \frac{1}{2(1+K)} \left( 1 + \frac{1}{2} h_0 K \right) \cong const, \quad (1.4.29)$$

то при изменении начальной энергии частиц достигается более точное, по сравнению с первым приближением, постоянство траекторий на фазовой плоскости  $(q, p)$  как для группы “захваченных” частиц, так и для каждой из пролётных. Отсюда же следует инвариантность результата усреднения по начальным фазам:

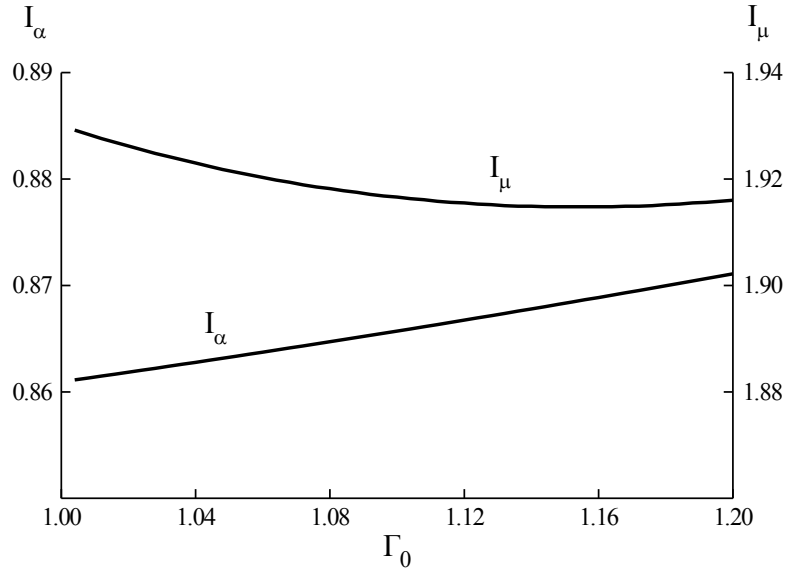


Рис. 15 Численные значения интегралов, описывающих движение частицы с начальной фазой  $\theta_0 = 0$  в случае  $Ah^2 = A_1 = 0,86$ .

$$\frac{\langle w \rangle}{w^* A} \cong const \quad (1.4.30)$$

Процедура усреднения по начальным фазам формально оказывается равносильной умножению усредняемой переменной на фактор  $h_0^2$ .

По существу, условие (1.4.29) отвечает за дополнительную, – во втором порядке малости величины  $(\Gamma_0 - 1)^2$  – коррекцию расстройки синхронизма. Действительно, нетрудно показать, что выполнение условий (1.4.25,29) приводит к следующим результатам:

- обеспечивается инвариантность нормированных координат  $\zeta_N$  остановки частиц в системе  $S$ , то есть инвариантность фазового объёма распространяется на половину и на четверть цикла колебаний в потенциальной яме;
- максимальные значения переменной  $p$  для ускоряемых частиц остаются с большой точностью постоянными ( $p_{\max} \cong const$ , определяется далее) на всей шкале начальных энергий.

**Запись гамильтониана как функции от импульса.** Перепишем нормированную кинетическую энергию частицы в системе отсчёта  $S$ :  $E_{кин} = h_0(1 - \varepsilon)/4$ , пользуясь преобразованием Лоренца (или выражением (1.4.12)):

$$E_{кин} = \frac{1}{\nu} \left[ M_{ef}(p) - \sqrt{M_{ef}^2(p) - \nu p^2} \right] \quad (1.4.31)$$

Здесь введён вспомогательный параметр:

$$\nu = \frac{K^2 - (\Gamma_0^2 - 1) / \Gamma_0^2}{(1 + K)^2}$$

и эффективная “масса” нелинейного осциллятора, которая в любом случае положительна и находится в линейной зависимости от переменной  $p$  (импульса):

$$M_{ef}(p) = \frac{1}{2\Gamma_0(1+K)^2} + \frac{Kp}{(1+K)}$$

Формальным поводом для введения эффективной нелинейной массы осциллятора служит тот факт, что параметр  $\nu$  является малой величиной:  $\nu \ll 1$ . Наибольшее значение этого параметра реализуется в нерелятивистском пределе и относительно больших для этого случая расстройках  $\delta_1 \approx 1$  ( $\Gamma_0 \rightarrow 1$ ,  $K_1 \cong \delta_1/2$ ):  $\nu_{\max} \cong \delta_1^2/(2+\delta_1)^2 \ll 1$ . Во всех остальных случаях значение этого параметра уменьшается и, в частности, стремится к нулю в ультрарелятивистском пределе, так как  $\beta_S \rightarrow 1$  (по определению  $K \equiv B_0/\beta_S$  и  $K_\infty = (1 - \Gamma_{0,\infty}^{-2})^{1/2}$ ), и в асимптотическом случае малого КПД, когда  $\Gamma_0 \rightarrow 1$  и  $K \rightarrow 0$ . Поэтому выражение (1.4.31) может быть приведено к классическому виду:

$$E_{\text{кин}} \cong \frac{p^2}{2M_{\text{ef}}} \quad (1.4.32)$$

Подкоренное выражение в (1.4.31) стремится к нулю только в случае сильного торможения и остановки частиц в лабораторной системе отсчёта, когда эффективная минимальная масса приближается к малой, но конечной величине  $M_{\text{ef,min}} = \nu^{1/2} p_{\text{min}}$ . В этом пределе разложение в ряд и сохранение первого члена (1.4.32) также отражает общую картину в зависимости  $E_{\text{кин}}(p)$ , но верно с точностью до двойки.

Границы области изменения переменной  $p$  находятся в соответствии с выражением (1.4.12) и комментариями к нему:

$$p_{\text{min}} = \frac{1}{2(1+K)} \left[ h_0 K A - \sqrt{4A \left( \frac{1}{\Gamma_0 + 1} + \frac{\Gamma_0 - 1}{\Gamma_0 + 1} A \right)} \right] \quad (1.4.33)$$

$$p_{\text{max}} = \frac{1}{2(1+K)} \left[ \frac{h_0}{2} K(1+2A) + \sqrt{(1+2A) \left( 1 + \frac{\Gamma_0 - 1}{\Gamma_0 + 1} 2A \right)} \right]$$

Так как изначальное допущение гидродинамической модели состоит в отсутствии условий для остановки частиц, формально это требование можно удовлетворить, если во всей области изменения переменной  $p$  согласно (1.4.33) подкоренное выражение в (1.4.31) принимает неотрицательные значения. Покажем, что оно не может быть отрицательной величиной\*\*, а может быть только больше нуля или равно нулю (в случае остановки частицы в покоящейся системе отсчёта). Оба корня уравнения  $M_{\text{ef}}^2(p) = \nu p^2$  располагаются в отрицательной области. Они равны между собой в ультрарелятивистском пределе:

$$p_{1,\infty} = p_{2,\infty} = -\frac{1}{2(1+K_\infty)\sqrt{\Gamma_{0,\infty}^2 - 1}} = -\frac{1}{2\sqrt{1+\delta_\infty}} \quad (1.4.34)$$

Остановки не происходит, если в общем случае область изменения параметров задачи удовлетворяет строгому неравенству:

$$p_{\text{min}} > p_2 = -\frac{1}{2\Gamma_0(1+K)\left[K + (1+K)\nu^{1/2}\right]} \quad (1.4.35)$$

\*\* Из общих соображений ясно, что кинетическая энергия частицы должна быть неотрицательной и определённой величиной в любой системе отсчёта. Если бы это не выполнялось, то можно было бы поставить под сомнение правильность и смысл полученных выражений. Заметим, что существование особенности типа  $1/0$  для производной  $\partial E_{\text{кин}}/\partial p$  имеет место в сопровождающей системе отсчёта, только когда происходит остановка частицы в покоящейся системе.

где  $p_2$  – наибольший корень рассматриваемого уравнения второй степени. В соответствии со структурой выражения для  $p_{\min}$  легко показать, что неравенство (1.4.35) выполняется, безусловно, только в ультрарелятивистском пределе, так как сводится к виду:

$$\frac{2\sqrt{A}}{\sqrt{A} + \sqrt{A + \frac{1}{\Gamma_{0,\infty} - 1}}} < 1, \quad (1.4.36)$$

когда сближение соответствующих величин достигается в асимптотике  $A \rightarrow \infty$ . В нерелятивистском случае неравенство (1.4.35) можно привести к виду:

$$-\sqrt{2A_1} + \frac{\delta_1}{2} A_1 > -\frac{1}{\delta_1} \quad \text{или} \quad \left( \delta_1 - \sqrt{\frac{2}{A_1}} \right)^2 > 0 \quad (1.4.37)$$

Таким образом, в этом пределе подкоренное выражение (1.4.31) также неотрицательно, но может быть равным нулю в точке  $\delta_1 = (2/A_1)^{1/2}$ . Это и есть условие остановки частиц в лабораторной системе отсчёта в нерелятивистском случае. Тогда, в соответствии с неравенством

$$\delta_1 < \sqrt{\frac{2}{A_1}} \quad (1.4.38)$$

можно записать ограничение на расстройку и амплитуду волны:

$$F_0(2 + \delta_1) < 1 \quad (1.4.39)$$

Это условие согласуется с результатами численных расчётов (см. рис.10(б)). При произвольной начальной энергии частиц подобное условие не удаётся сформулировать в аналитическом виде без использования каких-либо допущений.

Итак, несмотря на то, что дополнительная нормировка переменных не позволила исключить в общем случае явную зависимость гамильтониана от начальной энергии частиц, задача свелась к минимизации эффекта от этой зависимости. Гамильтониан содержит параметры, связанные с начальной энергией по определённому закону, и в результате этого наиболее важные усреднённые характеристики взаимодействия частиц и волны остаются с высокой точностью инвариантными при выполнении условий (1.4.25,29).

**Компактная запись уточнённых соотношений подобия.** Учтём, что выражение (1.4.29) для параметра  $K$  можно упростить без потери точности:

$$K + \frac{1}{2\Gamma_0} \cong const \quad (1.4.40)$$

Пусть для какой либо начальной энергии известен приведённый КПД, расстройка синхронизма, длина прибора и амплитуда поля, – для определённости считаем по-прежнему, что это ультрарелятивистский случай. Находим вначале величину  $\Gamma_{0,\infty} = (1 + \delta_\infty/2)/(1 + \delta_\infty)^{1/2}$ . На основании (1.4.11) определяем расстройку в первом приближении для заданного значения  $\gamma_0$ :

$$\delta^{(1)} = \frac{2\gamma_0^2}{(2 + \delta_\infty)} \left( \sqrt{1 + \frac{\delta_\infty(2 + \delta_\infty)}{\gamma_0^2}} - 1 \right) \quad (1.4.41)$$

Теперь вычисляем два вспомогательных параметра – релятивистский масс-фактор в сопровождающей системе отсчёта с помощью (1.4.4):



$$\Gamma_0^{(1)} = \frac{1 + \delta^{(1)} / 2}{\sqrt{1 + \delta^{(1)} + (\delta^{(1)} / 2\gamma_0)^2}} \quad (1.4.42)$$

и в соответствии с (1.4.40) уточняем приведённую к величине  $\beta_S$  начальную скорость частиц в этой системе:

$$K = \frac{\delta_\infty}{2 + \delta_\infty} - \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\Gamma_0^{(1)}} - \frac{1}{\Gamma_{0,\infty}} \right) \quad (1.4.43)$$

Этого достаточно, чтобы, на основании определения параметра  $K$ , найти расстройку во втором приближении (здесь и далее для сокращения записи опускается верхний индекс, обозначающий номер приближения):

$$\delta = \gamma_0^2 (1 - K) \left[ \sqrt{1 + \frac{4K}{\gamma_0^2 (1 - K)^2}} - 1 \right] \quad (1.4.44)$$

Соотношение подобия для нормированной длины прибора следует из (1.4.25,26):

$$\frac{\Gamma_0 + 1}{2\Gamma_0} (1 + K) \delta \zeta_k = \frac{(\Gamma_0 + 1)}{4\Gamma_0^3} (2 + \delta) \delta \zeta_k = const \quad (1.4.45)$$

Из условия (1.4.25) и из определения параметра  $A$  (1.4.4) получаем закон изменения нормированной амплитуды поля:

$$\left( \frac{2 + \delta}{\delta^2} \right) \left( \frac{2\Gamma_0}{\Gamma_0 + 1} \right) F_0 = const \quad (1.4.46)$$

И, наконец, закон изменения КПД в силу (1.4.30) можно привести к виду:

$$\frac{(2 + \delta)^2}{\delta(1 + \Gamma_0)^2} < w > = \frac{(2 + \delta)^2}{\delta(1 + \Gamma_0)^2} \frac{\gamma_0}{1 + \gamma_0} \eta = const \quad (1.4.47)$$

В левые части выражений (1.4.45-47) необходимо подставлять уточнённую расстройку (1.4.44) и параметр  $\Gamma_0^{(1)}$  из (1.4.42). Описанную схему пересчёта основных характеристик приборов с длительной инерционной группировкой электронов можно считать универсальной в том смысле, что режим взаимодействия с волной может быть как оптимальным, так и нет. Это определяется только тем, что берётся за основу в ультрарелятивистском или, возможно, другом известном случае. В частном случае малой амплитуды волны, когда выполняется условие (1.4.2) и расстройка меньше или много меньше единицы, отсюда нетрудно получить известные соотношения подобия [15], отвечающие режимам с пониженным значением КПД (см. рис. 10 и комментарии к нему). Для оптимальных режимов полученные с помощью этих соотношений значения приведённого КПД и оптимальных параметров с удовлетворительной точностью (не более  $3 \div 4\%$ , что соответствует  $\sim(\Gamma_{0,\infty} - 1)^2$ ) совпадают с результатами численной оптимизации – рис. 16. Заметим, что это совпадение характерно для всей шкалы начальных энергий.

**Случай неоднородной, фиксированной структуры поля.** При выводе соотношений подобия существенную роль сыграл пример однородного распределения амплитуды волны. Изменение профиля потенциальной энергии корректирует картину фазовых траекторий, в целом несущественно меняя поведение усредненных характеристик движения. В силу того, что вывод условия (1.4.25) инвариантности фазового объема затруднителен в общем случае, представляло интерес осуществить некоторую проверку полученных соотношений.

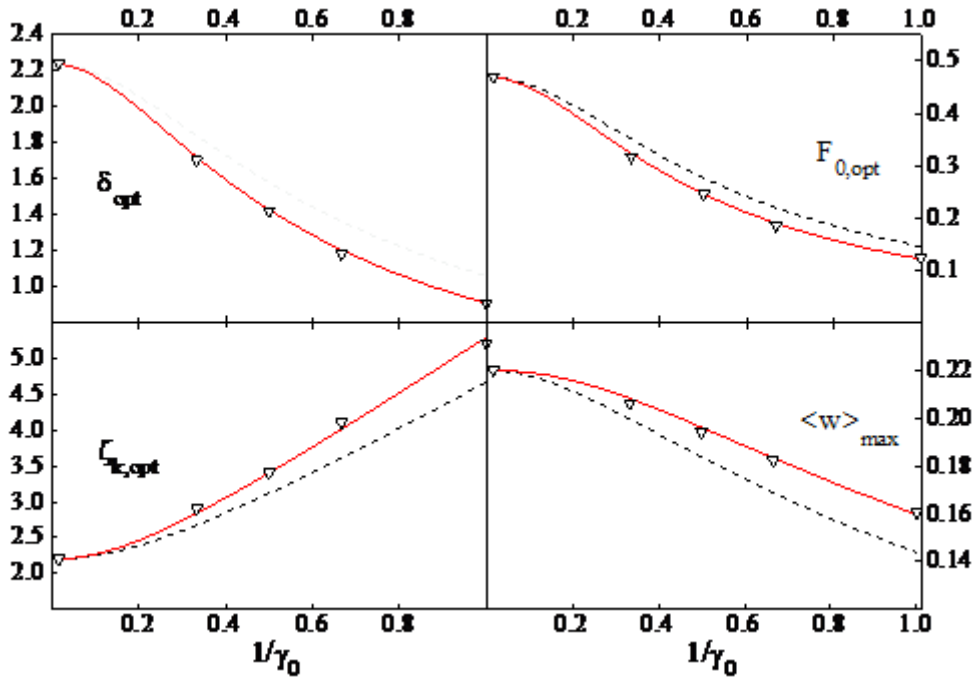


Рис. 16 Оптимальные параметры и приведённый КПД генератора с однородной структурой поля на всей шкале начальных энергий частиц. Треугольниками показаны результаты численной оптимизации, пунктирной линией – (1-е) приближение (1.4.11,14), сплошной линией - формулы (1.4.44-47)

Приведём результаты численной оптимизации задачи (1.3.37) при различной начальной энергии частиц для нескольких типов неоднородной структуры поля. Ограничимся здесь четырьмя типами распределения поля и численным решением (см. Таблица 2) в двух предельных режимах – ультрарелятивистском и нерелятивистском.

Таблица 2. Оптимальные параметры и максимальный приведённый КПД для некоторых вариантов распределения поля в резонансных генераторах.

$f(\zeta)$	1		$\sqrt{2} \sin\left(\frac{\pi\zeta}{\zeta_k}\right)$	$\sqrt{2} \sin\left(\frac{\pi\zeta}{2\zeta_k}\right)$	$\sqrt{2} \cos\left(\frac{\pi\zeta}{2\zeta_k}\right)$		$\sqrt{2} \cos\left(\frac{\pi\zeta}{2\zeta_k}\right)$	
$\gamma_0 \rightarrow$	$\infty$	1	$\infty$	1	$\infty$	1	$\infty$	1
$\delta_{opt}$	2,24	0,91	2,53	0,97	2,36	0,94	2,7	0,99
$\zeta_{k,opt}$	2,2	5,2	3,1	7,4	3,3	7,5	2,3	5,8
$F_{0,opt}$	0,47	0,12	0,47	0,11	0,54	0,13	0,52	0,12
$\langle W \rangle_{max}$	0,220	0,161	0,248	0,175	0,314	0,215	0,173	0,126

Кроме используемого здесь для сравнения случая  $f = const$ , остальные три моделируют распределения поля синхронной волны в тех или иных генераторах черенковского типа. Например, функция типа  $\sin(\pi\zeta/\zeta_k)$  моделирует структуру поля в оротроне и в генераторах с распределённым внутренним отражением волн [46]. Нарастающая амплитуда поля (типа  $\sin(\pi\zeta/2\zeta_k)$ )

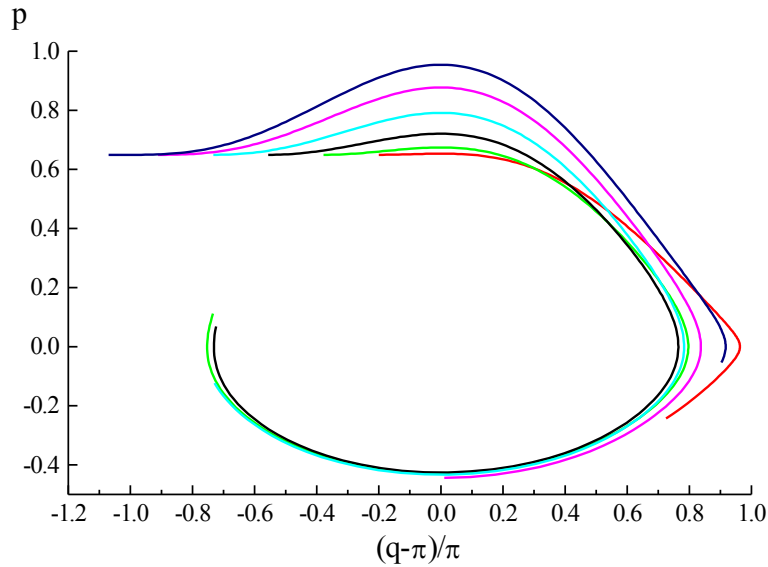


Рис. 17 Фазовый портрет для частиц, испытывающих разворот при движении в сопровождающей системе отсчёта ( $f = 2^{1/2} \sin(\pi\zeta/2\zeta_k)$ ,  $\gamma_0 \rightarrow \infty$ ).

характерна для резонансной ЛБВ. Для этого случая на рис. 17 изображены фазовые траектории группы «захваченных» частиц. Случай с уменьшающейся к коллекторному концу амплитудой волны (фазовые траектории на рис. 18) может быть характерен для ЛОВ с тем отличием, что здесь пренебрегается зависимостью фазы волны от координаты и потому расстройка является свободным параметром.

Следует обратить внимание на два важных обстоятельства. Во-первых, для всех типов распределения поля используется нормировка амплитуды волны (1.3.53), имеющая «энергетический» смысл, и позволяющая сравнивать значения амплитуд для разных распределений. Во-вторых, по сравнению с предыдущим рассмотрением (см. (1.4.4)), здесь функция  $f$  действительная, что соответствует сдвигу фаз на  $\pi$ . Графики на рис.17 и 18(а) для ультрарелятивистского случая построены таким образом, что «захваченные» частицы равномерно распределены в соответствующей области начальных фаз вплоть до границ захвата. На рис. 18 (б) область начальных фаз сохранена той же, как на рис. 18 (а) и видно, что она могла бы быть несколько шире. Таким образом, в полном соответствии с выражением (1.4.25) коэффициент захвата незначительно, но возрастает в нерелятивистском случае (оптимальная глубина потенциальной ямы больше и здесь играет роль фактор  $h_0^2$ ).

Представляет интерес сравнение результатов численной оптимизации (Таблица 2) в случае  $\gamma_0 \rightarrow 1$  и параметров, которые могут быть получены пересчетом от случая  $\gamma_0 \rightarrow \infty$  с использованием соотношений (1.4.44-47). Можно констатировать, что соответствующие параметры достаточно хорошо совпадают, и относительное отличие имеет второй порядок малости  $\sim (\Gamma_{0,\infty} - 1)^2$ .

**Применение соотношений подобия на примере ЛОВ в случае с нефиксированной структурой поля.** Для вывода соотношений подобия использовалось приближение заданной продольной структуры высокочастотного поля. В общем случае такой подход правомерен лишь для генераторов с высокочастотными резонаторами. Попытаемся понять правомерно ли такое упрощение и можно ли пользоваться полученными

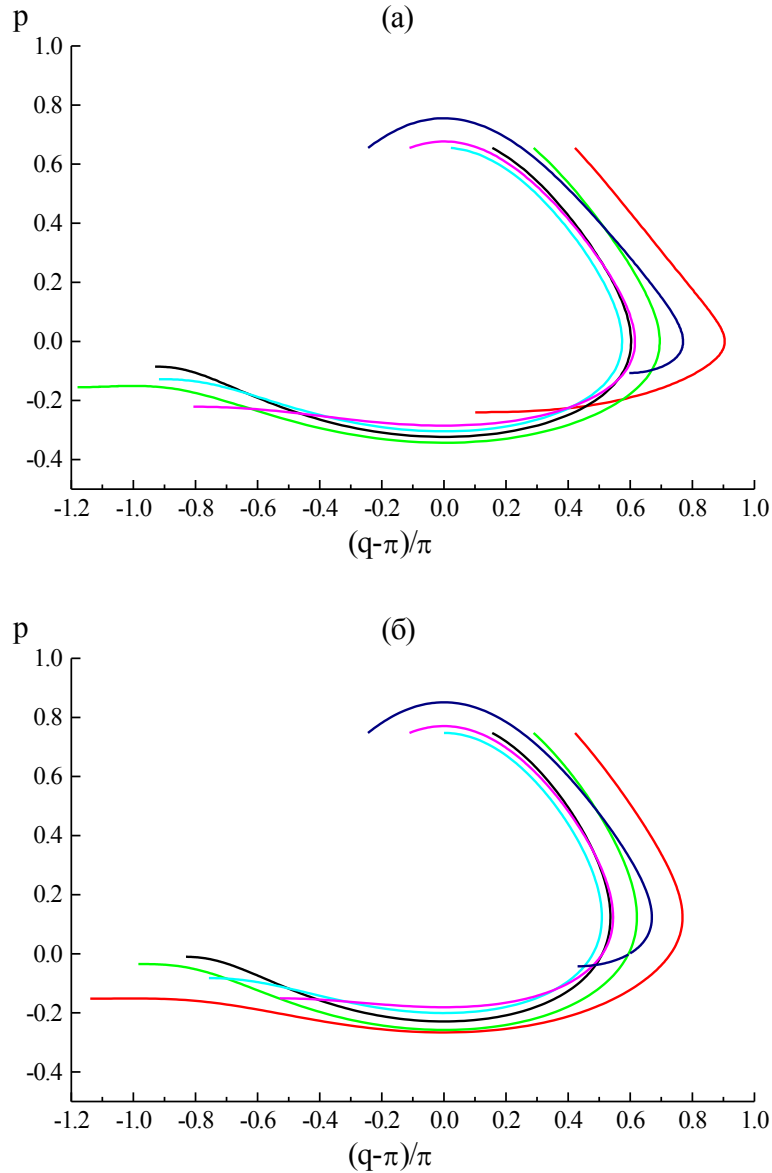


Рис. 18(а,б) Фазовый портрет для частиц в случае уменьшающейся в направлении движения амплитуды поля:  $f = 2^{1/2} \cos(\pi\zeta/2\zeta_k)$ , (а)  $\gamma_0 \rightarrow \infty$ , (б)  $\gamma_0 \rightarrow 1$ .

результатами в общем случае. Формально в случае нефиксированной структуры поля можно считать, что при различной начальной энергии частиц параметры генератора и ток пучка меняются так, что распределение  $E_z$  - компоненты поля остаётся подобным. Доказательство этого соображения не вполне очевидно. Поэтому, для проверки корректности такого подхода, далее полученные соотношения сравниваются с результатами численной оптимизации нелинейной краевой задачи ЛОВ для различных значений начальной энергии частиц.

В приборах с нефиксированной структурой поля, как известно, амплитуда и продольное распределение поля волны находятся самосогласованным образом через первую гармонику высокочастотного тока – с помощью уравнения возбуждения ЗС (1.3.41). С учётом взаимосвязи между амплитудой волны и усреднённой энергетической переменной (1.3.42), поле, как независимый параметр может быть исключён из рассмотрения. При этом появляется независимый параметр  $I$  (1.3.33), который пропорционален току

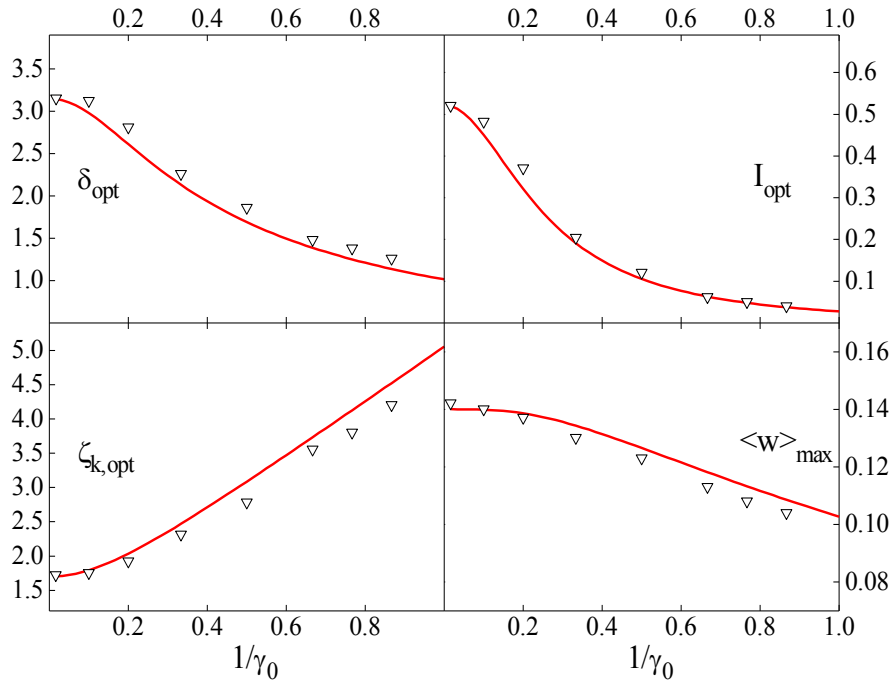


Рис. 19 Оптимальные параметры и максимальный приведённый КПД ЛОВ при различных значениях начальной энергии частиц. Треугольники – численное решение, сплошные линии – формулы (1.4.44,45,47,49)

пучка. Перепишем баланс энергии в системе «пучок-волна» (1.3.42) в виде:  $I\langle w \rangle / F_0^2 = 1/4\pi$ . Тогда, в соответствии с выражениями (1.4.46,47), получаем соотношение подобия для приведённого параметра тока:

$$\frac{I\Gamma_0^2}{\delta^3} = const \quad (1.4.48)$$

Это выражение можно преобразовать без потери точности к виду:

$$I\zeta_k^3\Gamma_0^{3/2} = const \quad (1.4.49)$$

Возвращаясь для сравнения к асимптотическому приближению, когда используется нормированная координата  $\xi$  (1.3.45), можно видеть, что в режимах высокого КПД уточнённые законы подобия требуют коррекции всех параметров задачи и в значительно большей степени эти изменения касаются не комбинаций параметров (1.3.43-48), а каждого из них по отдельности.

Результаты численного решения краевой задачи ЛОВ (1.3.37,41) для различных значений начальной энергии частиц представлены на рисунке 19. Точность численной оптимизации при решении краевой задачи (около одного процента для КПД и несколько процентов для искомых параметров) несколько хуже, чем в случае с фиксированной структурой поля. Разумеется, что при отсутствии ограничений на объём вычислений она может быть гораздо выше. Тем не менее, в нашем случае точность лимитировалась проблемой остановки частиц, которую достаточно трудно обойти не в ультрарелятивистском пределе. Как следует из рис. 19, по-видимому, погрешности расчёта и метода, лежащего в основе используемых соотношений подобия соизмеримы.

Коснёмся некоторых вопросов, о возможном расширении пределов применимости соотношений подобия при учёте ряда дополнительных факторов задачи. За каждый из них отвечает соответствующий независимый параметр.

**Наличие предварительной модуляции электронного потока.** Интерес представляют случаи с относительно высоким КПД прибора, когда на вход поступает предварительно модулированный по энергии или уже по плотности поток электронов. Для усилителей типа релятивистский клистрон или твистрон [91,92] и для генераторов с аналогичными схемами [35,89,90] дополнительным является параметр группировки частиц  $X$ . Он характеризует степень модуляции потока частиц по плотности перед выходной секцией:  $\theta(0) = \theta_0 + \theta_{\text{вх}} - X \sin \theta_0$  (здесь  $\theta_{\text{вх}}$  – фаза первой гармоники тока по отношению к фазе волны на входе оконечной секции). Если протяжённость дрейфа  $L_{\text{др}}$  мала в масштабе четверти плазменной длины волны, то по определению [101,132]:  $X = kL_{\text{др}}\Delta\beta/\beta_0^2$ , где  $\Delta\beta$  – максимальное приращение нормированной на  $c$  скорости частиц в модуляторе. Для нормировки (1.3.35,36) можно записать:  $X = 2\zeta_{\text{др}}w_{\text{m}}^{\text{max}}$ , где  $\zeta_{\text{др}}$  – нормированная длина дрейфа. В модели  $w_{\text{m}}^{\text{max}} \ll 1$ ,  $\gamma_0 \rightarrow \infty$  максимальный КПД достигается в приближении  $\delta$ -зазора для оконечной секции:  $\eta_{\text{max}} \cong 0,58$ ,  $X_{\text{opt}} = 1,84$  ([91,92]), что соответствует максимуму функции Бесселя  $J_1(X)$ . В этом случае ( $\zeta_k \ll 1$ ) некоторым аналогом соотношения подобия для амплитуды волны может выступать условие сильного торможения частиц  $F_0\zeta_k \cong \gamma_0/(\gamma_0 + 1)$ . Здесь  $F_0\zeta_k$  есть коэффициент перед функцией Бесселя в результате интегрирования уравнения движения частиц (см., например, [133]). С формальной точки зрения такая связь полностью соответствует соотношениям (1.4.45,46), так как их произведение можно привести к виду  $F_0\zeta_k/w^* = \text{const}$  и  $w^* \rightarrow \gamma_0/(\gamma_0 + 1)$  при сильном торможении частиц. В приближении  $\delta$ -зазора можно видеть непосредственно из выражения (1.4.3б) и уравнения движения (1.3.37), что КПД не зависит от начальной энергии частиц:  $\eta(1) = \eta(\infty)$ .

Таким образом, соотношения (1.4.44-47), полученные из условий инвариантности фазовых траекторий частиц, не могут быть напрямую использованы для целого ряда приборов клистронного типа, в которых области группировки частиц и их торможения разделены в пространстве. Действительно, применение соотношений подобия в условиях, когда фазовая картина задана (параметр  $X$  не мал по сравнению с единицей), является неправомерным по физической сути, – в силу отсутствия в рассмотрении процессов группировки частиц. А использование одних и тех же уравнений движения частиц, содержащих расстройку, может быть оправдано при произвольном значении  $\gamma_0$  до тех пор, пока длина оконечной секции достаточно велика [151]. При выполнении условия  $L \ll L_{\text{min}} \approx \gamma_0^2\beta_0\lambda/2$  необходимо отказаться от понятия расстройки. В этом случае переобозначение переменных формально соответствует обнулению расстройки (откуда также следует равенство значений максимального КПД). Анализ движения частиц во всякой другой системе отсчёта, кроме лабораторной, становится непродуктивным.

Если же приближение  $\delta$ -зазора не рассматривается и амплитуда волны  $F_0$  относительно не велика и соизмерима с величиной, которая соответствует оптимальным условиям без модуляции пучка, то коэффициент захвата частиц возрастает при увеличении параметра  $X$  приблизительно как  $A(1/2+J_1(X))$ , достигая в максимуме КПД значения  $\approx A$ . То есть он увеличивается, примерно в два раза (см. выражение (1.4.15)). При этом, как показывает численный анализ задачи и результаты работ [91,92], оптимальный параметр группировки незначительно возрастает:  $X_{\text{opt}} \cong 2,0$  и эта величина практически не зависит от начальной энергии  $\gamma_0$ .

Несколько прозрачней для анализа модель, в которой рассматривается только модуляция по энергии частиц. Непосредственно процесс модуляции необходимо учитывать в начальных условиях к системе уравнений и рассматривать согласованным образом, как, например, в работе [134]. В этом случае, если отсутствует выделенный участок дрейфа частиц с нулевой (или малой) амплитудой поля, то независимым комплексным параметром модуляции  $\alpha$  становится параметр, характеризующий отношение интеграла от поля (напряжения) в сосредоточенной модулирующей секции к полю  $F_0$  на всей остальной части взаимодействия:  $w_m = Re(\alpha F_0 exp(i\theta_0))$ . Для параметра модуляции потока частиц по энергии можно сформулировать закон подобия в виде:

$$|\alpha| F_0 / w^* = const \quad , \quad или \quad |\alpha| / \zeta_k = const \quad (1.4.50)$$

Последнее выражение имеет простую физическую интерпретацию в случае модулирующих зазоров малой протяжённости ( $\zeta_m \ll 1$ ). Так, если  $F_m$  – поле в модуляторе, условие (1.4.50) соответствует инварианту  $\zeta_m F_m / \zeta_k F_0 = const$ .

**Учёт поля пространственного заряда.** В соответствии с выражениями для поля (1.3.15,20-22), уравнение движения (1.3.37) можно привести к виду:

$$\frac{dw}{d\zeta} = Re \left( F e^{i\theta} - i\pi \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n J_n e^{in\theta} \right) \quad (1.4.51)$$

здесь коэффициенты  $\alpha_n$  характеризуют нормированные амплитуды соответствующих гармоник высокочастотного поля пространственного заряда. С учетом (1.3.20,36) можно записать:

$$\alpha_n = \frac{4J_b n T_n}{\pi J_A \gamma_0 \beta_0^3} \quad (1.4.52)$$

Используя свойства функций  $T_n$  (см. (1.3.22) и рис. 6), можно заключить, что вклад высоких гармоник поля высокочастотного пространственного заряда может быть весомым в ультрарелятивистском случае и менее существенным в нерелятивистском:

$$\alpha_n \approx \begin{cases} \frac{1}{2kr_b} \frac{J_b}{J_A \beta_0^2} \quad , & \gamma_0 \rightarrow 1 \\ \frac{R_0 - r_b}{R_0} \frac{J_b}{J_A \gamma_0} n \quad , & \gamma_0 \rightarrow \infty \end{cases} \quad (1.4.53)$$

Данный эффект в значительной степени нивелируется реальными условиями эксперимента – из-за скоростного разброса частиц в пучке, возможности поперечного движения, а также при учёте конечной толщины пучка. В последнем случае, в частности, значения параметров  $\alpha_n$  должны быть умножены на соответствующий фактор  $H_{\Delta,n}$  (см. Приложение 1), уменьшающийся с ростом номера гармоники. Необходимо иметь в виду и уменьшение амплитуд гармоник тока (функции  $J_n$  от продольной координаты) с ростом их номера. Так, в случае  $f = 1$  и для оптимальных параметров значения  $|J_n|^{\max}$  характеризуются рядом 1,03; 0,8; 0,71; 0,64 ... ( $n = 1,2,3,4... \text{ и } \gamma_0 \rightarrow \infty$ ) и, соответственно, - 1,18; 0,95; 0,83; 0,76 ... в случае  $\gamma_0 \cong 1$ . Из этих соображений предполагаем, что для соотношения подобия может быть использован один

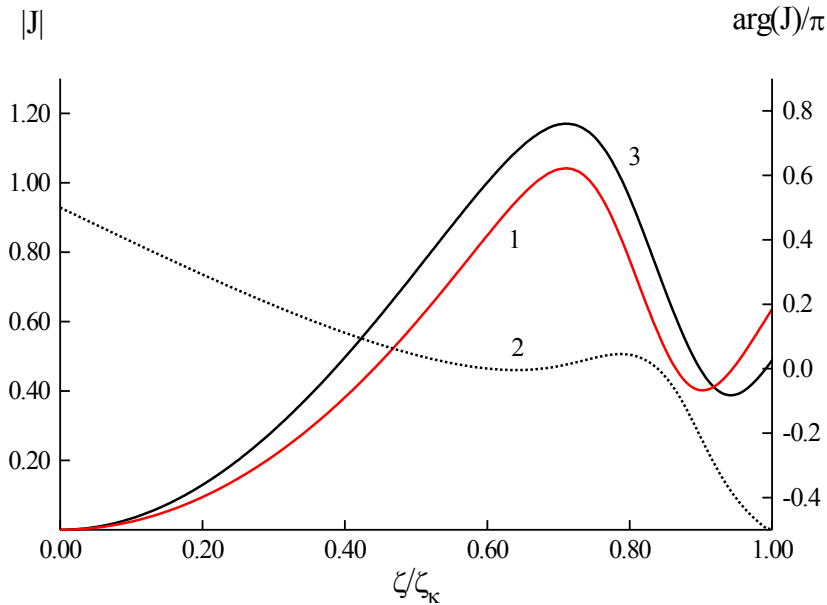


Рис. 20 Распределение первой гармоники тока вдоль длины ( $f = 1$ ); кривые 1 и 2 – модуль и фаза в оптимальном режиме для  $\gamma_0 \rightarrow \infty$ ; кривая 3 – модуль тока в случае  $\gamma_0 \rightarrow 1$ .

независимый параметр  $\alpha_1$ , если выполняется условие  $\alpha_1 \ll F_0$ . Предположение о том, что сходимость ряда можно считать единообразной, по существу аналогично учёту только первой гармоники поля пространственного заряда. Ограничимся комптоновским режимом взаимодействия частиц и волны. То есть будем полагать выполненным условие (1.3.60):  $(2\pi\alpha_1)^{1/2} \zeta_k \ll \pi$ .

Так как по определению гармоник высокочастотного тока  $J_n$  (1.3.21) их значения находятся в результате усреднения функции  $\exp(-in\theta)$ , можно ожидать, что максимальные значения каждой из гармоник тока должны быть связаны с глубиной потенциальной ямы:  $|J_n|^{\max} \propto A$ , – подобно тому, как и при усреднении энергетической переменной (1.4.30). Такая закономерность, действительно имеет место, как для однородной структуры поля – рис. 20, – так и для других типов продольного распределения амплитуды волны.

Учитывая данные обстоятельства, для постоянства правой части уравнения (1.4.51) необходимо потребовать выполнение условия  $\alpha_1 A / F_0 \cong \text{const}$ . Это условие на основании соотношений нетрудно привести к виду, содержащему нормированную длину прибора. При этом ограничимся первым порядком, исключая множители типа  $K$  и  $\Gamma_0$ , так как вывод подобия для параметра  $\alpha_1$  в следующем приближении, вероятно, не правомерен:

$$\alpha_1^{1/2} \zeta_k \cong \text{const}, \quad (\sigma \cong \text{const}) \quad (1.4.54)$$

Как будет показано в следующей главе, данное соотношение подобия остается справедливым и в промежуточной зоне ( $\sigma \approx 1$  – см. (1.3.60)), когда режим излучения не вполне корректно называть комптоновским. В случае рамановского режима взаимодействия электромагнитной волны и волн пространственного заряда вывод всех соотношений подобия должен быть предметом специального исследования, по-видимому, за рамками гидродинамической модели.



**Выводы.** Предложенный подход, на основании которого выведены уточнённые соотношения подобия на всей шкале  $\gamma_0$ , правомерен для большинства приборов с длительным распределённым взаимодействием частиц и электромагнитной волны с ограниченной снизу длиной ( $L > L_{\min} \approx \gamma_0^2 \beta_0 \lambda / 2$  [151] или  $kL > 2\gamma_0^2 \beta_0$ ). Полученные функциональные связи переходят к асимптотическим соотношениям подобия [15], когда длина взаимодействия велика в сравнении с оптимальной длиной данного прибора. Этот переход формально получается при подстановке относительно малых значений расстройки, и соответствует тому, что в этом случае выполняются ограничения на максимальное приращение энергии частиц.

Нерелятивистский характер движения частиц в системе отсчёта, движущейся со скоростью, равной фазовой скорости волны, позволил уточнить соотношения подобия в первом приближении. Последующее уточнение во втором порядке потребовало рассмотрения условий инвариантности фазовых траекторий, соответствующих канонической форме уравнений движения. Одно из этих условий соответствует возрастанию глубины потенциальной ямы в нерелятивистском случае – в соответствии с фактором  $h_0^2$  (1.4.25).

Более существенным фактором, который действует в другом направлении и определяет заметное снижение приведённого КПД с уменьшением  $\gamma_0$ , является степень изменения приведённой энергии частиц. Этот эффект полностью обязан особенностям преобразования Лоренца для 4-импульса (1.3.13), в результате которых имеет место функциональное различие в зависимости параметра  $w^*$  (см. (1.4.12)) от расстройки:

$$w^* = \begin{cases} \frac{\delta}{(1 + \delta/2)^2} & \gamma_0 \approx 1 \\ \frac{\delta}{1 + \delta} & \gamma_0 \gg 1 \end{cases}$$

Обусловленное только этим фактором отличие в КПД составляет около 30% вблизи оптимальных режимов взаимодействия и исчезает в асимптотическом случае, когда расстройка ограничена сверху и инвариантна на шкале начальных энергий. Таким образом, основную роль в изменении КПД ( $\eta$ ) играет фактор  $\gamma_0/(\gamma_0+1)$ , о существовании которого подмечено в работах [14,15], и достигающий 100% на всей шкале начальных энергий. С физической точки зрения наличие этого фактора обусловлено специфическим характером зависимости динамического смещения частиц от их начальной энергии. Эту зависимость можно исключить вплоть до квадратичных членов асимптотического разложения в ряд по энергетической переменной, если в качестве последней использовать  $w$ , в результате чего и появляется множитель  $(\gamma_0+1)/\gamma_0$  в выражении для КПД (1.3.37). Итак, в нерелятивистском случае КПД может быть больше в два раза, чем в ультрарелятивистском пределе в асимптотическом случае и примерно в 1,4 раза в оптимальном режиме.

Необходимо отметить, что полученные соотношения подобия хорошо согласуются с большим объёмом теоретических и экспериментальных данных ряда авторов, и были очень полезны для проектирования нескольких вариантов ЛОВ. Их реализация в эксперименте показывала параметры, удовлетворительно совпадающие с расчётными.

## 2. Элементы теории релятивистской ЛОВ. Расчет электродинамических систем методом матриц рассеяния.

Рассмотренная в предыдущей главе гидродинамическая модель карсинотрона, как показала многолетняя практика, существенно помогает при проектировании карсинотронов с различной энергией частиц и в целом неплохо отражает основные закономерности, выявляемые в эксперименте. В то же время, из теоретической модели не следовали такие наблюдаемые эффекты, как снижение КПД при попытках увеличения тока сильноточного пучка или сложную зависимость генерируемой мощности от величины внешнего магнитного поля. К числу дополнительных факторов задачи, требовавших детального изучения, следовало отнести пространственный заряд в электронном пучке и поперечное движение частиц в конечном продольном магнитном поле, которое обусловлено воздействием высокочастотных полей.

В данной главе описывается нетрадиционный подход к изучению электродинамических свойств гофрированных замедляющих систем и основных элементов той или иной схемы. В четвёртом параграфе главы представлены результаты решения линейной и нелинейной краевой задачи ЛОВ с учётом начальной модуляции частиц по энергии.

### 2.1. Роль высокочастотного поля пространственного заряда в карсинотроне.

История изучения роли пространственного заряда в ЛОВ начинает свой отсчёт с конца 50-х годов после выхода в свет работы [135], в которой предпринята попытка объяснить наблюдаемый эффект повышения эффективности генерации нерелятивистской ЛОВ с ростом тока пучка. Наибольшее продвижение в понимании физической стороны дела, по-видимому, следует связывать с работами [15,38,95,100,103,106,136,157] и позднее – с публикациями [96,97,99,139]. На основании этих работ стало понятно, что пространственный заряд пучка может существенно изменять и стартовые условия для возникновения высокочастотных колебаний в лампе и нелинейный режим работы автогенератора. Здесь представлялось важным найти инкременты и взаимное расположение двух первых собственных решений, отличающихся продольной структурой поля. Другая преследовавшая здесь цель состояла в получении данных о смещении оптимальных параметров на нелинейной стадии и роли более высоких гармоник пространственного заряда.

**Линейная стадия переходного процесса.** Нестационарные уравнения гидродинамической модели ЛОВ [106,153] в режиме слабого сигнала ( $|\Phi(0)|_{\xi_k}^2 \ll 1$ , см. (1.3.49) и последующие комментарии) и с учётом поля пространственного заряда можно записать в виде [95,99]:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 J}{\partial \xi^2} = -i\Phi - \sigma J \\ \frac{\partial \Phi}{\partial \tau} - \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = J \end{cases} \quad (2.1.1)$$

$$J|_{\xi=0} = 0, \dots, \frac{\partial J}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} = 0, \dots, \Phi|_{\xi=\xi_k} = 0, \dots, \Phi|_{\tau=0, \xi=0} = \Phi_0 \quad (2.1.2)$$

Здесь используется то же самое обозначение переменных, что и в главе 3. Дополнительно появившееся «запаздывающее» время и прежняя приведённая пространственная координата (1.3.45) приводятся к виду:

$$\tau = \frac{\omega_0 C(t - z/v_{||})}{1 + \frac{v_{||}}{v_g}}, \dots \xi = \frac{\omega_0 Cz}{v_{||}}, \dots \xi_k = \frac{\omega_0 CL}{v_{||}}, \dots C \equiv \left( \frac{eJ_b Z}{2mc^2 \gamma_0^3} \right)^{1/3} \quad (2.1.3)$$

В такой записи подразумевается:  $v_{||}$ ,  $v_g$  – скорость частиц и групповая скорость встречной электромагнитной волны,  $\omega_0$  – частота колебаний, соответствующая точному синхронизму частиц и пространственной гармонике волны. Можно обратить внимание, что вместо приведённого параметра тока  $I$  появился обобщенный параметр усиления  $C$  (нетрудно установить связь  $C = (\pi I/4)^{1/3} \gamma_0^{-2}$ ), который аналогичен параметру Пирса в нерелятивистской электронике [114] (совпадает с ним в случае  $\gamma_0 \rightarrow 1$ ). В соответствии с (1.3.48), приведённый параметр пространственного заряда может быть переписан как:

$$\sigma = \frac{2J_b T_1}{I_A C^2 \gamma_0^2 (\gamma_0^2 - 1)^{3/2}} = \frac{(2\pi)^{1/3}}{I^{2/3}} \alpha_1 \quad (2.1.4)$$

Примечательно, что в линейном режиме вклад всех высокочастотных гармоник поля пространственного заряда, кроме первой обнуляется в результате усреднения по начальным фазам. Более того, колебания, различающиеся продольной структурой поля, оказываются не связанными между собой [100]. Эти обстоятельства и обеспечивают компактность системы уравнений (2.1.1).

Задачу (2.1.1,2), также как и в работах [95,153] (где пространственный заряд не учитывался) решаем методом разделения переменных, подставляя  $J = J(\xi) \exp(-iu\tau)$ ,  $\Phi = \Phi(\xi) \exp(-iu\tau)$ . Для функций  $\Phi$  и  $J$  от безразмерной продольной координаты получаем краевую задачу:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 J}{\partial \xi^2} = -i\Phi - \sigma J \\ \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = -iu\Phi - J \end{cases} \quad (2.1.5)$$

$$J|_{\xi=0} = 0, \dots \frac{\partial J}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} = 0, \dots \Phi|_{\xi=\xi_k} = 0, \dots \Phi(0) = \Phi_0 \quad (2.1.6)$$

Величина  $\Phi_0$  далее связывается с уровнем начальных шумов. В общем случае комплексные значения  $u$ , таким образом, являются решением уравнения:

$$\begin{vmatrix} e^{-ip_1 \xi_k} & e^{-ip_2 \xi_k} & e^{-ip_3 \xi_k} \\ (p_1 - u) & (p_2 - u) & (p_3 - u) \\ (p_1^2 - up_1) & (p_2^2 - up_2) & (p_3^2 - up_3) \end{vmatrix} = 0, \quad (2.1.7)$$

где  $p_1, p_2, p_3$  – корни кубического уравнения

$$(p^2 - \sigma)(p - u) - 1 = 0 \quad (2.1.8)$$

**Стартовые условия ЛОВ с учетом поля пространственного заряда.**

Очевидно, что решение задачи (2.1.7,8) в частном случае действительных значений  $u^{(n)}$  (где  $n = 1, 2, \dots$  – номер продольного типа колебания) должно

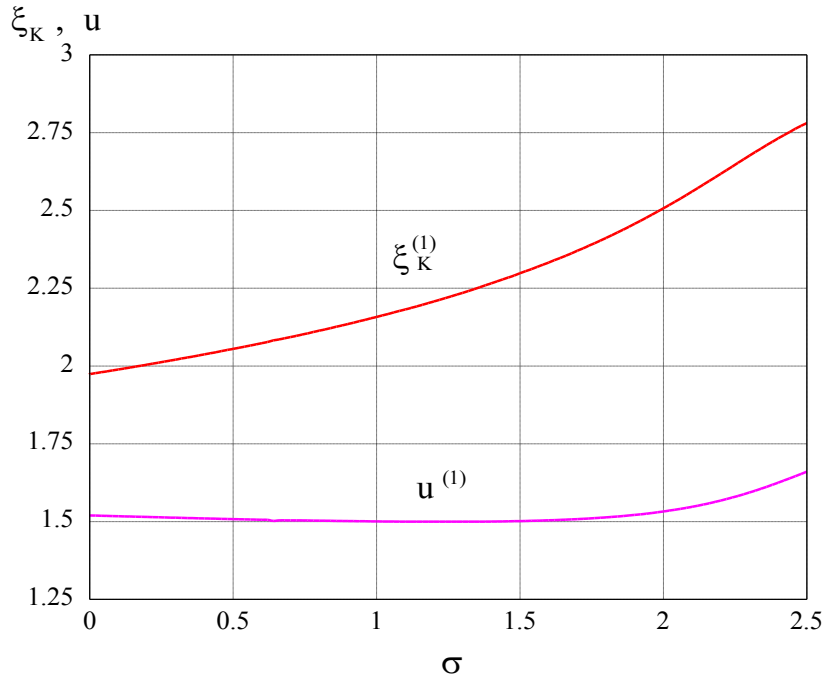


Рис. 21 Результаты численного решения для пусковых условий карсинотрона и основного колебания в зависимости от параметра  $\sigma$ .

совпадать с хорошо известным (при  $\sigma = 0$ ) решением линейной краевой задачи ЛОВ в стационарном приближении [102,106]. Действительно, такой режим соответствует пусковым условиям, когда инкремент нарастания некоторого рассматриваемого колебания оказывается исчезающей малой величиной ( $\text{Im}u^{(n)} = 0$ ), а величина  $\text{Re}u^{(n)}$  имеет смысл соответствующей отстройки от частоты точного синхронизма (совпадает с параметром  $\Delta$  – см. (1.3.44)). Частота колебания возбуждаемой  $n$ -й моды есть

$$\omega^{(n)} = \omega_0 (1 - u^{(n)} C / (1 + v_{II} / v_g)) \quad (2.1.9)$$

Каждому значению  $\text{Re}u^{(n)}$  соответствует вполне определённая величина  $\xi_k^{(n)}$ , и эти числа есть пара собственных чисел краевой задачи. Номера мод принято определять в соответствии с нарастанием чисел  $\xi_k^{(n)}$ . С помощью моделирования (например, в системе Mathcad) можно проанализировать поведение собственных чисел с изменением параметра пространственного заряда. Решения для первого колебания, представлены на рис. 21.

Справедливости ради, надо отметить, что эти результаты были в общих чертах уже известны (их можно получить пересчетом результатов работы [152]). Здесь можно констатировать полное соответствие (если корректно соотносить различным образом нормированные параметры), и предложить удобные для практического пользования полиномиальные аппроксимации численного решения:

$$\xi_k^{(1)} = 1,974(1 + 0,073\sigma + 0,013\sigma^2 + 0,009\sigma^3) \quad (2.1.10a)$$

$$u^{(1)} = 1,522(1 - 0,037\sigma + 0,005\sigma^2 + 0,009\sigma^3) \quad (2.1.10б)$$

Данные формулы обеспечивают относительную погрешность менее 1% в области изменения параметра пространственного заряда  $\sigma \leq 2$ . Выражение (2.1.10a) с учётом определения нормированных параметров (2.1.3,4) позволяет однозначно найти пусковую длину генератора при заданном токе или значение стартового тока  $J_{b,st}$  при заданной длине.

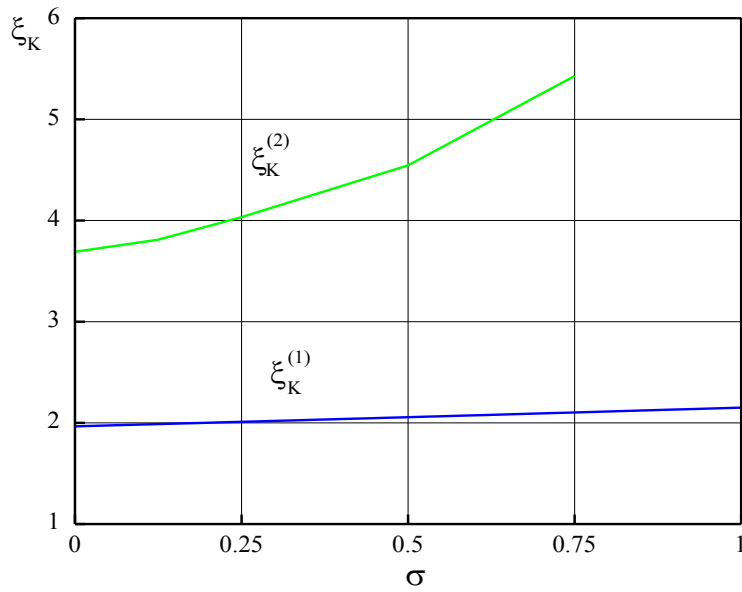


Рис.22 Значения нормированных стартовых длин для первых двух колебаний в зависимости от параметра пространственного заряда.

Принципиально важным результатом является всё большее разделение между основной и соседними модами с ростом величины  $\sigma$ . Как иллюстрируется на рис. 22, относительное возрастание собственного числа  $\xi_k^{(2)}$  заметно больше, чем  $\xi_k^{(1)}$ . Разрежение спектра собственных колебаний наиболее убедительно проявляется в численном эксперименте с другой постановкой задачи. Пусть длина прибора задана, и она значительно превосходит длину, при которой возбуждается основное колебание при малом параметре пространственного заряда ( $\xi_k \gg 1,974$ ). Спрашивается: каково число возбуждаемых мод при изменении параметра  $\sigma$ ? Ответ на этот вопрос можно почерпнуть из таблицы (рис. 23), где представлены результаты вычислений в

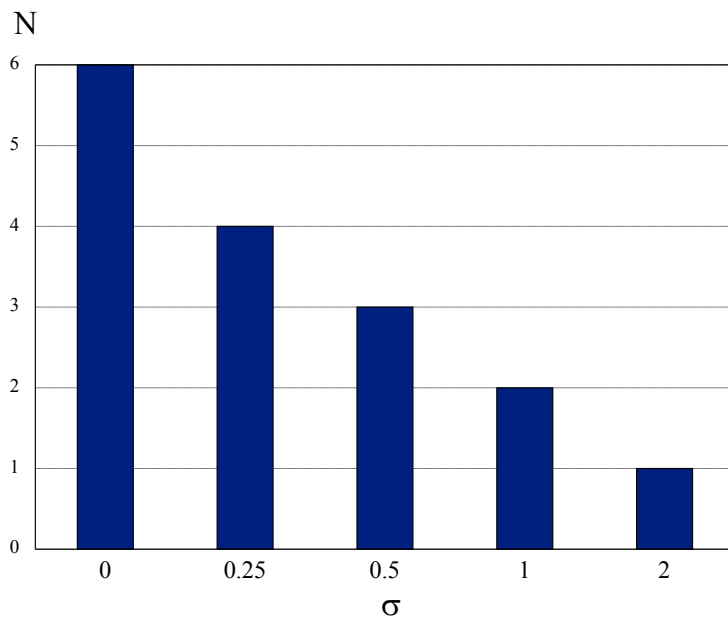


Рис. 23 Таблица количества собственных мод при различных параметрах пространственного заряда для  $\xi_k = 7,5$ .

случае  $\xi_k = 7,5$ . Как видно, уже в области значений  $\sigma \sim 1$  продольные колебания существенно разряжаются [99,100].

**Инкременты нарастания колебаний.** Предполагаем нормированную длину прибора фиксированной и известной величиной. Тогда, в краевой задаче (2.1.5,6) собственными числами становятся пары чисел  $\text{Re}u^{(n)}$  и  $\text{Im}u^{(n)}$ . Инкремент нарастания соответствующего колебания можно найти по формуле:

$$\text{Im} \omega^{(n)} = \omega_0 \text{Im} u^{(n)} C / (1 + v_{||} / v_g) \quad (2.1.11)$$

Очевидно, что в общем случае собственные числа становятся функциями от  $\sigma$  и  $\xi_k$ . На рисунке 24 показано поведение первых двух пар собственных чисел от нормированной длины прибора в случае  $\sigma = 0,5$ . Подобные же зависимости были получены и для других параметров пространственного заряда, что позволило найти аппроксимирующую формулу (2.1.12) для инкремента нарастания основной моды [99]:

$$\text{Im} u^{(1)} = (1.83 - 0.38\sigma) \left[ 1 - \left( \frac{\xi_k^{(1)}}{\xi_k} \right)^{3/2} \right] \quad (2.1.12)$$

В случае  $\sigma \leq 2$ , а также для не очень больших значений нормированной длины  $\xi_k / \xi_k^{(1)} \leq 2$  ошибка в определении безразмерного инкремента основного колебания по формуле (2.1.12) не превышает несколько процентов. Полученная формула в случае  $\sigma = 0$  переходит (с точностью до указанной ошибки) к известной аппроксимации [95], которая была выведена без учета пространственного заряда. В соответствии с (2.1.12), если в эксперименте увеличивается ток пучка и растёт параметр  $\sigma$ , то для поддержания инкремента на прежнем уровне нормированная длина прибора  $\xi_k$  должна возрастать в большей степени, чем соответствующая пусковая длина (2.1.10а).

В другом предельном случае  $\sigma \gg 1$  и при условии  $\xi_k / \xi_k^{(1)} - 1 \ll 1$ , собственные числа краевой задачи (2.1.7,8) могут быть получены аналитически [153]. В частности, нормированный инкремент в наших обозначениях записывается для такого приближения в виде [99]:

$$\text{Im} u^{(1)} \cong \left( \frac{2}{\sigma} \right)^{1/2} \text{ctg} \left[ \frac{\pi}{2} \left( \frac{\xi_k^{(1)}}{\xi_k} \right)^{3/4} \right]$$

**Длительность линейной стадии переходного процесса.** На основании выражения (2.1.11) можно записать продолжительность экспоненциального роста амплитуды поля в ЛОВ [99]:

$$t_l = \frac{1 + v_{||} / v_g}{\omega_0 C \text{Im} u^{(1)}} \ln \left| \frac{\Phi_f}{\Phi_0} \right| \quad (2.1.13)$$

Здесь  $\Phi_0$  и  $\Phi_f$  – нормированные амплитуды поля в области  $z = 0$  в начальный и конечный моменты времени линейной стадии ( $\Phi_f \sim 1$ ). Начальный уровень шумов сильноточного пучка определяется полосой синхронизма ( $\Delta\omega / \omega_0 \sim C$ ) и скоростью изменения тока на фронте. Как показано в [95], уровень шумов в необходимой полосе частот относительно велик и используется эффективно, если длительность фронта тока сравнима или меньше характерного времени распространения сигнала по кольцу обратной связи  $L(1/v_{||} + 1/v_g)$ . В таком случае можно оценить порядок величины, стоящей под логарифмом:

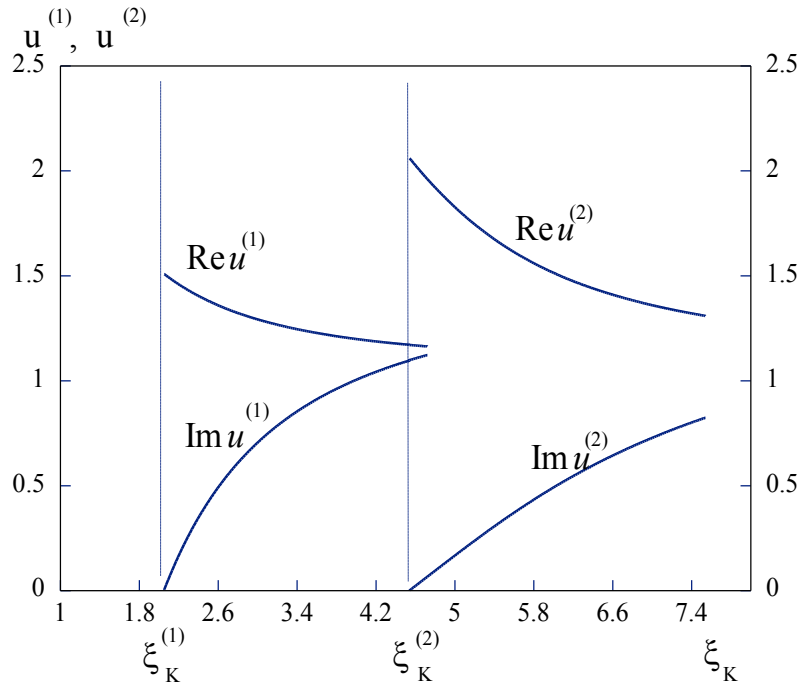


Рис. 24 Собственные числа первых двух мод на линейной стадии переходного процесса в ЛОВ с пространственным зарядом  $\sigma = 0,5$ .

$$\left| \frac{\Phi_f}{\Phi_0} \right| \approx \frac{4\pi(1 + v_{||}/v_g)}{C}$$

Например, если подставим параметры типичного эксперимента  $C \approx 0,1$ ,  $\gamma_0 \approx 2$ ,  $\sigma \approx 1$ ,  $v_{||}/v_g \approx 2$ , получаем [99]:

$$t_l \approx \frac{20T}{\left[1 - (J_{st}/J_b)^{1/2}\right]}$$

Здесь  $T = c/\lambda$  - период колебаний высокочастотного поля. Таким образом, минимальное время нарастания мощности в ЛОВ реализуется при условии  $J_b \gg J_{st}$  [95]. Например, для случая  $J_b \approx 3J_{st}$  в диапазоне волн  $\lambda \approx 3$  см получаем  $t_l \approx 5$  нс, что соответствует экспериментам [18,21-24]. При этом необходимо учитывать возможность конкуренции продольных мод с помощью нелинейной и нестационарной модели (некоторые аспекты рассматриваются далее).

При увеличении энергии частиц в сильноточном электронном пучке длительность линейной стадии должна неизбежно затягиваться. Действительно, если в этом случае длина прибора изменяется по закону  $L_{opt} \propto \lambda \gamma_0^2 \beta_0$ , то приходим к тому, что  $C_{opt} \propto \gamma_0^{-2}$  и время возрастает даже быстрее, чем по закону  $t_l \propto \gamma_0^2$ . Данное обстоятельство можно было наблюдать в экспериментах с использованием ускорителя «СИНУС-7» [145,146].

**Высокочастотный пространственный заряд в нелинейной стационарной модели ЛОВ.** На качественном уровне поведение КПД и расстройки синхронизма в зависимости от параметра пространственного заряда исследовалось, как правило, с учётом только первой высокочастотной гармоники поля [15,93,157]. Кроме потребности в количественных критериях эффекта для практических оценок, оставались и некоторые вопросы.

-Что дает учёт более высоких гармоник пространственного заряда? Когда, в каком количестве, и в каком виде их необходимо учитывать?

-Сохраняются ли известные и получаемые с учётом более высоких гармоник закономерности, если решать задачу при конечных значениях релятивистского фактора?

-Каковы границы устойчивых стационарных решений?

-Если существуют оптимальные значения параметра пространственного заряда в простейшем случае однородной ЗС и немодулированного на входе пучка, то, как меняется картина при учёте каких-либо дополнительных факторов?

Остановимся вначале на первых двух группах вопросов. Рассмотрим ультрарелятивистский предел. Будем проводить численный эксперимент, по одному добавляя к правой части уравнения движения частиц (1.3.30) более высокие гармоники поля пространственного заряда. То есть, обрываем сумму бесконечного ряда в (1.4.51) различным, полным числом гармоник и сравниваем результаты. Пусть вначале для простоты выполняется условие  $\alpha_n = \alpha_1$ , где  $n = 2, 3, \dots, N_{\max}$  (расчёты ограничивались случаем  $N_{\max} = 7$ ). Для определённости использованы параметры  $I = 0,51$  и  $\zeta_k = 1,72$ , при которых КПД близок к максимальному значению (около 14% – см. решения на рис. 19) в отсутствие пространственного заряда. При разном количестве учитываемых гармоник качественная картина в зависимости КПД от параметра  $\alpha_1$  в общих чертах сохраняется (рис.25). На рисунке изображены только две кривых, так как с увеличением числа  $N$  (5,6 и 7) зависимости практически не отличались от случая 2. В частности, значения  $\eta_{\max}$  получались в семи случаях соответственно 0,196; 0,222; 0,272; 0,268; 0,260; 0,258; 0,263. Таким образом, можно заключить, что учёт только первой высокочастотной гармоники поля пространственного заряда не вполне точно отражает общие закономерности: максимальный КПД может быть еще выше, а оптимальное значение соответствующего параметра  $\alpha_1$  завышается в полтора-два раза. Существенных изменений в поведении расстройки при различных значениях  $\alpha_1$  учёт более высоких гармоник не выявил. Поскольку с изменением параметра  $\alpha_1$  заданные значения параметров  $I$  и  $\zeta_k$  могли становиться уже неоптимальными, – хотя бы в силу повышения

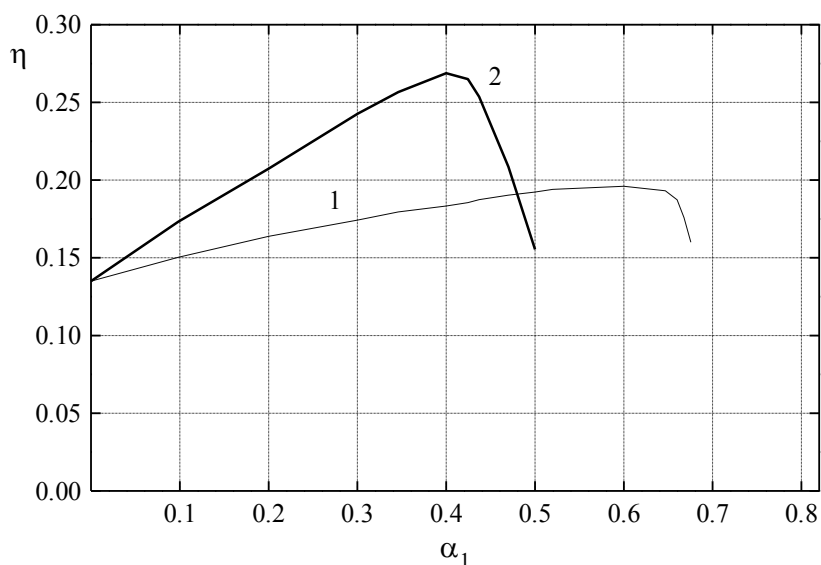
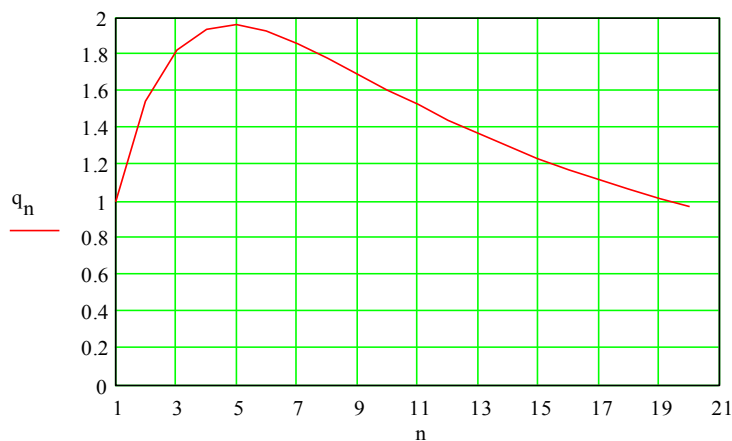


Рис. 25 Зависимости КПД ультрарелятивистской ЛОВ от параметра  $\alpha_1$  с учётом: кривая 1 – первой гармоники, кривая 2 – с учётом четырёх гармоник ( $N = 4$ ); ( $I = 0,51$  и  $\zeta_k = 1,72$ ).



приведенной стартовой длины  $\xi_{k,st}$  (см. рис. 21), были проведены дополнительные расчёты для поиска оптимальной приведённой длины прибора  $\xi_k = (2\pi l)^{1/3} \zeta_k$ . В данном случае величина  $I$  могла оставаться прежней, а изменяться  $\zeta_k$ . Действительно, значение оптимальной приведённой длины в расчётах возрастало от  $\xi_k = 2,54$  до  $\xi_k \approx 3$ . Однако максимальное значение КПД увеличивалось несущественно (от 0,27 до 0,28). Поэтому кривые, изображённые на рис. 25, остаются практически такими же. При последующем увеличении приведённой длины сходимость алгоритма решения краевой задачи ухудшалась, что связано с выходом из зоны стационарных решений.

Следующий этап численных экспериментов предусматривал введение весовых коэффициентов для высоких временных гармоник, а также переход к конечному значению релятивистского фактора  $\gamma_0 = 2$ . Обозначим коэффициенты  $\alpha_n$  в сумме с конечным числом членов (1.4.51) следующим образом  $\alpha_n = \alpha_1 q_n$ , где  $q_n$  – весовые коэффициенты. В соответствии с формулами (1.3.22, 1.4.52) и Приложением 1, эти коэффициенты можно определить следующим образом:



$$q_n = \frac{n T_n H_{\Delta,n}}{T_1 H_{\Delta,1}}$$

Рис. 26 Весовые коэффициенты гармоник поля высокочастотного пространственного заряда с различным номером ( $kR = 3,14$ ;  $b/R = 0,85$ ;  $a/b = 0,97$ ,  $\gamma_0 = 2$ ).

Для расчета коэффициентов была использована конкретная геометрия слабофривированного волновода с пучком в условиях, которые могли быть близкими к условиям некоторых экспериментов (например, [21,98]) с использованием сильного продольного магнитного поля. Средний диаметр равен длине волны, внешняя кромка пучка расположена достаточно близко к металлической стенке ( $b/R_0 = 0,85$ ), а толщина пучка относительно мала ( $a/b = 0,97$ ). Заметим, что более типичны в реальных условиях ситуации, когда отличие между собой первых нескольких весовых коэффициентов менее существенно, чем на рис. 26. На рис. 27 представлены результаты численного решения краевой задачи с учётом одной первой гармоники (1), с учётом шести гармоник в случае  $q_n = 1$  (кривая 2) и с учётом шести гармоник, имеющих указанные весовые коэффициенты (кривая 3). Так же, как и в предыдущем случае здесь фиксировались параметры приведённого тока  $I = 0,12$  и безразмерной длины замедляющей системы  $\zeta_k = 2,8$ . Использование более высокого числа временных гармоник не давало заметных отличий в поведении кривой (3). Таким образом, из-за преобладающего вклада высоких гармоник в поле высокочастотного пространственного заряда появляется необходимость учёта большего их числа.

Выбор оптимальной длины для случая шести гармоник в дополнительных расчётах позволил найти максимальное значение КПД,

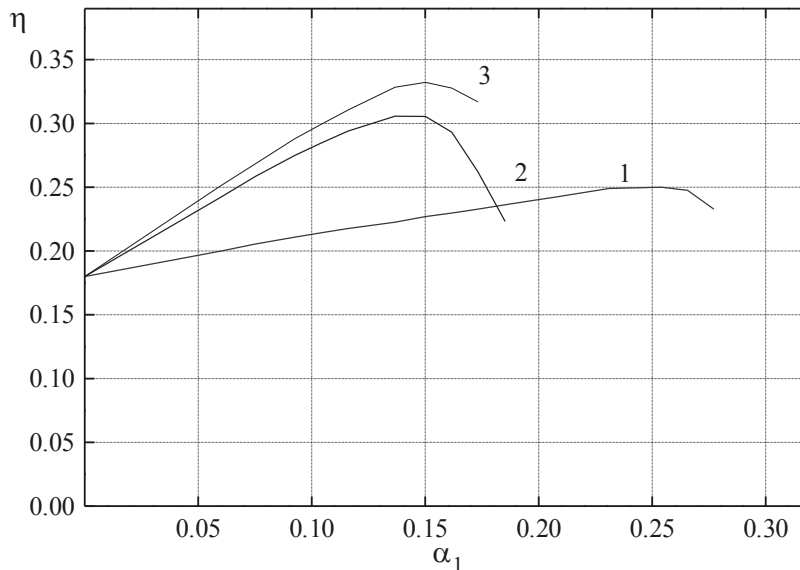


Рис. 27 Результаты расчета ( $\gamma_0 = 2$ ;  $I = 0,12$  и  $\zeta_k = 2,8$ ) с использованием одной гармоники (1) и шести гармоник(2,3). Случай (2) – равные весовые коэффициенты, случай (3) - весовые коэффициенты как на рис. 26.

которое составило 38 % при  $\zeta_k \approx 3,3$  и  $\alpha_1 \approx 0,17$ . Отметим, что в последнем случае, оптимальное значение приведённого параметра пространственного заряда оказывается близким к тому, что получено выше для ультрарелятивистского случая:  $\sigma_{opt} \approx 1,2$ . Этот результат находится в соответствии с соотношением подобия (1.4.54), которое было получено формально лишь для относительно малых значений приведённого параметра пространственного заряда  $\sigma$  (при условии (1.3.60)).

Приведённые результаты расчётов показывают, что поле высокочастотного пространственного заряда более корректно учитывать не в виде одной первой гармоники, а сразу нескольких. Полное их число должно выбираться в соответствии с конкретными условиями. В рамках погрешности вычислений несколько процентов, как правило, достаточно ограничиться значением  $N_{max} = 3 \div 4$  и для простоты использовать случай одинаковых весовых коэффициентов  $q_n = 1$ .

С чем связано повышение КПД в расчётах при учете одной первой гармоники и большого числа гармоник? Сравнение результатов, представленных на рисунках 28 (а) и (б) приводит к известному объяснению [15]: учёт высокочастотного поля пространственного заряда приводит к более благоприятному взаимному расположению фаз поля и тока на последней стадии взаимодействия. Центр сгустка не уходит далеко от центра тормозящих фаз поля, как это имеет место в отсутствии пространственного заряда. Изменение в продольном распределении фаз высокочастотного тока и поля можно интерпретировать тем, что на этапе группирования электронов в компактные сгустки частицы должны преодолеть расталкивающие силы собственного объёмного заряда. Поэтому, степень компактности сгустка даже несколько уменьшается (на рис. 28 (б) значение максимальной амплитуды тока меньше). При учёте более высоких гармоник поля объёмного заряда (см. рис. 29) эта же тенденция сохраняется, но дополнительно наблюдается повышение амплитуды высокочастотного тока в конце ЗС. Можно утверждать, что дополнительная прибавка к КПД здесь главным образом обязана сохранению более

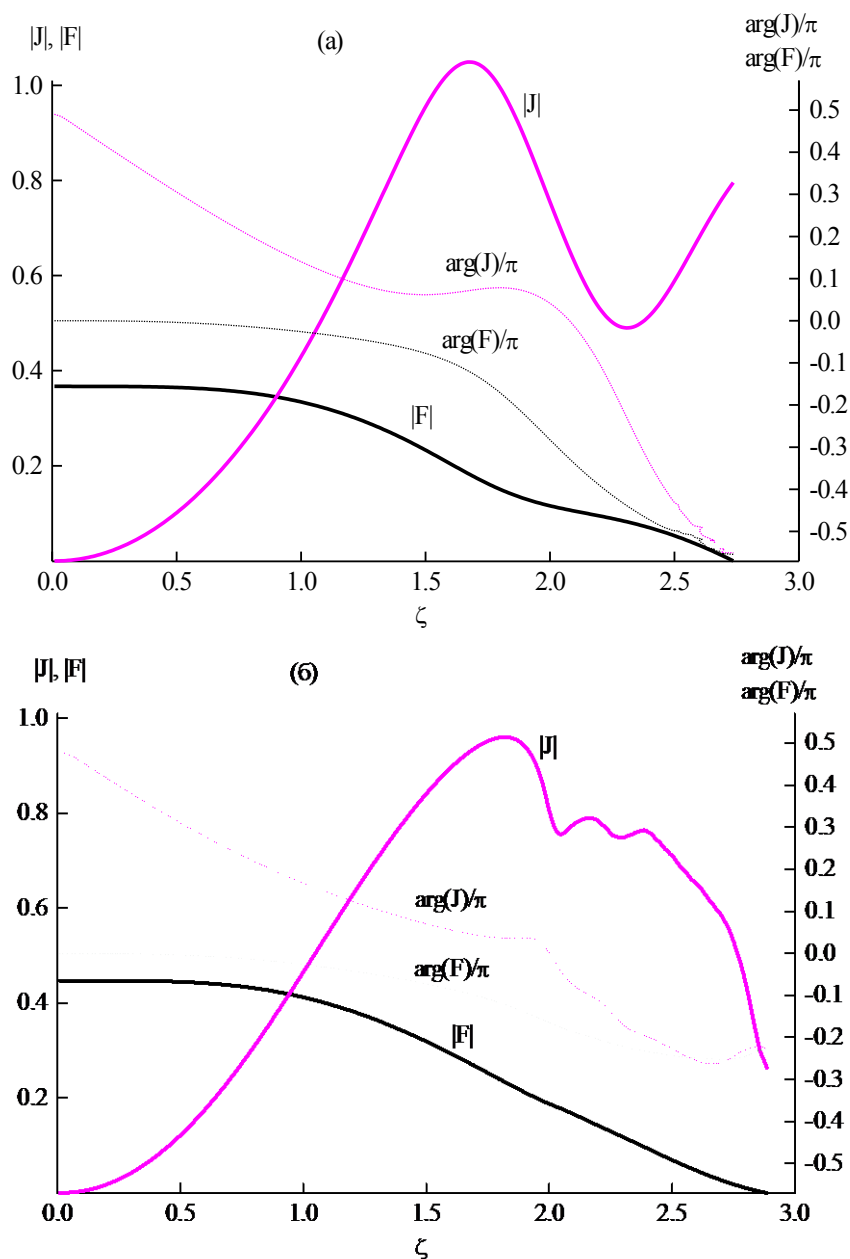


Рис. 28 (а, б) Распределение поля и первой гармоники высокочастотного тока вдоль длины ЛОВ ( $\gamma_0 = 2$ ;  $I = 0,12$ ); (а):  $\alpha_1 = 0$ ;  $\zeta_k = 2,74$ ; (б): учитывается одна первая гармоника поля пространственного заряда  $\alpha_1 = 0,25$ ;  $\zeta_k = 2,89$ .

продолжительной в процессе взаимодействия компактности сгустка. Если это верно, то первоначальная гипотеза, высказанная в работе [135] о компенсации инерционной разгруппировки частиц, имеет полное право на существование. Для объяснения полученных результатов может быть выдвинута и другая точка зрения: использование только первой гармоники высокочастотного пространственного заряда физически не вполне корректно, показывает лишь общую тенденцию, и даёт количественные ошибки, искажая в некоторой степени качественную картину. Некорректность связана с весьма грубым упрощением в представлении поля пространственного заряда, которое существует в группируемом трубчатом электронном пучке в большей степени локально вблизи сгустков, нежели во всем пространстве.

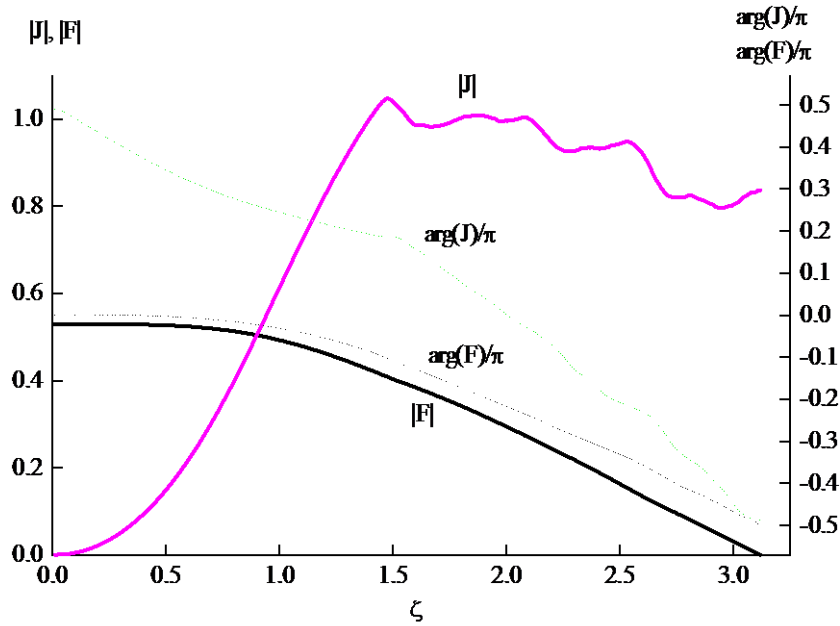


Рис. 29 Распределение поля и первой гармоники высокочастотного тока вдоль длины ЛОВ ( $\gamma_0 = 2$ ;  $I = 0,12$ ;  $\alpha_1 = 0,15$ ;  $\zeta_k = 3,1$ ); учитывается шесть гармоник поля пространственного заряда с весовыми коэффициентами согласно рис. 26.

**Высокочастотный пространственный заряд в нелинейной нестационарной модели ЛОВ.** Как и в работе [95], используем метод медленно меняющейся амплитуды поля. То есть для амплитуды синхронной волны  $A$  в месте расположения трубчатого пучка полагаем выполненным условие  $|\partial A / \partial \tau| \ll |\omega_0 A|$ . В ультрарелятивистском приближении уравнения нестационарной модели можно привести к виду [99]:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} = \left(1 + \nu \frac{\partial \theta}{\partial \xi}\right)^{3/2} \operatorname{Re}\{f(\xi) A e^{i\theta} - i \sum \sigma_n J_n e^{in\theta}\} \\ \frac{\partial A}{\partial \tau} - \frac{\partial A}{\partial \xi} = f^*(\xi) J_1 \\ \theta(0) = \theta_0, \dots, \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} = 0, \dots, A \Big|_{\tau=0} = \Phi(\xi), \dots, A(\tau, \xi_k) = 0 \end{cases} \quad (2.1.14)$$

Здесь обозначено:  $\nu = (2\pi l)^{1/3}$ , и, в соответствии с (2.1.4),  $\sigma_n = 2\pi\alpha_n / \nu^2$ . Известная функция  $f(\xi)$  описывает амплитудно-фазовое распределение синхронной гармоники вдоль ЗС (средние значения модуля и аргумента этой функции полагаем равными 1 и 0, соответственно). В случае однородной гофрировки в замедляющей системе  $f(\xi) = 1$ . Для стационарных колебаний КПД можно найти, воспользовавшись балансом энергии (1.3.42) и с учётом нормировки (1.3.43-46):

$$\eta = \frac{|A(\tau, 0)|^2 \nu}{8}$$

В качестве начального решения для продольного распределения амплитуды волны в постановке задачи (2.1.14) используется решение линейной задачи (2.1.5-8). Такой подход имеет одну отличительную особенность: любое нетривиальное решение задачи, имеющее на начальном этапе линейную стадию ( $\Phi_0 \xi_k^2 \ll 1$ ), существует только при условии  $\xi_k > \xi_{k, \text{st}}$ . Таким образом, за

рамками рассмотрения остаётся эффект жёсткого возбуждения автогенератора при условии  $\xi_k < \xi_{k,st}$  и сопутствующий ему высокочастотный гистерезис [15].

На основании результатов анализа стационарной модели большинство численных расчётов ограничивалось случаями учёта трёх гармоник поля высокочастотного пространственного заряда с одинаковыми весовыми коэффициентами ( $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3$ ,  $\alpha_n = 0$  для  $n = 4, 5, \dots$ ).

**1) Случай однородной ЗС.** Прежде всего, необходимо отметить достаточно хорошее совпадение решений стационарной и нестационарной модели. Максимальный КПД в отсутствии пространственного заряда ( $\sigma = 0$ )

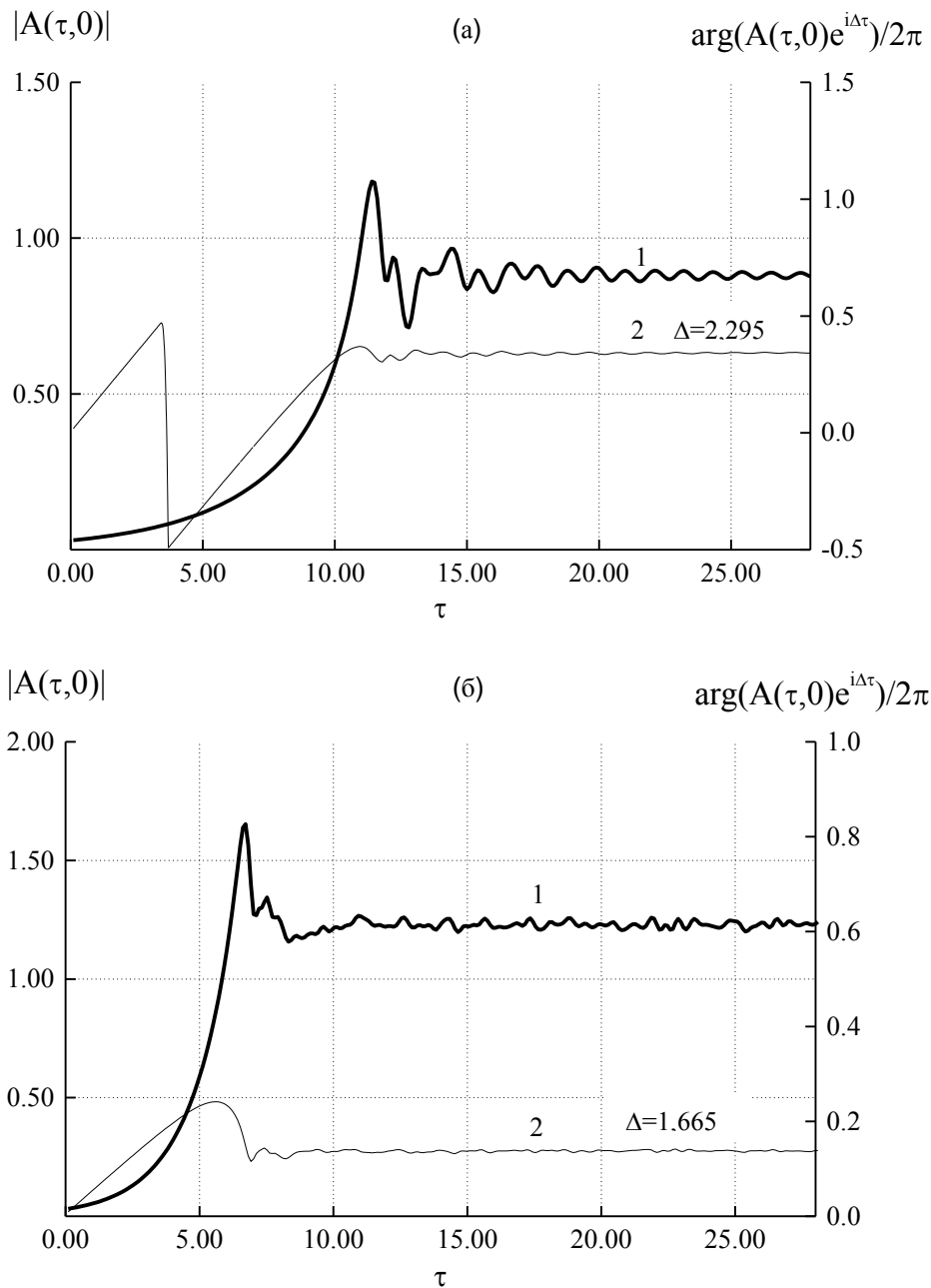


Рис. 30(а,б) Зависимости от времени модуля амплитуды волны (кривые 1) и характеристики фазы (2); (а) -  $\sigma = 0$ ,  $\xi_k = 2,2$ ; (б) -  $\sigma = 1,2$ ,  $\xi_k = 3,25$ . В том и другом случае  $\nu = 1,4$  и  $\Phi_0 = 0,03$ .

составляет около 14% в области параметров  $\nu = 1,4 \div 1,5$  и  $\xi_k \approx 2,2$ . С учётом пространственного заряда максимизированный по длине КПД возрастает приблизительно в два раза и составляет около 27% в случае  $\nu \approx 1,4$ ,  $\xi_k \approx 3,3$  и  $\sigma \approx 1,2$  (см. рис. 30). Этот результат соответствует случаю  $\alpha_1 \approx 0,4$ , то есть максимуму кривой (2) на рис.25, где рассматривался вариант  $I = 0,51$  или  $\nu = 1,47$ . Из сравнения случаев (а) и (б) на рис. 30 можно обратить внимание, что за счёт влияния поля пространственного заряда в нелинейном режиме происходит увеличение оптимальной длины и заметное снижение расстройки синхронизма (напомним связь 1.3.44:  $\Delta = \delta/\nu$ ). Это свидетельствует о том, что эффективная глубина потенциальной ямы (см. 1.4.5.) с учётом собственного поля в пучке существенно увеличивается. Другой вывод, следуемый из рисунка 30 (а,б), заключается в возможности значительного сокращения длительности переходного процесса, - как линейной, так и нелинейной стадии. В соответствии с формулой 2.1.12, увеличение инкремента нарастания амплитуды поля связано с большим превышением рабочего тока соответствующих стартовых значений. Действительно, в случае (а):  $J_b / J_{st} = (\xi_k / \xi_k^{(1)})^3 = (2,2/1,974)^3 \approx 1,4$ , в то время как с учётом пространственного заряда и условий на рис. 30 (б):  $J_b / J_{st} \approx 3,2$ .

С уменьшением параметра  $\nu$  (при относительно малых значениях энергии и тока пучка) оптимальное значение параметра  $\sigma$ , как показывают расчёты, остаётся практически неизменным:  $\sigma_{opt} \approx 1,2$ . Правда при этом уменьшается и максимальный КПД (см. рис. 31). В терминах плазменной длины волны или продольного волнового числа ленгмюровских колебаний в электронном пучке, умноженного на длину прибора, получаем:  $\psi_b = \omega_{b\parallel} L/c = \sigma^{1/2} \xi_k \approx \pi$  (параграф 1.3). КПД максимален в промежуточной области между комptonовским и рамановским режимами излучения. Итак, приведённый параметр пространственного заряда  $\sigma$  является универсальным параметром для описания рассматриваемых эффектов в линейном и нелинейном режимах. Это означает следующее. Параметр  $\alpha_1$  характеризует отношение тока пучка к предельному току транспортировки в канале с радиусом, равным среднему радиусу гофрированной ЗС (в ультрарелятивистском случае  $\alpha_1 \approx 2J_b/\pi J_{пред}$  [15], где  $J_{пред} = (J_A/2)(\gamma_0^{2/3}-1)^{3/2}/\ln R_0/r_b$  [8,9]). С другой стороны, имеем закономерность:  $\alpha_{opt} \propto \nu^2 \propto I^{2/3}$ . В частности, сохранить такую закономерность при переходе к слабoreлятивистскому случаю оказывается возможным только в результате значительного повышения импеданса электронного вакуумного диода (см. параграф 1.2) и других специальных мер. То есть в нерелятивистском случае необходимо обеспечивать очень малые значения  $\alpha_1 \rightarrow 0$ , для того, чтобы не происходило катастрофически резкое падение КПД.

С точки зрения выбора условий для анализа решений задачи 2.1.14 показательны результаты, полученные для фиксированных значений  $\alpha_1$  (рис.31). Заметим, что в экспериментах приблизительно так и происходит, если фиксируется геометрия вакуумного диода и положение пучка относительно ЗС. На рисунке 31 (б) видно, что в случае  $\alpha_1 = 0,1$  область максимальных значений КПД смещается на плоскости параметров ( $\nu_{opt} \approx 0,8$ ,  $\xi_k \approx 3,3$ ). Такой ситуации могли соответствовать эксперименты в области ускоряющих напряжений 500÷600 кВ и относительно высоких сопротивлений связи  $Z \approx 2$  Ом.

Учёт пространственного заряда выявил расширение области стационарных решений в единицах приведённой длины прибора. Для выхода на стационарный режим генерации в нелинейном режиме и предотвращения

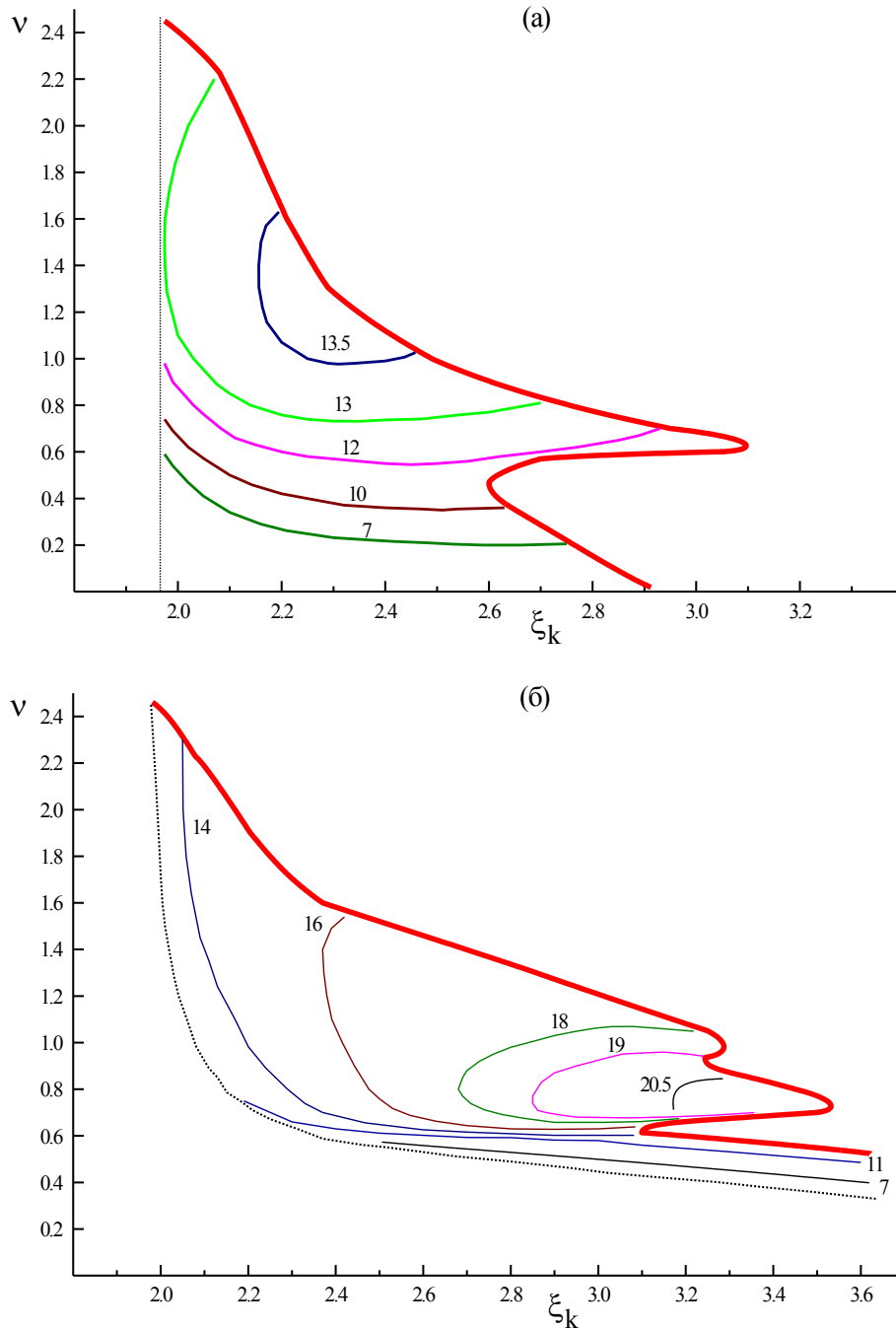


Рис. 31 (а,б) Линии равных значений КПД и границы устойчивости стационарных решений (жирные линии): (а)  $\alpha_1=0$ , (б)  $\alpha_1=0,1$ . Штриховые линии – границы самовозбуждения.

автомодуляции и стохастике необходимо (но не достаточно) обеспечить условия, чтобы инкремент второго колебания был равен нулю или мал в сравнении с инкрементом основного колебания. В режиме комptonовского излучения, как можно было видеть из рассмотрения линейной стадии, такая ситуация казалось бы должна иметь место при условии  $\xi_k \leq \xi_k^{(2)} \cong 1,85 \xi_k^{(1)}$  ( $J_b < 6,3 J_{st}$ ). Однако из-за связи между колебаниями в нелинейном режиме достаточным условием отсутствия автомодуляции становится более жёсткое неравенство  $J_b < s J_{st}$ , где параметр  $s$  оказывается меньше [95] и определяется

характером нелинейности уравнения движения частиц. На основании результатов решения задачи следует, что в асимптотическом случае малого КПД  $\nu \ll 1$  этот параметр есть  $s \approx 3,2$  (как и в работе [95]). С ростом параметра  $\nu$  происходит сокращение области устойчивых нетривиальных решений задачи (2.1.14), в том числе с учётом полей пространственного заряда. Начиная с некоторых величин  $\nu > \nu_{\max} \approx 2,5$ , среди решений находятся только режимы с синусоидальной автомодуляцией (в единицах нормированного времени  $\tau$  период составляет  $0,3 \div 0,5$ ) и далее стохастические режимы. В качестве условного критерия границы стационарных решений в расчётах использовались случаи снижения амплитуды модуляции в два раза за 10-20 периодов.

Причиной нерегулярного поведения границы стационарных решений, по-видимому, служит появление дополнительных условий для перегруппировки частиц (особенно, вблизи значений  $\psi_b \approx (1 \div 1,5)\pi$ ), когда в продольном распределении амплитуды высокочастотного тока может возникать резко выраженный второй максимум. Данный эффект накладывает свой отпечаток и на распределение линий постоянного КПД. Как видно из рис. 31 (б), на плоскости параметров имеются области с «крутым» рельефом, в которых существенно повышается чувствительность КПД к малым изменениям параметра  $\nu$ . Это важно в практическом отношении, так как в этих зонах должно происходить ухудшение адаптивности генератора (стабильности) по отношению к изменениям параметров электронного пучка.

**2) Неоднородная ЗС.** Численные эксперименты с некоторыми типами амплитудно-фазового распределения гармоники вдоль ЗС (функциями  $f$  в задаче 2.1.14) указывают на ряд принципиальных закономерностей:

- Как и в более ранних расчётах (в том числе, например [104]), без учёта пространственного заряда удаётся увеличить КПД карсинотрона при возрастании сопротивления связи или (и) фазовой скорости гармоники в направлении от катодного к коллекторному концу ЗС. Чем выше степень неоднородности модуля задаваемой функции, тем больше может быть КПД при сокращении области оптимальных параметров. А при введении поля пространственного заряда, - тем меньше оказывается оптимальный параметр  $\sigma$ . Для функции, изображённой на рис. 32,  $\sigma_{\text{opt}} \approx 0,6$  (рис. 33).
- Для разных используемых типов функции  $f$  характерен одинаковый результат: при снижении величины  $\sigma_{\text{opt}}$  уменьшается также выигрыш в значении КПД, обусловленный влиянием поля пространственного заряда (см. рис. 33). В пределе  $\sigma_{\text{opt}} \rightarrow 0$ , когда КПД без учёта пространственного заряда уже относительно велик, наличие собственного поля в пучке приводит лишь к снижению КПД.

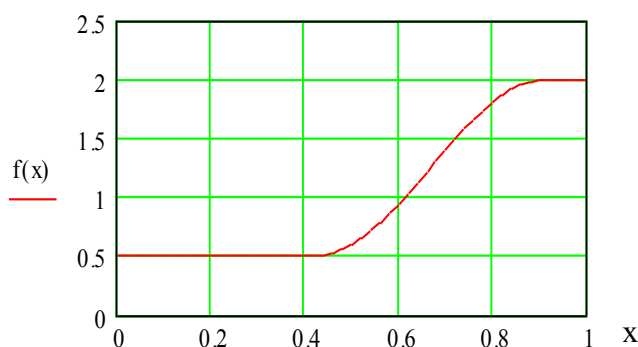


Рис. 32 Пример используемого распределения относительной амплитуды синхронной гармоники на радиусе электронного пучка вдоль замедляющей системы.



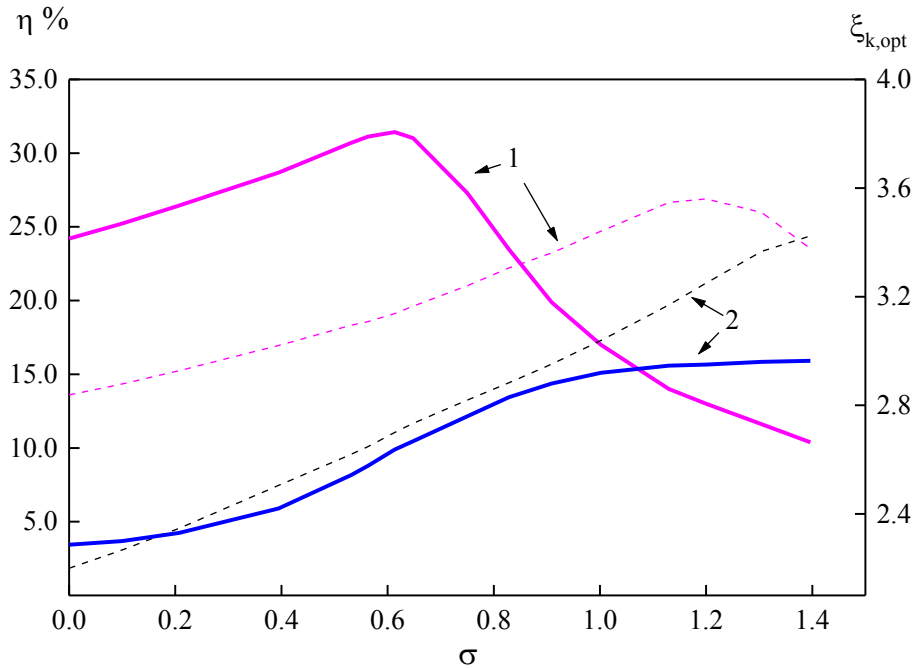


Рис. 33 Зависимости от параметра  $\sigma$  максимизированного КПД (1) и оптимальной нормированной длины (2). Сплошные линии – случай неоднородной ЗС ( $f$  на рис.32), прерывистые линии соответствуют  $f = 1$ .

Аналогичный эффект повышения чувствительности к параметру пространственного заряда в ЛОВ имеет место и в случаях, когда применяется профилирование фазовой скорости [138,144,154], а также при наличии предварительной модуляции частиц (см. параграф 3.3) [134]. Более того, в некоторых условиях моделирования реального эксперимента с однородной ЗС, но при комбинированном взаимодействии частиц с полями синхронной и несинхронной волн, как известно [98,142], удаётся несколько увеличить КПД. В соответствующих таким условиям расчётах с учётом несинхронной (основной) гармоники попутной волны происходило снижение оптимального значения параметра пространственного заряда в полтора-два раза [142,143].

Полученные выводы согласуются с результатами экспериментов. Рассмотрим два примера, в которых фигурировали значения КПД 35 и 40 процентов. В первом из них [47,70] экспериментальные условия были следующие: напряжение на катоде 650 кВ, ток электронного пучка 4,5 кА, средний радиус замедляющей системы 13,6 мм, радиус тонкостенного пучка 10,6 мм. Отсюда находим, что предельный ток транспортировки составлял 18,6 кА. То есть рабочий ток пучка не превышал четверти от этой величины. Вычисляем используемые здесь безразмерные параметры:  $\alpha_1 \approx 0,05$ ;  $I \approx 0,1$  (для  $Z \approx 2$  Ома) и, соответственно,  $\sigma \approx 0,4$ . В другом примере [137,141] напряжение на катоде 450 кВ, ток электронного пучка 2,5 кА и практически те же параметры геометрии дают предельный ток транспортировки 11,4 кА. В этом случае  $\alpha_1 \approx 0,03$ ;  $I \approx 0,04$  и, соответственно,  $\sigma \approx 0,5$ . Можно обратить внимание на то, что отношения рабочего тока пучка к вычисленным предельным токам транспортировки были относительно невелики: 0,24 и 0,22, соответственно.

**Роль квазистатического поля пространственного заряда.** Рассмотренное выше влияние высокочастотного поля пространственного заряда

не вполне корректно оценивать в отрыве от влияния квазистатического поля. Действительно, если параметр  $\sigma$  не мал по сравнению с единицей, то, как правило, не мал и средний потенциал пучка  $V_0$  относительно стенок ЗС в сравнении с ускоряющим напряжением  $U_c$  (см. Приложение 1). Что же из этого следует?

Во-первых, с ростом потенциала пучка происходит снижение кинетической энергии частиц в пучке и, соответственно, снижение мощности в поступательном движении потока, часть которой только и может преобразовываться в электромагнитную волну. Даже при сохранении эффективности отбора кинетической энергии полный КПД и мощность волны уменьшаются пропорционально  $(1 - V_0/U_c)$ . Во-вторых, снижение кинетической энергии приводит к еще большему повышению параметра  $\sigma$ . В-третьих, реальный трубчатый пучок имеет конечную толщину стенки. Чем больше средний потенциал пучка, тем больше разница потенциалов на внутренней и внешней части электронной трубки (Приложение 1), и больше дисперсия продольных скоростей в пучке. В гидродинамической модели предполагается, что разброс скоростей частиц мал [15]:  $\Delta v_{\parallel}/v_{\parallel} \ll C$ . Совершенно очевидно, что выполнение такого условия на разброс скоростей особенно важно, если речь идет о режимах с высоким КПД (при оптимальных значениях  $\sigma$ ), и оно может оказываться не всегда выполненным в эксперименте.

Существует и другой аспект задачи. Во многих экспериментах используются замедляющие системы, для которых приближение малой амплитуды гофр не выполняется, и в этом случае, вероятно, нужна коррекция применяемой до сих пор методики вычислений параметра пространственного заряда, распространяющейся на случай трубчатого пучка в круглом волноводе. Действительно, правомерность такого упрощения можно подвергнуть сомнению, если минимальное удаление электронной трубки от металлической стенки (минимального радиуса) стремится к нулю и оказывается много меньше максимального зазора  $\approx 2l$ . В этом случае квазистатическая часть поля пространственного заряда содержит периодическую компоненту (с периодом гофра  $d$ )<sup>\*</sup>. Поскольку продольные осцилляции скорости части имеют в данном случае пространственный период  $d$ , соответствующая добавка переменного тока пучка имеет связь с нулевой гармоникой встречной волны. Реализуется возможность дополнительного синхронного взаимодействия в рамках самостоятельного механизма (электростатический убитрон). Оценим роль такого механизма. Пусть в гофрированной системе, имеющей профиль  $R(z) = R_0 + l \cosh_d z$ , радиус трубчатого пучка с бесконечно тонкой стенкой удовлетворяет условию  $r_b \cong R_0 - l$ . Учитывая малый параметр задачи  $l/R_0 \ll 1$ , решение уравнения Пуассона с точностью до членов порядка  $(l/R_0)^2$  и в обозначениях, которые используются в Приложении 1, есть:

$$U(r) \cong 2\rho_0 s_b \left( \ln \frac{R_0}{r} + \ln \frac{R_0}{R_0 - l} * \frac{I_0(h_d r)}{I_0(h_d (R_0 - l))} * \cos h_d z \right), \quad (r_b \leq r \leq R_0 - l)$$

В пределе  $r_b \rightarrow R_0 - l$  получаем:

---

\* В этих условиях, вероятно, должны измениться коэффициенты депрессии и амплитуды высокочастотных гармоник поля пространственного заряда. Такая задача не решена, но даже беглый анализ показывает, что основные отличия должны коснуться гармоник с номерами  $n$  такими, что  $\lambda \gamma_0 \beta_0 \approx nd$ .

$$U(r_b) \cong V_0(1 + \cos h_d z), \quad V_0 \cong -\frac{2J_b}{v_{//,0}} \frac{l}{R_0},$$

где  $v_{//,0}$  – средняя поступательная скорость частиц, которую вычисляем для гладкого волновода, имеющего радиус  $R_0$ , и потенциала пучка  $V_0$ . Отсюда находим относительную добавку к скорости частиц и добавку к плотности тока:

$$\frac{\delta v_{//}}{v_{//,0}} \cong \frac{|e|}{mc^3} \frac{2J_b}{(\gamma_0^2 - 1)^{3/2}} \cos h_d z, \quad \delta j_z \cong j_z^{(0)} \frac{\delta v_{//}}{v_{//,0}}$$

В уравнении возбуждения (1.3.16) сохраняем нулевую гармонику встречной волны:

$$\frac{d\hat{F}}{dz} = -\frac{1}{\pi |N_S|} \int_{s_{\perp}} dS_{\perp} \int_t^{t+T} (j_z^{(0)} + \delta j_z) [E_{z,-1}^* e^{-ihz+ih_d z} + E_{z,0}^* e^{-ihz}] e^{-i\omega t} d(\omega t)$$

Обозначим отношение амплитуд (-1)-й гармоники и (0)-й:  $\chi = E_{z,-1}(r_b)/E_{z,0}(r_b)$ . Тогда, уравнения движения частиц и уравнение возбуждения (1.3.16) можно считать неизменными, подразумевая некоторое увеличение эффективной амплитуды синхронного поля (а также сопротивления связи и приведённых параметров  $I$  и  $C$ ):

$$|E_{z,-1}(r_b)|_{ef} = |E_{z,-1}(r_b)| \left[ 1 + \frac{J_b}{J_A (\gamma_0^2 - 1)^{3/2}} \frac{l}{\chi R_0} \right]$$

Эффект повышения суммарного сопротивления связи пучка с синхронной гармоникой от действия двух механизмов обусловлен синфазностью дополнительной составляющей переменного тока. При подстановке конкретных параметров можно видеть, что в большинстве практически интересных случаев изменения можно считать малыми.

**Выводы.** Решение линейной задачи ЛОВ с учётом пространственного заряда позволило систематизировать разрозненные данные, выписать аппроксимацию для аналитического нахождения приведённой стартовой длины и составить чёткую в количественном отношении картину о степени разряжения спектра собственных колебаний и длительности линейной стадии процесса.

В соответствии с результатами расчётов, в случае, который можно назвать промежуточным между комптоновским и рамановским режимом излучения ( $\sigma \sim 1$ ), могут достигаться максимальные значения инкремента с последующим выходом на стационарный режим колебаний. При оптимальном параметре пространственного заряда его роль в нелинейном режиме и в случае однородной замедляющей системы может сводиться к почти двукратному повышению КПД за счёт более выгодного продольного распределения фазы высокочастотного тока, а с учётом высоких временных гармоник, – и за счёт затягивания процесса разрушения электронных сгустков. Выигрыш в КПД и оптимальное значение параметра пространственного заряда снижаются в условиях использования дополнительных приёмов повышения КПД и существования несинхронных полей. Приблизительно в два раза уменьшается  $\sigma_{opt}$  (до 0,5) в условиях реального эксперимента, когда КПД может составлять 30-40%. При последующем увеличении параметра  $\sigma$  происходит резкое снижение КПД.

Результаты численного решения нелинейной задачи во многих чертах согласуются с расчётами других авторов, в том числе с результатами, которые получены с помощью полностью электромагнитной нестационарной модели

(метод крупных частиц) и одномерной модели, учитывающий объемный заряд методом функций Грина [154].

Теоретические результаты подтверждаются и многочисленными экспериментами. Так, имеется соответствие с расчётами в том, что при относительно малой энергии частиц ( $\gamma_0 \approx 1,4-1,6$ ), когда величина  $\sigma$  могла существенно превышать единицу, КПД был низким (единицы процентов [190]). Основным способом для его увеличения служил выбор максимально возможного импеданса пучка (отношения ускоряющего напряжения к току) и приближение трубчатого пучка к стенкам гофрированной замедляющей системы [21,38-40]. В ряде экспериментальных работ [105,137,138], особенно с использованием неоднородных замедляющих систем, делается утверждение, что роль пространственного заряда сводится к ограничению максимальных реализуемых значений КПД. При уровнях КПД 30-40% вычисляемый параметр  $\sigma$  находился в пределах 0,4-0,5, а отношение рабочего тока к току транспортировки не превышало 0,2-0,25.

Анализ показывает, что наибольшие возможности для оптимизации карсинотрона и последующего увеличения КПД (более 30-40%) появляются с ростом энергии частиц, начиная со значений 0,7-0,8 МэВ. И это связано с возможностью существенного повышения приведённого параметра тока  $I$ , когда амплитуда синхронной волны может ещё больше возрасти по отношению к слабо изменяющейся величине поля пространственного заряда.

## 2.2. Релятивистская ЛОВ в магнитном поле конечной величины. Решение линейной краевой задачи в условиях близости к циклотронному резонансу.

Одним из наиболее важных отличий реального эксперимента от используемых в идеализированной модели ЛОВ условий является конечная величина магнитного поля. Соленоидальное магнитное поле требуется для формирования сильноточного электронного пучка и его транспортировки через замедляющую систему (см. параграф 1.2, условие (1.2.3) и соответствующие ссылки, когда электронный пучок может считаться замагниченным). В реальном эксперименте обычно необходимо выполнять более жёсткие условия на величину внешнего магнитного поля с учетом состояния эмиссионной поверхности катода, характера ввода пучка в ЗС и требованиями малого разброса продольной скорости частиц [15,20,34].

Однако и при выполнении всех указанных ограничений снизу на величину магнитного поля, существует другая причина, по которой значение магнитного поля может оказываться неприемлемым или недостаточно большим. В релятивистской ЛОВ (и в других генераторах черенковского типа) имеется возможность преобразования электромагнитной волны в быструю циклонтронную волну электронного потока [155], то есть возбуждения поперечных осцилляций электронов. Дело в том, что подобный процесс происходит и в гладком волноводе с электронным потоком внутри него при выполнении резонанса

$$\omega + hv_{\parallel} \cong \omega_H \quad (2.2.1)$$

Вблизи этого резонанса поток невозбуждённых осцилляторов поглощает энергию электромагнитной волны [12,112,156]. Максимальное значение пространственного декремента соответствует точному резонансу (2.2.1)\*

$$(\text{Im } h)_{\max} = \frac{k}{2\gamma_0^2 \beta_0} D_0 \quad ,$$

где  $D_0$  – параметр, характеризующий неустойчивость  $M$ -типа (аналогичен параметру силовой группировки, используемому в работах [159,160]):

$$D_0 = (2J_b \gamma_0^3 / J_A)^{1/2} (kR_0)^{-1} \rho_0 \quad (2.2.2)$$

где параметр  $\rho_0$  отвечает за положение тонкостенного трубчатого пучка в волноводе и тип волны, и в случае круглого волновода с гладкой стенкой (или достаточно малой амплитуды гофр в периодической замедляющей системе):

$$\rho_0 = \begin{cases} \left( \frac{1 + \beta_0 \beta_h}{\beta_h} \right)^{1/2} \frac{J_{n\pm 1}(v_{n,m} r_b / R_0)}{J'_n(v_{n,m})} & E_{n,m} - \text{волны} \\ \left( \frac{\beta_h (1 + \beta_0 / \beta_h)}{1 - n^2 / \mu_{n,m}} \right)^{1/2} \frac{J_{n\pm 1}(\mu_{n,m} r_b / R_0)}{J_n(\mu_{n,m})} & H_{n,m} - \text{волны} \end{cases}$$

\* Вывод усредненных уравнений движения частиц и возбуждения электромагнитной волны в ЛОВ [34] был осуществлён по аналогии и в соответствии с разработанной для мазеров на циклонтронном резонансе методикой [12,156,158]. Здесь уточняются результаты [34,46], а окончательные уравнения записываются с учётом единообразной нормировки переменных.

Здесь  $\beta_h = k/h$  – нормированная на скорость света фазовая скорость волны в круглом волноводе. Выбор знака (+ или – в определении параметра  $\rho_0$ ) имеет значение в случае, когда азимутальный индекс рабочей моды не равен нулю ( $n = 1, 2, \dots$ ). В этом случае для мод с вращающейся поляризацией можно изменить параметр  $\rho_0$  сменой направления внешнего магнитного поля. В работах [75, 77] данный эффект используется для селекции мод.

Ширина полосы резонанса, как уже отмечено, определяется параметром  $D_0$  [46]. Действительно, взаимодействие электромагнитной волны в гладком круглом волноводе и прямолинейно движущегося навстречу ей потока электронов можно в линейном приближении описать системой двух дифференциальных уравнений первого порядка:

$$\begin{aligned} \frac{dF_0(\zeta)}{d\zeta} &= D_0^2 T_0(\zeta) \\ \frac{dT_0(\zeta)}{d\zeta} &= i\delta_H T_0(\zeta) + F_0(\zeta) \\ T_0(0) &= 0, \quad F_0(\zeta_k) = F^{(0)} \end{aligned} \quad (2.2.3)$$

Здесь предполагается, что волна распространяется справа налево и взаимодействие с пучком происходит на отрезке от  $z = 0$  до  $z = L$  – плоскости коллектора, где электроны резко выбрасываются на стенку волновода. Нормировка текущей координаты прежняя ( $\zeta_k = kL/2\beta_0\gamma_0^2 - (1.3.36)$ ), функция  $T_0$  имеет смысл амплитуды быстрой циклотронной волны в электронном потоке, а  $\delta_H = 2\gamma_0^2(\omega_H/\omega - 1 - \beta_0/\beta_h) - \llcorner\text{холодная}\gg$  (для малого тока) нормированная отстройка от точного резонанса (2.2.1). Задача (2.2.3) имеет достаточно простое решение:

$$\begin{aligned} F_0(\zeta) &= F^{(0)} \frac{g_1 \exp(-ig_2\zeta) - g_2 \exp(-ig_1\zeta)}{g_1 \exp(-ig_2\zeta_k) - g_2 \exp(-ig_1\zeta_k)}, \quad 0 \leq \zeta \leq \zeta_k \\ g_{1,2} &= -\delta_H/2 \pm i\sqrt{D_0^2 - \delta_H^2/4} \end{aligned}$$

Как видно, постоянные распространения парциальных волн являются действительными, если отстройка от резонанса больше некоторой величины ( $\delta_H > 2D_0$  или  $\delta_H < -2D_0$ ) и комплексными в полосе отстроек:  $|\delta_H| < 2D_0$ . Таким образом, ширина области магнитных полей, в которой происходит резонансное затухание электромагнитной волны, даётся выражением:

$$\frac{\omega_H^{(1)} - \omega_H^{(2)}}{\omega} = \frac{2D_0}{\gamma_0^2} \quad (2.2.4)$$

Наиболее интенсивное затухание волны соответствует условию точного резонанса ( $\delta_H = 0$ ). В этом случае коэффициент передачи строго меньше единицы:

$$\frac{F_0(0)}{F_0(\zeta_k)} = \frac{2 \exp(\zeta_k D_0)}{1 + \exp(2\zeta_k D_0)}$$

и оказывается малой величиной при условии  $\zeta_k D_0 \gg 1$ . Полученные результаты справедливы, пока мощность электромагнитной волны достаточно мала в сравнении с мощностью электронного пучка и начальная поперечная скорость частиц равна нулю.

Достаточно важным выводом из этого рассмотрения следует считать то, что процесс циклотронного поглощения электромагнитной волны весьма

характерен для сильноточной электроники. В самом деле, – эффективность преобразования энергии и относительная ширина резонанса (в соответствии с (2.2.1,2.4)  $\Delta H/H_{\text{res}} \propto (J_b/\gamma_0)^{1/2}$ ) могут значительно возрастать с увеличением тока пучка. В то время как для традиционной электроники подобный эффект может быть несущественным.

Для генераторов с заданной структурой поля удаётся получить аналитическое выражение для стартового тока с учётом комбинированного взаимодействия – черенковского и циклотронного [77]. Выражение содержит дополнительный член, в явном виде описывающий силовую разгруппировку частиц и возможность нарушения пусковых условий генератора.

В случае ЛОВ уравнение возбуждения (1.3.41) видоизменяется и приобретает вид:

$$\frac{dF}{d\zeta} = -I \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0 + D_0^2 e^{i\delta_H \zeta} \int_0^{\zeta} F(\zeta') e^{-i\delta_H \zeta'} d\zeta' \quad (2.2.5)$$

При выводе остальных уравнений учитываются следующие обстоятельства. В линейном приближении накапливаемый уровень энергии в поперечном движении частиц остается малым настолько, что можно пренебречь дополнительным вкладом в динамическое смещение частиц относительно синхронной волны. Действительно, величина поперечной скорости частиц в волне пропорциональна ее амплитуде ( $\beta_{\perp} \sim D_0 F \zeta / I^{1/2}$ ). Тогда, связанное с появлением поперечных осцилляций изменение продольной скорости пропорционально квадрату амплитуды поля. Поскольку энергетическая переменная  $w$  пропорциональна первой степени амплитуды поля, уравнение для фазы можно использовать в прежнем виде. То есть, в линейной задаче предполагается выполненным условие  $\beta_{\perp}^2 \ll 2\beta_0^2 w / \gamma_0^2$ . В этом смысле следует уточнить и требование к уровню начальных поперечных осцилляций ( $\beta_{\perp,0}$ ): модель не распространяется на случаи, когда указанная величина может быть сравнима или превышать отношение электрических полей синхронной волны и поперечной компоненты нулевой гармоники.

В окончательном виде линейную краевую задачу ЛОВ можно сформулировать так [34,46,161]:

$$\begin{cases} \Phi' + i\Delta \Phi = -J + DT & \left( D \equiv \frac{D_0^2}{4\gamma_0^4 C^2} = \frac{D_0^2}{(2\pi I)^{2/3}} \right) \\ J'' + \sigma J = -i\Phi \\ T' + i\Delta_0 T = \Phi \\ J(0) = J'(0) = T(0) = \Phi(\xi_k) = 0 \end{cases} \quad (2.2.6)$$

Здесь  $D$  – приведенный параметр поперечного взаимодействия электронов и волны,  $\Delta_0 = (\delta - \delta_H) / (2\gamma_0^2 C) = (h_{dV_{\parallel}} - \omega_H) / \omega C$  – параметр расстройки циклотронного резонанса,  $\Delta$  и  $\xi_k$  – в прежних обозначениях (см. определение (1.3.44,45 и 2.1.3) и вытекающее из них следствие:  $\Delta = (\beta_0/\beta_S - 1)/C$ ) собственные числа краевой задачи. Задача (2.2.6) отыскания собственных чисел сводится, к решению алгебраической системы линейных уравнений:

$$\begin{aligned} \sum_{s=1}^4 \frac{\Phi_s}{g_s^2 - \sigma} = 0 & \quad , \quad \sum_{s=1}^4 \frac{g_s \Phi_s}{g_s^2 - \sigma} = 0 & \quad , \\ \sum_{s=1}^4 \frac{\Phi_s}{g_s - \Delta_0} = 0 & \quad , \quad \sum_{s=1}^4 \Phi_s \exp(-ig_s \xi_k) = 0 \end{aligned} \quad (2.2.7)$$

где  $g_s$  – корни дисперсионного уравнения

$$(g - \Delta_0)[(g - \Delta)(g^2 - \sigma) - 1] + D(g^2 - \sigma) = 0 \quad (2.2.8)$$

Легко доказать, что при условии  $D \rightarrow \infty$  (и конечной циклотронной расстройке  $\Delta_0$ ) задача (2.2.7,8) не имеет нетривиальных решений и сводится к рассмотренному выше случаю поглощения встречной электромагнитной волны электронным пучком в волноводной системе. Из вида дисперсионного уравнения следует еще один очевидный вывод, что для малых значений параметра  $D \rightarrow 0$  поперечное взаимодействие несущественно и собственные числа должны соответствовать решению, рассмотренному в параграфе 2.1. Данный случай типичен для нерелятивистской слаботочной электроники, поскольку параметр поперечного взаимодействия может естественным образом оказываться малой величиной ( $D \propto J_b^{1/3} \gamma_0$ ).

Дисперсионное уравнение упрощается в частном случае  $\Delta_0 = 0$ ,  $\sigma \ll 1$ :

$$g^2(g - \Delta) - 1 = -Dg$$

Тогда, собственные числа можно найти из совместного решения двух трансцендентных уравнений:

$$\begin{cases} \cos(a - b)\xi_k + \left(\frac{2}{a^3} - \frac{D}{a^2}\right)ch(c\xi_k) = 0 \\ \sin(a - b)\xi_k + \left(\frac{\Delta}{ca^3} + \frac{(a - \Delta)D}{2ca^2}\right)sh(c\xi_k) = 0 \end{cases},$$

где действительные числа  $a, b, c$  удовлетворяют условиям:

$$\begin{cases} a + 2b = \Delta \\ b^2 + 2ab + c^2 = D \\ a(b^2 + c^2) = 1 \end{cases}$$

Для малых значений параметра  $D$  можно воспользоваться методом возмущений и это приводит к решению [46]:

$$\xi_k \cong \xi_k^{(0)}(1 + 0,28D) \quad , \quad \Delta \cong \Delta^{(0)}(1 + 0,51D) \quad (2.2.9)$$

Из сравнения с численными результатами полученное приближенное решение оказывается справедливым не только в случае  $D \ll 1$ , – погрешность формул несколько процентов сохраняется при условии  $D < 2$ . Рассмотренный случай  $\Delta_0 = 0$ ,  $\sigma \ll 1$ , однако не соответствует условиям максимального смещения стартовых условий под действием циклотронного механизма. Основные закономерности в решении задачи (2.2.7,8) можно видеть по результатам численного моделирования (см. рис. 34-37). Первоначально расчеты производились с привлечением вычислительной машины СМ-4 [34,161], а используемые алгоритмы решения были далеки от совершенства. В настоящее время имеется достаточно возможностей для их проверки и уточнения. Так, для этой цели использовалась универсальная компьютерная система Mathcad. Как показали расчеты, наибольшее возрастание величины  $\xi_k$  в случаях малого пространственного заряда ( $\sigma \ll 1$ ) происходит в области циклотронных расстройек вблизи  $\Delta_{0,r} \cong 0,84$ .

Максимальное значение стартовой длины, в соответствии с рисунком 36, быстро увеличивается с ростом параметра  $D$ . Полиномиальная аппроксимация этой зависимости дает формулу:

$$\xi_{k,\max} = \xi_k^{(0)} + D + 0,48D^2 + 1,22D^3 \quad (\sigma = 0,01 \quad \Delta_0 = 0,84 \quad D \leq 0,7) \quad (2.2.10)$$



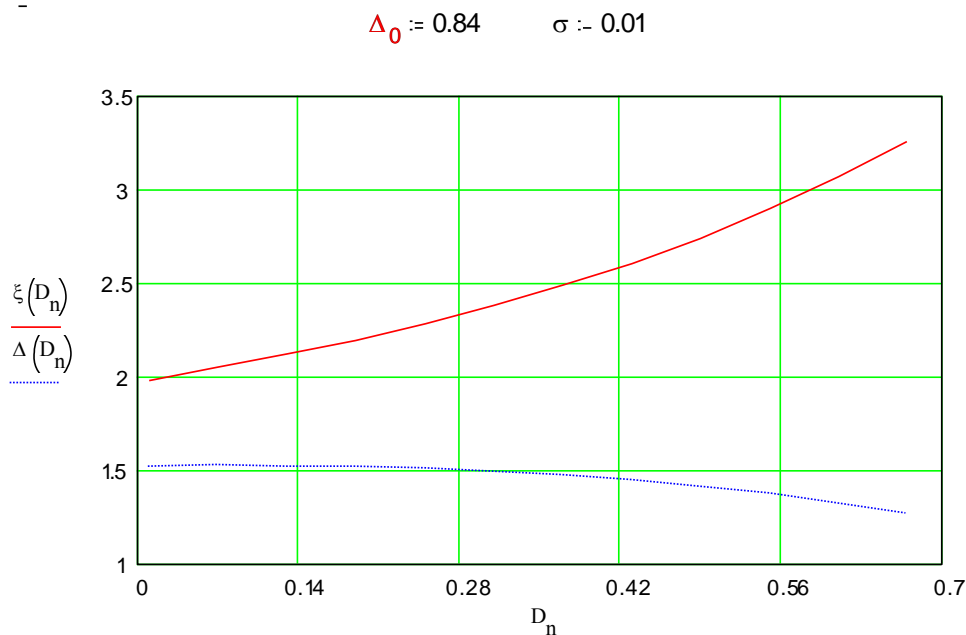


Рис. 34 Графический фрагмент файла Mathcad с результатами решения задачи для фиксированной циклотронной расстройки, обеспечивающей максимальное возрастание стартовой длины генератора.

которая для записанных в скобках условий имеет погрешность  $< 2\%$ . С последующим ростом параметра  $D$  решения находятся все труднее (для любой итерационной процедуры требуются все более точные начальные приближения). И, начиная с некоторых значений  $D_{cr} \approx 1$ , в окрестности резонанса нетривиальные решения задачи исчезают.

Сравнение решений при различном параметре пространственного заряда указывает на повышение эффективности поперечного взаимодействия с ростом величины  $\sigma$  (рис. 35). Полоса резонанса смещается подобно тому, как меняется  $\Delta$  в отсутствие поперечного взаимодействия (см. предыдущий параграф). В случае  $\sigma = 1$  величина  $\Delta_{0,r} \approx 0,96$ . Однако более сильный эффект – повышение чувствительности к параметру поперечного взаимодействия. В количественном выражении, это соответствует падению порога существования нетривиальных решений:  $D_{cr} \approx 0,5$ . Этот вывод подтверждается и на рисунке 36, где приводится зависимость стартовой длины от параметра  $D$  при трех фиксированных циклотронных расстройках.

Как показывают оценки, для условий многих экспериментов величина параметра  $D$  может превышать используемые до сих пор значения. Оценим основные параметры какого-либо конкретного эксперимента, например из работы [21]. Если ток пучка составляет 4 кА, релятивистский фактор –  $\gamma_0 \approx 2$ , сопротивление связи электронного пучка с синхронной гармоникой можно оценить величиной  $Z \approx 2$  Ом, тогда получаем: параметр инерционной группировки  $C \approx 0,1$ ; параметр силовой группировки  $D_0 \approx 1,0$ ; приведенный параметр пространственного заряда  $\sigma \approx 0,5$ ; и, наконец,  $D \approx 1,5$ . Стартовые условия для данного случая представлены на рис. 37. Если принять, что рабочая длина волны генерируемых колебаний  $\lambda \approx 3$  см, а безразмерная фазовая скорость волны  $\beta_h \approx 1,2$ , то значение магнитного поля, соответствующее середине области резонанса находим по формуле:

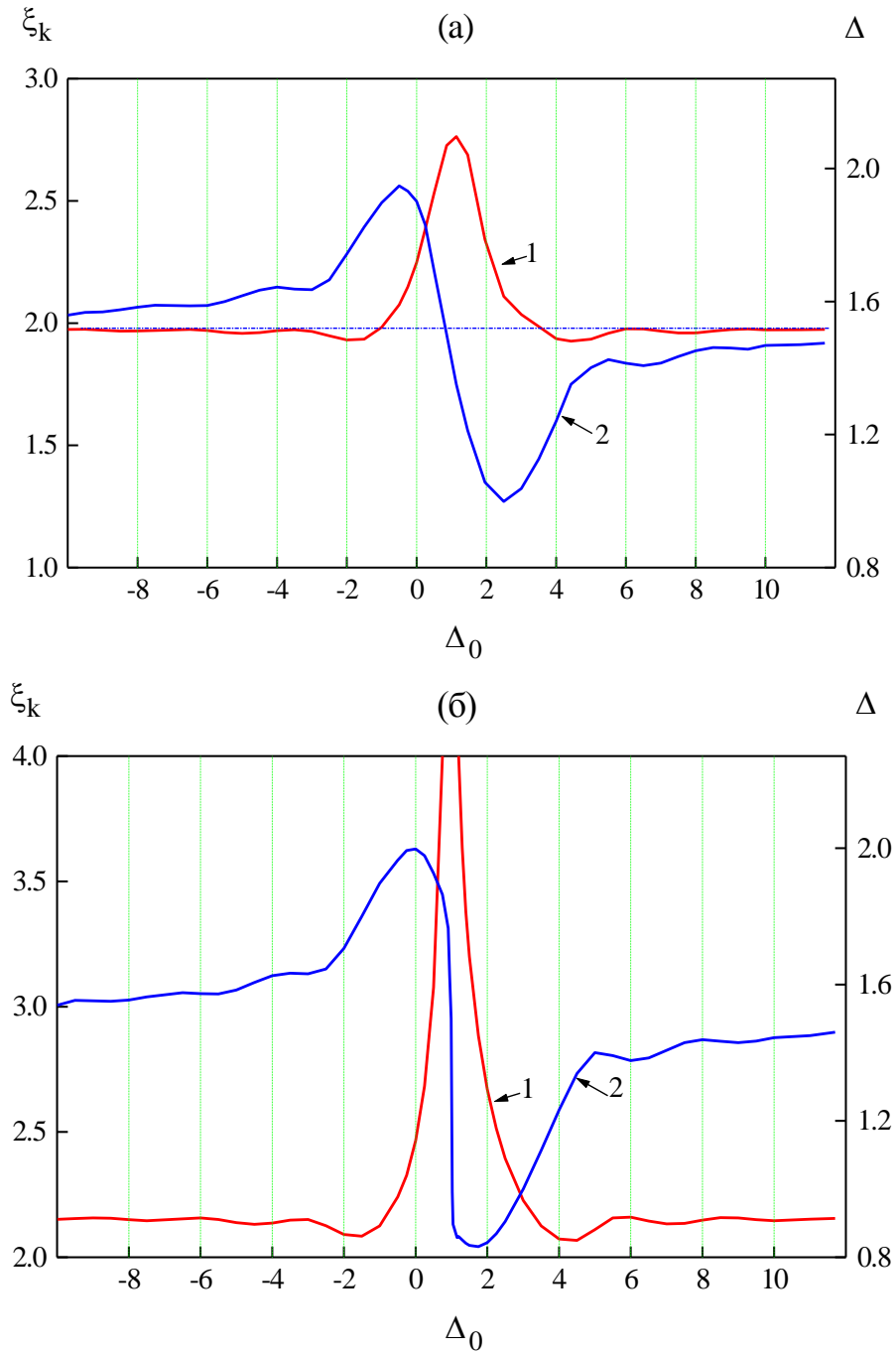


Рис. 35 Результаты численного решения краевой задачи ЛОВ в случае  $D = 0,5$ .  
 (а) -  $\sigma = 0,01$ ; (б) -  $\sigma = 1,0$ ; кривая 1 соответствует нормированной пусковой длине  $\xi_k$ ; кривая 2 – расстройке  $\Delta$ .

$$H_r \cong \frac{2\pi mc^2 \gamma_0}{e\lambda} \left( 1 + \frac{\beta_0}{\beta_h} + C \right) \quad (2.2.11)$$

Она дает  $H_r \approx 13$  кЭ. В соответствии с рисунком, полная ширина резонанса по уровню возрастания пусковой длины в  $2^{1/3}$  раз от невозмущенного поперечным взаимодействием значения ( $\xi_k^{(0)} = 2,054$ ) есть

$$\frac{\Delta H}{H_r} \cong \frac{3C}{1 + \beta_0 / \beta_h + C} \quad (2.2.12)$$

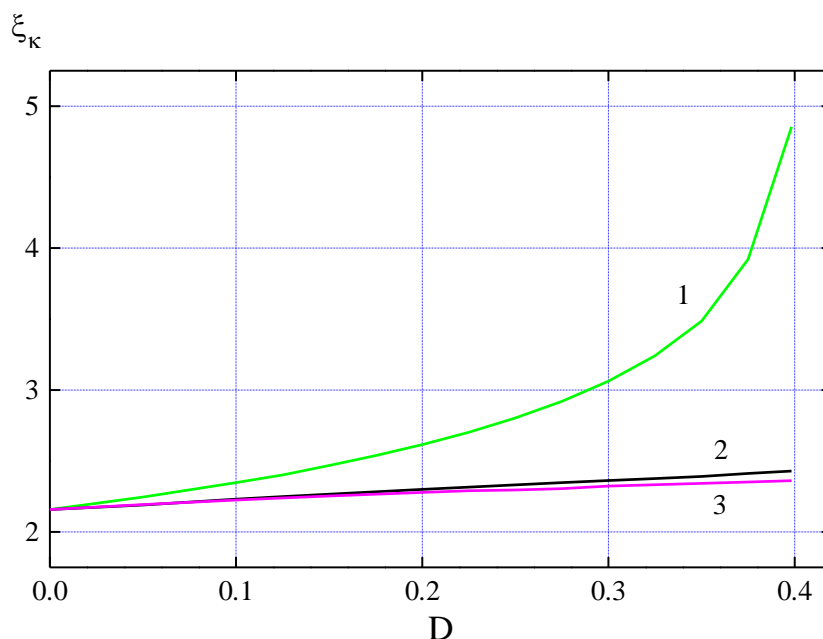


Рис. 36 Зависимость расчётных значений приведённой стартовой длины ЛОВ от параметра поперечного взаимодействия ( $\sigma = 1$ ): кривая 1 –  $\Delta_0 = 0,96$ ; 2 –  $\Delta_0 = 0$ ; 3 –  $\Delta_0 = 2,5$ .

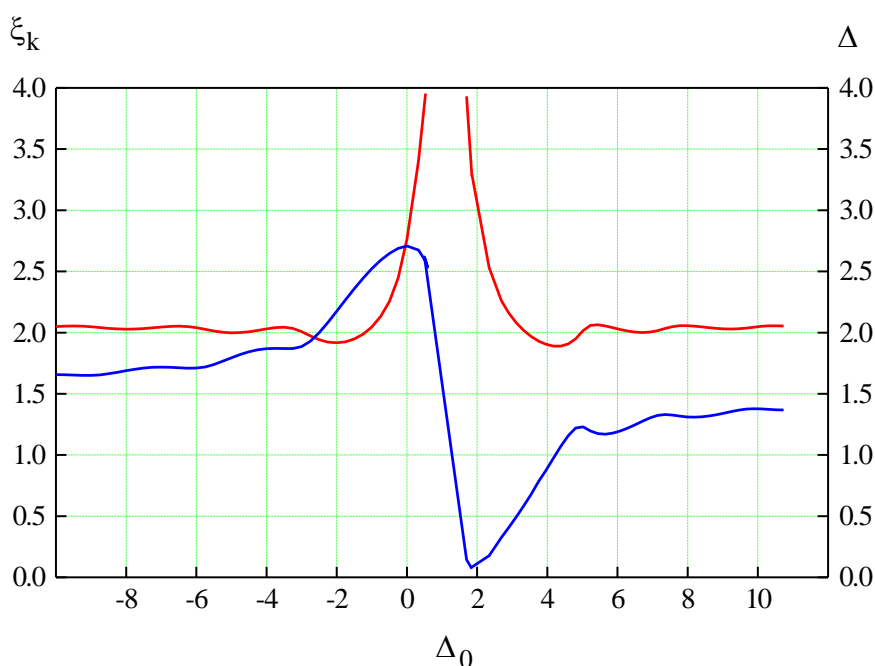


Рис. 37 Результаты численного решения краевой задачи ЛОВ (случай  $D = 1,5$ ;  $\sigma = 0,5$ ) в зависимости от расстройки циклотронного резонанса.

и составляет примерно 16%. Таким образом, в области магнитных полей 12-14 кЭ возбуждение генератора должно быть проблематичным. Однако значительно (~ в 3-5 раз) больше полоса магнитных полей, в которой расстройка черенковского синхронизма заметно отличается от невозмущённой величины. С этим эффектом, по-видимому, следует связывать снижение КПД генерации в широкой области, наблюдаемое в экспериментах. Поскольку на нелинейной стадии данный эффект смещения расстройки не может не сказываться

аналогичным образом. Так, если магнитное поле больше резонансного, то и расстройка  $\Delta$  больше «обычной» величины. Соответственно, если магнитное поле меньше резонансного, расстройка оказывается относительно малой. Этот эффект в полной мере и с хорошим соответствием полученным результатам проявляется в экспериментах в виде немонотонной зависимости генерируемой мощности и различия частоты излучения в разных магнитных полях.

**Возможности использования и подавления эффектов поперечного взаимодействия в релятивистских СВЧ приборах черенковского типа.** Поглощение встречной электромагнитной волны может в полной мере использоваться для решения задачи селекции типов волн и подавления конкурентных мод в генераторах с повышенными поперечными размерами замедляющих систем. Вслед за работой [77], где данная идея, по-видимому, впервые была использована осознанно, появились и другие работы, в которых используется циклотронная селекция. Так, можно упомянуть эксперименты [37,79-81,84] по реализации резонансных генераторов миллиметрового диапазона длин волн. В них, в частности было показано, что циклотронная селекция даёт две возможности. Первая из них (как и в [77]), – выбор рабочей моды и радиуса электронного пучка. При этом удаётся минимизировать структурный фактор (аналогичный выписанному для случая встречной волны –  $\rho_0$  см. (2.2.2)) и параметр поперечного взаимодействия. Другая возможность связана с выбором величины магнитного поля, когда становится возможной дискриминация паразитных колебаний, отличающихся частотой или волновым числом от соответствующих величин рабочей моды [79].

Эффект циклотронного поглощения встречной волны достаточно привлекателен при создании усилителей черенковского типа с сильноточным электронным пучком [34,160,161]. При использовании соответствующей схемы ввода внешнего сигнала оказывается возможным осуществить полное подавление отражений усиливаемой попутной волны [162,163] и обеспечить достаточно высокий коэффициент усиления.

Но, что касается традиционной схемы ЛОВ с рабочей волной  $E_{01}$ , эффект поперечного взаимодействия является паразитным (если не учитывать появляющуюся возможность смещения частоты генерации). Анализ представленных результатов показывает, что для ослабления влияния данного эффекта в ЛОВ необходимо использовать максимально высокое сопротивление связи ( $Z$ ) электронного пучка с синхронной гармоникой [160]. В этом случае можно снизить приведённый параметр поперечного взаимодействия. Усилия в этом направлении особенно актуальны для повышения эффективности генерации в относительно малых магнитных полях, что весьма важно с точки зрения практического использования результатов исследований. Так как с этой стороны от резонанса максимальные значения циклотронной расстройки ограничены (для рассмотренных выше условий  $\Delta_0^{(\max)} \approx 18$  для  $H = 0$ ), необходимо минимизировать параметр  $D$  [73,134].

Наиболее ощутимое ослабление эффекта поперечного взаимодействия для той же волны  $E_{01}$  можно обеспечить увеличением поперечных размеров замедляющей системы. Действительно, при сохранении сопротивления связи можно записать:  $D \propto R_0^{-2}$  [73].

С другой стороны, важным фактором, компенсирующим уменьшение расстройки в малых магнитных полях, может служить предварительная модуляция частиц на входе замедляющей системы [134].

### 2.3. Применение метода матриц рассеяния для расчёта электродинамических свойств замедляющих систем и элементов конструкции. Увеличение поперечных размеров замедляющей системы.

Метод матриц рассеяния является одним из наиболее продуктивных методов расчёта в электродинамике, и его появление связано, по-видимому, с решением некоторых задач на языке эквивалентных электрических схем [113]. Этот метод оказался полезным при моделировании разнообразных систем (см., например, [164]) в качестве инструмента, заменяющего «холодный» электродинамический эксперимент. Многочисленные теоретические работы американских учёных (например, [165-167]), а затем исследования российских специалистов [168] позволили довести метод до кондиции коммерческого программного продукта и использовать его результаты на практике. В настоящее время, имея в распоряжении подобную программу, оказывается возможен оперативный анализ электродинамических свойств систем с практически произвольной геометрией и типом волн в том числе, не обладающих осевой симметрией.

Как будет показано далее, данный метод имеет вполне объяснимые с физической точки зрения, ограничения для области «измерения» некоторых параметров, обусловленные конечной длиной исследуемых ЗС и другими факторами. Так, если метод интегральных уравнений [169] позволяет найти дисперсионные характеристики ЗС в непосредственной близости от границ полосы прозрачности бесконечного гофрированного волновода, то в нашем случае такие попытки требуют определённых условий и осмысления полученных результатов.

**Основные характеристики метода.** Коротко суть метода заключается в том, что поля в каждой плоскости нерегулярной электродинамической системы представляются в виде векторов с конечным числом элементов, характеризующих амплитуды собственных волноводных мод для данного сечения. Вся исследуемая геометрия разбивается на некоторое количество коротких волноводов и ступенчатых переходов. После этого вычисляются матрицы передачи собственных волн на каждой ступеньке, и путем соответствующего перемножения матриц восстанавливаются поля в любом сечении. На вход подаётся одна из волноводных мод. Таким образом, метод позволяет рассчитывать не только поля, но и резонансные свойства, в том числе трансформацию волн. Исследователь должен только рационально выбрать полное число мод, которое обеспечивают необходимую точность.

Исходный программный продукт для расчёта полей аксиально-симметричных волн (на языке Fortran), усилиями Ельчанинова А. А. и Куркана И. К., был адаптирован под универсальную графическую систему LabVIEW. Одновременно были существенно дополнены возможности с точки зрения ввода геометрии и вывода результатов с их параллельной обработкой. Фрагмент рабочего файла с расчётом электрических полей волны  $E_{01}$  (на частоте 9,90 ГГц и для фиксированного радиуса 10 мм) в изображённой там же замедляющей системе представлен на рис. 38. В данном примере число мод в расчёте равно 8. В таблице задания геометрии первые две колонки – продольная координата и радиус стенки соответственно. Третья колонка – признак аналитической

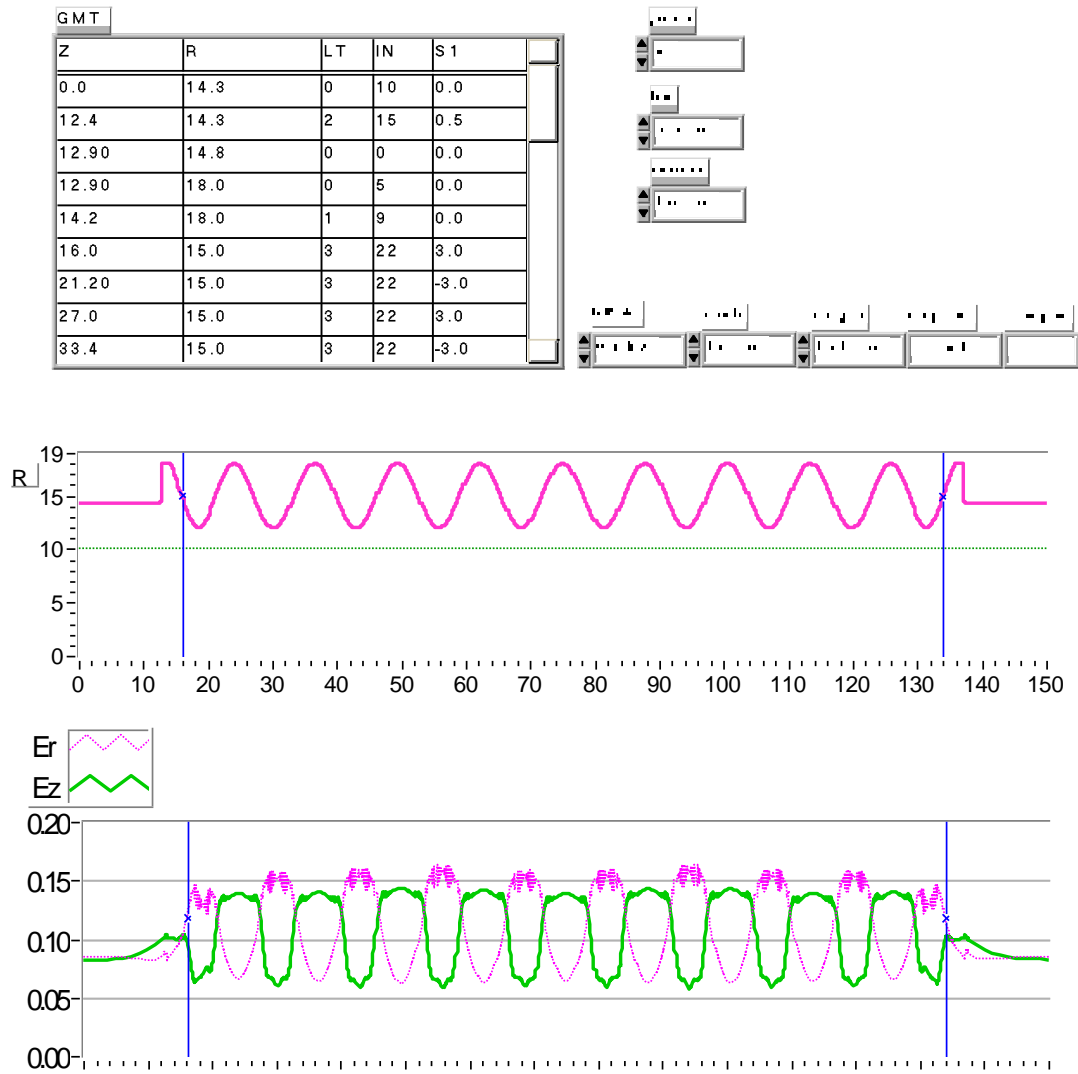


Рис. 38 Фрагмент рабочего файла с таблицей ввода геометрии и изображением полученного распределения модуля электрического поля  $E_{01}$  волны в аксиально-симметричной замедляющей системе.

зависимости, описывающей отрезок геометрии вплоть до следующей координаты. Далее – количество разбиений, с которым допускается аппроксимировать ступеньками данный отрезок. И, наконец, последняя колонка – характеристика аналитической зависимости (если таковая необходима, например, радиус кривизны или амплитуда синусоиды). Во всей полосе пропускания рассматриваемая ЗС должна быть достаточно хорошо согласованной с регулярным волноводом, чтобы была возможность анализа её характеристик. Наличие отражений ограничивает точность определения параметров ЗС, – впрочем, также как и в реальном электродинамическом эксперименте. Задача согласования ЗС и круглого волновода вынесена в Приложение 2. На рис. 38 показана ЗС, в которой имеются компенсирующие элементы для согласования в полосе частот. В линейке справа от таблицы можно найти безразмерную фазовую скорость  $(-1)$ -ой пространственной гармоники ( $\beta_S = 0,649$ ). А правее указаны пределы, в которых эта скорость выбирается для вычисления дополнительных величин (в правом квадрате приводится результат

интегрирования  $z$ - компоненты поля синхронной гармонике на радиусе 10мм). Кроме продольного распределения модулей компонент электрического поля, в файле содержится аналогичная картинка для фаз полей. Дополнительно возможен анализ прохождения волны через исследуемую ЗС в задаваемой полосе частот (см. Приложение 2).

Итак, программа позволяет целый комплекс «измерений»:

- находить коэффициенты отражения, прохождения и трансформации волн (в случае существования других распространяющихся симметричных волн);
- оперативно изменять геометрию и добиваться необходимого согласования в заданной полосе частот между отдельными частями электродинамической системы;
- находить фазовую скорость основной волны на различных частотах, характеризуя тем самым степень дисперсии периодической системы;
- находить фазовую скорость пространственной гармонике;
- определять относительную величину амплитуды пространственной гармонике.

**Методика нахождения фазовой скорости гармоник и сопротивления связи.** Фазовую скорость основной (нулевой) гармонике поля достаточно легко найти из вида продольного распределения фазы поля. Для того, чтобы уточнить это значение и найти фазовую скорость гармонике необходим дополнительный анализ. Его точность лимитируется протяжённостью анализируемой геометрии.

Пусть исследуемая (строго периодическая на достаточно большой длине) ЗС такова, что рабочая волна в интересующей нас области частот не испытывает существенных отражений от переходов к круглым полубесконечным волноводам слева и справа. Пусть также для простоты эти волноводы имеют одинаковый радиус  $a$ . Например, мы вычислили поле на заданной частоте, задав некоторый радиус (обозначим его для определённости  $r_b$ ). Результат вычислений  $z$ -компоненты поля вдоль продольной координаты с некоторым шагом разбиений известен (хранится в каком-либо файле). Это распределение соответствует некоторой комплексной функции  $f(r_b, z)$ . В дальнейшем анализе участвует пробная частица, знак и безразмерное значение скорости которой ( $\beta$ ) можно задавать. Каждый раз после задания величины  $\beta$  вычисляется интеграл:

$$M = \int_{z_1}^{z_2} f(r_b, z) \exp(ikz / \beta) dz \quad (2.3.1)$$

и осуществляется вариация величины  $\beta$  с последующим нахождением производной  $\partial |M|^2 / \partial \beta$ . По существу, таким образом, получается некоторая величина, с точностью до константы характеризующая активную восприимчивость потока частиц (см. (1.3.61)). Поиск нуля этой функции даёт значение скорости одной из пространственных гармоник. Из общих соображений, предварительных оценок и модуля величины  $M$  можно судить о том, какой гармонике соответствует данная скорость. Удовлетворительная точность расчета таким способом обеспечивается, если в задаваемом интервале интегрирования укладывается достаточно большое число длин волн ( $L \approx z_2 - z_1 \gg \beta_n \lambda$ ). После того, как найдена фазовая скорость волны (гармоники), соответствующая величина  $|M| / (z_2 - z_1)$  характеризует модуль амплитуды  $z$ -компоненты. Таким способом найдены характеристики ЗС, приведённой для примера на рис. 38, – рис. 39.

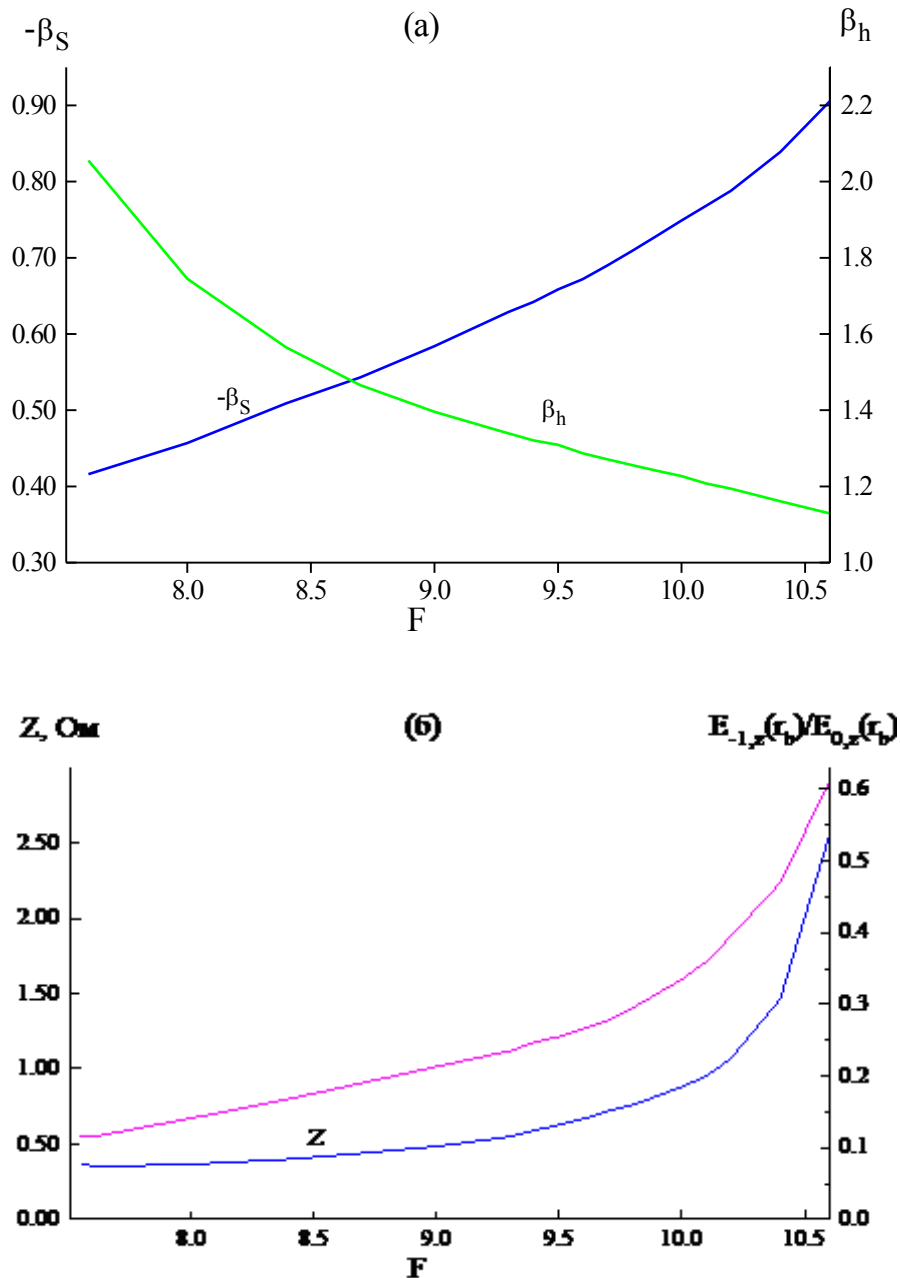


Рис. 39 Результаты расчета фазовых скоростей гармоник (а); сопротивления связи с (-1)-ой пространственной гармоникой и отношение амплитуд  $z$ -компонент электрического поля (б) для замедляющей системы на рис.34.

При нахождении сопротивления связи (1.3.33) требуется определить норму. Поскольку ЗС является согласованной можно воспользоваться сохранением потока мощности, вычисляя норму для гладкого волновода:

$$N_s = \frac{\omega a^2}{2h_a} |E_r(a)|^2 \quad (2.3.2)$$

Здесь  $h_a$  – продольное волновое число волны в гладком волноводе радиусом  $a$ ,  $E_r(a)$  – амплитуда бегущей волны на стенке гладкого волновода. Тогда, после нахождения описанным выше способом амплитуды пространственной гармоники под номером  $n$ ,  $E_{n,z}(r_b)$  – можно найти соответствующее значение



сопротивления связи. В случае  $n = -1$  выражение (1.3.33) приводится к виду [134]:

$$Z = \frac{4h_a}{ck^3 a^2} \frac{|E_{-1,z}(r_b)|^2}{|E_r^{(a)}(a)|^2} \quad (2.3.3)$$

Так как везде представляют интерес относительные значения полей, определение нормировки амплитуд тех или иных компонент полей в методе матриц рассеяния не играет принципиальной роли. Действительно, выражение (2.3.3) может быть переписано также через амплитуду  $z$  – компоненты поля на оси в ЗС или сопрягаемом гладком волноводе:

$$Z = \frac{4v_{01}^2}{ch_a k^3 a^4 J_1^2(v_{01})} \frac{|E_{-1,z}(r_b)|^2}{|E_z^{(a)}(0)|^2}$$

Последнее выражение не очень удобно для практических расчетов, хотя весьма наглядно демонстрирует, что сопротивление связи должно повышаться в случае, когда частота приближается к низкочастотной границе полосы пропускания гофрированного волновода ( $Z \rightarrow \infty$  при  $h \rightarrow 0$ , см. например, [15,115]). На рисунке 39 (б) данная тенденция не проявляется в полной мере, в силу достаточно малой длины ЗС, и обнаруживается лишь при достаточно большом числе периодов ЗС (больше 10÷15). Следует заметить: в пределе  $h \rightarrow \pi/L$  может возникать неопределенность в измерении сопротивления связи, в том смысле, что результат оказывается весьма чувствительным к условиям согласования ЗС с гладким волноводом.

Начиная с некоторых пределов увеличения частоты, возникает неопределенность и в трактовании результатов вблизи высокочастотной границы полосы пропускания ЗС. Действительно, необходимо иметь в виду, что вблизи этой границы волновые числа становятся комплексными. Наличие распределенных внутренних отражений волн превращают ЗС из волноведущей в резонансную независимо от согласований на концах. Увеличение длины системы в этом случае только подчёркивает ее резонансные свойства и лишь незначительно сдвигает значение соответствующей граничной частоты. Единственным критерием, когда измеряемые данным методом характеристики ЗС (фазовая скорость, сопротивление связи) имеют чёткий физический смысл, может служить условие малости изменения амплитуды полей вдоль системы.

В целом, результаты расчета характеристик ЗС хорошо совпадают с данными, которые можно получить с помощью асимптотической теории [115], методом интегральных уравнений [169] и другими методами.

**Некоторые элементы конструкции.** Одним из важных элементов является отрезок запредельного волновода, используемый в обычной схеме ЛОВ. В электродинамике данный элемент хорошо изучен, и, в частности, легко записать формулу, по которой можно вычислить коэффициент отражения волны на заданной частоте. Тем не менее, некоторые аспекты в выборе геометрии требуют особого внимания.

1) Проникновение  $z$  – компоненты поля в запредельную для волны область может служить причиной модуляции частиц на входе в ЗС (типичная ситуация представлена на рис.36). Данный эффект может оказать серьёзную роль в изменении режима работы генератора, если планируемая рабочая частота незначительно меньше критической частоты:  $f \cong f_c = c/\lambda_c$  ( $\lambda_c = 2\pi a/\nu_{01}$ ). Для условий, приведённых на рис. 40, относительное удаление частоты 10 ГГц от

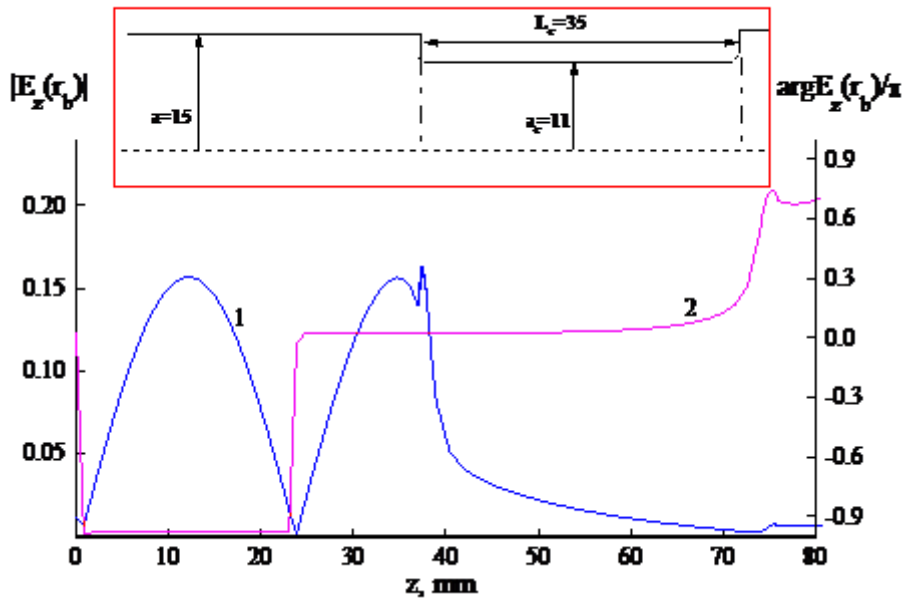


Рис. 40 Распределение продольной компоненты поля волны  $E_{01}$  при отражении от запредельного сужения ( $f = 10$  ГГц,  $r_b = 10$  мм): 1 – модуль, 2 – фаза.

критической (чуть более 4%) оказывается явно недостаточным. Кроме достаточного разнесения частот, ослабить данный эффект помогает выбор резкого перехода от ЗС к отрезку запредельного волновода и максимальное приближение радиуса пучка к металлической стенке ( $r_b \rightarrow a_c$ ).

2) Значительного усиления полей на переходе к запредельному отрезку (как и в других частях ЗС) можно избежать, если использовать плавное закругление. Радиус закругления, как показывают расчёты полей, должен быть больше или порядка  $0,1\lambda$ .

Дифракционный вывод излучения из ЗС обычно осуществляется с помощью конусного расширения волновода. От этого элемента требуется, чтобы он не вносил отражений волны и трансформации в другие типы волн. Известно, что уровень отражений волны непосредственно от раскрыва конуса снижается при удалении от критической частоты примыкающего волновода. Предположим для определенности, что групповая скорость волны в исходном волноводе  $\beta_g > 0,5$  (например, для частоты  $f = 10,0$  ГГц радиус волновода должен удовлетворять условию  $a_1 > 13,5$  мм). Тогда достаточно малым можно считать угол раскрыва уже  $6^\circ$ . Для такого угла и условия на исходный радиус волновода коэффициент отражения от конуса достаточно мал независимо от того, на какой радиус волновода  $a_2$  выходит этот конус ( $|R|^2 < 0,5\%$ ). С увеличением радиуса  $a_2$  (если  $2a_2 > v_{02}\lambda/\pi$ ) появляется возможность трансформации волны  $E_{01}$  в попутную волну  $E_{02}$ . Для угла  $6^\circ$  максимальный коэффициент трансформации составляет около 1% в случае относительно малой групповой скорости волны  $E_{02}$  и снижается с последующим ростом  $a_2$ . Ещё более усложняется картина в случае выхода конуса на существенно сверхразмерный волновод, когда появляются дополнительные распространяющиеся моды.

**Сосредоточенный резонансный рефлектор.** Если рассматривать возможность увеличения поперечных размеров ЗС карсинотрона [73], то в этом случае отражение встречной волны целесообразно обеспечивать не с помощью отрезка закритического волновода, а использовать полосовой заградительный

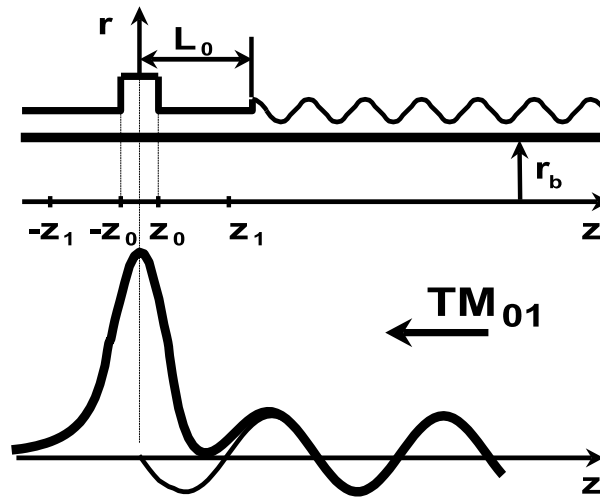


Рис. 41 Вид резонансного рефлектора и распределение  $E_z$ -компоненты поля на радиусе пучка в приближении малой амплитуды гофр.

фильтр. Например, это может быть протяжённый в масштабе длины волны брэгговский рефлектор, в том числе, с изменением типа отражённой волны [75]. Однако более благоприятные условия для селекции волн с различной поперечной структурой полей позволяет обеспечить сосредоточенный резонансный рефлектор [73,134]. Это объясняется наличием предварительной модуляции электронного потока в области рефлектора высокочастотным полем, имеющим заданную азимутальную симметрию и фазу относительно распространяющейся волны. Отметим, что впервые такой тип рефлектора (для симметричных волн  $H$ - типа) был рассмотрен в работе [170]. Данная идея позднее нашла своё развитие и применение при создании лазера на циклотронном авторезонансе [168].

Геометрия резонатора образована аксиально-симметричной канавкой с радиусом  $b$  и шириной  $L_b$  (на рис. 41 это область продольной координаты  $|z| < z_0$ ), к которой примыкают согласованные на краях волноводы с радиусом  $a$ . Отражение от рефлектора происходит в режиме холостого хода для распространяющейся волны  $E_{01}$  вследствие возбуждения запертой моды  $E_{02}$ . Эквивалентная электрическая схема, поясняющая механизм отражения волны, представляет собой простейший вариант полосового заградительного фильтра – параллельного резонансного контура, – встроенного в разрыв передающей линии. Этот факт иллюстрируется характером распределения поля стоячей волны:  $E_{0z}(0) = 0$ . Жирная линия на рис.41 соответствует суперпозиции полей стоячей волны и запертой моды.

Будем полагать для простоты профиль канавки прямоугольным (в экспериментах, описанных далее, были использованы скругленные переходы для снижения полей). Частоты собственных колебаний в приближении малых потерь энергии могут быть найдены аналогично, как и в известной задаче квантовой механики о нахождении энергетических уровней в прямоугольной потенциальной яме конечной глубины [171]. Так, если пренебречь излучением (нулевое приближение), функция  $f$ , описывающая продольное распределение  $z$ -компоненты электрического поля, может быть найдена из решения дифференциального уравнения второго порядка с соответствующими граничными условиями [172]:

$$\frac{d^2 f}{dz^2} + (k^2 - k_{\perp}^2(z))f = 0$$

$$k_{\perp}^2(z) = \begin{cases} v_{02}^2 / a^2 & , z > |z_0| \\ v_{02}^2 / b^2 & , z < |z_0| \end{cases} \quad (2.3.4)$$

$$\{f' / f\}_{|z_0} = \{f' / f\}_{|z_0} = 0$$

Из решения этой задачи следует, что резонансное колебание, – как минимум одно, – находится в области, заданной условием  $v_{02}/b < 2\pi/\lambda < v_{02}/a$ , и это колебание является единственным, если выполняется строгое неравенство  $v_{02}L_b(1-a^2/b^2)^{1/2} < 2a$  [73]. При выполнении этого неравенства частота резонансного колебания может быть найдена из двух уравнений, одно из которых является трансцендентным:

$$k_r^{(0)} = \frac{v_{02}}{b} \sqrt{1 + \left( \frac{2b\varepsilon}{v_{02}L_b} \right)^2}$$

$$\cos \varepsilon = \frac{2b}{v_{02}L_b \sqrt{b^2/a^2 - 1}} \varepsilon$$

На основании нулевого приближения попытаемся оценить уровень дифракционных потерь резонансного колебания. Представим  $z$ - компоненту электрического поля в области рефлектора в виде  $E_z(z,r) = E_z(r) * f(z)$ . Потребуем, чтобы функция  $f(z)$  удовлетворяла условию нормировки:  $f(0) = 1$ . Область интегрирования при определении нормы ограничим некоторыми координатами, для которых выполняется условие:  $|f(\pm z_1)| \ll 1$  (см. рис. 37). Аналитическое выражение для  $Q_d$  можно найти на основании леммы Лоренца [113] (или её следствий), имея в виду модель свободных затухающих колебаний. Предположим, в некоторый момент времени отключается внешний источник возбуждения. Мысленно закорачиваем канавку металлической фольгой, по которой протекает магнитный поверхностный ток, определяемый в соответствии с решением задачи в нулевом приближении:

$$i_{\varphi}^{(m)} = -\frac{c}{4\pi} C J_0(v_{02}a/b) \cos(\sqrt{k^2 - v_{02}^2/b^2} z)$$

Здесь пренебрегается величиной поля (и тока) от распространяющейся волны. Тогда, на основании уравнения возбуждения [114], влево и вправо начинают распространяться волны  $E_{01}$  одинаковой амплитуды. Мощность, переносимая каждой из них, есть:

$$P = \frac{2\pi^2 k}{ch_a} \left| \int_{-z_0}^{z_0} i_{\varphi}^{(m)} \exp(ih_a z) dz \right|^2$$

При вычислении энергии, запасённой в резонаторе, учтём только поля запертой моды (полагаем, что модель, в которой пренебрегается высокими типами не распространяющихся волн в норме и возбуждающих токах должна в достаточной мере отражать качественную картину процесса):

$$W = \frac{k^2 b^4 \Sigma}{8v_{02}^2} C^2$$

Окончательно (с учётом связи  $Q_d = \omega W/2P$ ), для случая  $h_b L_b \ll 1$  получаем оценку [134]:

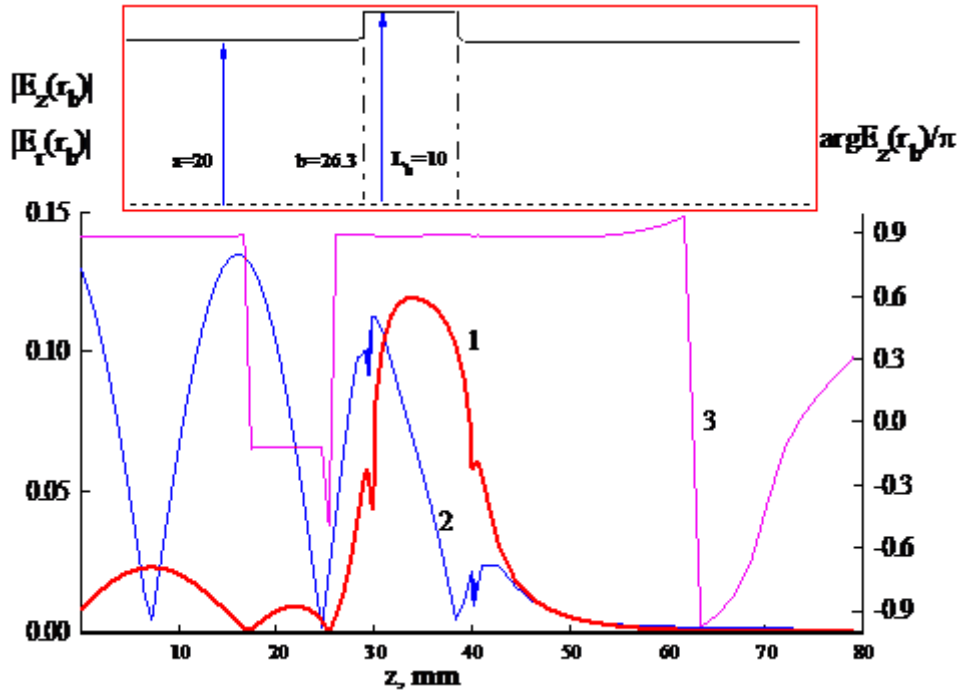


Рис. 42 Расчетная геометрия, модули поля:  $z$ - компоненты (1),  $r$ - компоненты (2) и распределение фазы  $z$ - компоненты (3) на радиусе 18 мм ( $F = 10,0$  ГГц).

$$Q_d \approx \frac{J_1^2(v_{02})}{2J_0^2(v_{02}a/b)} \frac{h_b b^2 \Sigma}{L_b^2}, \quad \Sigma = \int_{-z_1}^{z_1} |f|^2 dz \quad (2.3.5)$$

По ряду причин здесь не рассматривается решение задачи для определения частоты колебаний в первом приближении. Как известно [172], наличие дифракционных и омических потерь приводит к сдвигу резонансной частоты вниз. Из полученных выше выражений следует, что коэффициент связи собственного колебания с бегущей волной является функцией высоты ступеньки. Поэтому величину дифракционной добротности можно всегда выбрать малой по сравнению с добротностью, обусловленной потерями в стенках:  $Q_d \ll Q_0$ . Действительно, в случае медных стенок и частоты 10 ГГц омическую добротность можно оценить величиной  $Q_0 \sim 10^4$ . В условиях, когда имеются только дифракционные и омические потери, коэффициент отражения волны на резонансной частоте определяется выражением  $R \approx 1 - Q_d/Q_0$  [170,168]. Таким образом, в практически интересном случае сильной связи бегущей волны и резонансного колебания, когда значение  $Q_d$  может быть на 3÷4 порядка меньше, чем  $Q_0$ , почти вся мощность волны на некоторой частоте отражается назад.

Из вида выражения (2.3.5) следует, что характерная полоса частот, в которой можно обеспечить отражение бегущей волны, может простирается в широких пределах. Значение  $Q_d$  нетрудно реализовать от нескольких единиц до бесконечности в пределе  $a/b \rightarrow 1$  или  $L_b \rightarrow 0$  (аналогичная особенность возникает в случае  $L_b \rightarrow 2\pi/h_b$ , где  $h_b$  – продольное волновое число  $E_{01}$  в волноводе радиусом  $b$ :  $h_b = (k^2 - v_{01}^2/b^2)^{1/2}$ ).

Отмеченные закономерности находят подтверждение в результатах расчетов с помощью метода матриц рассеяния. Один из вариантов геометрии рефлектора, используемый в эксперименте, представлен на рис. 42. На этом же рисунке даны распределения продольной и радиальной (модули) компонент

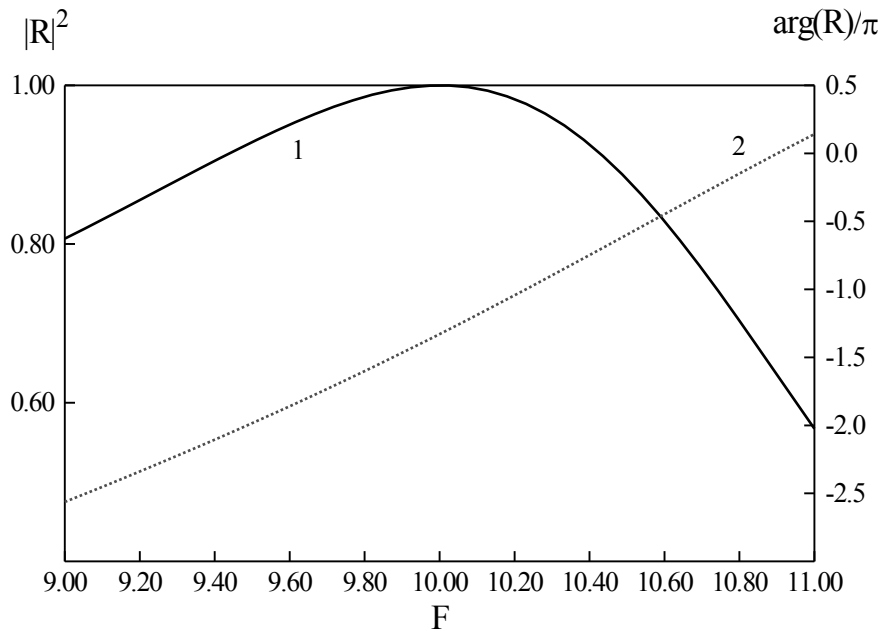


Рис. 43 Расчетная зависимость коэффициента отражения (1) и фазы отражения (2) от частоты для рефлектора, изображенного на рис. 39. Фаза отражения измеряется на расстоянии 15 мм от центральной плоскости рефлектора.

полей и фаза  $z$ - компоненты поля на частоте полного отражения набегающей слева волны  $E_{01}$ . В данной геометрии радиус закруглений в области перехода к канавке – 1 мм. «Измеренное» значение дифракционной добротности (как обратная относительная полоса частот по уровню снижения величины  $E_{z,\max}$  в области рефлектора в 1,414 раз) составило  $\approx 3,4$ . Максимальный расчётный коэффициент отражения на некоторой частоте (около 10,0 ГГц) в точности равен единице ( $|R|^2 = 1$ ), так как в модели не учитываются потери в стенках. Полосовые свойства такого рефлектора изображены на рис. 43. В соответствии с результатами, представленными на рис. 43, фаза отражённой волны меняется плавно в широком диапазоне частот. Область частот, в которой происходит отражение волны, в рассмотренной конфигурации достаточно широка. С уменьшением глубины канавки эту полосу отражения можно существенно уменьшить (см. рис. 44). Для рассматриваемой геометрии и используемой области изменения радиуса  $b$  амплитуда продольной компоненты поля изменяется более чем в два раза. В случае возрастания дифракционной добротности одновременно с увеличением амплитуды поля растёт также объём, занятый полем. Это объясняется тем, что с уменьшением величины  $(b-a)/a$  поле запертой моды затухает на все большем расстоянии от канавки. В силу этого обстоятельства, по-видимому, практический интерес могут представлять случаи  $(b-a)/a > 0,12 \div 0,14$ .

Для некоторых приложений может оказаться целесообразным значительно расширить полосу отражения. Такая цель легко достигается [134], если использовать два одинаковых рефлектора, отстоящих на три четверти длины волны в волноводе.

Наконец, последней иллюстрацией, которая, несомненно, важна в практическом отношении, является распределение полей по радиусу – рис. 45. Как и следовало ожидать, зависимость  $z$ - компоненты поля почти целиком определяется запертой модой с характерным для  $E_{02}$  распределением. Поскольку

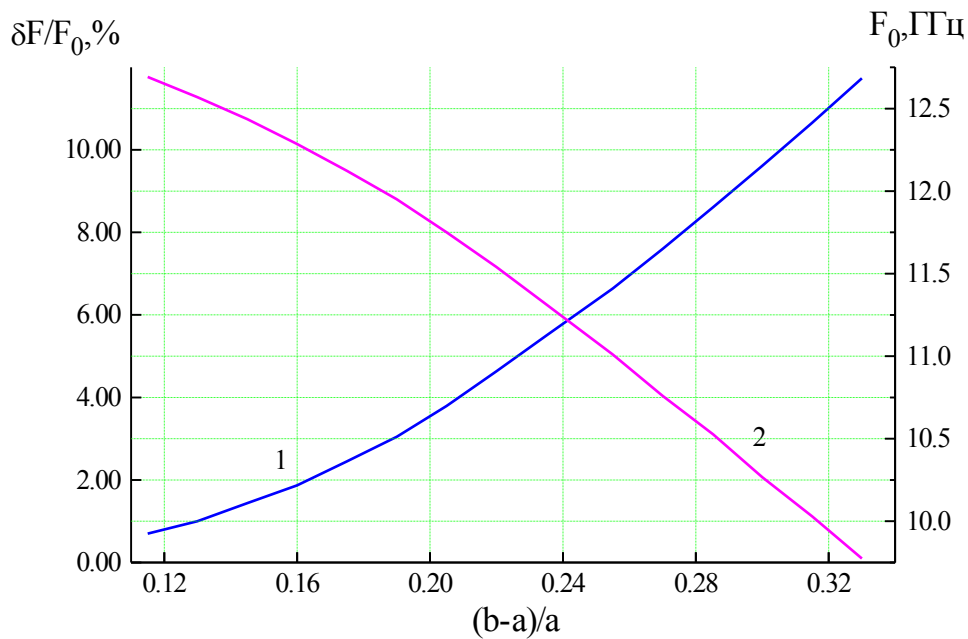


Рис. 44 Зависимость относительной ширины полосы отражения рефлектора (по уровню  $|R|^2 = 0,9$ ) – кривая 1 и центральной частоты – кривая 2 от нормированного радиуса канавки; ( $a = 20$  мм,  $L_b = 10$  мм).

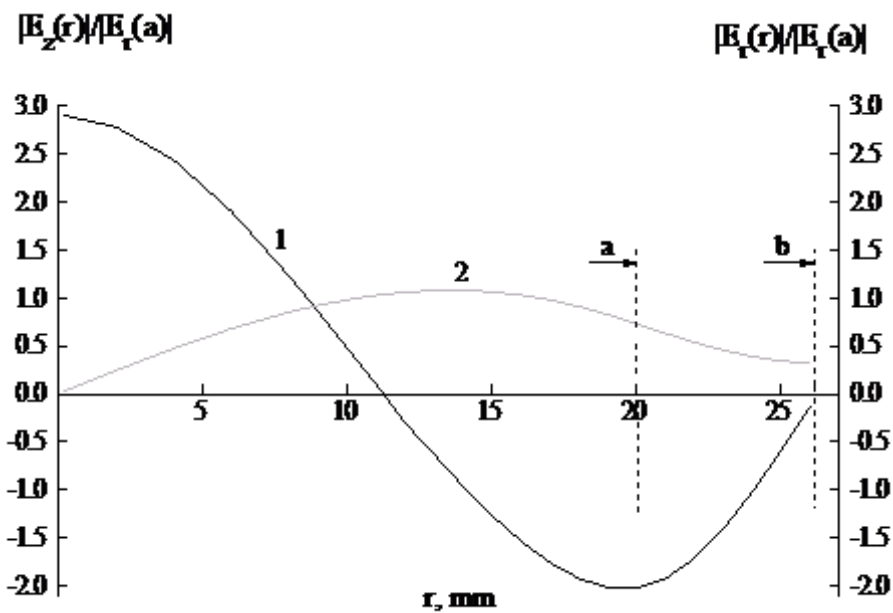


Рис. 45 Нормированные компоненты поля (кривая 1 – продольная, кривая 2 – радиальная) как функции радиуса в центральной плоскости рефлектора ( $a = 20$  мм,  $b = 26,3$  мм,  $L_b = 10$  мм,  $F = 10,0$  ГГц).

вблизи критической частоты поперечная составляющая поля этой моды относительно мала, основной вклад в распределение  $r$ -компоненты суммарного поля вносит волна  $E_{01}$ . Разумеется, что в других сечениях радиальное распределение видоизменяется. Асимметрия относительно центральной плоскости рефлектора для продольной компоненты поля (см. рис. 42) менее существенна в случае увеличения дифракционной добротности.

Обращает на себя внимание тот факт, что даже для такой относительно низкой добротности рефлектора, амплитуда продольной компоненты поля оказывается, достаточно велика: почти в два раза больше амплитуды радиальной компоненты поля бегущей волны на стенке волновода.

Используемый в следующем параграфе параметр модуляции частиц по энергии, в силу определения ( $w_m = Re(\alpha F_0 \exp(i\theta_0))$ ) см. параграф 1.4 и выражение 1.4.50), можно записать в виде [134]:

$$\alpha = \frac{E_z(r_b)}{E_{-1,z}(r_b)} \frac{kM}{2\gamma_0^2 \beta_0} \quad (2.3.6)$$

Здесь функция  $M$  (2.3.1), имеющая размерность длины, должна вычисляться для пределов интегрирования  $[-z_1, z_1]$  (см. рис. 41 и соответствующие ему пояснения). Модуль параметра  $\alpha$  характеризует глубину модуляции электронов по энергии, и с помощью выражения (2.3.3) его можно привести к виду:

$$|\alpha| = \frac{|E_z(r_b) * M|}{a\gamma_0^2 \beta_0 |E_r(a)|} \left( \frac{h_a}{kcZ} \right)^{1/2} \quad (2.3.7)$$

Нельзя не остановиться на том важном обстоятельстве, что в присутствии сильноточного электронного пучка для резонансного колебания появляется ещё один канал потерь энергии [134]. Рассмотрим коротко количественные характеристики данного эффекта.

Определяемый в параграфе 1.3 угол пролёта в поле колебания на квазикритической частоте является отрицательным (расстройка  $\delta$  (1.3.36) является отрицательной, так как формально можно полагать  $\beta_s \rightarrow \infty$ ). То есть, угол пролета частиц в области рефлектора можно записать в виде:

$$\psi = -kL_{ef}/\beta_0, \quad (2.3.8)$$

где  $L_{ef}$  – эффективная протяжённость поля. Оценка даёт величину порядка  $-\pi$  (для рассмотренной выше конфигурации рефлектора  $L_{ef} \approx 1,2L_b$  и для случая  $\beta_0 = 0,866$  получаем  $\psi \approx -0,9\pi$ ). То есть, активная восприимчивость пучка отрицательна, – он в среднем поглощает энергию электромагнитного поля в области рефлектора. В соответствии с формулой (1.3.61) и рис. 8, можно сделать оценку:  $\chi'' \approx -0,25$ . Потери энергии на модуляцию электронного потока можно охарактеризовать соответствующей добротностью ( $Q_e$ ). На основании выражений (1.3.54,56) определяем эту добротность следующим образом:

$$Q_e = \frac{1}{2I_0(-\chi'')} \quad (2.3.9)$$

Если угол пролёта несущественно отличается от приведённой оценки, то с учётом (1.3.57) выражение для вносимой пучком добротности можно упростить:

$$Q_e \approx \frac{2J_A(\gamma_0^2 - 1)^{3/2}}{J_b} \left( \frac{b}{L_b} \right)^2 \quad (2.3.10)$$

Отметим здесь, что в работе [134] допущена ошибка в выражении (2), определяющем  $Q_e$ : неверно указана степенная зависимость от  $\beta$ . При постоянстве продольного размера рефлектора переход к нерелятивистскому пределу ( $J_b \propto \beta_0^{3/2}$ ) может приводить к появлению особенности лишь в силу снижения активной восприимчивости пучка. В соответствии с выражением (2.3.10), в противоположном случае высоких энергий частиц, относительная доля забираемой пучком энергии падает пропорционально  $\gamma_0^{-2}$ .



Итак, для параметров эксперимента  $J_b = 4$  кА и  $\gamma_0 = 2$  получаем  $Q_e \approx 300$ . В условиях, когда  $Q_e \ll Q_0$ , коэффициент отражения волны на резонансной частоте имеет вид:  $R \approx 1 - Q_d/Q_e$ . Так, если  $Q_d \approx 3$ , получаем  $R \approx 0,99$ , – примерно один процент мощности падающей волны затрачивается на модуляцию частиц и примерно один процент мощности может соответствовать прохождению волны. Прохождение некоторой доли мощности волны через рефлектор в присутствии электронного пучка было замечено при численном моделировании генератора методом крупных частиц [134]. Впрочем, аналогичный эффект может иметь место в случае отражения волны отрезком запердельного волновода, – в присутствии электронного пучка эффективный диаметр этого отрезка незначительно, но возрастает. Просачивание электромагнитного поля по направлению к катоду, по-видимому, следует расценивать как нежелательный эффект. Поэтому с этим эффектом следует считаться при выборе геометрии рефлектора в конкретном эксперименте.

Отстройка частоты резонансного колебания в присутствии электронного пучка может быть оценена с помощью выражения (1.3.67). В силу малости реактивной восприимчивости пучка в данном диапазоне углов пролёта (см. рис. 8), этот сдвиг частоты является несущественным.

**Некоторые аспекты повышения поперечных размеров ЗС.** Основной проблемой в случае увеличения диаметра системы является, как известно, проблема селективного возбуждения запланированного колебания в генераторе. Здесь должны прилагаться совместные усилия, как со стороны электродинамических методов, так и электронной селекции. Использование описанного выше резонансного рефлектора для генератора встречной волны может в определённых условиях обеспечивать селекцию лишь в качестве модулятора электронного потока. В количественном отношении такая роль оценивается далее. Однако, с точки зрения электродинамических методов селекции, применяемых, например, в резонансных генераторах, создать каким-либо образом предпочтительные условия для распространяющейся волны достаточно проблематично. Правильнее ставить вопрос следующим образом, – возможно ли и до какой степени снизить в ЗС добротности паразитных колебаний, которые могут оказаться в полосе синхронизма с электронным пучком, и число которых быстро возрастает с увеличением поперечных размеров ЗС. Итак, необходимо предпринять специальные меры, чтобы со стороны коллектора ЗС имела плавное расширение и была согласована для всех распространяющихся волн.

Рассмотрим пример ЗС с повышенным поперечным размером, реализуемый в эксперименте. Параметры геометрии следующие:  $d = 13,5$  мм,  $R_0 = 22,7$  мм,  $l = 1,75$  мм. Дисперсионные характеристики симметричных волн приведены на рис. 46. Пусть радиус тонкостенного трубчатого пучка составляет 20 мм, а кинетическая энергия частиц 511 кэВ ( $\beta_0 = 0,866$ ). Вблизи расчетной рабочей частоты волны  $E_{01}$  10 ГГц сопротивление связи составляет 1,05 Ом. Дисперсия волн такова, что обычно наиболее опасный, среди конкурентов, – оротронный режим – не представляет угрозу (по крайней мере, среди симметричных волн). Действительно, – квазикритическое колебание моды  $E_{03}$  отсутствует, а для аналогичного колебания моды  $E_{02}$  слишком велика расстройка синхронизма. Так, для геометрии на рис. 47 колебание существует вблизи частоты 11,53 ГГц и образует (-1)-ю и (+1)-ю пространственные гармоники с фазовой скоростью  $\beta_s \cong 0,525$  и 0,43 соответственно. Добротность данного колебания (около 230) не слишком велика, в силу плавно расширяющегося

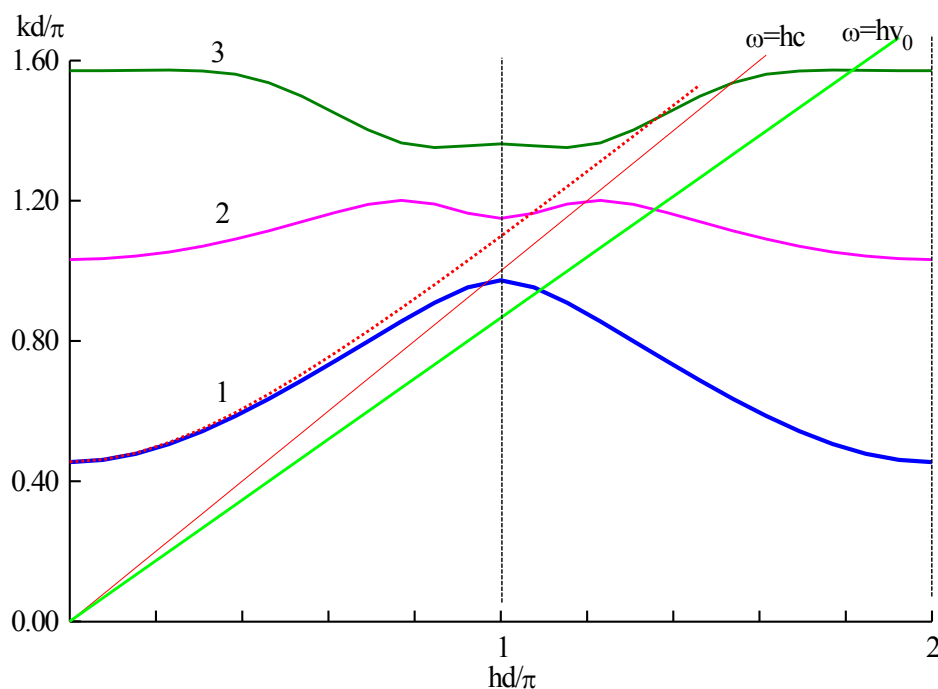


Рис. 46 Дисперсионные кривые симметричных волн в аксиально-симметричной ЗС для волн: 1 –  $E_{01}$  (штриховой линией дается дисперсия этой волны в гладком волноводе с радиусом  $R_0$ ), 2 –  $E_{02}$ , 3 –  $E_{03}$ ; показаны также световой конус и линия синхронизма для энергии частиц 511 кэВ.

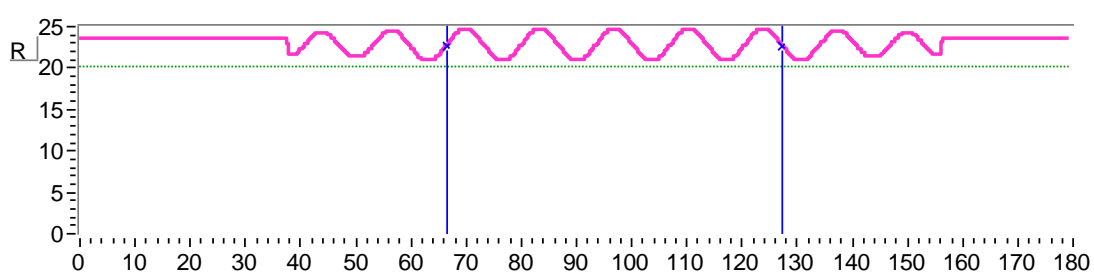


Рис. 47 Геометрия ЗС для ЛОВ увеличенного поперечного размера.

сопряжения с круглым волноводом и относительно короткой длины однородной части ЗС, – на рисунке эта область ограничена вертикальными курсорами. Такие условия, очевидно необходимы для предотвращения конкуренции со стороны других квазикритических колебаний.

Профиль сопряжения ЗС и круглого волновода (см. рис.47) таков, что хорошо согласованными оказываются все распространяющиеся волны. В таких условиях следует считаться с возможностью возбуждения встречной волны  $E_{02}$ . В области частот 12,4-12,5 ГГц, где для этой волны реализуется благоприятная расстройка синхронизма, сопротивление связи составляет  $\cong 0,7$  Ом. Тогда, если не учитывать начальную модуляцию частиц в случае волны  $E_{01}$ , значения стартовых токов для этих двух мод оказываются достаточно близкими. С последующим повышением частоты (в случае высоких энергий частиц) проблема дискриминации мод ещё более усложняется в связи с наличием резонансных колебаний, которые обусловлены взаимной трансформацией мод, отличающихся радиальным индексом и направлением групповой скорости.

Рассмотренный пример показывает, во-первых, принципиально важную роль предварительной модуляции (с достаточно высокой степенью избирательности) для возбуждения низшей волны, а, во-вторых, необходимость применения слабо нерегулярных ЗС и специфических приёмов согласования (см. Приложение 2).

**Выводы.** Дано развитие методу матриц рассеяния для расчёта свойств замедляющих систем и дополнительных элементов, используемых в схемах ЛОВ. Не уступая по возможностям «холодному» электродинамическому эксперименту, метод позволяет проводить анализ и выбор требуемой геометрии.

Предложена новая схема релятивистской ЛОВ с повышенным поперечным сечением замедляющей системы и резонансным рефлектором. Проведённое аналитическое рассмотрение электродинамических свойств рефлектора согласуется с результатами численного моделирования методом матриц рассеяния. Подробно изучены свойства сосредоточенного резонансного рефлектора и определены области параметров, в которых можно удовлетворить условиям практически полного отражения волны и обеспечить модуляцию частиц по энергии на входе в ЗС. Показано, что благодаря эффекту модуляции частиц в области рефлектора можно надеяться на благоприятное решение задачи селекции волн.

## 2.4. Линейная и нелинейная модель релятивистской ЛОВ в условиях предварительной модуляции энергии частиц.

В целом ряде случаев электродинамические свойства замедляющих систем релятивистского карсинотрона таковы, что режим отражения встречной электромагнитной волны (необходимый для вывода энергии в сторону коллектора) создаёт условия для модуляции частиц по энергии. Такая ситуация может возникать в обычной схеме, использующей отрезок запредельного волновода, – в силу возрастания в локальной области на входе в ЗС повышенной амплитуды  $z$ -компоненты поля стоячей волны. Подобная ситуация может быть организована и специально в случае использования рефлектора, рассмотренного в предыдущем параграфе.

Полагаем для простоты, что модуляция частиц по энергии осуществляется в коротком зазоре, центральная плоскость которого совмещена с началом координаты  $z$  (см. рис. 41). Тогда, в обозначениях переменных (1.3.44-48) начальные условия для пучка в плоскости начала ЗС  $z = L_0$  принимают вид [134]:

$$\vartheta \Big|_{\xi=\xi_0} = \theta_0 + \xi_0 \frac{d\vartheta}{d\xi} \Big|_{\xi=+0}, \quad \frac{d\vartheta}{d\xi} \Big|_{\xi=\xi_0} \cong \frac{d\vartheta}{d\xi} \Big|_{\xi=+0} = \frac{2w_m}{(2\pi l)^{1/3}}$$

В такой записи предполагается, что роль электрических полей волн и собственных полей пространственного заряда на участке  $0 < z < L_0$  незначительна. Считаем также, что длина  $L_0$  мала в масштабе четверти длины волны ленгмюровских колебаний в пучке, распространяющемся в волноводе радиуса  $a$ . Напомним (см. параграф 1.4:  $w_m = \text{Re}(\alpha F_0 \exp(i\theta_0))$ ), что  $\alpha$  – комплексный параметр модуляции,  $w_m$  – глубина модуляции по энергии.

**Линейная краевая задача в приближении бесконечно малого инкремента нарастания колебаний (стартовые условия).** После вычисления первой гармоники высокочастотного тока и её производной в плоскости  $z = L_0$ , можно сформулировать линейную краевую задачу в виде:

$$\begin{aligned} \Phi' + i\Delta\Phi &= -J \\ J'' + \alpha J &= -i\Phi \quad (\xi_0 \leq \xi \leq \xi_k) \\ \Phi(\xi_k) &= 0 \\ J(\xi_0) &= -i(2\pi l)^{1/3} \alpha \xi_0 \Phi(\xi_0) \\ J'(\xi_0) &= -i(2\pi l)^{1/3} \alpha \Phi(\xi_0) \end{aligned} \quad (2.4.1)$$

Здесь  $\xi_0$  – нормированная длина пролётного участка  $L_0$ :

$$\xi_0 = (2\pi l)^{1/3} \frac{kL_0}{2\gamma_0^2 \beta_0}, \quad (2.4.2)$$

Так как начало координат для ЗС можно без каких-либо изменений преобразовать к нулю, последующие иллюстрации расчётов следует понимать так, что величине  $\xi_{k,st}$  соответствует  $(\xi_k - \xi_0)|_{st}$ .

**Модель с произвольно задаваемой фазой модуляции.** Если выполняется условие  $\xi_0 \ll 1$ , задача (2.4.1) упрощается, так как в этом случае величину  $\arg\alpha$  можно считать независимым внешним параметром, влияющим на решение, – рис. 48.

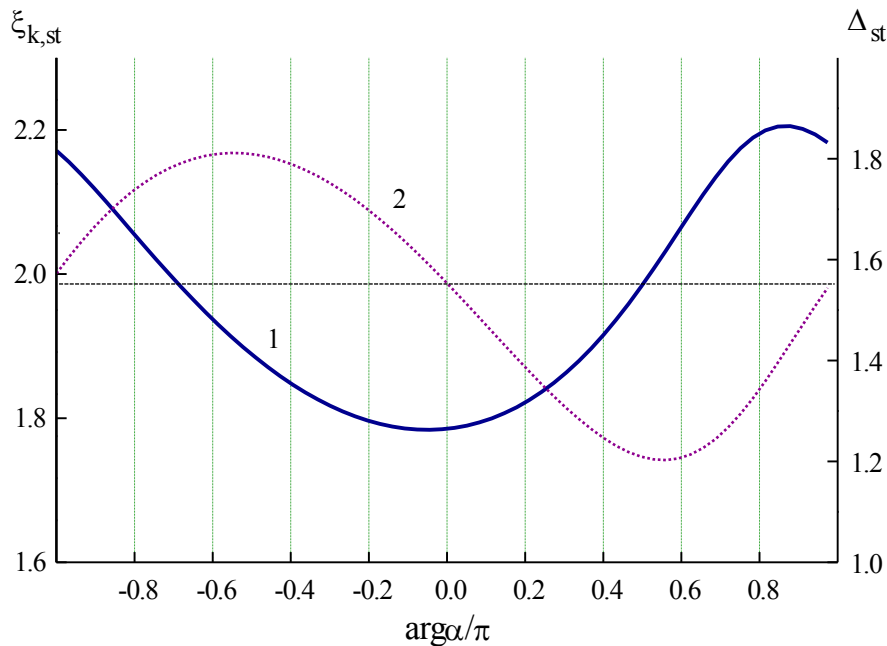


Рис. 48 Зависимость собственных чисел краевой задачи от фазы модуляции (кривая 1 –  $\xi_{k,st}$ , кривая 2 –  $\Delta_{st}$ ) в случае  $(2\pi l)^{1/3} |\alpha| = 0,2$ ;  $\xi_0 \ll 1$ ;  $\sigma \ll 1$ .

Величине  $\arg \alpha$  можно поставить в соответствие положение формирующегося сгустка относительно фазы поля (-1) -ой пространственной гармоники. Центром сгустка становится электрон, прошедший плоскость  $z = 0$  в момент, когда модулирующее поле обнуляется, сменяя тормозящие фазы ускоряющими. При условии  $\arg \alpha \cong \pi/2$  этот электрон в плоскости  $z = L_0$  оказывается в центре тормозящей фазы синхронной волны. В этом случае расстройка синхронизма оказывается в области минимальных значений. Как видно, наиболее существенное снижение пусковой длины происходит вблизи условия  $\arg \alpha \cong 0$ . При этом в начале взаимодействия фазы поля синхронной волны и тока ортогональны (типичная ситуация в отсутствии начальной модуляции – см. (1.3.52)).

**Модель самосогласованного нахождения фазы модуляции.** Фазу модуляции, в соответствии с выражениями (2.4.1) и (2.3.6), можно определить следующим образом [134]:

$$\arg \alpha \cong -\frac{\pi}{2} - \left( k \frac{L_0}{\beta_0} + h_a L_0 \right) + 2\pi n \quad (2.4.3)$$

Значение аргумента  $\alpha$  имеет смысл разности фаз модулирующего поля и поля (-1) -ой пространственной гармоники встречной волны, пересчитанной к плоскости  $z = L_0$ . В таком пересчёте учитываются моменты времени, которые разделены временем распространения волны плюс временем пролёта частиц этого расстояния. Первое слагаемое в (2.4.3) соответствует фазе модулирующего поля по отношению к фазе падающей волны в плоскости  $z = 0$  (см. рис. 41). Целое число  $n = 0, 1, 2, \dots$  выбирается из условия  $-\pi < \arg(\alpha) < \pi$ . В общем случае произвольной фазы гофрировки в плоскости  $z = L_0$  выражение (2.4.3) должно также содержать фазу  $\varphi$  (на рис. 41  $\varphi = 0$ ). Преобразуем второе слагаемое в (2.4.3), предположив для простоты, что волновое число  $h_a$  не

существенно меняется при переходе от участка дрейфа к ЗС ( $h_a \cong h = h_d - h_{-1}$ ,  $h_d = 2\pi/d$ , где  $d$  - период ЗС).

$$L_0 \left( \frac{k}{\beta_0} + h_a \right) \cong h_d L_0 + k L_0 \left( \frac{1}{\beta_0} - \frac{h_{-1}}{k} \right) = h_d L_0 - \xi_0 \Delta$$

Тогда выражение (2.4.3) для  $n = 1$  приобретает вид:

$$\arg \alpha \cong 3\pi/2 - 2\pi L_0/d + \xi_0 \Delta \quad (2.4.4)$$

Отсюда видно, что, если условие  $\xi_0 \ll 1$  не выполняется, задача должна решаться самосогласованным образом. В следующем численном эксперименте фаза гофрировки в плоскости  $z = L_0$  фиксируется ( $\varphi = 0$ ), а решение задачи отыскивается при постепенном удалении модулирующего зазора. Характеризовать перемещение удобно безразмерным параметром  $\Lambda \equiv L_0/d$  (см. рис. 49). Перепишем (2.4.2):

$$\xi_0 = (2\pi l)^{1/3} \frac{kd}{2\gamma_0^2 \beta_0} \Lambda$$

Используемая для построения графиков на рис. 49 связь  $\xi_0 = 0,3\Lambda$  близка к условиям, реализуемым в эксперименте [73]. В данном приближении ( $\arg \alpha = 3\pi/2 - 2\pi\Lambda + 0,3\Lambda\Delta$ ) пренебрегается зависимостью волнового числа  $k$  от расстройки. В модели пренебрегается также зависимостью фазы модулирующего поля от частоты падающей волны в данных пределах, что с учётом ранее полученных результатов (см. рис. 43) может быть вполне оправдано.

После того, как для некоторого заданного значения  $\Lambda$  найдены решения, можно восстановить величину  $\arg \alpha$ . Область изменения получающихся значений  $\arg \alpha$  в результате решения самосогласованной задачи оказывается

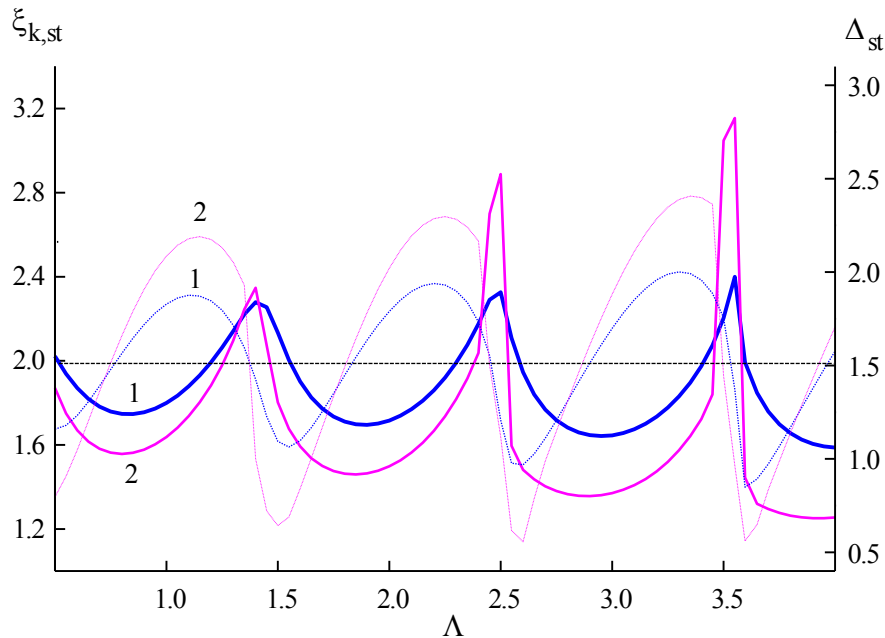


Рис. 49 Поведение собственных чисел при удалении модулирующего зазора (сплошные линии –  $\xi_{k,st}$ , штриховые –  $\Delta_{st}$ ) для случаев:  $(2\pi l)^{1/3} |\alpha| = 0,2$  (кривые 1) и  $(2\pi l)^{1/3} |\alpha| = 0,4$  (кривые 2);  $\xi_0 = 0,3\Lambda$ ;  $\sigma \ll 1$ .

ограниченной. Сужение этой области становится заметным с ростом величин  $|\alpha|$  и  $\Lambda$ . Другая закономерность, выявляемая в самосогласованной модели, заключается в том, что минимальным значениям  $\xi_{k,st}$  соответствуют фазы  $\arg \alpha \approx 0$ , если  $(2\pi l)^{1/3} |\alpha| \ll 1$ ,  $\arg \alpha \approx \pi/4$  для случаев  $\Lambda \sim 1$ ,  $(2\pi l)^{1/3} |\alpha| \sim 1$  и  $\arg \alpha \approx \pi/2$  для случаев  $\Lambda \gg 1$ ,  $(2\pi l)^{1/3} |\alpha| \sim 1$ .

Как и следовало ожидать, результаты расчётов показывают, что пусковые параметры ЛОВ весьма чувствительны к параметру амплитуды модуляции  $|\alpha|$ . Оценим эту величину для условий экспериментов, в которых использовался резонансный рефлектор. Пусть параметры электронного пучка и ЗС такие же, как в примере к иллюстрациям рис.46,46 ( $J_b = 4$  кА,  $\gamma_0 = 2$ ,  $Z = 1,05$  Ом). Тогда,  $(2\pi l)^{1/3} \cong 0,65$ . Для типичной геометрии рефлектора, изображённого на рис. 42, на основании формулы (2.3.7) получаем  $|\alpha| \cong 1,3$  и  $(2\pi l)^{1/3} |\alpha| \cong 0,85$ . Данное значение превышает уровень ( $\cong 0,6$ ), начиная с которого в решении задачи появляются области, соответствующие отрицательной расстройке синхронизма (рис. 46). Качественным образом изменяется и вид зависимостей. Существование разрывов для расстройки и скачков производной для приведённой пусковой длины взаимосвязано с фактом существования второго продольного колебания. Более того, решения для первого и второго продольного колебания совпадают в некоторых окрестностях слева от этих особых точек (см. рис. 50).

Существование отрицательных расстроек и разрывных решений можно было бы подвергнуть сомнению, если не иметь в виду, что рассматриваемая модель бесконечно малого инкремента нарастания колебаний может представлять лишь академический интерес, указывая на определённые закономерности. Как показывается далее, учёт конечного инкремента колебаний существенно корректирует картину для области отрицательных расстроек. На нелинейной стадии переходного процесса наличие связи (по пучку) и взаимодействия между двумя продольными колебаниями окончательно устраняет “недоразумение”.

**Линейная краевая задача в условиях экспоненциального нарастания амплитуды колебаний.** Ограничимся практически интересным случаем, когда резонансный рефлектор обладает достаточно низкой дифракционной добротностью. Пусть характерное время возрастания амплитуды встречной волны является большим, по сравнению со всеми характерными временами:

$$(\text{Im } \omega)^{-1} \gg L_k \left( \frac{1}{v_{//}} + \frac{1}{v_g} \right) \gg Q_d / \omega_0 \quad (2.4.5)$$

В таком приближении применяем тот же подход, как и рассмотренный в параграфе 2.1. В данной формулировке линейной краевой задачи используем начальные условия для линеаризованного высокочастотного тока, как в 2.4.1. Как следует из результатов расчётов, для некоторой окрестности разрывных решений инкремент нарастания колебаний второй продольной моды оказывается преобладающим. Поэтому, если здесь выбирать решение с максимальным инкрементом, реализуется как бы наступление на область отрицательных расстроек (сравн. рис. 50 и 51). В соответствии с рис. 51, достаточно явно проявляется эффект снижения расстройки в максимумах инкремента при удалении модулирующего зазора. Учёт конечной величины параметра пространственного заряда не привносит дополнительных изменений в решении линейной задачи, кроме тех, которые приводятся в параграфе 2.1.

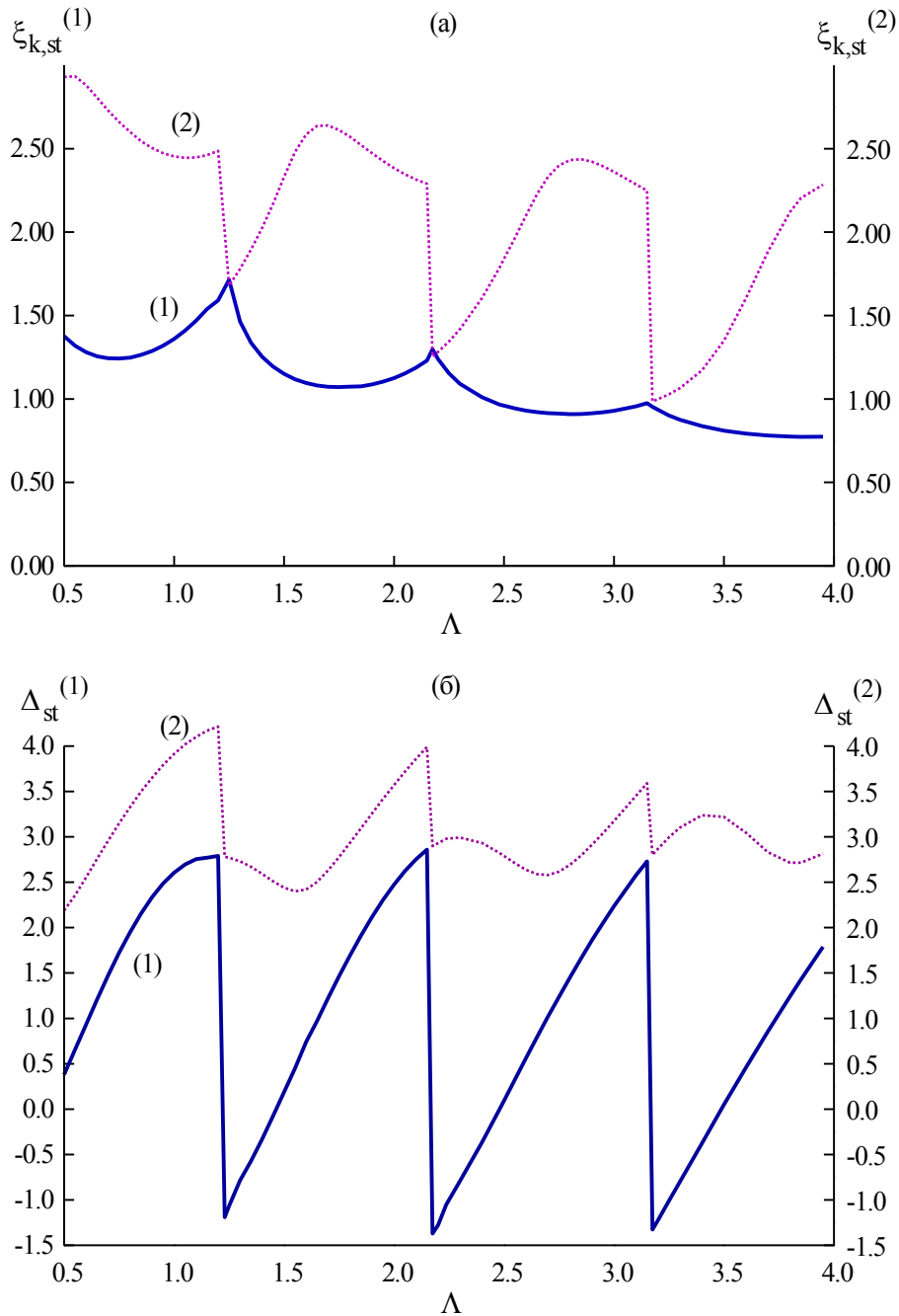


Рис. 50 Зависимость решений краевой задачи от положения модулирующего зазора; (а) – приведённые пусковые длины, (б) – приведённые расстройки; кривая 1 – решение для первого продольного колебания, кривая 2 – решение для второго колебания:  $(2\pi l)^{1/3} |\alpha| = 0,85$ ;  $\xi_0 = 0,3\Lambda$ ;  $\sigma \ll 1$ .

Полученные результаты, – в частности, поведение приведённой пусковой длины (рис.49,50), – в общих чертах напоминают картину, которая имеет место в случае ЛОВ с отражениями от коллекторного конца [173,174]. Опираясь на результаты работы [173], можно сделать количественное сравнение. Одинаковый уровень снижения стартового тока для ситуации, изображённой на рис. 46 (и, к примеру,  $\Lambda \cong 2,75$ ), может соответствовать резонансной ЛОВ с коэффициентом отражения от коллекторного конца  $R \approx 0,8-0,9$ .



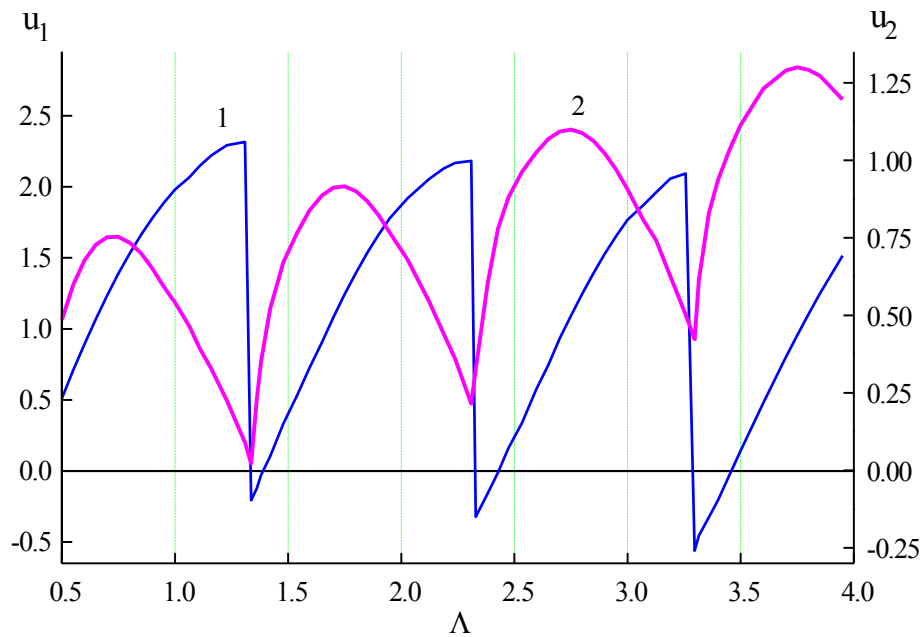


Рис. 51 Зависимости расстройки ( $u_1$  – кривая 1) и нормированного инкремента ( $u_2$  – кривая 2) от положения модулирующего зазора в условиях:  $\xi_k - \xi_0 = 2$ ;  $(2\pi l)^{1/3} |\alpha| = 0,85$ ;  $\xi_0 = 0,3\Lambda$ ;  $\sigma \ll 1$ .

Итак, результаты анализа линейной задачи дают:

- 1) демонстрацию существенного снижения порога возникновения колебаний и, соответственно, – потенциала для электронной селекции волн;
- 2) условия, в которых можно ожидать реализацию данного потенциала;
- 3) достаточно полное представление об отличиях с классической схемой ЛОВ, которые в линейном режиме проявляются аналогично, как и в случае резонансной ЛОВ.

**Нелинейная краевая задача в условиях начальной модуляции.**

Ограничиваясь ультрарелятивистским приближением, систему уравнений (1.3.30-32) следует рассматривать с граничными условиями в виде:

$$\begin{aligned}
 W(\zeta_0, \theta_0) &= 1 - \text{Re}[\alpha F(\zeta_0) e^{i\theta_0}] \\
 \theta(\zeta_0, \theta_0) &= \theta_0 + (W^{-2}(0) - \delta)\zeta_0, \quad \theta_0 \in [0, 2\pi] \\
 F(\zeta_k) &= 0
 \end{aligned}
 \tag{2.4.6}$$

Здесь для сокращения записи не используется верхний индекс ( $^{(u)}$ ), обозначающий ультрарелятивистское приближение. Представляет интерес, прежде всего, оценить какой должна быть оптимальная глубина модуляции частиц по энергии, чтобы КПД был максимален. Анализ задачи показывает [134,193], что начальная модуляция частиц превращает ЛОВ в аналог твистрона или клистрона с распределённым взаимодействием [91,92]. Так же, как и в этих приборах, КПД может быть максимальным, если модуляция частиц по энергии достаточно велика, – вплоть до остановки частиц. В общем случае конечных значений  $\gamma_0$  режим остановки частиц в области модулирующего зазора может

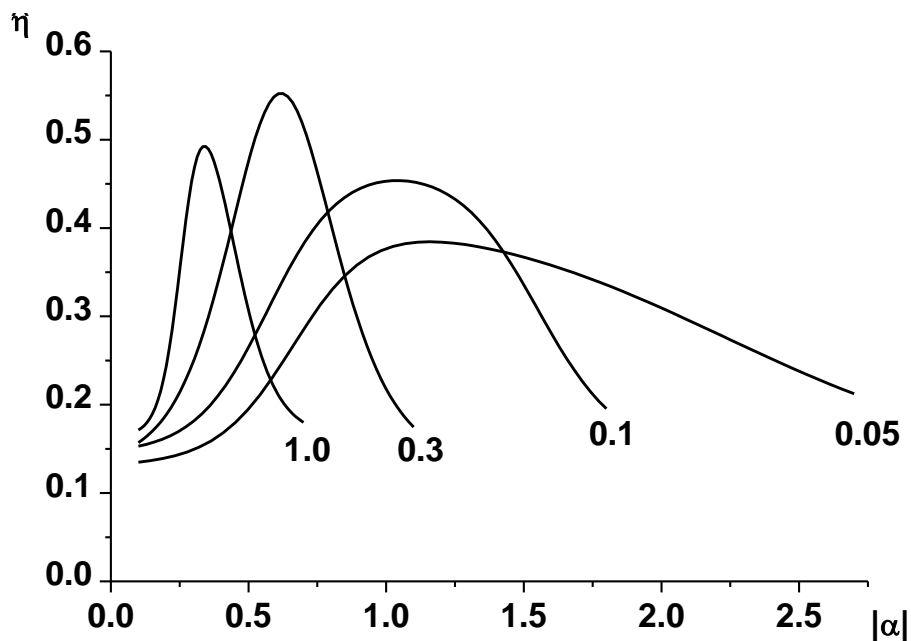


Рис.52 Максимизированный по длине ЗС и фазе модуляции КПД ЛОВ в зависимости от амплитуды модуляции для нескольких значений нормированного тока пучка  $I$ .

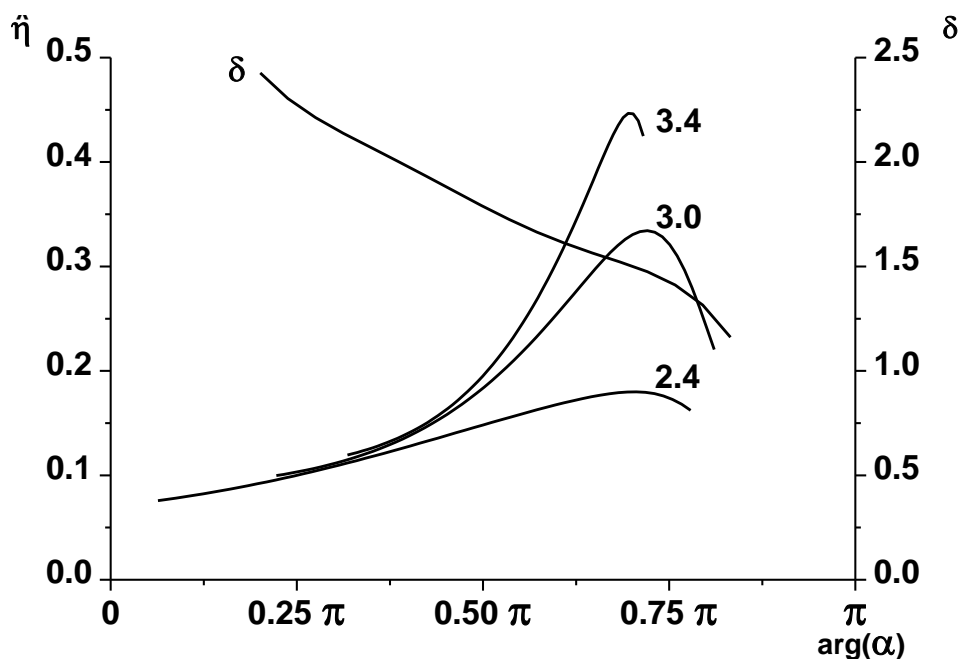


Рис.53 Зависимости КПД для нескольких значений нормированной длины ЗС и расстройки синхронизма от фазы модуляции для случая  $\zeta_k=3,0$ ; ( $I=0,1$ ;  $|\alpha|=1,1$ ).

обеспечиваться при условии  $|\alpha_{\text{opt}} F(\zeta_0)| \approx \gamma_0 / (1 + \gamma_0)$ . В соответствии с балансом энергии (1.3.42), полагая  $\eta \sim 1$  ( $\langle w \rangle \approx \gamma_0 / (1 + \gamma_0)$ ), получаем:

$$|\alpha|_{\text{opt}} \approx \left\{ \frac{\gamma_0}{4\pi I(1+\gamma_0)} \right\}^{1/2} \quad (2.4.7)$$

Для рассмотренного ранее примера ( $\gamma_0 = 2$ ,  $I \approx 0,05$ ) имеем  $|\alpha|_{\text{opt}} \approx 1$ . То есть в приведённом примере (и, по-видимому, в экспериментах [73,193,194]) глубина модуляции близка к оптимальному значению или несколько превышает его.

В асимптотическом случае малого приведённого тока (когда выполняется условие  $(2\pi I)^{1/3} \ll 1$ , – см. параграф 1.3) максимальный КПД  $\sim I^{1/3}$  достигается при  $|\alpha|_{\text{opt}} \sim (4\pi I^{2/3})^{-1/2}$ .

Результаты численной максимизации КПД (рис. 52) согласуются с оценкой (2.4.7). В данных расчётах фаза модуляции выбиралась произвольной величиной (не самосогласованная модель).

Заслуживает внимания поведение оптимальных значений параметров  $\zeta_k$  и  $\arg(\alpha)$  при изменении глубины модуляции. Оптимальная длина ЗС практически не меняется и остается такой же, как в отсутствии начальной модуляции. Значение оптимального параметра  $\arg(\alpha)$  плавно смещается от  $\approx 0,5\pi$  в случае  $|\alpha| \ll |\alpha|_{\text{opt}}$  до  $\approx 0,7\pi$  при  $|\alpha| \approx |\alpha|_{\text{opt}}$ . С ростом глубины модуляции фаза не превышает значение  $0,75\pi$  (рис. 53). Максимум расчётного значения эффективности 58% получен при  $|\alpha| \cong 0,5$  и  $I \cong 0,4$ , в условиях:  $\zeta_k \cong 1,8$  и  $\arg(\alpha) \cong 0,7\pi$  ( $\zeta_0 = kL_0/2\gamma_0^2 \ll 1$ , параметр пространственного заряда мал  $\sigma \ll 1$ ).

В варианте самосогласованного нахождения фазы модуляции никаких существенных отличий в решении задачи не выявлено. Для получения результатов, изображённых на рис. 54 использовалась связь  $\arg \alpha = 3\pi/2 - 2\pi\Lambda + \zeta_0\Lambda(\delta^u - 1)$ .

Необходимо отметить практически важный результат: в области наибольших расчётных значений эффективности фаза модуляции такова (рис. 49, 50), что с учётом результатов линейной задачи стартовый ток приближается или даже превышает значение, которое соответствует отсутствию модуляции. Возникающее противоречие с требованием сохранения селективных свойств, вероятно, должно создавать определённые трудности в реализации высоких КПД. На наш взгляд, компромиссным является выбор фазы модуляции  $\arg(\alpha) \cong 0,5\pi$ , при которой расчётная эффективность превышает 20%, а оптимальные

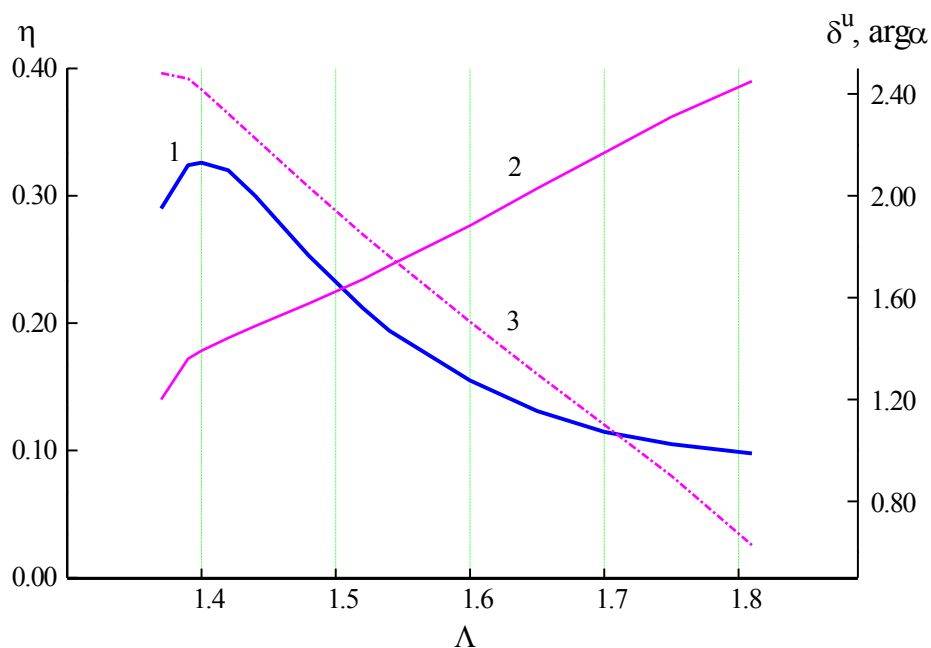


Рис.54 Решение самосогласованной задачи: 1 – КПД, 2 – расстройка, 3 – фаза модуляции ( $\zeta_0=0,4\Lambda$ ;  $\zeta_k=3,0$ ;  $I=0,1$ ;  $|\alpha|=1,1$ ).

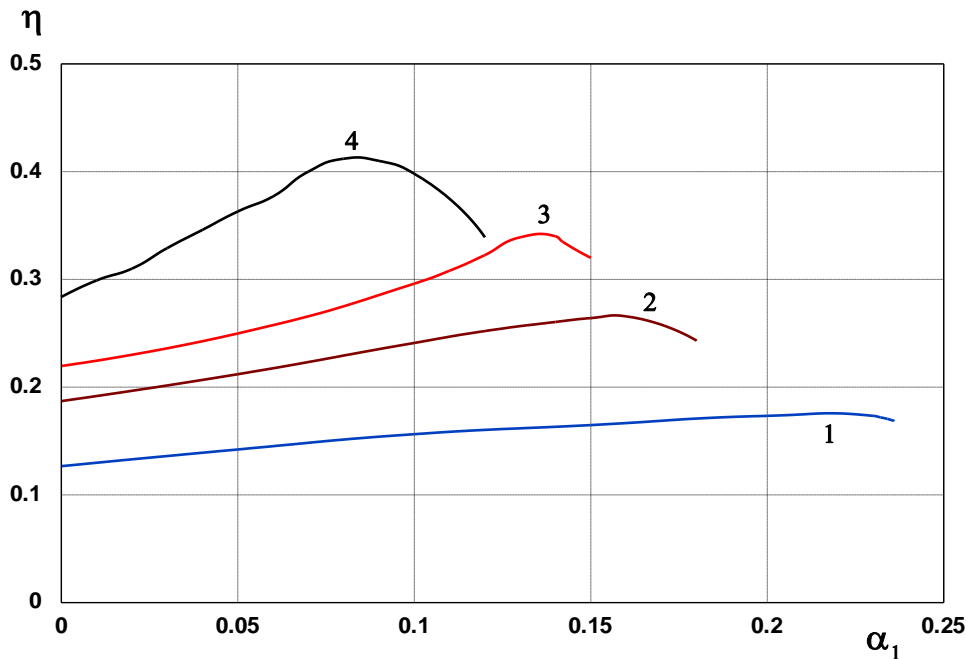


Рис. 55 Расчетные значения КПД в зависимости от параметра пространственного заряда ( $\zeta_0 \ll 1$ ;  $\zeta_k = 3,2$ ;  $I = 0,1$ ); 1 –  $\alpha_1 = 0$ , 2 –  $\alpha_1 = 0,9e^{i\pi/2}$ , 3 –  $\alpha_1 = 0,6e^{i\pi/2}$ , 4 –  $\alpha_1 = 0,9e^{i5\pi/8}$ .

значения  $|\alpha|$  снижаются почти в два раза по сравнению с рассмотренным и показанным на рисунке 52 случаем.

В соответствии с результатами, представленными на рис. 53 и 54, расстройка синхронизма существенно снижается вблизи оптимальных режимов. Кроме этого, можно говорить о появлении дополнительной возможности управления в некоторых пределах частотой генерации ЛОВ в данной модифицированной схеме за счёт малых перемещений рефлектора.

Учёт поля пространственного заряда приводит к аналогичным результатам, как и в случае отсутствия начальной модуляции частиц и использования других приёмов повышения КПД (см. параграф 2.1) – рис. 55. В зависимости КПД от параметра пространственного заряда имеется максимум. Критические значения параметра  $\alpha_1$ , начиная с которых эффективность падает, оказываются меньше, чем в случае отсутствия модуляции. Более того, предельно возможные теоретические значения КПД могут быть реализованы в условиях, когда параметр пространственного заряда стремится к нулю.

Весьма примечательно, что, в соответствии с определением параметра  $I$  (1.3.33) и выражением (2.3.7), комбинация  $|\alpha| I^{1/2}$  не зависит от сопротивления связи и пропорциональна  $(I_b/\gamma_0)^{1/2}$ . Коэффициент пропорциональности может варьироваться в широких пределах за счёт выбора дифракционной добротности рефлектора и положения пучка. Учитывая выражение (2.4.7) и результаты решения нелинейной задачи, можно констатировать [134]:

- 1) при выборе геометрии рефлектора необходимо принимать во внимание насколько глубина модуляции соответствует нормированному току пучка;
- 2) режим оптимальной модуляции нетрудно обеспечить для известных параметров сильнооточного релятивистского электронного пучка и ЗС; с учётом сохранения селективных свойств генератора окончательный выбор режима должен осуществляться в эксперименте;

- 3) если глубина модуляции оптимальна для заданных параметров пучка и ЗС, она остаётся оптимальной в широком диапазоне ускоряющих напряжений (строго говоря, существенно превышающих  $mc^2/e$ ), так как отношение  $(I_b/\gamma_0)$  может изменяться незначительно.

**Выводы.** Предложена и теоретически исследована новая схема ЛОВ [73,74,134,193,194], содержащая сосредоточенный резонансный рефлектор для отражения встречной волны и имеющая в 1,5-2 раза больший диаметр замедляющей системы, чем традиционная схема с запердельным волноводом. Предварительная модуляция энергии частиц в области рефлектора может происходить лишь в полосе частот и с тем же азимутальным индексом, который имеет отражаемая волна, поэтому реализуются условия для эффективной селекции волн. Возможность селекции проявляется в снижении пускового тока для запланированной рабочей волны. По степени снижения стартовой длины для реальных параметров эксперимента данную схему можно сравнивать со случаем резонансной ЛОВ, имеющей такую добротность резонатора, которая в несколько раз превышает минимальную дифракционную добротность системы.

В нелинейном режиме рассмотренная схема ЛОВ представляет собой аналог клистрона с распределённым взаимодействием, и для оптимальных параметров модуляции имеет такой же высокий теоретический КПД. В области максимальных значений КПД имеет место снижение расстройки синхронизма по отношению к случаю отсутствия модуляции. Это и сам факт предварительной модуляции частиц соответствуют возрастанию глубины эффективной потенциальной ямы и росту доли частиц, вовлекаемых в торможение. С другой стороны, высокий КПД объясняется расширением пространства взаимодействия с волной, в котором сгустки располагаются вблизи центра тормозящих фаз поля.

Как показывают результаты теоретических исследований, условия максимальной эффективности вступают в противоречия с условиями сохранения селективных свойств генератора. Выбор компромиссного решения можно обеспечить подстройкой положения резонансного рефлектора относительно ЗС. Практический интерес, по-видимому, представляет такая область параметров, которая соответствует значениям КПД генератора около 20-30%.

### 3. Экспериментальные исследования релятивистской ЛОВ.

В первых двух параграфах данной главы собраны основные результаты экспериментального изучения релятивистской ЛОВ с традиционной схемой, начиная с 1978 года. Основная цель этих исследований – повышение эффективности генератора. Наличие отрезка запердельного волновода в замедляющей системе, имеющей средний диаметр приблизительно равный длине волны, является характерным признаком исследуемой схемы. Вместе с тем, влияние на эффективность генератора профилирования сопротивления связи и фазовой скорости синхронной волны, а также использование взаимодействия частиц с несинхронной попутной волной, позволяло модифицировать схему.

В параграфах 3.3. и 3.4. представлены экспериментальные результаты, полученные на протяжении последних нескольких лет и связанные с исследованиями новой схемы релятивистской ЛОВ, имеющей повышенное поперечное сечение замедляющей системы.

Ряд представленных экспериментальных результатов был получен усилиями коллектива сотрудников лаборатории, возглавляемой С. Д. Коровиным. Далее, в тех случаях, когда автор не считает свой творческий вклад в получении описываемых результатов определяющим, имеются специальные комментарии.

#### 3.1. Экспериментальные исследования традиционной схемы и ее модификаций. Реализация эффективных режимов генерации.

##### **Постановка экспериментов по исследованию релятивистской ЛОВ.**

Основные элементы конструкции и геометрия ЛОВ с однородной ЗС представлены на рис. 56. В большинстве экспериментальных исследований для формирования электронного пучка и его транспортировки через ЗС использовались импульсные соленоиды [34]. На основе результатов этих исследований становилось возможным применять сверхпроводящие магниты с напряженностью поля до 30 кЭ, и реализовывать режимы периодического следования импульсов с частотой до 200 Гц [18-23,46,47]. В режиме одиночного следования импульсов получена основная часть результатов исследований. В этих случаях конструкция электродинамической системы была значительно проще. В частности, не требовалось принудительного охлаждения коллектора электронного пучка.

Диапазон генерируемых частот в подавляющем большинстве экспериментов лежал в области от 8 до 10 ГГц. Вместе с тем, ряд экспериментов [78,81-83,89,190], которые далее не описываются так подробно, был посвящён исследованиям и созданию относительно коротковолновых генераторов в диапазоне частот 30-40 ГГц\*. Так, в работе [89] описан секционированный генератор 8- мм диапазона волн с импульсной мощностью до 500 Мвт. В этом

---

\* В качестве примера можно привести релятивистский генератор на основе ЛОВ с длиной волны  $\lambda \approx 8$  мм и частотой повторения импульсов 10 Гц, который на протяжении многих лет эксплуатируется в одном из отраслевых Институтах для изучения стойкости некоторых радиотехнических изделий.

генераторе использовался двойной пучок, и для модуляции частиц внешнего пучка применялась ЛОВ с мощностью около 50 МВт.

В экспериментах использовались различные конструкции замедляющих систем, в том числе медные, изготовленные методом гальванопластики, а также состоящие из набора колец из нержавеющей стали. Амплитуда гофрировки замедляющих систем варьировалась в пределах от 0,8 до 3,8 мм. Изменение параметров пучка производилось посредством изменения геометрии вакуумного диода (размеров  $l_d$  и  $r_c$  – см. параграф 1.2 и рис. 3) и напряжения формируемых высоковольтных импульсов.

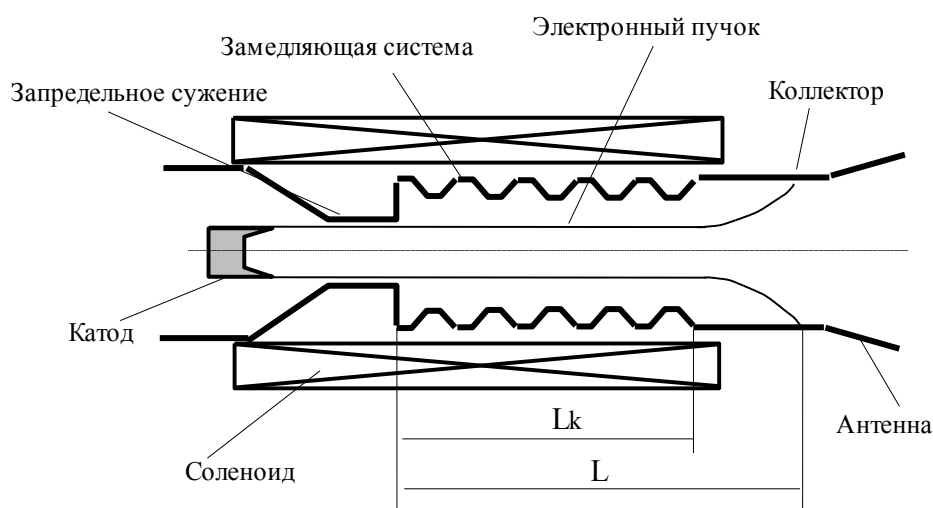


Рис. 56 Упрощённый вид электронно-оптической системы карсинотрона с однородной замедляющей структурой.

**Техника эксперимента.** Для измерения параметров излучения применялись высокоскоростные осциллографы (И2-7, С7-19, а в последние годы – цифровые приборы типа TDS-644A и TDS-754C) и специально разработанные устройства для регистрации энергетических и спектральных характеристик излучения [175].

Регистрация формы огибающей микроволновых импульсов осуществлялась с помощью детекторов на горячих носителях, встроенных в стандартные волноводы 3-см диапазона длин волн [189]. Использовались как кремниевые детекторы при комнатной температуре, так и германиевые – при температуре жидкого азота. Большое внимание при разработке конструкций детекторов уделялось необходимости исключения резонансных свойств. Среди достоинств охлаждаемых германиевых детекторов – линейность вольт-ваттной характеристики, позволяющая проводить измерения в широком динамическом диапазоне.

Для детектирования СВЧ-сигналов, которые следуют в импульсно-периодическом режиме, вместо полупроводниковых детекторов на горячих носителях удобнее использовать вакуумные диоды [189,201]. Это объясняется тем, что на частоте повторения необходимо стабилизировать и существенно уменьшать амплитуду импульсов смещения, подаваемых на полупроводниковый кристалл. Один из наиболее высокочастотных вакуумных диодов, используемый нами, 6Д16Д имеет по паспорту верхнюю рабочую частоту около 4 ГГц. При использовании этого диода на более высоких частотах (в области 10 ГГц) режим линейного детектирования, по-видимому,

отсутствует, и необходимо иметь набор вольт-ваттных калибровок для различных частот. Процедуры калибровки осуществлялись с помощью импульсного магнетрона, который можно было механически перестраивать по частоте [201].

Среди целого ряда различных конструкций калориметров [175] наиболее подходящей оказалась конструкция вакуумного исполнения в виде протяженного ( $\approx 20$  см) металлического конуса с ориентированной по оси кварцевой трубкой, заполненной водой и большим количеством термопарных спаев вдоль всей длины вблизи оси трубки [34]. Диаметр конуса на входе – 6 см. На другом конце конус сужается до диаметра трубки – 0,5 см. Первоначально считалось, что такая конструкция калориметра может обеспечивать поглощение волн  $E$ -типа, и не эффективна для поглощения  $H$ -волн. Однако калибровка калориметра в нескольких условиях опровергла подобные соображения и продемонстрировала удовлетворительную степень согласования для различных волн. Так, расчетная чувствительность 30 мкВ/Дж оказалась совпадающей с измеренной в пределах погрешности измерений. Калибровка производилась с использованием двух магнетронов в 8-мм и 3-см диапазоне длин волн. В первом случае волна  $H_{10}$  прямоугольного волновода на достаточно длинном переходе преобразовывалась в волну  $H_{11}$  круглого волновода. На основании измерений чувствительность составляла  $28 \pm 5$  мкВ/Дж. В 3-см диапазоне длин волн использовался специальный возбуждатель волны  $E_{01}$  круглого волновода, коэффициент трансформации которого был близок к 100% после предварительной настройки на частоту магнетрона. По этим измерениям чувствительность калориметра составляла  $35 \pm 6$  мкВ/Дж. В последнем случае коэффициент стоячей волны, измеренный с помощью стандартного панорамного измерителя, не превышал 1,3-1,4.

В случае импульсно-периодического режима работы использовались специальные калориметры с проточной водой. Важно, что во всех случаях удовлетворительные результаты измерения средней мощности соответствовали условиям размещения поглощающих элементов в вакууме. Имеется опыт, когда в атмосферных условиях происходило значительное занижение измеряемой мощности, связанное, вероятно, с высокочастотным пробоем.

Измерения длины волны излучения на низкой частоте осуществлялись с помощью полосовых фильтров. Волноводные конструкции на основе Т-образных тройников с последовательным и перестраиваемым резонансным контуром имели полосу пропускания порядка нескольких сотен МГц. Для более точных измерений использовались также узкополосные фильтры на основе открытых квазиоптических резонаторов [34,175].

**Основные результаты экспериментов.** На рис. 57 показана типичная зависимость мощности излучения ЛОВ от магнитного поля с характерным «провалом» в области резонансных магнитных полей [19,20,34]. Практически одновременно и независимо подобная закономерность была выявлена и в ряде других лабораторий [38-40].

Вся область магнитных полей, могла смещаться при изменении ускоряющего напряжения, – в соответствии с формулой для условия циклотронного резонанса. Наиболее узкий провал в зависимости  $P(H)$  наблюдался в генераторах с максимальным сопротивлением связи и наибольшим превышением рабочего тока над стартовым, что находится в хорошем согласии с решением линейной задачи ЛОВ в конечном магнитном



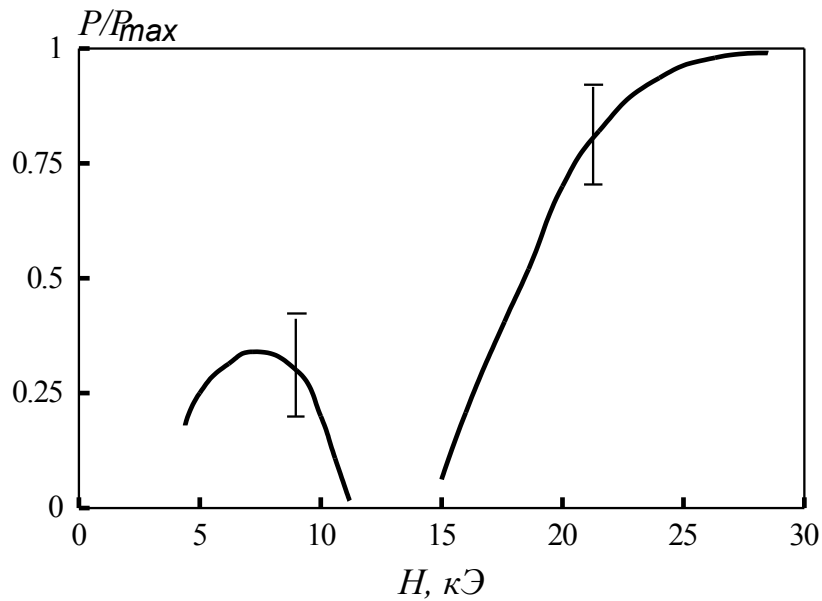


Рис. 57 Типичная зависимость генерируемой мощности от магнитного поля для условий:  $\lambda \approx 3,3$  см,  $\gamma_0 \approx 2$ .

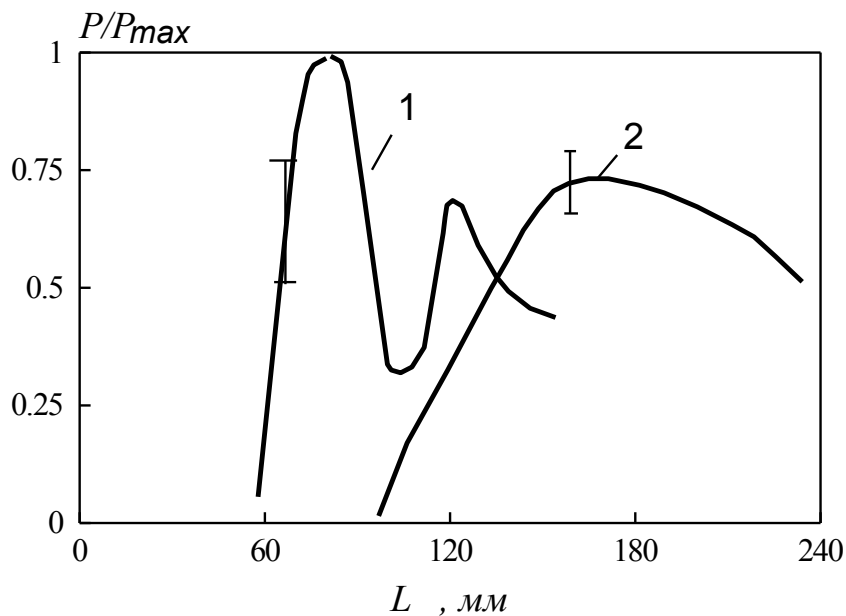


Рис.58 Экспериментальная зависимость мощности излучения от длины ЗС: кривая 1 –  $l = 3,8$  мм, кривая 2 –  $l = 2,8$  мм.

поле [34,161]. В ряде случаев в области провала возникла неустойчивая генерация мод несимметричного типа преимущественно с круговой поляризацией.

Среди представленных результатов обращает на себя внимание немонотонная зависимость мощности от длины ЗС в случае максимальной глубины гофрировки (рис. 58). Измеренные значения длины волны излучения составляли 3,8 см для  $L \approx 8$  см и 3,6 см для  $L \approx 14$  см. В этих экспериментах не обращалось внимания на степень согласования ЗС с выходным трактом. Как показано в [229], используемая нами ЗС могла обладать резонансными свойствами. Другим объяснением такой зависимости может служить влияние попутной волны на стартовые условия и эффективность генератора [34,139,142].

В результате поиска оптимальных режимов генерации измеренные значения максимального КПД не превышали 15-20%. Экспериментально установлена чувствительность КПД к импедансу вакуумного диода. Падение мощности излучения при относительно малых величинах  $l_d$  ( $< 15$  мм) обусловлено увеличением тока и потенциала пучка, и могло быть связано исключительно с негативным влиянием квазистатического и высокочастотных полей пространственного заряда. В этих случаях рассчитанное значение приведённого параметра пространственного заряда составляло  $\sigma \geq 1$ .

**Спектр генерируемых СВЧ-импульсов.** Впервые детальные измерения спектральных характеристик импульсной релятивистской ЛОВ были осуществлены с помощью резонансных волномеров (полосовых фильтров) [34,175,179]. Уже на стадии разработки генератора для радиолокационных экспериментов [22,23] вставляли вопросы о том, какова ширина спектра излучения и стабильность центральной частоты от импульса к импульсу.

Известно [223,224], что 90% энергии в импульсе длительностью  $\tau_n$  с прямоугольной огибающей и монохроматическим заполнением сосредоточено в полосе частот  $1,2/\tau_n$ . Требование к стабильности ускоряющего напряжения в течение импульса, а также от импульса к импульсу целесообразно связать именно с этой величиной. Итак, если выполняется условие [34]:

$$\frac{\delta U_c}{U_c} \ll \frac{1,2\gamma_0(\gamma_0 + 1)(1 + v_{||} / v_g)}{\tau_u F_0} \quad (3.1.1)$$

где  $F_0$  – центральная частота электромагнитных колебаний, то можно ожидать достаточно высокую когерентность (малое уширение спектра) и стабильность центральной частоты в импульсно-периодическом режиме. В большинстве экспериментов данное неравенство выполнялось.

Какую необходимо выбирать собственную ширину полосы волномера для получения наибольшей информации? Преобразование ВЧ-сигнала с формой огибающей  $U_{вх}(t)$ , прошедшего через резонансный контур с постоянной времени  $\tau = 2Q/\omega_p$  ( $Q$  – добротность резонатора,  $\omega_p$  – круговая резонансная частота) определяется по формуле [34, 223]:

$$U_{вых}(t) = \frac{K}{\tau} e^{-t/\tau} \left| \int_0^t U_{вх}(t') e^{i\Psi(t') - i\omega_p t' + t'/\tau} dt' \right| \quad (3.1.2)$$

Здесь  $\Psi(t)$  – зависимость фазы колебаний от времени,  $K$  – безразмерный коэффициент передачи, который в каждом конкретном случае может быть найден экспериментально. Например, пусть в качестве волномера используется резонатор Фабри-Перо с одинаковыми отверстиями связи в зеркалах. Если добротность связи примерно равна дифракционной добротности, то при выполнении условий:  $\Psi(t) = 2\pi F_0 t$ ,  $\omega_p \cong 2\pi F_0$  и  $\tau \ll \tau_n$  коэффициент передачи по напряжению  $K \approx 0,5$ . Однако условие  $\tau \ll \tau_n$  в нашем случае не представляет интерес, так как при изменении резонансной частоты контура и фиксированной частоте сигнала в этом случае можно построить лишь собственный контур волномера. Следовательно, необходимо придерживаться противоположного условия:

$$\tau \gg \tau_u \quad \text{или} \quad Q \gg \pi F_0 \tau_u \quad (3.1.3)$$

Для диапазона расстроек частоты волномера  $\delta\omega = \omega_p - 2\pi F_0$ , удовлетворяющего неравенству  $|\delta\omega\tau_u| < \pi$ , сигнал на выходе максимален в моменты времени  $t^*$  вблизи окончания подаваемого сигнала  $t^* \approx \tau_u$ . При выполнении условия (3.1.3)

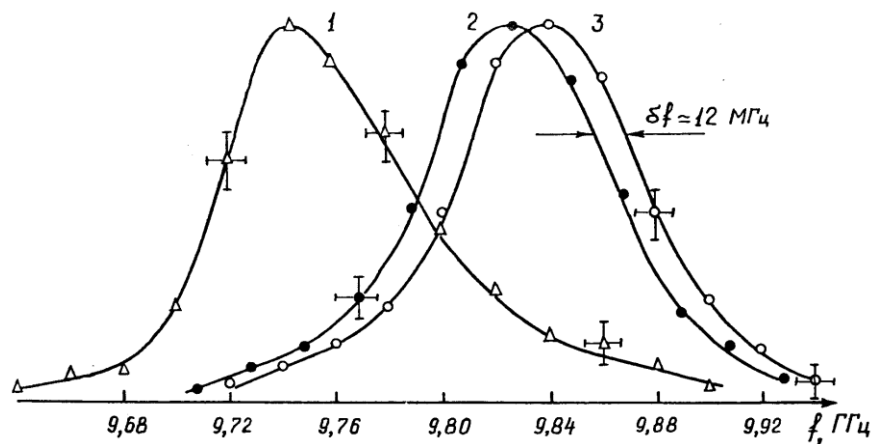


Рис. 59 Результаты спектральных измерений с помощью узкополосного фильтра с шириной контура около 20 МГц; 1-  $H=8,4$  кЭ, 2 и 3 -  $H=19$  кЭ с отличием амплитуды ускоряющего напряжения на 2%.

зависимость  $S(\delta\omega) = U_{\text{вых}}^2(t^*)$  в рассматриваемой области расстроек приближается по форме к интенсивности спектра сигнала. В частности, для прямоугольного импульса вблизи максимума этой зависимости из (3.1.1) получаем:

$$S(\delta\omega) \cong K^2 \left( \frac{\tau_u}{\tau} \right)^2 \left( \frac{\sin \delta\omega\tau_u / 2}{\delta\omega\tau_u / 2} \right)^2$$

Специальные вычисления показывают, что ширине спектра сигнала по уровню 0,9 от полной энергии соответствует интервал частот перестройки волномера, на границах которого  $S \cong 0,25 * S_{\text{max}}$  при выполнении условия (3.1.3) и  $S \approx 0,3 * S_{\text{max}}$  в случае  $\tau \approx \tau_u$ . Подобная картина в целом сохраняется и в случае не очень сложной амплитудной модуляции. При этом длительность СВЧ-импульсов целесообразно определять также из энергетических соображений.

Более детальное исследование спектра таким методом, в том числе на «хвостах», может оказываться некорректным при наличии амплитудно-фазовой модуляции. Действительно, с последующей перестройкой частоты волномера максимум проходящего сигнала перемещается всё ближе к началу импульса. В случае прямоугольного импульса с монохроматическим заполнением эти процессы легко отслеживаются: огибающая выходного импульса имеет пульсации с разностной частотой, а первый максимум не меньше остальных. Для модулированного входного импульса такая закономерность уже нарушается. Можно ли получить какую-либо информацию, используя тот факт [225], что прохождение частотно-модулированных сигналов через линейную избирательную цепь сопровождается искажением сигналов? Можно, учитывая саму возможность решения обратной задачи (3.1.2). В кандидатской диссертации [34] разобраны примеры линейной девиации частоты, и показано, что в зависимости  $S(\delta\omega)$  возникает асимметрия относительно нулевой расстройки. Если в течение импульса частота убывает, регистрируемая функция выше и спадает медленнее при положительных расстройках, и, наоборот, в случае нарастания частоты.

На рис. 59 иллюстрируются результаты измерений по описанной методике с использованием резонансного волномера, имеющего добротность 600. Двухканальным пиковым вольтметром [226] регистрировались амплитуды двух сигналов: с делителя напряжения на катоде и с квадратичного детектора на выходе волномера. Длительность исследуемых микроволновых импульсов оставалась в процессе измерений постоянной – в среднем около 17 нс – в двух режимах, отличающихся величиной импульсного магнитного поля. В процедуре обработки результатов измерений при каждом значении резонансной частоты волномера выбирались лишь те результаты, которые соответствовали определённому интервалу напряжений на катоде (0,6-0,7%).

Смещение центральной частоты генерации при изменении магнитного поля (кривые 1 и 2) в целом удовлетворительно укладывается в рамки объяснения, учитывающего наличие средней поперечной скорости частиц и влияния поперечного взаимодействия (см. параграф 2.2). При пониженном магнитном поле имеет место снижение мгновенной частоты за время импульса на величину, которая сравнима с расчётной шириной спектра ( $\approx 70$  МГц). Этот эффект можно связать с уменьшением средней продольной скорости частиц приблизительно на 1% за время импульса. Основная причина: возрастание тока из-за процессов на катоде и небольшое снижение напряжения (параграф 1.2).

Измеренное значение ширины спектра, например, в случае кривой 2, лишь незначительно – в пределах погрешности, обусловленной в основном неидеальной стабильностью генерируемой мощности и длительности импульсов, – превосходит «естественную» ширину.

Кривые 2 и 3 построены для двух интервалов напряжения на катоде. В условных единицах выборкам соответствовали амплитуды  $301 \pm 1$  и  $307 \pm 1$  при повышенном давлении газа в разряднике (реально в импульсах на катоде было около 500 кВ). Соответствующее смещение экспериментальной кривой ( $\approx 12$  МГц) позволяет определить коэффициент электронной перестройки частоты релятивистской ЛОВ:

$$\frac{\Delta F_0}{F_0} \approx (6 \pm 1) 10^{-2} \frac{\Delta U_c}{U_c},$$

который согласуется с расчётной величиной для условий эксперимента. Отсюда же следует вывод: если дисперсия амплитуд напряжения не превышает величину порядка 1-1,5%, то аналогично вычисляемая дисперсия значений центральной частоты меньше 0,1% [46].

**Форма импульсов.** В экспериментах были обнаружены несколько различных по физической природе проявлений зависимости формы огибающей генерируемых импульсов от параметров электронного пучка и замедляющих систем. Одно из таких проявлений можно было наблюдать в случаях соизмеримости в ряде экспериментов времени переходных процессов в ЛОВ с длительностью используемых электронных пучков. В случае больших отношений  $J_b/J_{st}$ , по-видимому, имели место автомодуляционные процессы. Другой причиной изменения формы сигналов во времени, проявляющиеся в ограничении длительности импульсов (рис. 60), на наш взгляд, могут служить взрывозмиссионные процессы на поверхности электродинамических систем [149]. Уровень высокочастотных полей с учетом отражённой (попутной) волны и усиления в некоторых локальных местах системы мог достигать при пиковых значениях мощности более 800 кВ/см. В работе [149] обращается внимание, что в таких сильных электрических полях могут иметь значение не столько

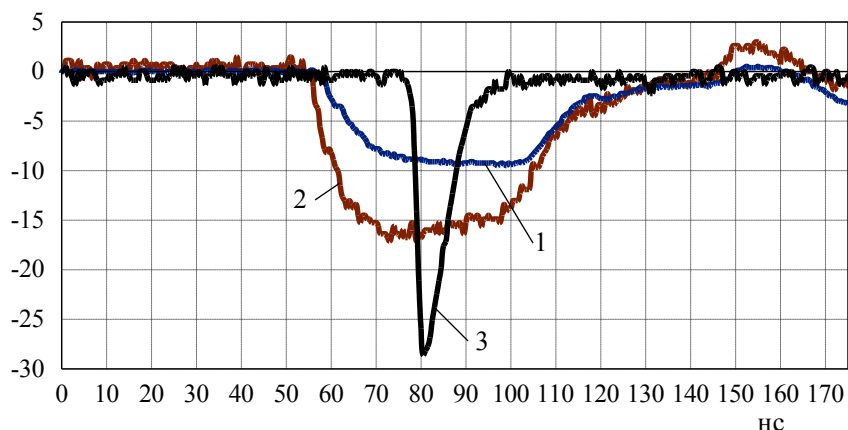


Рис. 60 Типичные осциллограммы: 1 – тока пучка, 2 – напряжения на катоде, 3 – огибающей микроволнового импульса.

резонансные вторично-электронные процессы на поверхности металла, сколько другие эффекты. Среди них: зарядка диэлектрических включений и пробой адсорбированного газа с последующим достаточно быстрым возбуждением плазмы. С одной стороны, плазма вблизи металлической поверхности становится источником электронов, которые осциллируют в высокочастотном поле и могут забирать энергию электромагнитной волны [149]. С другой стороны, расширяющаяся с локальных мест плазма относительно быстро заполняет пространство ЗС и выступает в роли реактивной (с точки зрения отражений) нагрузки для волны. Ускоренное заполнение плазмой может провоцироваться наличием лёгких положительных ионов и отрицательным зарядом электронного потока. Используемые в экспериментах поверхности ЗС имели не слишком высокую вакуумную электрическую прочность. Поэтому, без предварительной обработки или специальной полировки ЗС наблюдаемая задержка данного процесса для указанного уровня полей составляла единицы наносекунд и возрастала с уменьшением глубины гофр [34,149].

При частоте следования импульсов 100-200 Гц на длине волны  $\sim 3$  см была получена импульсная мощность излучения 100-300 МВт. Данные режимы были реализованы с использованием сверхпроводящего соленоида, создающего постоянное магнитное поле 30 кЭ [21-22], а также с соленоидом постоянного тока (30 кВт, 7 кЭ) [18,19].

**Релятивистская 3-см ЛОВ с импульсной мощностью 3 ГВт [145,146].** Экспериментальные исследования, проведённые на базе сильноточного электронного ускорителя СИНУС-7, преследовали цель получения предельно высокого уровня мощности излучения, а также количественных данных об ограничении мощности и длительности СВЧ-импульсов. Длительность импульсов тока – 45 нс по полувысоте. Напряжение на катоде достигало 1,5 МВ, ток электронного пучка – 15 кА. В этих экспериментах продольное магнитное поле создавалось импульсным соленоидом и могло составлять 50 кЭ.

Длина однородной ЗС варьировалась в пределах  $L = (5\div 9)d$ . Глубина гофр в этих экспериментах была несколько меньше (2,4 мм), для того чтобы с учётом увеличения энергии частиц предотвратить возможность возбуждения резонансного брэгговского колебания.

Типичная форма сигнала с высокочастотного детектора представлена на рис. 60. Как видно, длительность переходного процесса в генераторе возрастает, в соответствии с ростом энергии электронов (см. параграф 2.1).

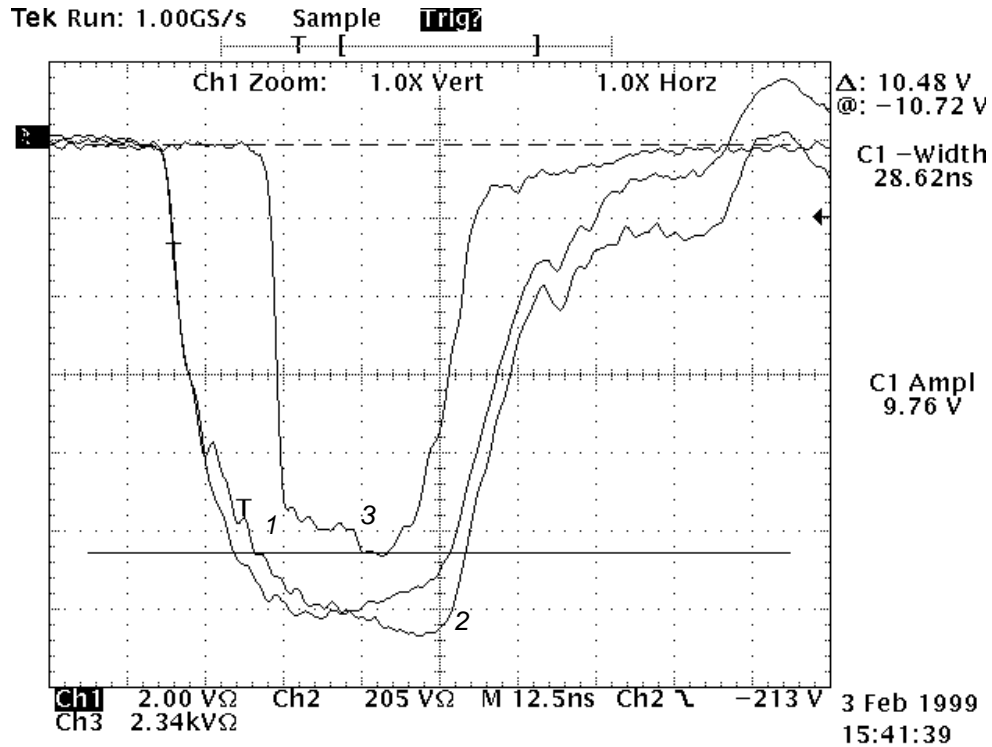


Рис. 61 Типичные осциллограммы напряжения на катоде (1), тока пучка(2) и сигнала с микроволнового детектора (3) в режиме генерации излучения гигаваттного уровня в экспериментах на ускорителе Синус-7.

При оптимальной длине замедляющей системы  $L = 6d$  мощность излучения ЛОВ достигала 3 ГВт, длительность импульсов на полувысоте около 6 нс, длина волны излучения, измеренная узкополосным фильтром, составляла 3,2 см. Диаграмма направленности достаточно хорошо соответствовала излучению моды  $E_{01}$  круглого волновода. С помощью калориметра была измерена энергия в импульсе, которая составила около 20 Дж. При снижении мощности электронного пучка можно было наблюдать увеличение длительности генерируемых импульсов. Максимальной длительности  $\approx 35$  нс соответствовала мощность излучения 300-400 МВт.

На следующем этапе экспериментов, когда была осуществлена обработка поверхности гофр – электрохимическая полировка и (или) обработка низкоэнергетичным электронным пучком – удалось существенно увеличить длительность генерируемых импульсов – рис. 61. Калориметрические измерения показывали уже 80 Дж. Наиболее важным условием для получения положительных результатов являлось использование высокой степени вакуума (не хуже  $10^{-4}$  Тор) с замораживанием паров масла. Для предельно высокого уровня высокочастотного электрического поля ( $\sim 10^6$  В/см) обработка поверхности ЗС приводит к значительному, – на порядок или как минимум в несколько раз – возрастанию времени задержки взрывной эмиссии. В случае ограниченной длительности импульса можно говорить также о повышении порогового значения поля, при котором подобные процессы еще могут развиваться.

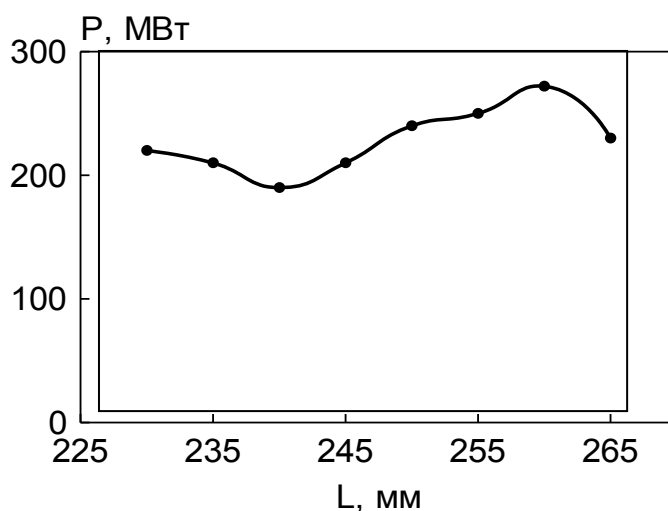


Рис.62 Зависимость мощности излучения от полной длины пролёта частиц в поле попутной волны.

### **Влияние попутной волны на эффективность релятивистской ЛОВ.**

Результаты данных исследований подробно освещены в ряде публикаций [138,139,142,143,98]. В этих работах показано, что учёт попутной волны совершенно необходим, особенно при слабом релятивизме пучка, когда длина генератора относительно мала. Понятие малой длины следует оценивать в терминах угла пролёта частиц в поле несинхронной волны. Она относительно мала тогда, когда угол пролёта частиц в ней не существенно превышает  $2\pi$ . Предварительные численные расчёты показывали, что в зависимости от угла пролёта частиц в поле попутной волны КПД карсинотрона с однородной ЗС может быть незначительно, но увеличен. В расчётах и в экспериментах использовалось две возможности для коррекции схемы и изучения эффекта.

Отметим, что быстрая попутная волна существует на всей длине электродинамической системы от запредельного сужения до места осаждения пучка на коллектор ( $L$  на рис. 56). В то же время, взаимодействие с обратной волной происходит только в пределах замедляющей структуры (длина  $L_k$ ). С помощью изменения длины соленоида можно варьировать  $L$ . Помимо независимой вариации длин участков  $L$  и  $L_k$  существует возможность изменения их взаимного расположения. При смещении гофрированной структуры от запредельного сужения к коллектору появляется дополнительная область взаимодействия пучка с полем попутной волны еще до начала его энергообмена с синхронной волной (обозначим длину этого участка  $L_{sh}$ ).

В первом случае (для оптимальной длины  $L_k$ ), как видно из рис. 62, КПД мог изменяться приблизительно на  $\pm 5\%$ . Максимальный КПД составлял около 25% [98]. Заметим, что результаты эксперимента находятся в согласии с численными расчётами.

На рис. 63 представлена экспериментальная зависимость мощности и частоты излучения от величины смещения периодической структуры. Факт изменения частоты генерации свидетельствует о различиях в продольном распределении фазы высокочастотного тока в поле синхронной волны.

Наиболее важный вывод из полученных результатов состоит в том, что для условий реального эксперимента выигрыш в КПД в результате влияния попутной волны оказывается не высоким. В соответствии с рис. 62 и 63, видно,

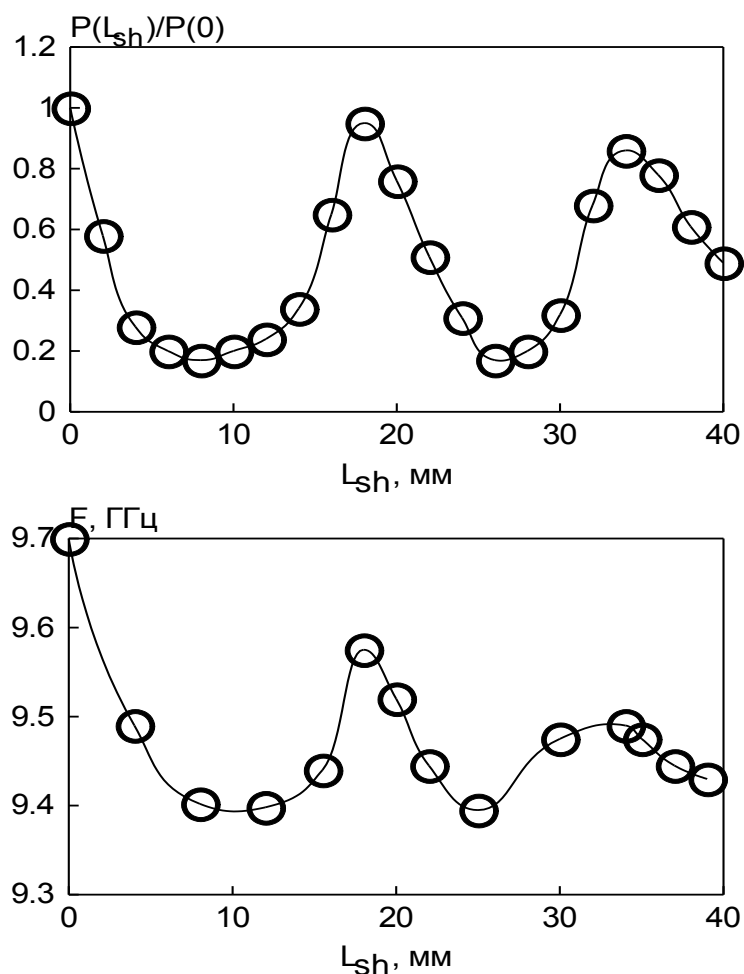


Рис. 63 Мощность и частота излучения при смещении ЗС от отрезка запердельного волновода.

что имеется относительно большая вероятность ухудшения общей картины. Снижение эффективности комбинированного взаимодействия частиц с синхронной и несинхронной волнами, а также факт перестройки частоты, по-видимому, свидетельствуют о наличии резонансных эффектов. Хотя уровень отражения мощности от коллекторного конца ЗС не превышал 10-15%, эффекты, по своей сути напоминающие резонансные эффекты, можно связать с достаточно интенсивной модуляцией частиц в области отражения волны от запердельного волновода. В этой связи важную роль приобретает геометрия сочленения ЗС с отрезком запердельного волновода, а также с коллектором. Экспериментальная практика показывает, что в ряде случаев конструкция генератора оказывалась неожиданно неудачной. Кроме снижения эффективности, могли реализовываться неустойчивые, нестационарные режимы. По-видимому, в большинстве случаев причиной этого служил именно не вполне благоприятный профиль перехода между запердельным сужением и ЗС. В частности, как было установлено в специальных расчётах методом крупных частиц, неблагоприятным образом смещается фаза отражения волны в случае использования закругления с относительно большим радиусом ( $> 5$  мм).

**ЛОВ с неоднородным распределением сопротивления связи.** Для повышения эффективности генерации в экспериментах использовалась ЛОВ с неоднородным сопротивлением связи [104]. Величина сопротивления связи



увеличивалась к коллекторному концу пространства взаимодействия так, что генератор имел две секции, в которых сопротивление связи принимало значения  $Z_1$  и  $Z_2$ . Полную длину прибора, как и место положения скачка связи, можно было изменять, набирая различное число соответствующих колец. Максимальное значение амплитуды гофра ( $\approx 3.0$  мм для 3-х сантиметрового диапазона длин волн и рабочей моды  $E_{01}$ ) соответствовало достаточному удалению рабочей частоты от верхней границы полосы пропускания гофрированного волновода, чтобы отсутствовало заметное отражение и переизлучение волны.

В экспериментах использовалась дополнительная возможность профилирования сопротивления связи за счёт плавного увеличения диаметра электронного пучка в неоднородном магнитном поле. Возрастание диаметра электронного пучка на  $10\div 15\%$  и приближение к минимальному диаметру гофр в конце пространства взаимодействия обеспечивало повышение сопротивления связи почти в 2 раза благодаря неоднородности поля (-1)-ой пространственной гармоники по радиусу. Такой приём позволяет одновременно преобразовать значительную часть потенциальной энергии электронов в трубчатом пучке в кинетическую энергию (аналог используемой в нерелятивистской электронике рекуперации энергии).

В оптимальных режимах  $Z_1/Z_2 \approx 6$ , а отношение длин секций  $L_2/L_1 \approx 5/6$ . Максимальная мощность, полученная при частоте следования импульсов 100-200 Гц, составляла 500-600 МВт [21]. Уже в первых экспериментах с неоднородной релятивистской ЛОВ [105] были получены значения КПД генерации 30%, которые в 1,5-2 раза превосходили эффективность ЛОВ с однородной замедляющей системой (ЗС). Для повышения точности регистрации относительного изменения КПД при использовании неоднородного сопротивления связи в одном из экспериментов [70] были проведены сравнительные измерения (при прочих одинаковых условиях) генерируемой мощности в нескольких вариантах ЗС, в том числе, – однородной. В последнем случае амплитуда гофр составляла 2 мм, а её длина была близка к полной длине нерегулярной ЗС (в оптимальном режиме 11 периодов). По итогам этих экспериментов (в условиях: напряжение на катоде - 650 кВ, ток электронного пучка - 4.5 кА, длительность тока около 10 нс) были получены следующие результаты:

1) Мощность излучения на длине волны  $\sim 3.2$  см составила в случае регулярной ЗС около 350 МВт. Погрешность нахождения мощности не превышала  $\pm 20\%$ , благодаря использованию детекторных и калориметрических измерений [175]. С учетом статического провисания электронного пучка относительно ЗС (по оценке  $\sim 100$  кВ) электронный КПД составил  $\approx 14\%$ .

2) При использовании неоднородного магнитного поля электронный КПД ЛОВ возрастал до значения  $\approx 20\%$ .

3) Максимальный КПД  $\approx 35\%$  был реализован в случае неоднородного магнитного поля в геометрии ЗС, состоящей из двух секций с отношением длин  $5/6$  и скачком сопротивления связи  $Z_2/Z_1 \approx 6$ . В этом режиме импульсная мощность достигала 1 ГВт [47]. Среднеквадратичное отклонение амплитуды мощности от импульса к импульсу составляло 4-5%. Длительность СВЧ-импульсов – около 5 нс.

Таким образом, полученные результаты вполне согласуются с теоретическими представлениями. На наш взгляд, важную роль в повышении

КПД генератора играла компенсация потери кинетической энергии электронов на излучение за счёт снижения потенциальной энергии пучка.

В эксперименте был отмечен следующий факт: использование скачка сопротивления связи за счёт более значительного снижения сопротивления связи в первой секции повышение КПД не наблюдалось, а режим генерации становился нестабильным (дисперсия амплитуд могла достигать 100%). По-видимому, основным фактором, препятствующим реализации неоднородной по сопротивлению связи ЛОВ с ещё более высокой эффективностью и устойчивостью к малым изменениям параметров пучка, является высокочастотный пространственный заряд. Об этом, в частности, свидетельствует тот факт, что в этих экспериментах использовался максимально возможный для данных условий импеданс коаксиального вакуумного диода (~140 Ом). При уменьшении импеданса эффективность генерации падала [138].

**Релятивистская ЛОВ со скачком фазовой скорости синхронной гармоник.** Экспериментальные исследования работы микроволнового генератора на основе ЛОВ со скачком фазовой скорости синхронной волны проводились на ускорителе СИНУС-К [137,141,144]. Электродинамическая система генератора состояла из набора колец из нержавеющей стали, и собиралась таким образом, чтобы её параметры наиболее полно соответствовали расчётным. Увеличение фазовой скорости в пределах от единиц процентов до 10-15% вдоль пространства взаимодействия обеспечивалось изменением периода гофрировки замедляющей структуры. При этом амплитуда гофрировки подбиралась таким образом, чтобы сопротивление связи оставалось постоянным.

Оптимальный режим стационарной генерации для одноступенчатого изменения фазовой скорости реализован при отношении длин секций  $1/3$  и увеличении  $\beta_s$  на 12-15%. Полная длина ЗС (12 периодов) была несколько выше, чем в случае однородной геометрии. Максимальная импульсная мощность, полученная в эксперименте, составляла не более 500 МВт. КПД при напряжении на катоде 450 кВ и токе пучка около 2,5 кА составил  $\approx 40\%$ . Длительность СВЧ-импульсов – 12нс, длина волны излучения – 3,2см.

Необходимо отметить, что, в соответствии с численными расчётами, в этих режимах работы ускорителя, параметр пространственного заряда незначителен, но превышает своё критическое значение (которое уменьшалось в силу неоднородности ЗС). В экспериментах было замечено, что увеличение рабочего тока пучка отражается на необходимости более тонкой настройки генератора для реализации стационарного режима его работы. При этом уменьшалась оптимальная амплитуда скачка фазовой скорости синхронной волны. Наконец, при токе пучка более 3 кА вообще не удавалось реализовать режим стационарной генерации. При росте мощности пучка снижался уровень пиковой мощности излучения. По-видимому, в режимах нестационарной и малоэффективной работы прибора, могла быть конкуренция продольных мод, стимулированная введением неоднородности фазовой скорости.

Полученные результаты хорошо согласуются с численными расчётами и подтверждают возможность повышения эффективности релятивистского карсинотрона за счёт неоднородности фазовой скорости. Пониженное значение фазовой скорости гармоник на начальном этапе взаимодействия частиц и волны создаёт условия для более благоприятного взаимного расположения фаз высокочастотного тока и поля в области торможения сгустков. Судя по численным расчетам, электронные сгустки на значительной длине прибора находятся ближе к центру тормозящих фаз поля. В этом отношении,

используемый приём напоминает случай, когда используется начальная модуляция частиц по энергии.

В экспериментах использовался и качественно другой путь повышения КПД, а именно – сочетание двух типов неоднородности ЗС: увеличения сопротивления связи и плавного (распределённого\*) повышения фазовой скорости гармоники приводило к более устойчивой генерации при тех же относительно высоких значениях КПД. В этом случае практически не требовалось тонкой настройки режима работы, и квазистационарный режим генерации в течение импульса достигался в более широком диапазоне изменения параметров электронного пучка. Наибольшая устойчивость режима наблюдалась, если вместо одноступенчатых функций распределения связи и фазовой скорости использовались сглаженные функции.

**Импульсно-периодический режим** генерации в традиционной схеме ЛОВ с неоднородными ЗС осуществлялся в сильных магнитных полях с использованием сверхпроводящего соленоида (параграф 4.1), а также в режиме пакетов импульсов с охлаждаемым соленоидом (параграф 4.2). Разработан ряд конструкций электродинамических систем релятивистской ЛОВ, в которых предусмотрены вопросы охлаждения и локальной биологической защиты от тормозного излучения электронов. Фотография замедляющей системы, изготовленной с помощью станка с ЧПУ, изображена на рис. 64. Чертёж с размерами этой замедляющей системы (для ускоряющего напряжения 650 кВ и тока пучка 5,5 кА) представлен на рис. 65. Данная конфигурация ЛОВ была испытана и передана одному из зарубежных Заказчиков. В пакетном режиме работы (1 сек, 100 Гц, пауза между пакетами 5 минут) импульсная мощность излучения на длине волны 3,2 см составляла 700 МВт.

Отметим, что практически во всех случаях использования предварительно оптимизированных в расчётах ЗС с профилированием сопротивления связи и фазовой скорости синхронной гармоники имелись трудности в получении высокой стабильности генерируемых импульсов. Из совокупности всех подобных экспериментальных данных следовал вывод, что КПД удаётся существенно повысить в ущерб адаптивности генератора по отношению к малым изменениям параметров электронного пучка. В качестве компромиссного решения окончательно выбирались такие ЗС, в которых сочетались дозированное и плавное вдоль длины профилирование сопротивления связи, как, например, на рис. 65. В данном примере для поддержания на постоянном уровне фазовой скорости гармоники соответствующим образом меняется период гофрировки. В ряде случаев использовалось одновременно и плавное профилирование фазовой скорости синхронной гармоники, соответствующее возрастанию на несколько процентов.

Благодаря достигнутому пониманию условий для повышения КПД в экспериментах с импульсными магнитными полями, стало возможным осуществление импульсно-периодического режима генерации с достаточно высокой мощностью (до 700 МВт) и тактовой частотой (до 200 ГЦ). В этих экспериментах [146,193,194] КПД составлял около 20%, а среднеквадратичное отклонение импульсной мощности излучения – около одного процента (в 2-3 раза превышало соответствующую дисперсию амплитуд напряжения на катоде).

---

\* Этот приём повышения КПД приборов черенковского типа и ЛСЭ достаточно известен (см., например [128-130]), и направлен в отличие от скачка фазовой скорости, при котором сдвигаются фазовые соотношения между полем и высокочастотным током, на дополнительное “отражение” частиц от растущего эффективного потенциального барьера.

**Выводы.** Осуществлена экспериментальная оптимизация неоднородных замедляющих систем карсинотронов в режимах работы с импульсными магнитными полями. Для традиционной схемы ЛОВ и имеющихся в распоряжении параметров электронного пучка полученные значения КПД, по-видимому, близки к предельным значениям. Зарегистрированы максимальные значения КПД до 40%. Максимальный уровень мощности когерентного излучения релятивистской ЛОВ составляет 3 ГВт на длине волны 3 см.

Несмотря на то, что автор имел непосредственное отношение к получению всех представленных результатов, следует выделить те из них, которые можно считать приоритетными.

Выявлены наиболее важные закономерности, позволившие в импульсно-периодическом режиме совместить повышенные значения КПД карсинотрона и стабильности параметров СВЧ-излучения. Компромиссным решением в выборе неоднородной замедляющей системы с учётом снижения адаптивности генератора к изменению параметров пучка является выбор сглаженных функций от координаты с умеренным нарастанием сопротивления связи и фазовой скорости синхронной гармоника. Среднеквадратичное отклонение импульсной СВЧ- мощности и тока пучка в экспериментах могут быть сравнимы, и составлять величину порядка 1% в импульсно-периодическом режиме при КПД около 20%.

Среднеквадратичное отклонение значений центральной частоты генерации может не превышать величину 0,1%. Показана возможность электронной перестройки частоты релятивистской ЛОВ: в области ускоряющих напряжений 500 кВ для перестройки центральной частоты на 1% необходимо изменять напряжение приблизительно на 20%.



Рис. 64 Фотография замедляющей системы, изготовленной на станке с числовым программным управлением (материал – нержавеющая, немагнитная сталь).

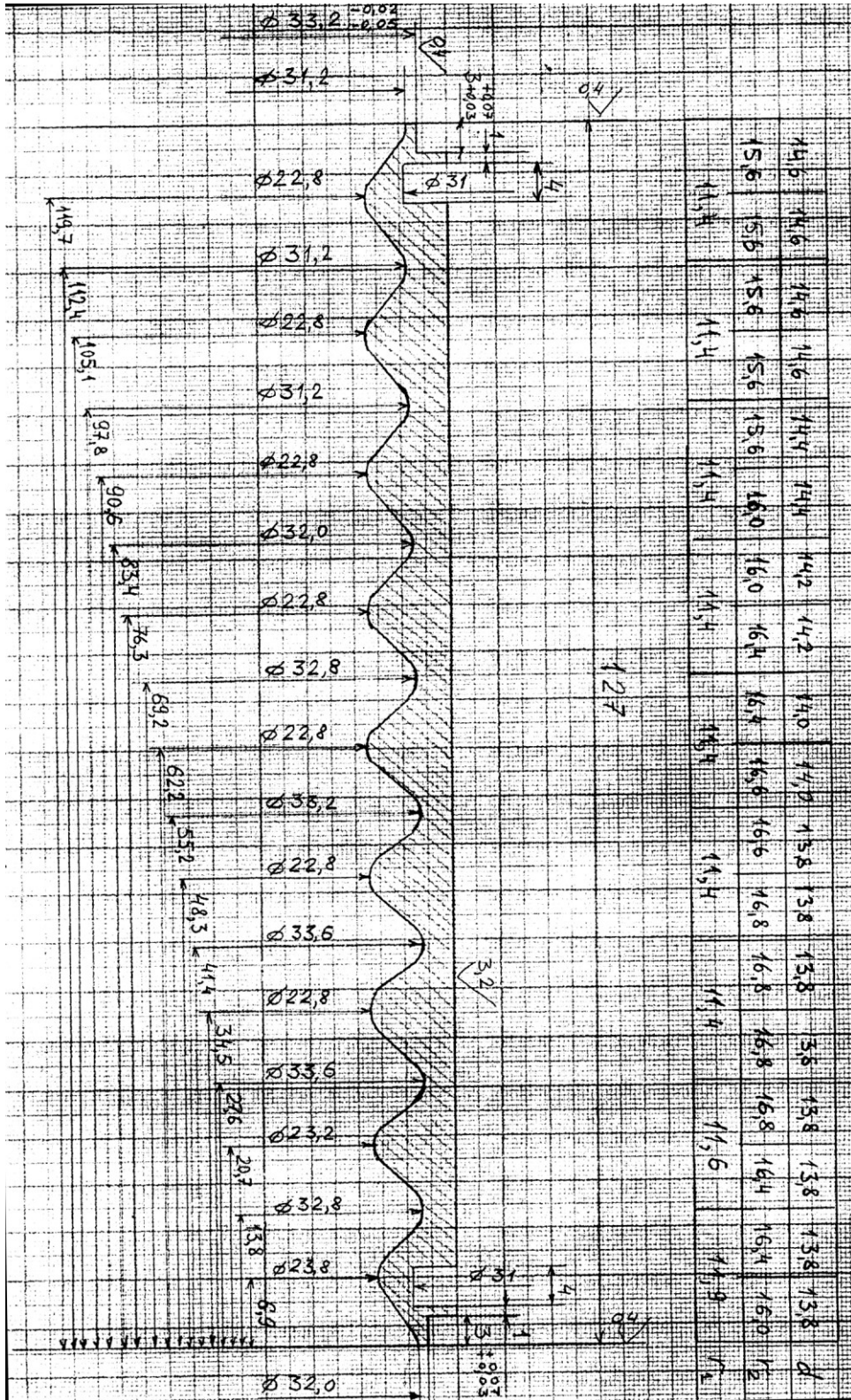


Рис.65 Чертеж одной из замедляющих систем релятивистской ЛОВ.

### 3.2. Индуцированное рассеяние встречной волны электронным потоком.

**Основные предпосылки существования эффекта.** В релятивистских СВЧ-генераторах электроны пучка, испытывая воздействие встречной (либо попутной) волны, могут обеспечивать ее рассеяние. Условия для рассеяния волн (по крайней мере, спонтанного) оказываются выполненными непосредственно в рабочем пространстве этих приборов. Обычно в экспериментальных условиях интенсивность волны накачки и ток пучка (или уровень обратной связи) недостаточны для реализации вынужденного рассеяния. Исключения составляют релятивистские черенковские приборы [176-179], электродинамические системы которых представляют собой периодические структуры. Вблизи полос непрозрачности в таких системах могут выполняться условия взаимной трансформации волн, бегущих навстречу друг другу [180], многоволновых резонансов [178,181], а также переизлучения [182]. Таким образом, электродинамические системы черенковских генераторов могут играть роль высокодобротных резонаторов в области коротких длин волн и обеспечивать эффективную распределённую обратную связь.

При движении заряженной частицы в поле встречной электромагнитной волны с частотой  $\omega$  и продольным волновым числом  $h$  имеется возможность комптоновского рассеяния в волну, имеющую частоту  $\omega_{sc}$  и волновое число  $h_{sc}$ , в соответствии с условием:

$$\omega_{sc} - h_{sc} v_{\parallel} \approx \omega + h v_{\parallel} \quad (3.2.1)$$

Если высокочастотная (сигнальная) волна имеет малый угол Бриллюэна ( $h_{sc} \approx k_{sc}$ ), реализуется максимальный коэффициент преобразования частоты  $\approx 2\gamma_0^2(1+\beta_0/\beta_h)$ .

Чрезвычайно важно, что для той же самой сигнальной волны (3.2.1) внутри ЗС одновременно выполняется условие черенковского взаимодействия частиц с (+1)-ой пространственной гармоникой (излучение Смита-Парселла, в котором осцилляции совершает диполь, образованный электроном и его зеркальным изображением внутри металла с гофрированной поверхностью [78,79,86]). Кроме этих двух основных механизмов коротковолнового излучения, существует принципиальная возможность излучения по третьему механизму, обусловленному продольным осцилляциям за счёт колебаний потенциала пучка при движении потока заряженных частиц вблизи гофрированной металлической поверхности (так называемый, электростатический убитрон [187]).

Для каждого из трёх механизмов излучения соответствующие коэффициенты связи и значения стартовых токов выписаны в работах [34,78,79,81,178] и здесь нет необходимости их переписывать. Проведённые, в соответствии с формулами параграфа 2.1, характеризующими масштаб связи для третьего механизма излучения оценки показывают, что в условиях экспериментов электростатический убитрон является наименее вероятным, – стартовый ток для такого типа излучения на один-два (и более) порядка превышает рабочий ток электронного пучка. Что касается излучения Смита-Парселла, то его конкурентоспособность вполне вероятна лишь с ростом энергии частиц ( $\gamma_0 \gg 1$ ) и для некоторых волн электрического типа, распространяющихся под большим углом к оси системы ( $k_{\perp}/h_{sc} \gg 1$ ). В случае

$\nu_0 = 2$ , данный механизм излучения в принципе может самостоятельно отвечать за возбуждение каких-либо (или одного) колебаний в низкочастотной части спектра (например, колебания, образованного модой  $E_{22}$  на длине волны  $\approx 9$  мм [34]). Возникновению излучения Смита-Парселла на волнах с тем же азимутальным индексом, что и низкочастотная волна, должно способствовать наличие кратных гармоник в токе пучка. Режим умножения частоты [188] мог иметь место в случае совпадения частоты резонансного колебания симметричной моды с радиальным индексом 3 или 4 и некоторой гармоники частоты генерируемой встречной волны. Однако, результаты дополнительных экспериментов с малой амплитудой гофра (режим 3-х сантиметрового оротрона [34]), зависимость мощности от магнитного поля и данные, полученные с использованием слабoreлятивистского пучка [176-178], подтверждают выводы о доминирующей роли механизма рассеяния волн в эксперименте.

Последовательность изучения данного явления складывалась таким образом, что первоначально сама возможность рассеяния мощной волны накачки на сильноточном электронном пучке была предсказана и описана теоретически [13,183,117,123]. Попытки наблюдения эффекта рассеяния мощной электромагнитной волны, которая предварительно генерируется в одной из секций прибора, были предприняты в работах [184,185]. Однако, судя по весьма низкому уровню мощности коротковолнового излучения (порядка 100 кВт), в этих экспериментах имело место спонтанное излучение – однопроходное усиление шумов – или режим вынужденного излучения с очень малым КПД. В этих экспериментах использовалось преднамеренное удлинение канала транспортировки пучка перед генератором, и, по-видимому, отсутствовала достаточно сильная обратная связь по высокой частоте в области взаимодействия частиц с комбинационной волной.

**В эксперименте** [34,176] \*, который кратко описывается далее, обнаруженное (независимо от работы [186]) сопутствующее коротковолновое излучение в карсинотроне 3-см диапазона длин волн было детально исследовано и идентифицировано как вынужденное рассеяние. Эксперимент проводился с использованием ускорителя СИНУС-6, обеспечивающим электронный пучок с энергией 0,5 МэВ и током 5 кА, при длительности импульса тока 25 нс. Возможность одновременного существования двух механизмов излучения внутри гофрированной замедляющей структуры карсинотрона стала понятной, и для многих скептиков бесспорной, только после демонстрации результатов измерений резонансных свойств используемых ЗС в коротковолновой области спектра [178]. В этих электродинамических исследованиях были зарегистрированы достаточно высокие значения добротности отдельных резонансных колебаний (см. рис. 66), достигающие  $\approx 2000$  в области длин волн 3,8-4,5 мм и  $\approx 7000$  в области 7,5-9,5 мм [34,78,79]. Из-за высокой спектральной плотности резонансных колебаний лишь некоторые из них были идентифицированы в «холодном» эксперименте. Так, одно из них на частоте 36,5 ГГц имело азимутальный индекс 6 и добротность  $Q \approx 2500$ . При возбуждении через отверстие связи диаграмма излучения была близка к суммарной диаграмме волн  $H_{6,1}$  и  $E_{6,1}$ . После получения этих результатов фактически сразу были зафиксированы режимы вынужденного

---

\* Результаты этого эксперимента и их интерпретация были доложены на 3 Всесоюзном семинаре «Релятивистская высокочастотная электроника», проводившемся 22-24 февраля 1983 года в г. Горьком.

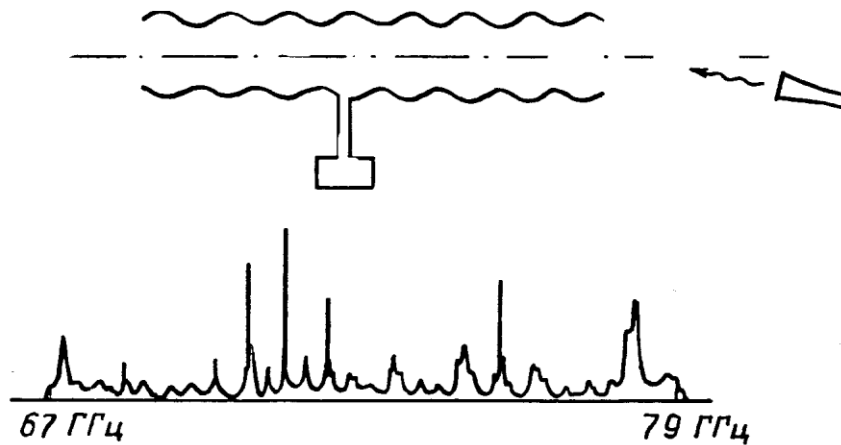


Рис. 66 Упрощённая схема измерений и спектр собственных колебаний в замедляющей системе 3-х сантиметрового карсинотрона.

рассеяния в других генераторах черенковского типа – в оротроне 8 мм диапазона длин волн (ускоритель СИНУС-6) и в карсинотроне миллиметрового диапазона (ускоритель СИНУС-М3 с энергией электронов до 200 кэВ, током до 0,7 кА и длительностью пучка 3 нс) [176,177]. Основные измерительные устройства, применяемые в проведённых экспериментах, описаны в предыдущем параграфе. Детектирование микроволновых сигналов осуществлялось различными полупроводниковыми детекторами в 3-см, 8-мм и 4-мм стандартных волноводах. Весьма малые габариты кремниевых пластин (объем порядка 1 мм<sup>3</sup>) в 8-мм волноводе и конструктивные особенности подключения радиочастотного кабеля создавали предпосылки для наблюдения сигналов во всем диапазоне миллиметровых волн [190,191]. Детальная калибровка детекторов в широком частотном диапазоне не осуществлялась. В числе имеющихся детекторов были и детекторы, которые на время экспериментов были любезно предоставлены вместе с калибровками Г. Г. Денисовым. Дополнительно для измерений спектра в коротковолновой области частот были изготовлены волноводные фильтры в виде отрезков запердельных волнопроводов с различными значениями критических длин волн (шаг при необходимости варьировался, составляя в среднем 10-15%) и перекрывающие диапазон длин волн от 3 до 30 мм.

**Основные характеристики сопутствующего коротковолнового излучения в обычной схеме карсинотрона 3-х сантиметрового диапазона длин волн.** Геометрия используемой в эксперименте однородной ЗС практически совпадала с рассмотренной в Приложении 2.

На основании детекторных и калориметрических измерений максимальная мощность в большом магнитном поле составляла 500 МВт. Длина волны излучения 3,2 см. Зависимость мощности генерируемой встречной волны от магнитного поля изображена на рис. 67.

Коротковолновое излучение имело сложный состав из волн с различной поперечной структурой, который мог изменяться при существенной перестройке магнитного поля. Типичная зависимость принимаемого сигнала от магнитного поля при фиксированном положении приёмной антенны в виде открытого торца 8-мм волновода показана на рис. 67. Независимо от положения антенны излучение в миллиметровом диапазоне отсутствовало в области



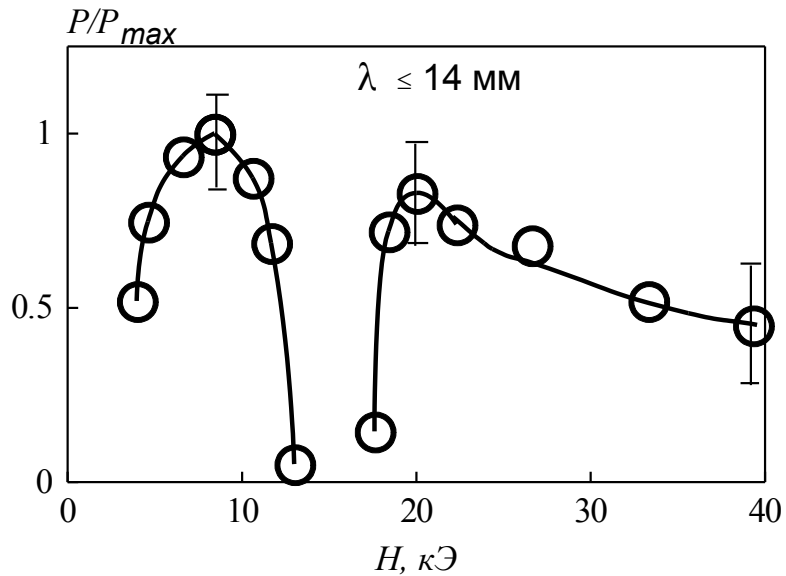


Рис. 67 Зависимость принимаемого сигнала от величины магнитного поля.

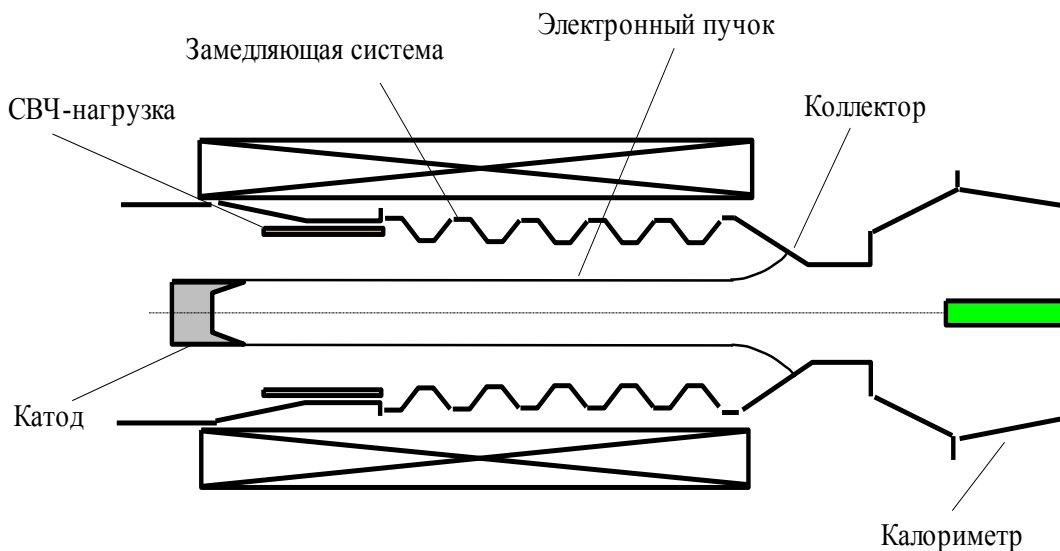


Рис. 68 Схема калориметрических измерений энергии коротковолнового излучения.

магнитных полей, в которой не было генерации 3-см излучения. Данная экспериментальная зависимость однозначно свидетельствует о преобладающей роли механизма рассеяния, в силу возможности поперечного взаимодействия и вовлечения дополнительных мод, в то время, как для излучения Смита-Парселла циклотронное взаимодействие только повышает стартовые токи.

Для калориметрических измерений в коротковолновой части спектра представляло интерес модифицировать схему эксперимента, так, чтобы можно было отделить 3-см излучение. Такое разделение оказалось возможным тогда, когда был устроен вывод волны  $E_{01}$  в направлении к катоду – рис. 68. С этой целью, отрезок запредельного волновода был перемещён к коллектору, а на его месте установлен отрезок круглого волновода, вблизи стенок которого, можно было помещать специальный поглотитель (СВЧ-нагрузка на рис.68 –

ориентированные вдоль оси, тонкие полихлорвиниловые трубки с водой внутри). Перед установкой калориметра был осуществлён контроль сигналов с 8-мм детектора. Показания детектора свидетельствовали, что амплитуда сигналов не претерпела существенных изменений. Однако такую же длительность сигналов (около 15 нс), как в случае нормального положения запредельного сужения, удалось добиться лишь при поглощении некоторой части энергии 3-см излучения. В отсутствии СВЧ-нагрузки имел место пробой вакуумного изолятора через несколько наносекунд после появления генерации встречной волны  $E_{01}$ . Динамику всего процесса можно было наблюдать в соответствии с показаниями датчиков тока и напряжения на катоде: длительность сигналов оказывалась в пределах 7-9 нс. Полученные в модифицированной схеме эксперимента (рис. 68) значения максимальной энергии коротковолнового излучения составили 0,6 Дж в случае магнитного поля  $H = 8,4$  кЭ и около 0,5 Дж при  $H = 19$  кЭ. Для этих и других значений магнитного поля имелась корреляция между показаниями детектора и калориметра.

Вернувшись к обычной схеме эксперимента (рис. 56), были осуществлены спектральные измерения при фиксированном магнитном поле  $H = 19$  кЭ. Предварительный контроль поляризации показал, что при различных положениях приёмной антенны в пространстве сигналы в случаях горизонтальной и вертикальной ориентации антенны близки между собой. Отсюда следовал вывод о преимущественно круговой поляризации коротковолнового излучения. Угловое распределение излучения измерялось с использованием нескольких запредельных волноводов. Построенные после соответствующего интегрирования гистограммы в какой-то мере отражают распределение спектра излучения (рис. 69). В измерениях было недостаточное разрешение, чтобы зафиксировать отдельные линии.

Тенденция к разрежению спектра наблюдалась в максимально высоких магнитных полях и при значительном снижении ускоряющего напряжения. В последнем случае высокочастотная граница спектра смещалась пропорционально  $\gamma^2$ .

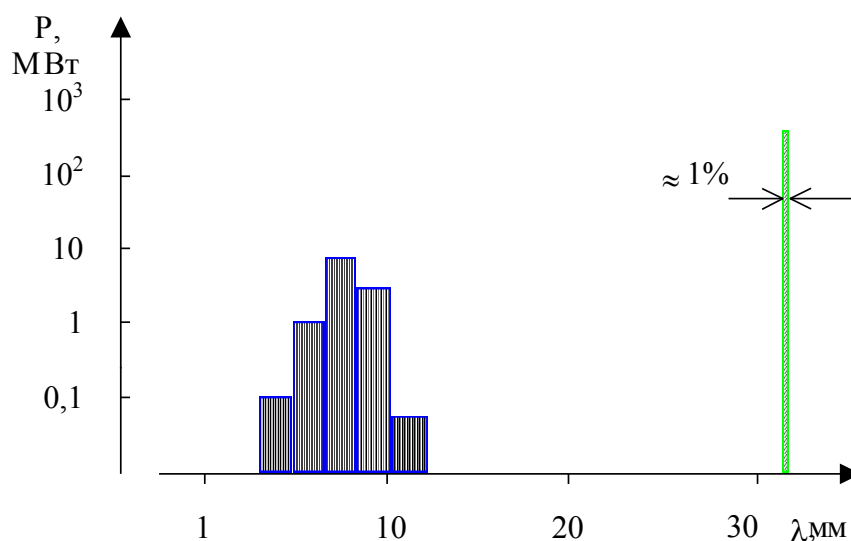


Рис. 69 Спектр излучения релятивистского карсинотрона.

Соотнесение полученных экспериментальных результатов и теории вынужденного рассеяния волн подробно изложено в работе [178]. Детальный анализ коэффициентов связи для различных волн и соответствующих значений стартовых токов [34] указывает на возможность возбуждения большого числа колебаний (порядка десяти при условии достаточной добротности – порядка  $10^3$ ). Большую роль в снижении стартового тока играет близость к условию циклотронного резонанса, когда амплитуда поперечных осцилляций частиц в поле накачки может оказываться весьма высокой, несмотря на уменьшение мощности низкочастотной волны [123]. В соответствии с выводами нелинейной теории, в таких условиях в эксперименте, по-видимому, реализуется истощение накачки [187].

**Схемы черенковских генераторов, в которых рассеяние отсутствует или возможна селекция волн.** С точки зрения возможности электродинамической селекции волн и сокращения числа линий, положительный результат даёт использование узких продольных разрезов в замедляющей системе карсинотрона [177]. Аналогичный результат получен в исследованиях релятивистского оротрона [37,178]. В этом эксперименте использовалась высокоселективная электродинамическая система, в которой из-за наличия двух продольных разрезов низкими значениями добротности обладали все моды с отличными от единицы азимутальными индексами. Длина волны излучения запланированного квазикритического колебания, образованного модой  $E_{13}$  составляла 8,0 мм. Мощность излучения 120 МВт. В коротковолновой части спектра зафиксирована единственная линия на длине волны  $4,3 \pm 0,2$  мм, отвечающая колебанию  $E_{161}$  с мощностью порядка 5 МВт.

В релятивистской ЛОВ с повышенным поперечным сечением замедляющей системы и предмодуляцией частиц коротковолновое излучение не наблюдалось. Такая же ситуация имела место и в экспериментальных исследованиях генераторов поверхностной волны ( $\pi$  - вид колебаний). Данная закономерность легко объясняется в рамках анализа стартовых токов рассеяния волн в пространственно-развитых ЗС. Так, в приближении не очень сильной дисперсии периодического волновода, когда нулевые гармоники волн имеют фазовые скорости больше скорости света добротности резонансных брэгговских колебаний (двухволновых и многоволновых с трансформацией мод), можно записать  $Q \propto R^2$  [180-182]. С увеличением радиуса отрезка гофрированного волновода одновременно возрастают нормы сигнальной волны и волны накачки. Стартовый ток для возбуждения некоторого колебания на основе вынужденного рассеяния пропорционален  $J_{st} \propto R^4/Q$  [34,123,183]. В упомянутом эксперименте с повышенным в 1,6-1,7 раз поперечным размером ЗС карсинотрона (число гофр 8) стартовый ток для рассеяния мог возрастать приблизительно в 20 раз.

**Выводы.** Экспериментально обнаружено коротковолновое сопутствующее излучение в традиционной схеме релятивистской ЛОВ. На основе рассмотрения стартовых условий для различных механизмов такого излучения, а также экспериментальных данных, однозначно интерпретировано как индуцированное рассеяние. В результате экспериментов показано, что для традиционной схемы ЛОВ характерно существование высокодобротных брэгговских резонансов на частотах, значительно превышающих рабочую частоту, и обеспечивающих условия вынужденного рассеяния встречной волны на релятивистских электронах.

### 3.3. Схема с предварительной модуляцией электронного потока.

**Эксперименты с использованием импульсной магнитной системы.** Сформулируем основные результаты экспериментального исследования релятивистской ЛОВ, в которой для отражения встречной волны используется сосредоточенный резонансный рефлектор (рис.37) [73,74,134,194]. В данном параграфе основное внимание уделено экспериментам, проведённым на основе ускорителя СИНУС-6К с импульсной магнитной системой. Максимальное ускоряющее напряжение на катоде – 600 кВ, максимальный ток пучка – 5,5 кА, длительность импульсов напряжения на полувывоте – 20 нс (рис. 70).

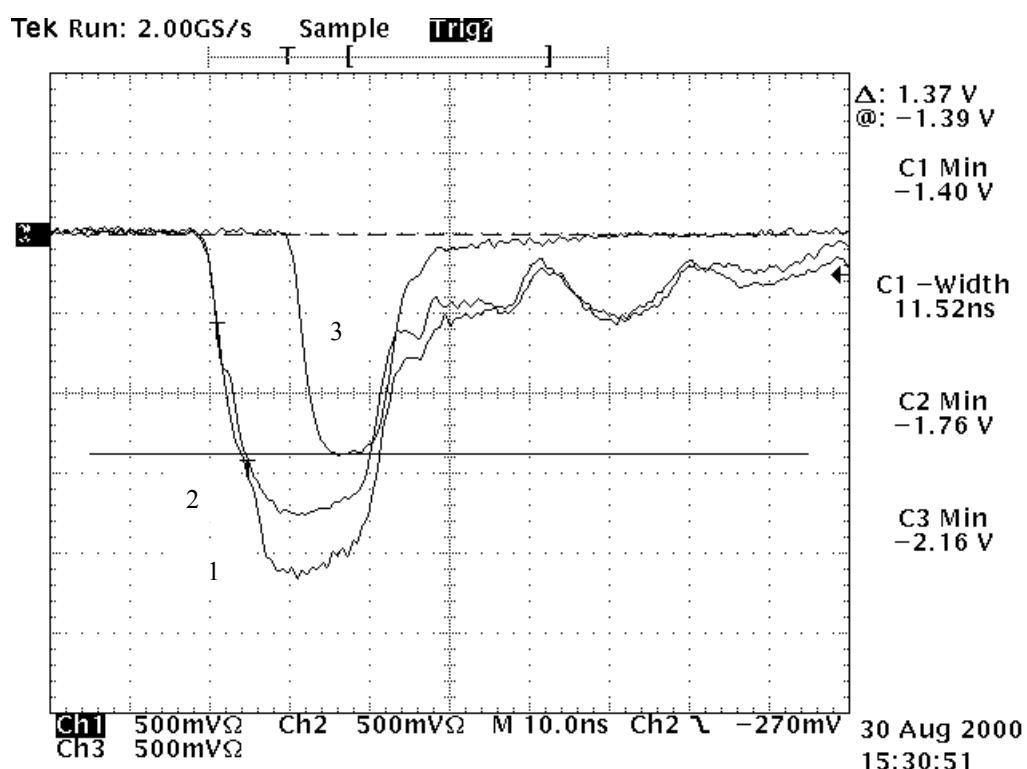


Рис. 70 Сигналы напряжения на катоде (1), тока пучка (2) и микроволнового детектора (3) в оптимальных условиях эксперимента на ускорителе СИНУС-6К.

На начальном этапе экспериментов использовалась регулярная гофрированная структура, параметры и дисперсионные свойства которой представлены в параграфе 2.3 (рис. 46 и 47). Геометрия резонансного рефлектора в эксперименте была такова, что расчётная относительная ширина полосы отражения рефлектора (по уровню  $|R|^2 = 0,9$ ) составляла около 10%. Центр полосы отражения соответствовал частоте около 10,0 ГГц.

Максимальное измеренное значение КПД – около 25% – соответствовало условиям сильного магнитного поля ( $H = 28$  кЭ). Такой режим обеспечивался при оптимальном положении рефлектора относительно ЗС ( $L_0 \cong 21$  мм – рис. 71). При максимальной мощности электронного пучка, измеряемой в средней

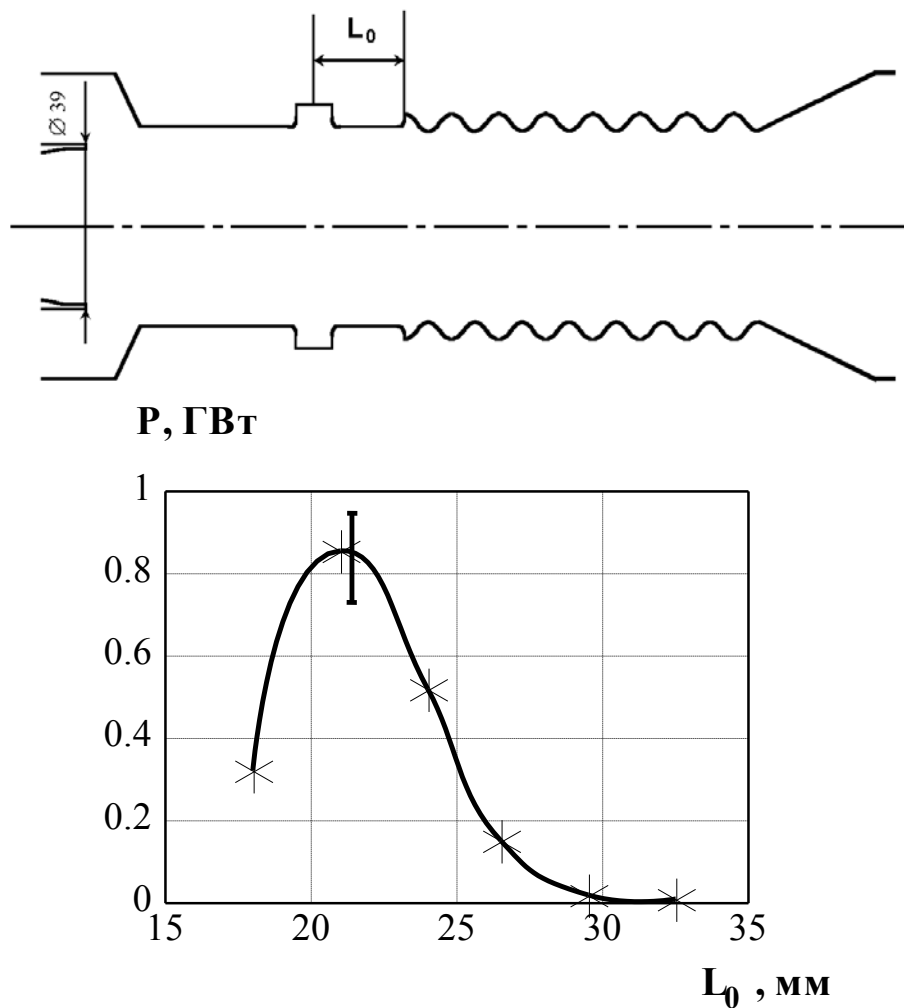


Рис. 71 Электродинамическая система ЛОВ и экспериментальная зависимость мощности от положения резонансного рефлектора.

части импульсов, – 3,3 ГВт – импульсная микроволновая мощность на основании детекторных измерений и интегрирования диаграммы составляла 0,8 ГВт. Погрешность измерений микроволновой мощности оценивается величиной около  $\pm 15\%$ . Длительность СВЧ-импульсов на полувывоте находилась в пределах 8-10 нс (в оптимальном режиме). Минимальное время установления колебаний автогенератора обеспечивалось при некотором удалении рефлектора к области  $L_0 \cong 23-25$  мм. В этом случае КПД снижался в 1,5-2 раза по отношению к оптимальному режиму – рис. 71. При смещении рефлектора в противоположном направлении время установления колебаний возрастало в пределе до длительности тока, и амплитуда импульсов становилась нестабильной.

Ещё одним экспериментальным подтверждением существенной роли начальной модуляции частиц следует считать смещение центральной частоты колебаний при сдвиге рефлектора (рис. 72). В этих измерениях использовался узкополосный – с шириной линии около 40 МГц – перестраиваемый фильтр.

В соответствии с формулами параграфа 2.4, оптимальное положение рефлектора отвечает фазе модуляции  $\arg(\alpha) \approx 0,5\pi$ . По-видимому, модуль параметра модуляции в эксперименте несколько превышал оптимальное

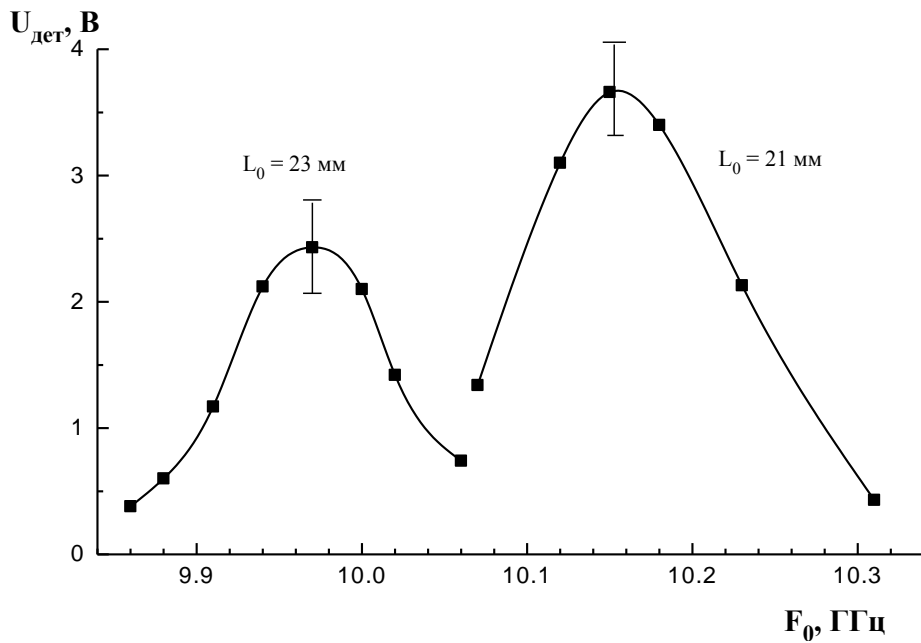


Рис. 72 Зависимость амплитуды сигналов, проходящих через полосовой фильтр от резонансной частоты фильтра.

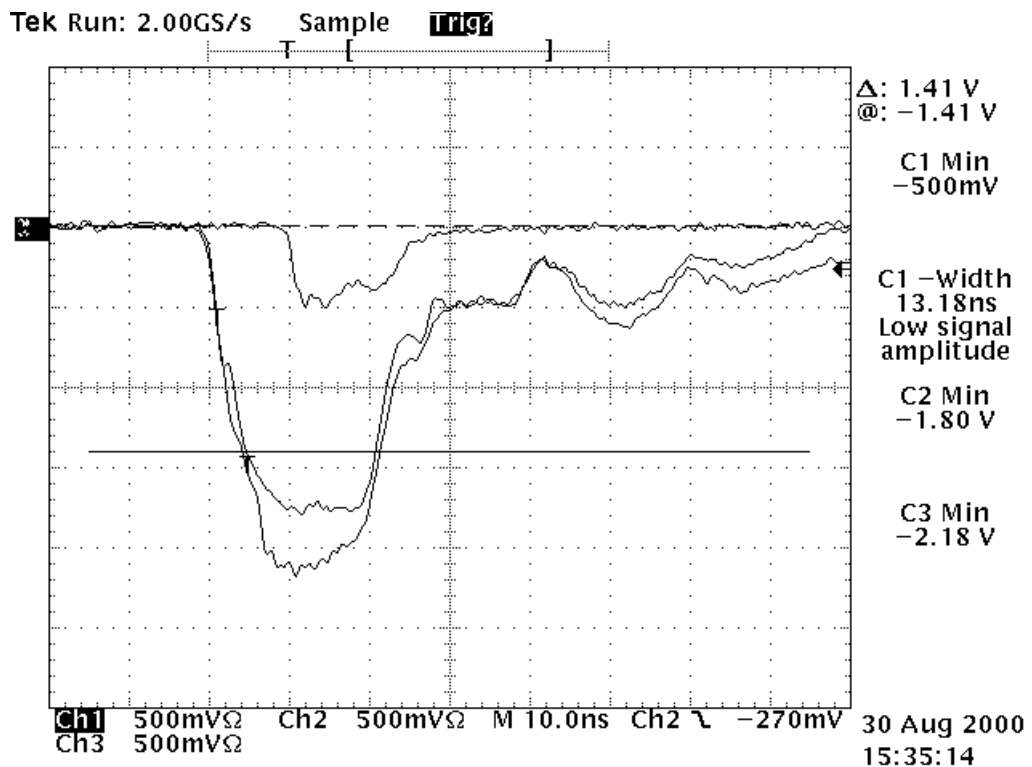


Рис. 73 Осциллограммы напряжения на катоде, тока пучка и сигнала с микроволнового детектора в случае  $L_0 = 26 \text{ мм}$ .

значение. Об этом свидетельствует высокая чувствительность расстройки синхронизма к положению рефлектора. Вблизи максимальных значений КПД можно было также наблюдать уменьшение тока пучка при установлении генерации (рис. 70). Данный эффект следует связывать с отражением некоторой доли частиц от области резонансного рефлектора (он отчётливо проявляется при моделировании генератора методом крупных частиц). Эффект исчезает в случае снижения КПД – рис. 73.

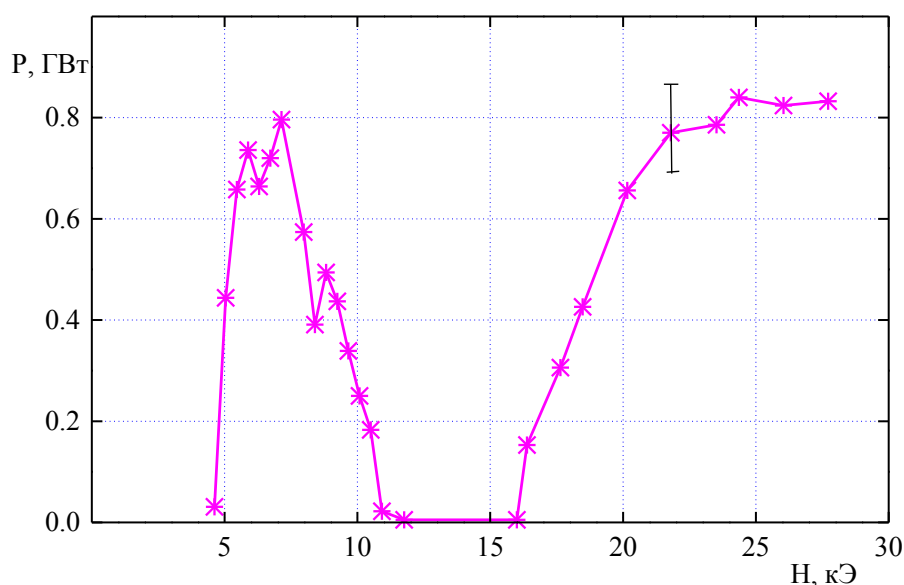


Рис. 74 Зависимость генерируемой мощности от напряженности магнитного поля ( $U_c = 600$  кВ,  $J_b = 5,5$  кА).

На рис. 74 представлена зависимость генерируемой мощности от величины магнитного поля в режиме  $L_0 = 21$  мм, число периодов гофрировки  $N = 7$ . Максимальный КПД передачи мощности из электронного пучка мог составлять около 25%. Полученные зависимости имеют отличие от соответствующих зависимостей для традиционной схемы ЛОВ в том, что удаётся увеличить КПД в малых полях. Таким образом, полностью подтвердилось предположение о существовании такого эффекта, изложенное в параграфе 2.2. Специальным исследованиям по оптимизации режимов генерации в малых магнитных полях при пониженных значениях напряжения и тока посвящён следующий параграф.

**О возможности повышения КПД.** Попытки увеличить КПД генерации за счёт увеличения длины ЗС и фазы модуляции частиц не увенчались успехом. При этом происходило возбуждение генератора на более высокой частоте излучения. Достоверно идентифицировать тип волны ( $E_{01}$  или  $E_{02}$  ?) не удалось из-за неустойчивого состояния конкуренции волн и отсутствия достаточной воспроизводимости результата от импульса к импульсу. Предположительно это могло быть резонансное брэгговское колебание или генерация встречной волны  $E_{02}$ . Так или иначе, но из этого опыта напрашивался вывод, что наиболее существенным тормозом на пути повышения КПД является возбуждение паразитных колебаний.

Для повышения КПД была спроектирована нерегулярная ЗС, в которой сопротивление связи и фазовая скорость гармоники на некотором начальном

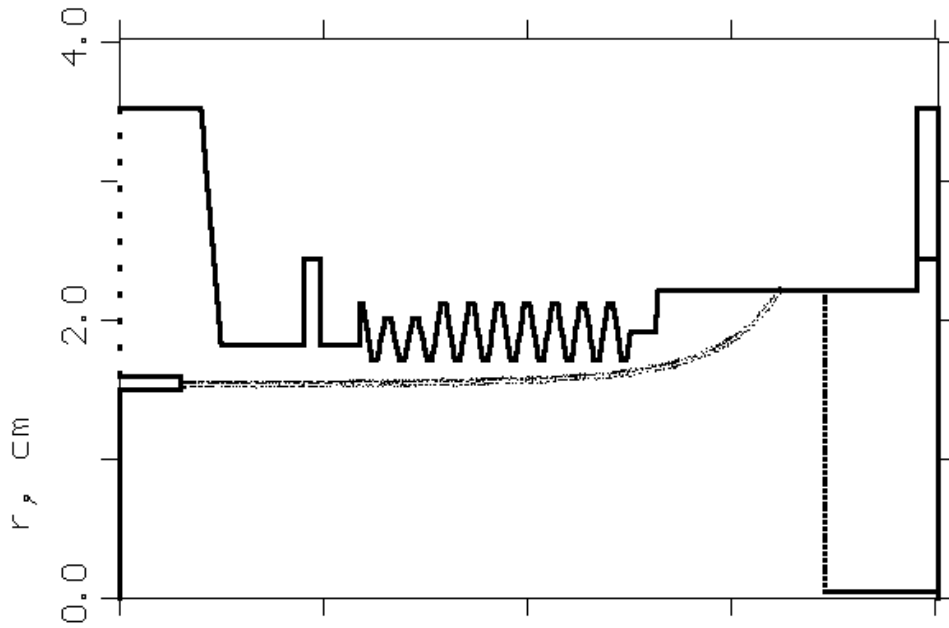


Рис. 75. Один из вариантов электродинамических систем, используемых с целью повышения КПД карсинотрона.

участке меньше, чем на всей остальной длине. Основная идея здесь заключалась в том, чтобы понизить добротности колебаний вблизи границы полосы пропускания и затруднить возбуждение конкурентов. Кроме этого, за счёт уменьшения радиуса пучка было решено снизить глубину модуляции частиц. В численном расчёте методом крупных частиц электронный КПД составил 44%. Максимальное значение КПД в эксперименте – около 40% – для геометрии, изображённой на рис.75, удалось получить при токе пучка 4 кА и ускоряющем напряжении 500 кВ. Мощность излучения в сильном магнитном поле составляла  $0,75 \pm 0,11$  ГВт. Эффективность генерации снижалась при увеличении тока электронного пучка.

В настоящее время исследования с целью повышения КПД релятивистского карсинотрона с предварительной модуляцией частиц, по-видимому, ещё далеки от своего завершения.

**Выводы.** Экспериментально исследована релятивистская ЛОВ с предварительной модуляцией частиц на входе в замедляющую систему и повышенным поперечным сечением. Показано, что результаты в целом согласуются с теоретическими представлениями, а сама схема имеет определённые преимущества перед традиционной схемой. Результаты эксперимента с использованием регулярной замедляющей системы указывают на возможность получения КПД около 25%. Ограничение уровня КПД при попытке реализовать оптимальные, в теоретическом отношении, значения фазы модуляции связано с нарушением условий селекции волн. В относительно малых магнитных полях могут быть реализованы условия, когда КПД сохраняется приблизительно таким же, как и в сильных полях.

Первые же результаты экспериментов с использованием неоднородной замедляющей системы позволили увеличить КПД передачи мощности пучка в мощность электромагнитной волны до значения около 40%.



### 3.4. Релятивистская ЛОВ с низким магнитным полем.

**Предварительные эксперименты с импульсным соленоидом.** Цель этих экспериментов заключалась в том, чтобы для параметров ускорителя СИНУС-500 в импульсно-периодическом режиме ( $U_c^{\max} = 500-530$  кВ,  $J_b^{\max} = 5,0$  кА) найти условия устойчивой генерации, в частности, конфигурацию магнитного поля для разработки соленоида постоянного тока. Поскольку в зависимости от магнитного поля в этой области имелись узкие пики (рис. 74), имелась необходимость попытаться расширить диапазон рабочих магнитных полей. Поэтому, тогда же – в экспериментах на ускорителе СИНУС-К – была проверена идея декомпрессии электронного пучка [75,73].

В экспериментах использовалась та же самая ЗС (параграфы 2.3 и 3.3), но осуществлялась оптимизация её длины с точки зрения условий генерации в малых магнитных полях.

**Случай однородного магнитного поля.** Для условий  $U_c \cong 530$  кВ,  $J_b \cong 5,0$  кА, диаметр катода 39 мм наиболее предпочтительные режимы наблюдались в том случае, когда длину ЗС увеличивали на один период гофрировки (см. комментарии к рис. 74) –  $N = 8$ . Соответствующая зависимость от величины магнитного поля представлена на рис. 76. Для варианта, в котором сохранялась прежняя длина ЗС ( $N = 7$ ), как видно из рисунка 77 (штриховая линия 1), область рабочих магнитных полей оказывалась неприемлемо малой. При дальнейшем увеличении длины происходило в целом снижение КПД.

Можно только предполагать, с чем связан локальный «провал» в получаемой зависимости в области магнитного поля около 6 кЭ. Следует обратить внимание, что он отчётливо проявляется в большинстве случаев и превышает погрешность измерений. Наиболее вероятной причиной эффекта является циклотронное поглощение встречной волны на второй гармонике циклотронной частоты [73], которое может происходить при наличии начальной поперечной скорости частиц в пучке (или фракции потока) [159,160].

**Неоднородное магнитное поле с декомпрессией электронного пучка.** Импульсный соленоид разделялся на две части, каждая из которых соединялась с отдельной батареей конденсаторов. Регулировка степени неоднородности магнитного поля в небольших пределах могла достигаться с помощью выбора задержки в срабатывании ускорителя. При увеличении магнитного поля на катоде в 1,3-1,4 раза диаметр катода был уменьшен до 33 мм. Для получения аналогичной зависимости мощности излучения от амплитуды поля приходилось изменять зарядное напряжение в каждой из двух батарей конденсаторов в строго одинаковой пропорции. На рис. 77 такая зависимость представлена сплошной линией. Наиболее предпочтительными были результаты для  $N = 7$ .

В соответствии с результатами этих экспериментов, видно, что произошло заметное расширение зоны генерации в направлении уменьшения минимальных критических полей [73,74]. Поэтому выбор был сделан в пользу соленоида с аналогичным распределением поля вдоль оси.

**Соленоид постоянного тока.** На основании полученных данных был разработан и изготовлен соленоид постоянного тока, имеющий две области, – одну с повышенным полем вблизи кромки катода и достаточно протяжённую область, в которой размещается ЗС. Обе секции соленоида соединены последовательно, то есть в катушках протекает одинаковый ток. А неоднородность достигается тем, что в первой секции катушки изготовлены из

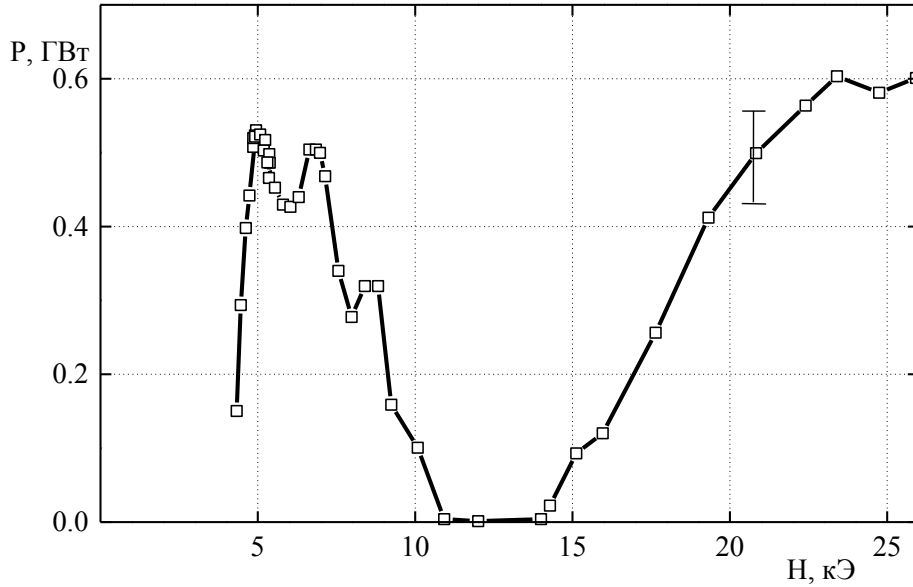


Рис. 76 Экспериментальная зависимость генерируемой мощности от напряжённости магнитного поля ( $U_c \cong 530$  кВ,  $J_b \cong 5,0$  кА,  $L_0 = 21$  мм,  $N = 8$ ).

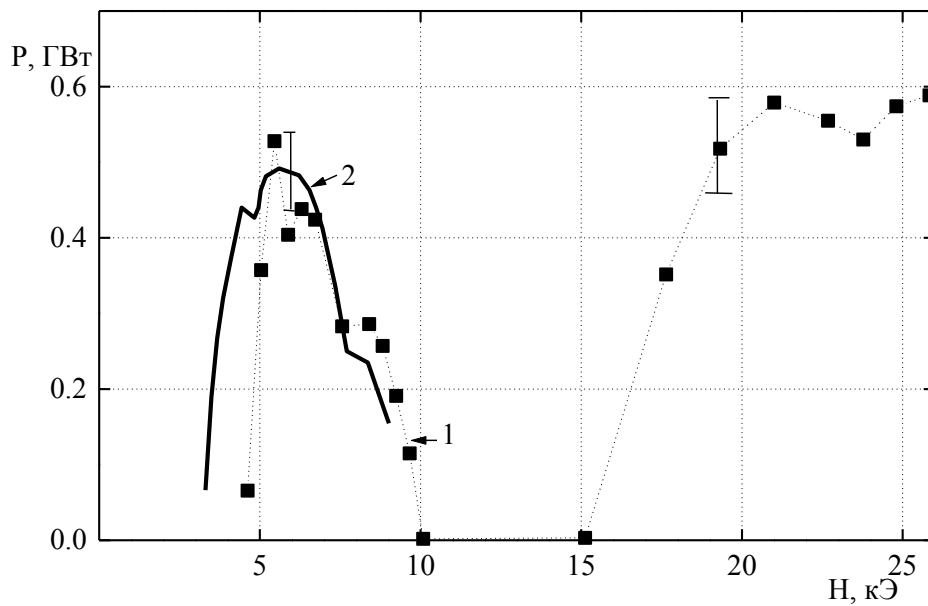


Рис. 77 Зависимости генерируемой мощности от напряжённости магнитного поля ( $U_c \cong 530$  кВ,  $J_b \cong 5,0$  кА,  $L_0 = 21$  мм,  $N = 7$ ). Кривая 1 – однородное магнитное поле, диаметр катода 39 мм; сплошная линия – неоднородное поле (измеряемое в ЗС), диаметр катода 33 мм.

медной шины меньшего сечения, и число витков на единицу длины соответственно выше.

Декомпрессия электронного пучка в соленоиде такова, что электронный пучок, формируясь с катода диаметром 34 мм, в области ЗС имеет средний диаметр около 40 мм. Полное сопротивление катушек соленоида при комнатной температуре 1,7 Ома. Для условий, изображённых на рис. 78 (ток через соленоид 120 А), потребляемая мощность составляет немногим более 20 кВт.

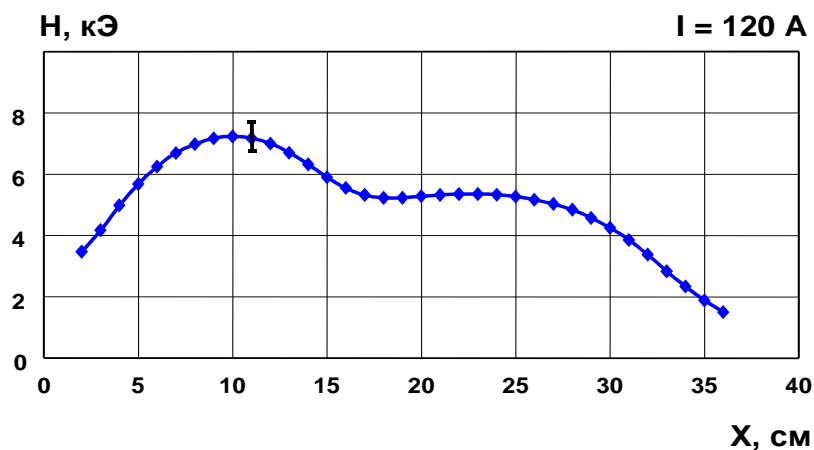
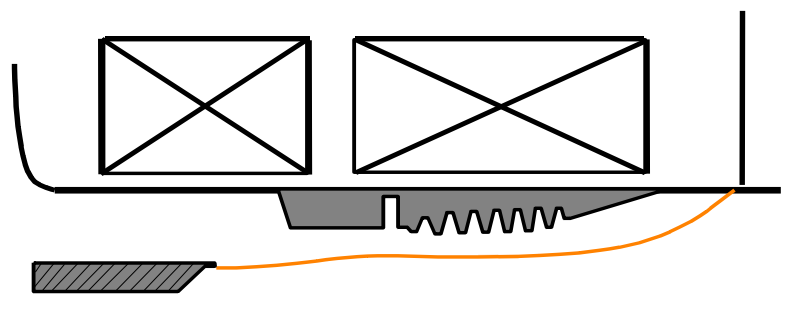


Рис. 78 Схематичное изображение соленоида постоянного тока с электронно-оптической системой и вид продольного распределения поля на оси.

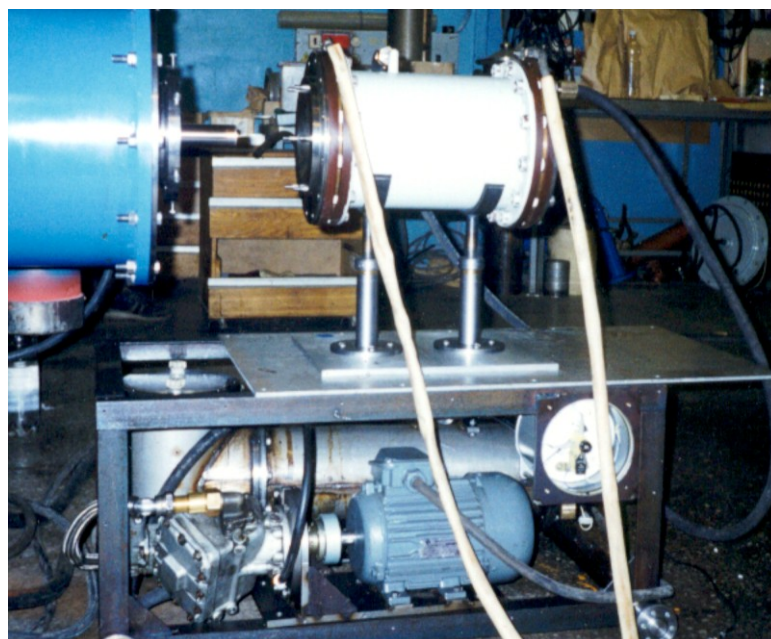


Рис.79 Фотография соленоида постоянного тока.

Внешний вид соленоида вместе с системой охлаждения изображён на рис. 79. Катушки соленоида охлаждаются в радиальных зазорах трансформаторным маслом, которое с помощью насоса прокачивается по замкнутому контуру. Стационарный режим охлаждения и отвода тепла в теплообменнике с водопроводной водой устанавливается через 3-4 минуты и соответствует

температуре масла около 60 градусов. Ток через соленоид во время работы мог плавно регулироваться.

Эксперименты проведены с использованием ускорителя Синус-500, внешний вид которого вместе с магнитной и электродинамической системами представлен на фотографии рис. 2. Источник питания ускорителя мог обеспечивать максимальную частоту следования импульсов 150 имп/с. В условиях: амплитуда импульса напряжения на катоде  $U_c \cong 530$  кВ, ток пучка  $J_b \cong 4,5$  кА и длительность тока 20 нс получена микроволновая мощность около 0,5 ГВт с длительностью импульсов 12 нс (рис. 80) [74,134].

Резонансный рефлектор можно было плавно перемещать с необходимой фиксацией положения. Максимальный КПД соответствовал значению  $L_0 \cong 23$  мм (см. рис. 71). Можно заметить, оптимальный параметр  $L_0$  здесь отличается (на 1,5-2,5 мм) от того, который зафиксирован в предварительных экспериментах. Данное несоответствие можно объяснить, вероятно, небольшим различием начальной фазы гофрировки. С другой стороны, при  $L_0 \cong 23$  мм длительность импульса была невысока (7-10 нс), и стабильность сигналов от импульса к импульсу была не вполне удовлетворительной. Повторяемость сигналов при длительной работе с частотой повторения 100 имп/с была лучше при условии  $L_0 \cong 24,0$  мм. Среднеквадратичное отклонение амплитуды СВЧ-импульсов с мощностью около 400 МВт в таких условиях приблизительно совпадало с соответствующей дисперсией амплитуд ускоряющего напряжения на катоде ( $\approx 1\%$ ). Последовательность сигналов (15) в импульсно-периодическом режиме с частотой 100 имп /с зарегистрирована в режиме запоминания осциллографом TDS-644A (рис. 81). Стабилизация условий работы высоковольтного трехэлектродного газового разрядника оптимизацией скорости продува газа и режимов работы тригatronного запуска [47,65,71].

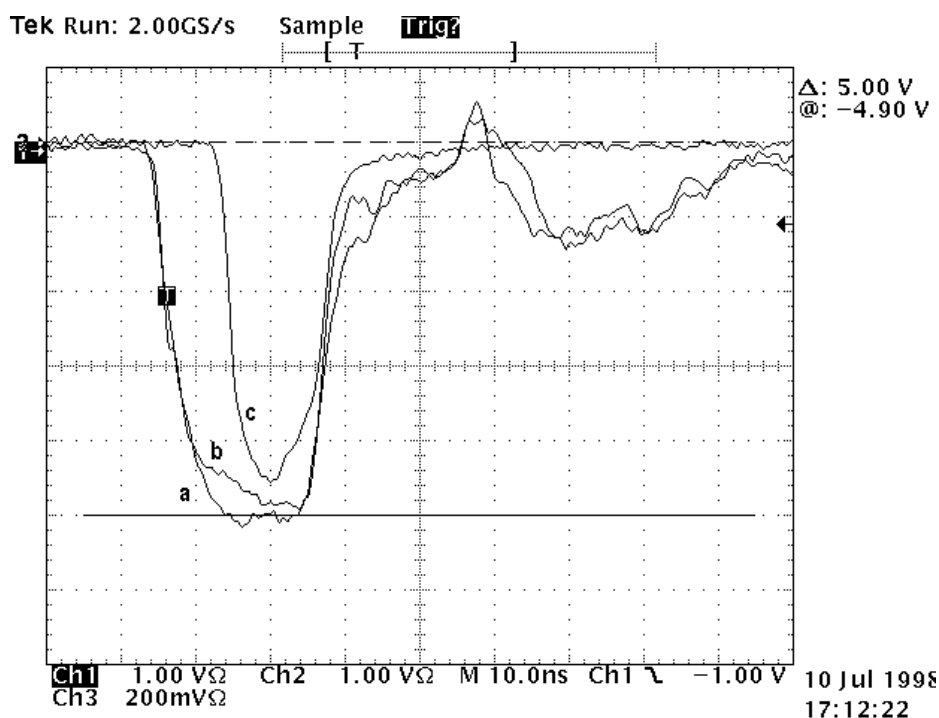


Рис. 80 Осциллограммы напряжения на катоде (а), тока пучка (b), и сигнала с микроволнового детектора (с) в экспериментах на ускорителе Синус-500.

Чувствительность мощности к величине магнитного поля была несущественной в диапазоне тока через соленоид 105-120 А; при значениях тока менее 100 А эффективность генератора относительно резко снижалась.

В эксперименте с длительным режимом работы в полной мере проявилась проблема конечного срока службы катода и некоторой деградации эмиссионной способности. Данные вопросы обсуждаются в параграфе 4.3.

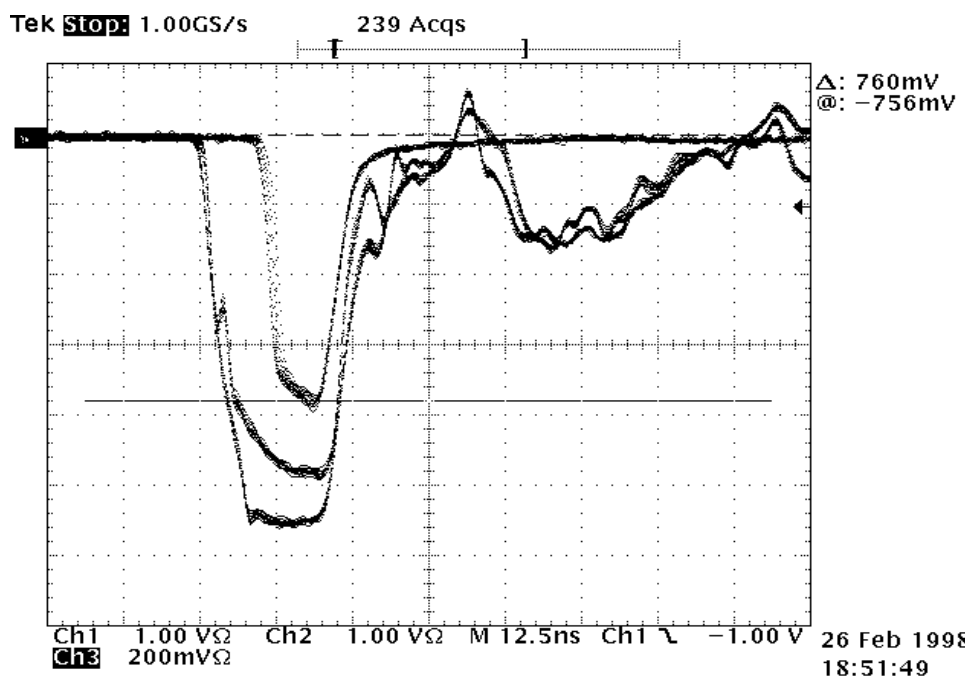


Рис. 81 Выборка из 15 последовательно чередующихся сигналов в режиме работы релятивистского СВЧ- генератора с частотой следования 100 имп /с.

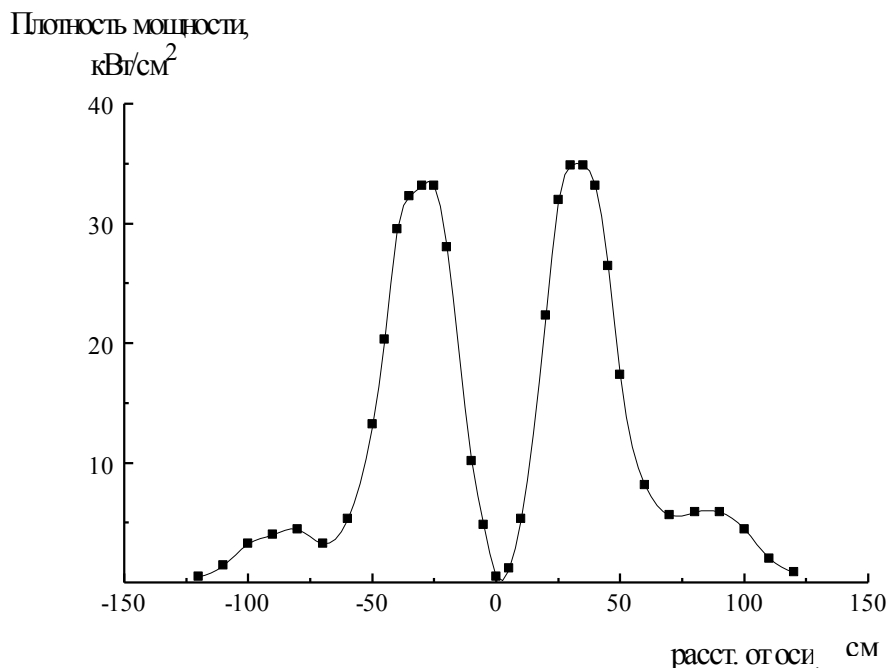


Рис. 82 Измеренное в горизонтальной плоскости распределение плотности мощности излучения волны  $E_{01}$ .

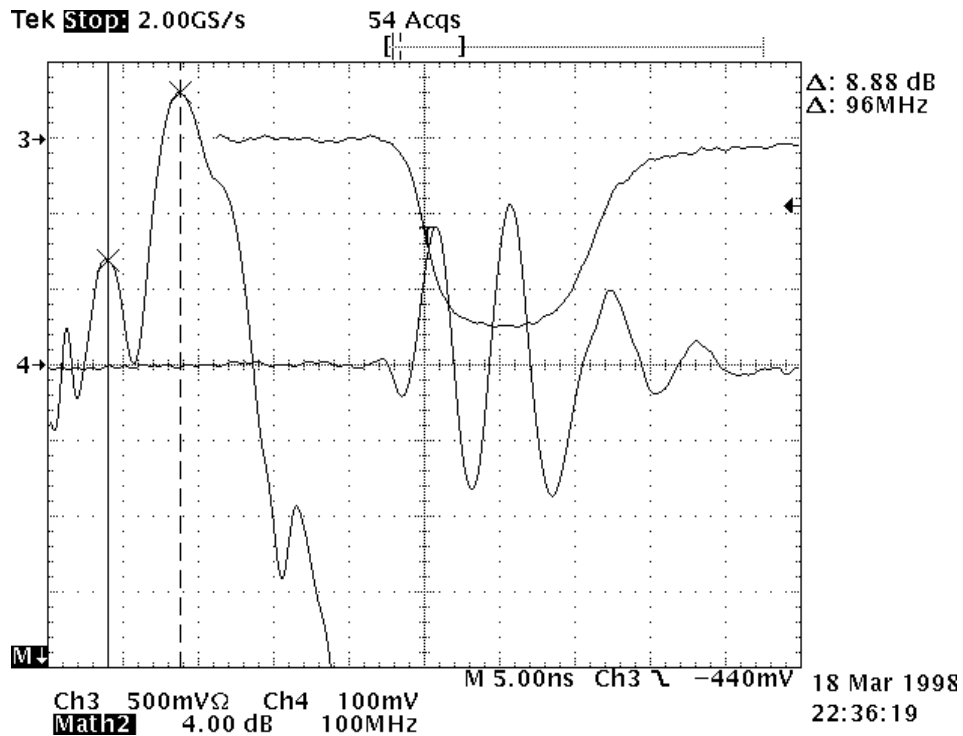


Рис. 83 Приблизительный (с учётом конечной полосы обработки – 500 МГц) спектр микроволнового излучения, детекторный сигнал и сигнал промежуточной частоты для частоты гетеродина 9,8 ГГц ( $L_0 = 24$  мм).

В экспериментах с длительным режимом работы вывод излучения осуществлялся в виде рабочей волны  $E_{01}$ . Типичная диаграмма излучения в этом случае показана на рис. 82. В экспериментах прикладного характера (глава 4) использовалась также электродинамическая система с преобразователем типа волны, обеспечивающая вывод излучения в виде волнового пучка с гауссовым распределением поля по радиусу. Мощность излучения находилась путем интегрирования распределения плотности мощности по радиусу. Спектральные характеристики излучения исследовались с помощью гетеродинного метода [134]. Максимум спектра излучения (F) определялся гетеродинным методом с помощью встроенного в осциллограф TDS-644A аппарата быстрого преобразования Фурье для сигнала промежуточной частоты (рис. 83).

Также как и в экспериментах с импульсной магнитной системой, отмечен факт перестройки частоты при смещении резонансного рефлектора (см. рис. 72). Наблюдался сдвиг частоты около 100 МГц на каждый миллиметр смещения рефлектора.

С помощью управления задержкой запуска триггера в эксперименте имелась возможность изменения катодного напряжения. При фиксированной геометрии вакуумного диода в этом случае изменялся и ток пучка. Как видно из рисунка 84, у генератора сохраняются адаптивные свойства. Этот вывод достаточно важен, – и он не противоречит теоретическим представлениям, – предварительная модуляция частиц не препятствует электронной перестройке частоты. Геометрия ЗС, в силу увеличенного сопротивления связи (по сравнению с предыдущей ЗС), проявила себя оптимальной для пониженных, в сравнении с предыдущими экспериментами, значений ускоряющего

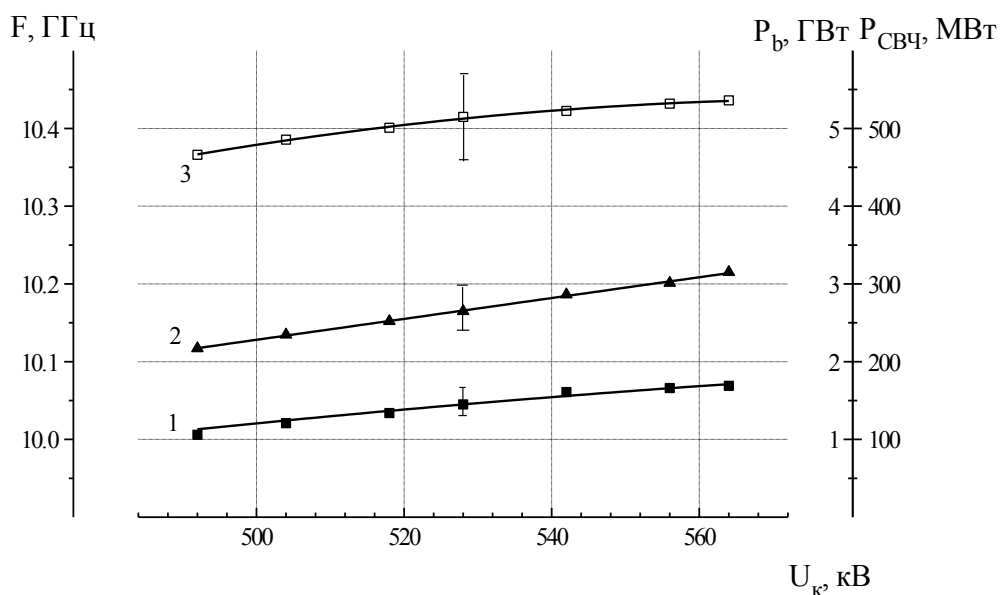


Рис. 84 Экспериментальные зависимости частоты излучения (1), мощности пучка (2) и мощности излучения (3) от напряжения на катоде ( $L_0 = 23$  мм).

напряжения. Наибольшая эффективность генерации (около 25%) соответствовала минимальным используемым уровням напряжения. Однако в этой области была наиболее плохая повторяемость сигналов. На рисунке 84 хорошо видно, что мощность излучения очень слабо меняется с изменением мощности пучка. Стремление максимальной стабилизации мощности микроволнового излучения, по-видимому, неизбежно приводит к необходимости выбора подобной ситуации, когда КПД несколько ниже своего максимального значения.

**Выводы.** Разработанный СВЧ- источник на основе карсинотрона с соленоидом постоянного тока обеспечивает излучение на длине волны 3 см с длительностью импульсов  $10^{-8}$  сек, мощностью до  $5 \cdot 10^8$  Вт и частотой повторения импульсов до 150 Гц. Результаты экспериментов показали, что достаточно высокий уровень КПД релятивистской ЛОВ в импульсно-периодическом режиме может быть реализован и в относительно малых магнитных полях. Предпосылками для получения этого результата послужило ослабление роли поперечного взаимодействия в условиях незначительного удаления от точного резонанса, соответствующего циклотронному поглощению встречной для пучка электромагнитной волны.

Использованная в эксперименте декомпрессия электронного пучка позволила расширить зону магнитных полей для эффективной генерации. Предполагаемая причина этого эффекта – снижение максимальной поперечной скорости частиц и дисперсии продольных скоростей.

Полученные результаты имеют важное практическое значение для применений релятивистского высокочастотного генератора с импульсно-периодическим режимом работы без сверхпроводящих соленоидов. Конфигурация соленоида постоянного тока и значения полей таковы, что существует реальная возможность перехода к постоянным магнитам.

#### 4. Некоторые аспекты практического применения импульсно-периодического релятивистского карсинотрона.

##### 4.1. Использование релятивистского карсинотрона в качестве передатчика в макете локационной станции.

Одним из возможных применений мощных релятивистских высокочастотных генераторов является их использование в радиолокации. Радиолокационные системы, построенные на основе релятивистского наносекундного СВЧ-генератора, обладают существенно более высоким уровнем помехозащищённости, высоким пространственным разрешением, позволяющим распознавать объекты и их конструктивные особенности с размерами  $\approx c\tau$ , где  $\tau$  – длительность импульса излучения [22-24]. Действительно, импульсы длительностью 3-10 нс имеют протяжённость в пространстве 1-3 м и уже, по крайней мере, с такой точностью позволяют определить расстояние до объекта. Этим же обстоятельством объясняются уникальные возможности пространственного разрешения локационных отображений объектов на фоне сигналов от протяжённых объектов. Необходимо пояснить, с чем же связана уникальность.

До последнего времени в качестве основного метода получения мощных коротких импульсов использовалось сжатие относительно длинных частотно модулированных СВЧ-импульсов при пропускании их через оптимальные фильтры в приёмном тракте [191]. Форма сигнала после фильтра, с математической точки зрения представляющие собой свертку функций, описывающих сигнал и характеристику фильтра, имеет боковые лепестки по оси дальности. «Хвосты» убывают по амплитуде обратно пропорционально времени, причем из условия конечной ширины фильтра следует их принципиальная неустранимость. Существование двух и более сигналов в одном интервале дальности служит причиной неоднозначности в интерпретации локационных отображений. Аналогичный недостаток должен быть характерен для локационной системы, если компрессия импульса (например, с помощью высокодобротных резонаторов) осуществляется внутри передатчика. Кроме указанной особенности, любые варианты компрессии сталкиваются с такими проблемами (как электропрочность различных элементов), которые на практике ограничивают эквивалентную импульсную мощность приблизительно до уровня десятков Мвт в 3-см диапазоне длин волн. То есть, и в этом отношении релятивистские наносекундные СВЧ-генераторы имеют преимущество, как минимум, на порядок.

Весьма важной особенностью короткоимпульсной локации является высокая контрастность изображений. Если определять контрастность, как отношение энергии, отражённой от основного объекта, к энергии, вносимой в приёмный тракт отражениями от большого числа рассеивающих центров в том же характерном объёме, то этот коэффициент обратно пропорционален длительности импульса [191,192].

Для проверки возможности создания такой РЛС коллективом сотрудников ИСЭ СО РАН в кооперации с рядом других организаций были проведены два эксперимента по локации различных объектов с помощью



мощных наносекундных импульсов [22-24]. Релятивистские СВЧ-генераторы, использованные в экспериментах, имели достаточно близкие характеристики. Мощность излучения составляла  $\sim 0,5$  ГВт, а длительность импульсов  $\sim 5$  нс. Рабочая длина волны составляла 3 см, частота следования импульсов 100 Гц. Для транспортировки сильноточного электронного пучка использовалось магнитное поле, создаваемое сверхпроводящим соленоидом. Напряжённость магнитного поля в криогенной магнитной системе поддерживалась на уровне  $\approx 30$  кЭ. Если в первом эксперименте требовалась ежедневная процедура заливки жидкого азота и жидкого гелия, то во втором эксперименте криомагнитная система была более совершенной, с периодом заливки 3-4 дня. Более совершенными были все основные части передатчика, а также система обработки принимаемых сигналов.

Разработанные конструкции ЗС (рис.85) объединяют в одно целое область формирования электронного пучка, собственно ЗС с отрезком запердельного волновода и коллектор электронного пучка. Конструкция помещается в герметичный кожух, внутри которого пропускается охлаждающая жидкость, незамерзающая при отрицательных температурах.



Рис. 85 Внешний вид конструкции замедляющей системы релятивистской лампы обратной волны.



Рис. 86 Внешний вид макета РЛС на основе релятивистского наносекундного СВЧ-генератора в процессе испытаний на берегу Волги.

Передатчик, передающая и приёмная антенна, а также основные части приёмника сигналов располагались в отдельном транспортном контейнере – рис. 86. Персонал вместе с аппаратурой для управления системами и обработкой информации находились в специальной кабине. Оборудование размещалось на высоком берегу реки Волга, где проводились испытания.

Высокая стабильность частоты излучения релятивистской лампы обратной волны, составляющая менее  $10^{-3}$ , а также мощности в импульсах ( $\approx 1\%$ ) была очень важна для процедуры обработки сигналов (межтактовое вычитание, накопление, корреляционная обработка и др.). Дисперсия центральной частоты указанного порядка оставалась много меньше естественной ширины спектра СВЧ-импульса. Для того чтобы обеспечить среднеквадратичный разброс генерируемой мощности от импульса к импульсу  $\sigma_p \cong 1\%$ , необходимо было стремиться к исключительно стабильной работе высоковольтного коммутатора, чтобы разброс амплитуд напряжения на катоде был, по крайней мере, не хуже  $\sigma_U \cong 0,5\%$ . Эту цель удалось достичь после длительных специальных исследований по стабилизации высоковольтного тригatronного разрядника. Его оригинальная конструкция представляла собой высоковольтный источник, встроенной в центральный проводник передающей линии и не имеющей гальванической связи с питающим контуром [31,65].

Форма огибающей микроволновых импульсов передатчика изображена на рис. 87. В предварительных испытаниях передатчика и в процессе локационных экспериментов проявилось ещё одно обстоятельство, связанное с долговременной стабильностью параметров. Речь идёт о том, что после нескольких миллионов импульсов унос материала катода оказывался критическим настолько, что происходил дрейф средних значений тока и напряжения, а мощность СВЧ-импульсов снижалась. Этот эффект объясняется тем, что вместе с сокращением длины цилиндрической кромки катода увеличивался ускоряющий промежутки ( $l_d$  на рис. 3). Улучшить ситуацию

10 sept 95, time: 13:33-13:37

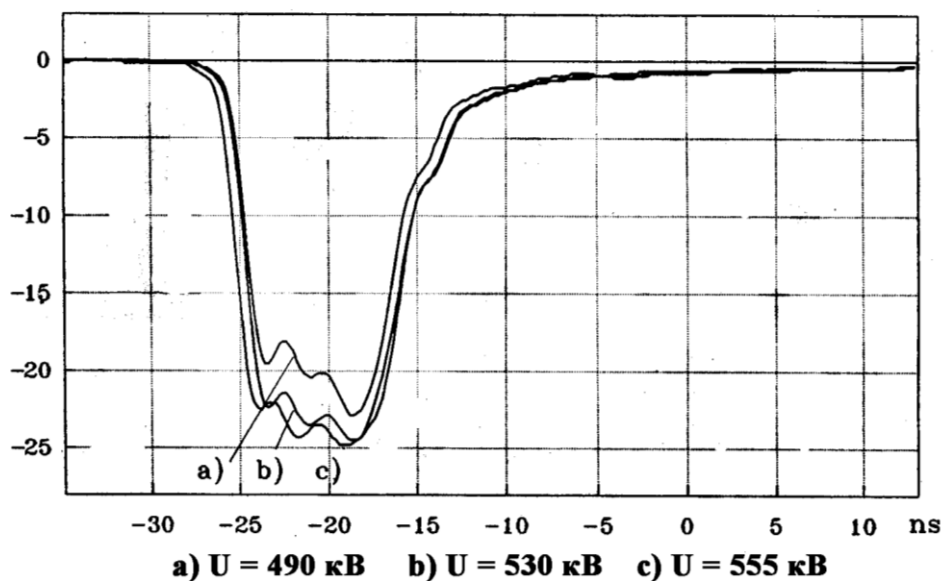


Рис. 87 Осциллограммы импульсов, регистрируемых ламповым детектором в трёх режимах по величине напряжения на катоде.

удалось с изменением геометрии коаксиального вакуумного диода. Радиус анодного канала  $r_a$  был уменьшен, а длина цилиндрической кромки катода и промежуток  $l_d$  увеличены. После такой модификации существенного дрейфа микроволновой мощности не наблюдалось. Вместе с тем стала достаточно очевидной необходимость периодического (после  $\sim 10^7$  импульсов) профилактического осмотра катода, его замены в случае неоднородного износа и очистки от графитовой пыли вакуумного изолятора и ЗС генератора. В последующем, – после специальных исследований (параграф 4.3) – была показана принципиальная возможность работы аналогичного катода в течение примерно  $10^8$  импульсов.

После достаточно длительной и интенсивной эксплуатации сильноточного ускорителя появился некоторый опыт. Отметим следующее. Безотказная работа электрической изоляции в трансформаторе Тесла для характерной продолжительности порядка одного года интенсивной работы требует большого запаса прочности. Относительное снижение электрической напряжённости поля потребовалось более существенным, чем предполагалось ранее, – в отсутствие такого опыта. Основную часть времени ускоритель проработал с амплитудой импульсного напряжения, которая была на 10-20 % меньше запланированной. В соответствии с этим микроволновая мощность в большинстве опытов находилась в пределах 300-400 МВт. С другой стороны, в большинстве этих опытов и не требовалась максимальная мощность передатчика. В целом ряде случаев те же возможности наносекундной локации было целесообразно изучать с помощью маломощных твердотельных СВЧ-генераторов. В настоящее время в ИСЭ СО РАН имеется действующий макет приёмно-передающей локационной системы на основе диода Ганна с импульсной мощностью 30 Вт и длительностью импульсов 10 нс. В соответствии с основной формулой локации [191], максимальная дальность (при одинаковых коэффициентах усиления антенн и приемника) снижается пропорционально степени  $1/4$  из отношения мощностей (примерно в 60 раз). Для маломощного

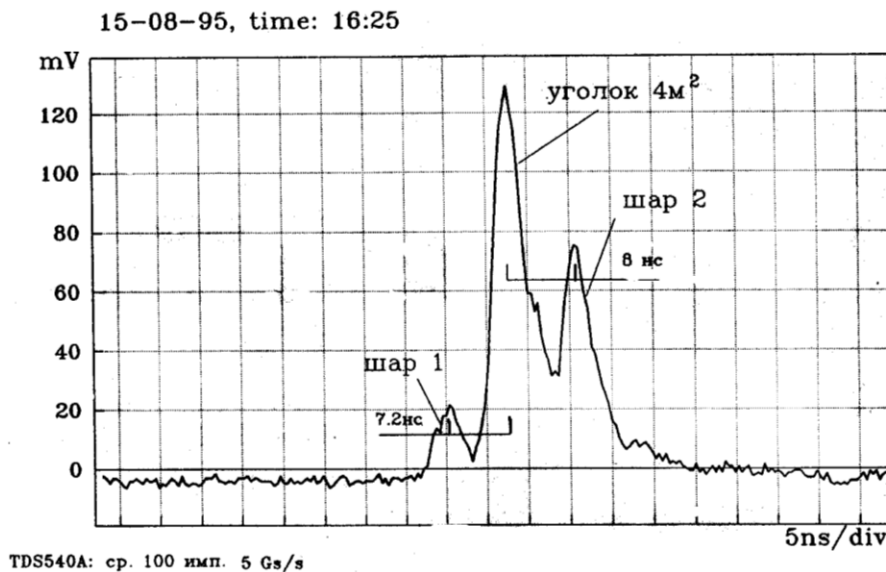


Рис. 88 Принимаемые сигналы маломощного (30 Вт) передатчика при отражении от стандартных объектов, удалённых на расстояние 1730 м.

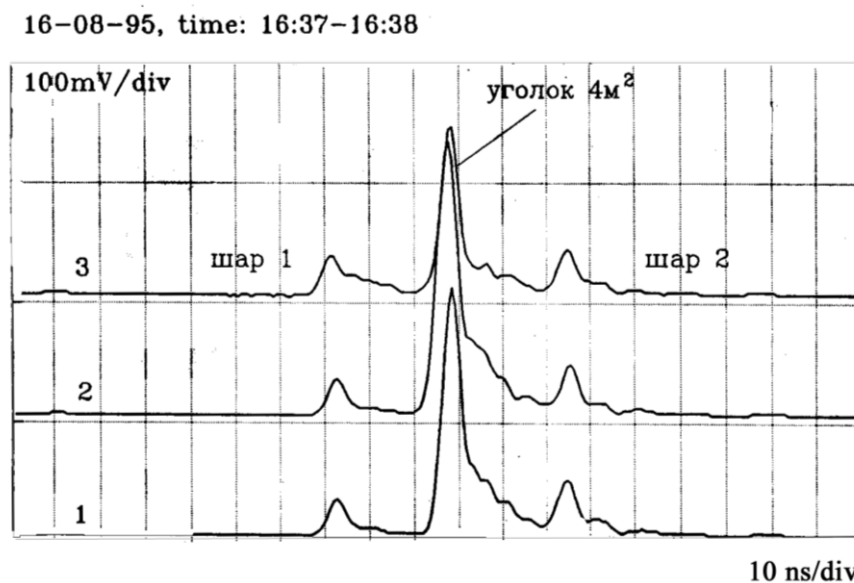


Рис. 89 Принимаемые сигналы мощного передатчика (300 МВт) при отражении от стандартных объектов на том же расстоянии. Задержка между посылаемым и принимаемым сигналами 11,5 мкс; в приёмном тракте ослабитель 40 дБ и более 20 дБ АРУ. Вариант 1 – уголок и шары на земле; 2 – скорректирована ориентация уголка; 3 – объекты подняты над землёй на 1 м.

передатчика максимальная дальность надёжного обнаружения объекта с эффективной поверхностью отражения порядка  $1 \text{ м}^2$  составляла около 2 км.

В этих опытах использовалась та же самая антенная система и приёмник – генератор Ганна стыковался к электродинамическому тракту передающей антенны вместо релятивистской ЛОВ. В качестве эталона отражающих объектов использовались уголки с различными ЭПР (эффективная поверхность рассеяния), значения которых известны, а также металлические пустотелые

шары диаметром 80 см. При использовании маломощного передатчика перечисленные отражающие объекты могли перемещаться кем-либо из персонала на удалённом песчаном острове непосредственно в процессе работы, не опасаясь за угрозу электромагнитного излучения. Именно с помощью передвижения объектов в процессе локации облегчалась их идентификация. В частности, в этих опытах было установлено, что ЭПР человека для данного диапазона длин волн в среднем соизмерим с ЭПР металлических шаров (около  $0,5 \text{ м}^2$ ). Расстояние между антенной системой и отражающими объектами определялось с высокой точностью по задержке между посылаемыми и принимаемыми сигналами. Регистрация отражённых и прошедших усилитель сигналов осуществлялась цифровым осциллографом TDS540A в режиме усреднения (по 100 импульсов и более). Аналогичные опыты были произведены, когда шар на верёвке плыл за моторной лодкой. Результаты исключительно наглядно подтверждают уникально высокое пространственное разрешение и контрастность изображения. Ни сырая песчаная почва, ни волнистая водная поверхность не препятствовали получению чёткого изображения. В то же время, можно было разделить два близко расположенных объекта с минимальным расстоянием около 1 м. В последнем случае разделение изображений оказывалось существенным даже при большом различии ЭПР данных объектов при условии, что один из них не затмевает другой.

Такие же результаты были получены при локации стандартных отражателей с помощью мощного передатчика – рис. 89. Эти опыты показали высокую степень развязки между передающей и приёмной системами, а также то, насколько важны характеристики усилителя и системы обработки сигналов.

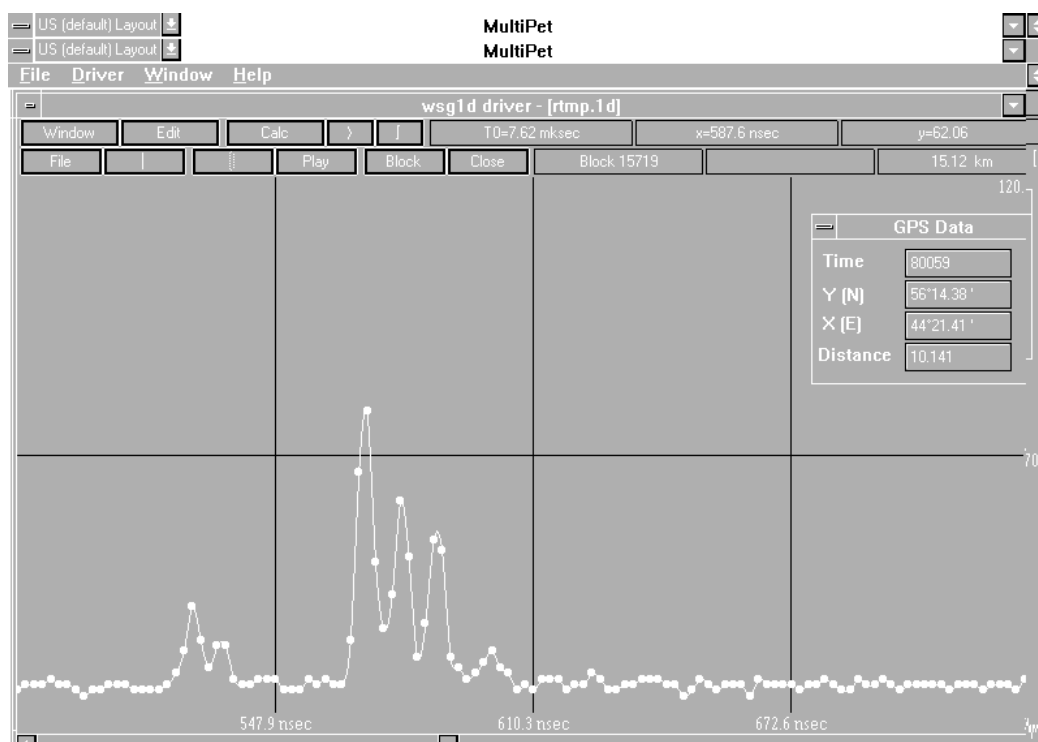


Рис. 90 Наиболее характерный вид принимаемых сигналов от удаляющегося вертолёта без специального подавления отражений от местных объектов.

Существенное увеличение потенциала локатора обеспечивалось простейшей процедурой обработки – усреднением сигналов, при котором происходило подавление шумов приёмника на величину более 10 дБ. Среди методов обработки использовались и такие, как вычитание сигналов, а также корреляционные методы, которые успешно применялись в случае выделения движущихся объектов (так называемой процедуры МТИ – moving target indicator [24]). Однако, как показали опыты в целом ряде случаев наблюдения за объектами, находящимися на расстоянии несколько десятков километров, в использовании этих процедур не было необходимости. В одном из полётов малоразмерного спортивного вертолёта (с эффективной поверхностью менее 1 м<sup>2</sup>) удавалось сохранять его сопровождение приблизительно до 20 км без специальной обработки, с помощью цифрового осциллографа.

В случае полёта транспортного вертолёта Ми-2Т аналогичная дистанция составляла около 70 км. Параллельно велось наблюдение с помощью компьютерной системы. На рис. 90 представлена для примера форма принимаемого сигнала при прохождении вертолёта над отдельно стоящим строением, удалённым на расстоянии 10 км без применения математической обработки принимаемых сигналов. В целом сопровождение с обработкой сигналов могло осуществляться до расстояний свыше 100 км. Об этом, в частности, свидетельствует высокая амплитуда сигналов от вертолёта, находящегося на расстоянии 52 км – рис. 91.

Форма сигналов отражённых от вертолёта от импульса к импульсу изменялась в зависимости от его ориентации. Некоторые отдельные фрагменты импульса повторялись в некотором приближении периодически, то есть, напоминая эффект амплитудной модуляции. По этим особенностям, которые были обусловлены вращением лопастей, картина в целом была специфической для объекта данного типа, что подтверждает возможность идентификации.

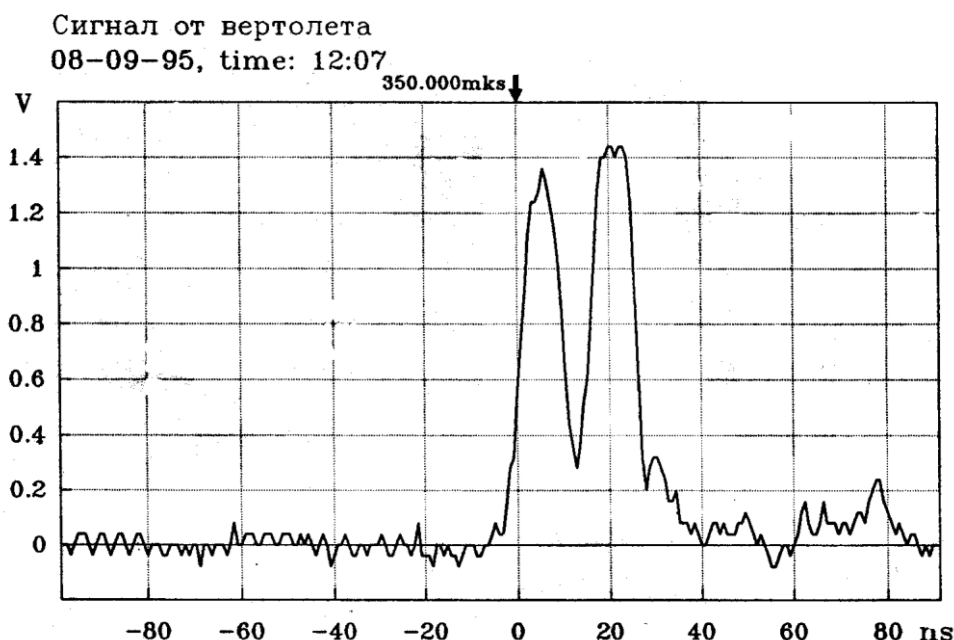


Рис. 91 Единичный сигнал от вертолёта МИ-2Т при движении в направлении к станции на экране осциллографа TDS540A.

**Возможные перспективы.** Спустя некоторое время после этих экспериментов, осмысливая полученные результаты и опыт эксплуатации установок, можно было бы сформулировать условия и пути возможного развития подобных локационных систем в будущем. Основная часть таких условий тактического характера, – и с ними нельзя не согласиться, – содержится в работе [24].

- ❖ Следует иметь альтернативу низкотемпературной магнитной системе, в силу дороговизны жидких газов, определенной опасности в эксплуатации и необходимости постоянного обслуживания силами квалифицированных специалистов. По-видимому, наиболее приемлемым вариантом здесь была бы достаточно продвинутая схема релятивистского СВЧ-прибора с постоянным магнитом. Желательно с большей, по сравнению с имеющимися генераторами, эффективностью преобразования энергии (имеются в виду проблемы конечного ресурса ускорителя и защиты персонала от рентгеновского излучения).
- ❖ Необходимо, чтобы ресурс безотказной работы катода и ускорителя электронов в целом составлял величину порядка  $10^8$  импульсов. Если внутри этого интервала требуются профилактические работы, они должны быть унифицированы или сведены к минимуму, как с точки зрения затрат времени, так и требований к профессионализму персонала.
- ❖ Требуется совершенствовать антенную систему и всю систему наведения луча. Основные ожидания в этом направлении связаны с прогрессом в создании антенн, состоящих из многоэлементных ферритовых фазосдвигающих устройств (фазированных решеток), и обеспечивающих электронное сканирование луча.

Представляется, что привлекательность подобных локационных систем могла бы значительно возрасти, если бы одновременно с перечисленными усовершенствованиями происходило смещение акцентов и ожиданий стратегического характера. Так, было бы важно расширить функциональные возможности.

- РЛС должна иметь одновременно несколько автономных локационных подсистем, каждая из которых ответственна за определенные задачи. Наиболее ответственные задачи (обнаружение и слежение, в том числе в присутствии различных помех), по-видимому, должны дублироваться системами, работающими на различных принципах. В целях экономии ресурса мощного наносекундного передатчика он должен функционировать лишь в рамках своего круга задач (подобно дальнобойным пушкам или сверхточным ракетам).
- Следует использовать возможность распознавания типовых объектов. Для этого необходимо расширять теоретическую и практическую базу исследований в данном направлении. По-видимому, для повышения вероятности распознавания достаточно удалённых объектов необходимо использовать две (или более) разнесённых в пространстве наносекундных локационных станции. Выгодным должно быть использование одновременно двух наносекундных систем в одном комплексе: достаточно мощного 3-см передатчика (с длительностью импульсов  $\sim 10$  нс) и одного компактного 8-мм передатчика (с длительностью импульсов  $\sim 1$  нс).

- Не стоит исключать из круга возможных задач и такую (сознательно умалчиваемую) функцию мощного наносекундного импульсно-периодического СВЧ-источника, как создание активных помех и выведение из строя локационных систем и систем наведения.

**Выводы.** Эксперименты показали, что малая длительность СВЧ-импульсов позволяет в полной мере реализовать высокое пространственное разрешение и контрастность изображения во многих случаях без применения математической обработки сигналов, а в случае расстояний порядка 100 км выделить достаточно удалённые движущиеся объекты с существенным МТИ-подавлением сигналов, отражённых от неподвижных объектов. Уверенная регистрация движущихся объектов проводилась при относительно малых высотах их движения в различной ориентации и в таких сложных условиях, как, например, полёты над лесным массивом. Проведённые эксперименты показали работоспособность системы и продемонстрировали основные достоинства наносекундной радиолокации. Основные элементы передатчика в целом и разработанные автором конструкции релятивистской ЛОВ, в частности, показали высокую надёжность. За время эксплуатации передатчика в течение двух лет было произведено около 40 млн. импульсов. Второй эксперимент был проведён на качественно более высоком уровне, чем первый и было получено несравненно больше информации.



## 4.2. Реализация периодического следования СВЧ-импульсов в режиме пакетов. Вывод излучения в виде гауссова пучка.

В некоторых прикладных исследованиях, таких, как изучение эффектов воздействия мощных электромагнитных импульсов на радиоэлектронную аппаратуру, представляют интерес режимы периодического следования импульсов за небольшой интервал времени с последующей относительно протяжённой паузой. Такой режим принято называть пакетным.

**Первый проект** подобного типа был реализован в начале 90-х годов в рамках совместной работы между ИСЭ СО РАН, СКБ Научного приборостроения УрО РАН (г. Екатеринбург) и Заказчиками. Для питания соленоида с достаточно сильным магнитным полем (около 30 кЭ) в течение импульсов длительностью порядка одной секунды использовался электромеханический преобразователь энергии. Специальный дисковый маховик устанавливался на оси электромашинного трансформатора (ПСЧ-100), одновременно преобразующего сетевую частоту до 400 Гц. Раскручивание маховика могло происходить в масштабе времени 20-30 секунд. При подключении нагрузки (соленоида), потребляющей около 250 кВт происходило преобразование механической энергии, накопленной в маховике, в электрическую энергию. За время 1 секунды отбиралось не более 10-20 процентов накопленной энергии, и снижение тока в нагрузке было не существенным. Импульсная мощность излучения релятивистского карсинотрона на длине волны 3 см по измерениям достигала 700 МВт. Длительность микроволновых импульсов (около 15 нс) была близка к длительности тока электронного пучка 20 нс. Отмечена достаточно высокая стабильность параметров излучения от импульса к импульсу, как в течение одной серии, так и большого числа пакетов. СВЧ-генератор продемонстрировал способность устойчивого функционирования с высокой частотой повторения импульсов вплоть до 600 Гц. В пакетном режиме облегчается решение таких технических задач, как охлаждение соленоида постоянного тока и некоторых узлов ускорителя, и становится возможным реализовать частоту повторения импульсов в режиме пакетов до  $10^3$  Гц [47,83,147]. Максимальная частота повторения в этих случаях лимитируется возрастанием дисперсии амплитуд напряжений, при которых происходит пробой газа в разряднике.

**Магнитная система с емкостным накопителем энергии.** В то время, как потребность в создании подобных установок сохранялась, стало известно о появлении на рынке современных молекулярных конденсаторов российского производства. Следующий проект [193,194] опирался на использование батареи конденсаторов ИКЕ 57/160 с рекордно высокой удельной энергоёмкостью – более 2 кДж/кг. В то же время, их специфичность проявляется в существовании внутренних потерь энергии. Поэтому можно говорить о наличии эквивалентного внутреннего сопротивления (рис. 92).



Рис. 92 Эквивалентная электрическая схема каждого конденсатора.

Максимальная энергия, запасаемая в батарее конденсаторов (20 штук) с полной ёмкостью 25 Ф, и максимальным зарядным напряжением 310 В могла достигать 1,2 МДж.

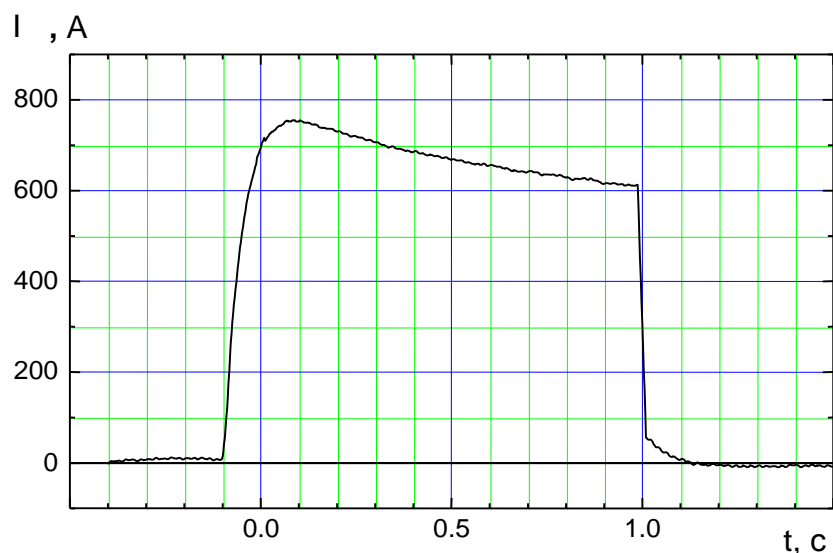


Рис. 93 Осциллограмма тока через соленоид.

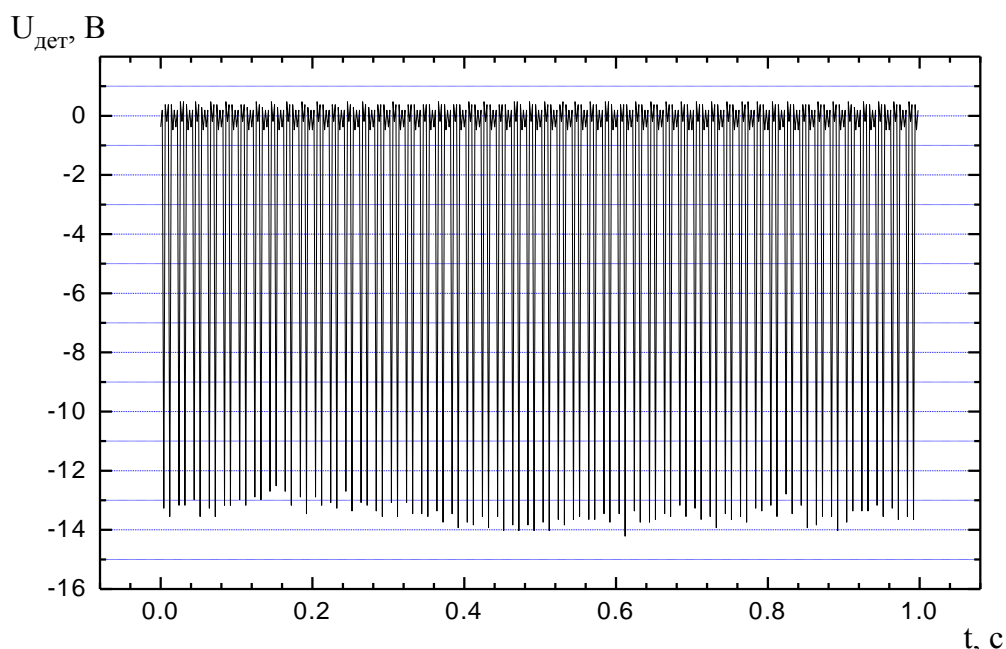


Рис. 94 Пакет из 100 импульсов, принимаемых с детектора микроволновых сигналов.

Габариты батареи вместе с зарядным устройством и управляющими ключами (закрытие тиристоров обеспечивалось специальной схемой) не превышало  $0,5 \text{ м}^3$ . В соответствии с измеренным значением тока короткого замыкания,  $800 \text{ А}$  при напряжении  $160 \text{ В}$  – эффективное внутреннее сопротивление батареи вместе с подводящими проводниками составляло  $0,2 \text{ Ома}$ . Сопротивление катушек соленоида –  $0,35 \text{ Ом}$ . В течение времени  $1 \text{ сек}$  протекания тока через соленоид (рис. 93), из батареи расходовалось около  $30\%$  запасённой энергии. Напряжённость магнитного поля в соленоиде могла в течение одной секунды находится в пределах  $28\text{-}24 \text{ кЭ}$ . Цифровая запись типичной серии микроволновых импульсов отображена на рис. 94.

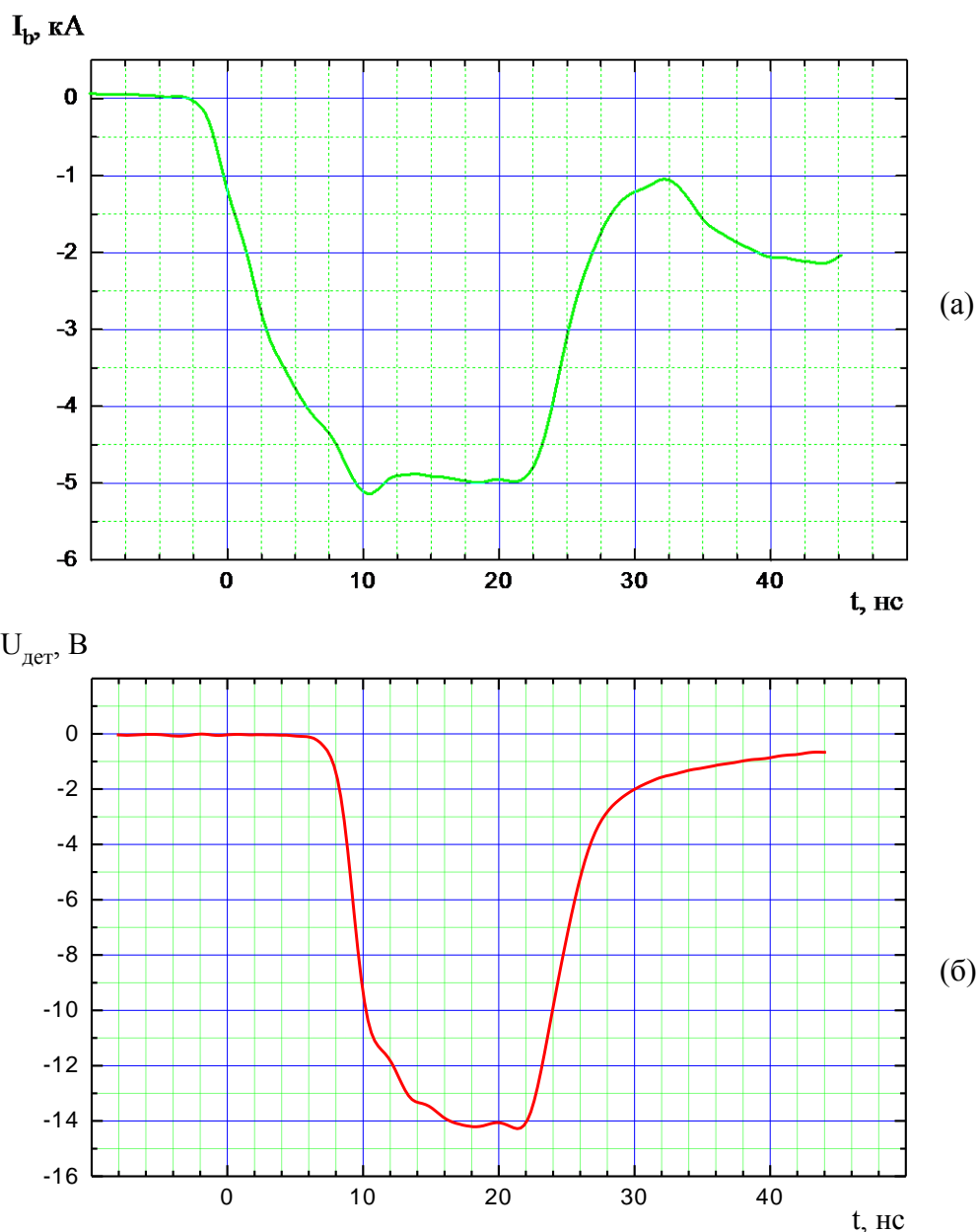


Рис. 95 Цифровая запись с осциллографа TDS-644A тока электронного пучка (а) и сигнала с микроволнового детектора (б).

Амплитудные значения катодного напряжения в среднем составляли 520 кВ, а тока 5 кА. Длительность импульсов тока на полувысоте 24 нс (рис. 95 а). В таких условиях импульсная мощность микроволнового излучения на частоте 9,1 ГГц составляла около 500 МВт при длительности 15-16 нс (рис. 95 б). Режим охлаждения соленоида с масляной прокачкой предусматривал среднюю (за длительный промежуток времени) паузу в 5 минут. Минимальная пауза, определяемая временем подзаряда батареи, могла составлять пол минуты.

Для снижения уровня тормозного рентгеновского излучения (приблизительно на два порядка) использована локальная свинцовая защита (рис. 96). Основной элемент защиты – кожух толщиной 30 мм вокруг коллектора. Дополнительный элемент – вокруг части электродинамического тракта по принципу лабиринта. Максимальные значения измеренной дозы

вокруг кабины, в которой располагалась установка, составляло  $\sim 2 \cdot 10^{-2}$  Рад за один пакет (100 импульсов). Вдвойне опасной для персонала зоной оставалось пространство, в направлении вывода электромагнитного излучения.

**Преобразователь типа волны  $E_{01} \rightarrow H_{11}$  (модовый конвертор).** Одним из основных элементов электродинамической системы для формирования волнового (гауссова) пучка в свободном пространстве является модовый конвертор (рис. 96). Прототипом разработанного конвертора является вариант, описанный в работе [195], и основанный на использовании эффекта преобразования волн в изогнутом волноводе с переменной кривизной относительно большого радиуса ( $R \gg a$ , где  $R$  – радиус кривизны,  $a$  – радиус волновода). Если на входе такого конвертора имеется волна  $E_{01}$ , на выходе можно с высоким коэффициентом преобразования – около 100% – получить волну  $H_{11}$  круглого волновода. Направление поляризации таково, что вектор электрического поля лежит в плоскости изгиба [196]. Разработанный конвертор отличается от прототипа тем, что его вход и выход размещены на одной оси, и имеется возможность оперативного поворота направления поляризации без смещения оси волнового пучка. Для этого необходимо развернуть конвертор на соответствующий угол. Сохранение оси входа и выхода обеспечивается условиями, которые понятны из рисунка 97, – сумма всех углов изгиба равна нулю (в результате по середине имеется плоскость симметрии).

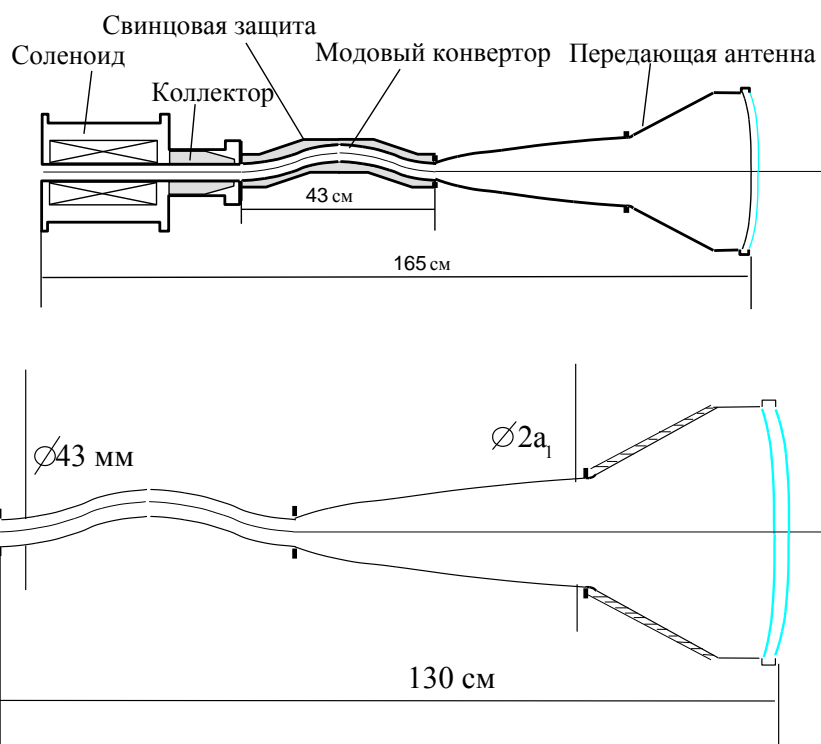


Рис. 96 Схема размещения и устройства свинцовой защиты и электродинамической системы формирования волнового пучка.

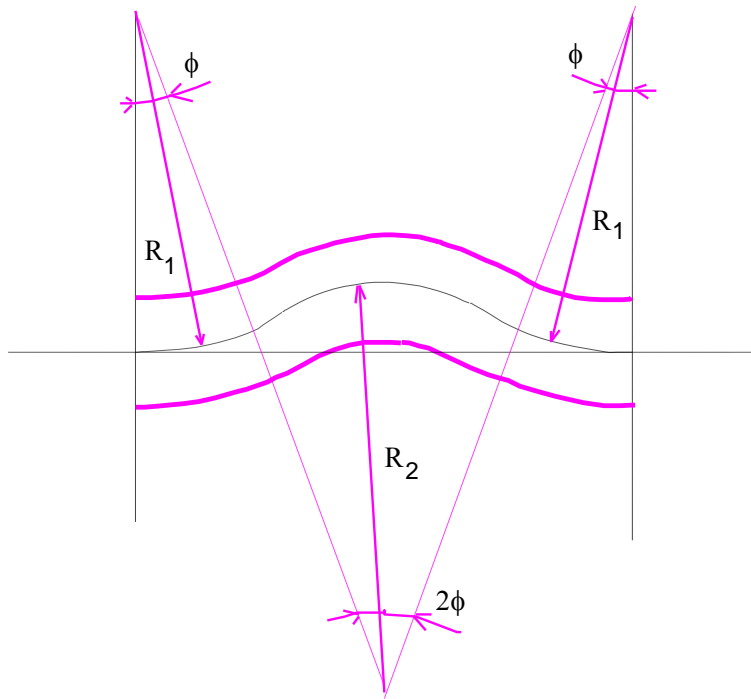


Рис. 97 Профиль изогнутого волновода с переменной кривизной и совпадающими осями на входе и выходе.

В частном случае малой сверхразмерности волновода ( $ka < 3,05$ ) и равенства радиусов кривизны  $R_1 = R_2 \equiv R$  легко обеспечить условия полного преобразования, а выражение для КПД можно записать в аналитическом виде. Действительно, взаимодействие двух волн с продольными волновыми числами  $h_1 = (k^2 - \mu_{11}^2/a^2)^{1/2}$  и  $h_2 = (k^2 - \nu_{01}^2/a^2)^{1/2}$  (где  $\mu_{11} = 1,8412$ ,  $\nu_{01} = 2,4048$ ) описывается системой из двух уравнений [196]:

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{ds} - ih_1 A_1 &= i\kappa(s)A_2, & \frac{dA_2}{ds} - ih_2 A_2 &= i\kappa(s)A_1 \\ A_1(0) &= 0, & A_2(0) &= 1. \end{aligned} \quad (4.2.1)$$

Здесь  $s$  – криволинейная координата вдоль изогнутой оси волновода, а  $\kappa(s)$  – коэффициент связи, имеющий вид ступенчатой знакопеременной функции (рис. 98).

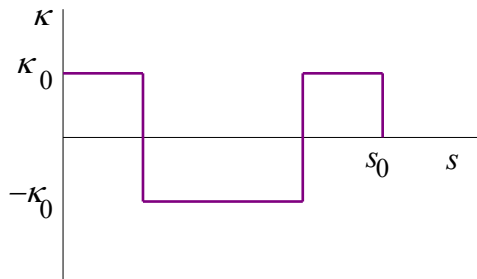


Рис. 98 Коэффициент связи вдоль изогнутого волновода;  $s_0 = 4\varphi R$ ,  $\kappa_0 = F_{12}/R$ .

$$F_{12} = \frac{(h_1 + h_2)ka}{(\nu_{01}^2 - \mu_{11}^2)(\mu_{11}^2 - 1)^{1/2}(2h_1 h_2)^{1/2}}$$

На каждом из участков с постоянным значением коэффициента связи решение известно [197,196] и может быть представлено в матричном виде:

$$\bar{A}(s_2) = \frac{1}{2} e^{i(h_1+h_2)\Delta s/2} M \bar{A}(s_1)$$

$$M_{11} = M_{22}^* = \left( 1 + \frac{1}{\sqrt{1+\rho^2}} \right) e^{i\pi\Delta s/d} + \left( 1 - \frac{1}{\sqrt{1+\rho^2}} \right) e^{-i\pi\Delta s/d} \quad (4.2.2)$$

$$M_{12} = M_{21} = \frac{\rho}{\sqrt{1+\rho^2}} \left( e^{i\pi\Delta s/d} - e^{-i\pi\Delta s/d} \right)$$

Здесь  $d = 2\pi(1+\rho^2)^{-1/2}/(h_1 - h_2)$  – период биений,  $\rho = 2\kappa/(h_1 - h_2)$  – параметр так называемой связанности волн. Опуская промежуточные выкладки, окончательно имеем КПД преобразования ( $\eta \equiv |A_1(s_0)|^2$ ):

$$\eta = \left\{ \frac{4\rho^2}{(1+\rho^2)^3} \right\} \left\{ \left( \sin \frac{\pi s_0}{2d} \right)^2 \left( 1 - \cos \frac{\pi s_0}{2d} \right)^2 \right\} \quad (4.2.3)$$

Максимизируя независимо каждую из фигурных скобок, получаем  $\eta_{\max} = 1$  при выполнении условий  $\rho^2 = 1/2$  и  $s_0/2d = 2/3$  или:

$$R = \frac{2\sqrt{2} F_{12}}{h_1 - h_2}, \quad \varphi = \frac{1}{3\sqrt{3} F_{12}} \pi \quad (4.2.4)$$

Если в таком преобразователе условия (4.2.4) выполнены на некоторой частоте, то при отстройке частоты коэффициент преобразования уменьшается по закону, который следует из разложения функции (4.2.3):

$$\eta \cong 1 - 2 \left( \frac{2}{3} + \frac{4\pi^2}{27} \right) \left( \frac{k \delta k}{h_1 h_2} \right)^2$$

Отсюда, относительная ширина полосы преобразования по уровню  $|A_1|^2 = 0,9$  равна:

$$\frac{\Delta k}{k} \cong 0,3 \frac{h_1 h_2}{k^2} \quad (4.2.5)$$

С ростом радиуса волновода в процессе взаимодействия волн участвуют паразитные волны, и КПД постепенно уменьшается. Так, расчётное значение коэффициента преобразования конвертора, изображённого на рис. 81 ( $ka \cong 4,1$ ,  $R \cong 29$  см,  $\varphi \cong 20^\circ$ ), составляет 0,95 на частоте 9,1 ГГц. Отметим, что оставшиеся 5% мощности содержатся в модах  $H_{21}$  и  $E_{11}$ . Так как эти волны могут быть частично использованы в последующем преобразовании волны  $H_{11}$  в гауссов пучок, уровень потерь в кроссполяризованное излучение и не в основную волну свободного пространства может быть даже меньше 5%.

С ростом поперечного размера волновода выгодно увеличивать радиус кривизны  $R_1$  и уменьшать  $R_2$  по отношению к случаю (4.2.4) (или профилировать кривизну, переходя к более сложной зависимости коэффициента связи от координаты [195]). Если не считаться с возрастающими трудностями изготовления, вместо рассмотренного варианта можно было бы использовать конвертор с тем же радиусом волновода ( $ka = 4,1$ ) и расчётным КПД 0,988. Численный расчёт в этом случае соответствовал условиям  $R_1 = 2R_2 \cong 42$  см и  $\varphi \cong 21^\circ$ . Для указанного значения параметра  $ka$  в системе уравнений учитывались волны  $E_{01}$ ,  $H_{11}$ ,  $H_{21}$  и  $E_{11}$ .

**Остальные элементы электродинамической системы** для формирования волнового пучка (рис. 96) включали в себя: (1) плавно расширяющийся волновод, (2) короткий рупор с большим углом раскрыва и импедансной стенкой, (3) камеру с вакуумным окном.

Для того чтобы обеспечить требуемую угловую ширину основного лепестка в свободном пространстве, необходима соответствующая апертура в области, где происходит отрыв волны от стенок. В геометрии рис. 96 диаметр апертуры  $2a_1 \cong 13$  см. Малые потери на преобразование волны  $H_{11}$  в другие типы волн на отрезке минимальной длины могут обеспечиваться специальным профилем расширения волновода. Выбор размеров проводился в численных расчётах. В некоторых случаях данный элемент может выполнять дополнительную функцию оптимизации согласования волны  $H_{11}$  с основным гауссовым пучком путем создания некоторой примеси моды  $E_{11}$  (в случае открытого конца круглого волновода эффективность преобразования  $H_{11}$  в основную моду в свободном пространстве составляет 87% [198]). Задача дозирования примеси в определённой фазе [199] здесь не решалась.

Сблизить характер распределения полей волны  $H_{11}$  круглого волновода и основной моды в свободном пространстве проще с помощью импедансной поверхности в области отрыва волны от стенок [200]. Короткий рупор имел расширение с углом образующей около 40 градусов и импедансную стенку в виде продольных канавок. Глубина канавок плавно уменьшалась от  $\lambda/2$  до  $\lambda/4$ .

Продольные и поперечные размеры рупора вместе с вакуумной камерой выбирались из необходимости уменьшить уровень напряжённости электрического поля на вакуумном окне до значений, при которых не происходит высокочастотный пробой по поверхности диэлектрика. Ранее наблюдаемый порог возникновения пробоя в импульсно-периодическом режиме и в обычных внешних условиях соответствовал напряжённости электрического поля около 40 кВ/см\*. Эта величина поля на оси и значение импульсной мощности накладывают ограничение снизу на поперечный размер волнового пучка вблизи окна, так как имеется связь:

$$E_0 (\text{кВ/см}) \cong \frac{22}{\rho_0 (\text{см})} \sqrt{P (\text{МВт})} \quad (4.2.6)$$

Радиус каустики  $\rho_0$  (радиус, на котором поле уменьшается в  $e$  раз) в случае  $P = 500$  Мвт должен превышать 12 см. Выполнимость этого требования напрямую связана с размером апертуры  $2a_1$  и расстоянием от неё до окна.

Диаметр вакуумного окна выбирался исходя из дополнительного требования относительно малой добавки дифракционных потерь, и составлял 40 см. Материал – полиэтилен с толщиной  $\lambda/\varepsilon^{1/2} \cong 22$  мм.

**Тестирование электродинамической системы в «холодных» измерениях.** Для измерения диаграммы излучения на фиксированной частоте 9,1 ГГц использовался стандартный маломощный генератор, поляризационный аттенуатор и возбудитель волны  $E_{01}$  в круглом волноводе. После каждого перемещения детектора с приёмной антенной, поляризационным аттенуатором

---

\* Наблюдаемые признаки высокочастотного пробоя вблизи вакуумного окна – характерный звук, появление озона, искажение формы огибающей микроволнового сигнала и диаграммы направленности, нагрев и разрушение окна. С ростом частоты повторения импульсов, когда возможны процессы накопления, происходит снижение порога. Указанная напряженность 40 кВ/см, как показали опыты, является приемлемой для условий невлажной атмосферы, описанных режимов излучения и не слишком высоких требований к стабильности импульсов.

Нормир. плотность  
мощности, отн. ед.

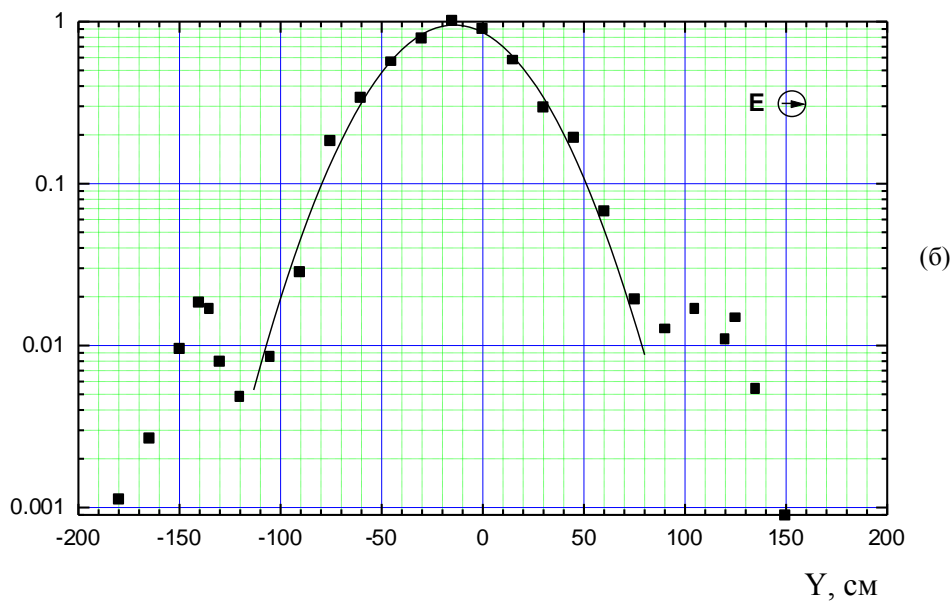
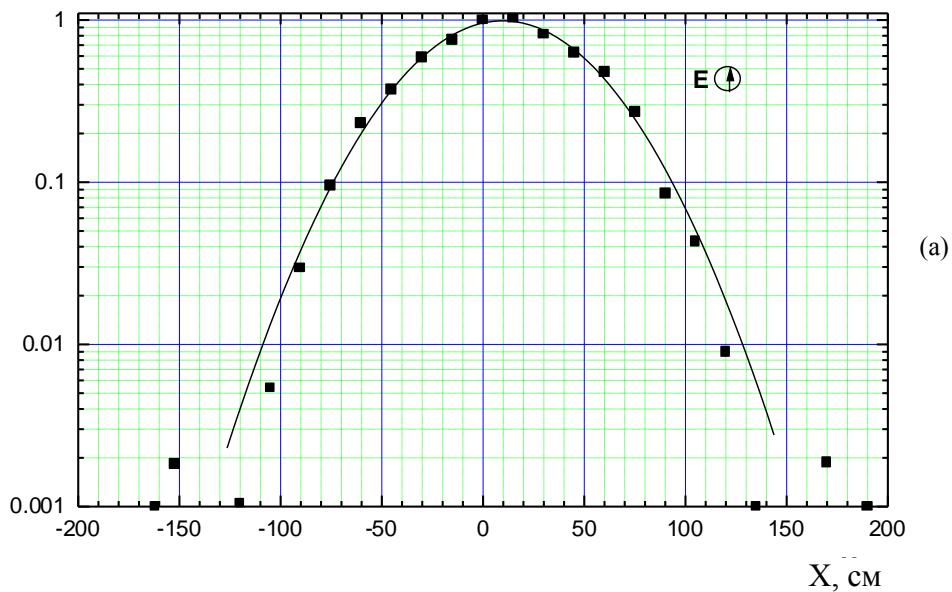


Рис. 99 Результаты холодных измерений распределения плотности мощности в плоскости, отстоящей на 3 метра от вакуумного окна для линий перемещения (а) – вдоль горизонта, (б) – вдоль вертикали. Сплошные линии – аппроксимация функциями Гаусса.

устанавливалось необходимое ослабление, чтобы амплитуда сигнала, регистрируемая цифровым вольтметром, была неизменной. На рис. 99 показаны результаты этих измерений в плоскости перемещения приёмной антенны, отстоящей на расстоянии 3 метра от вакуумного окна. Из рисунка видно, что начало координат  $XU$  не совпадает с осью волнового пучка (в силу погрешностей разметки или изготовления системы). Ширина лепестка вдоль оси  $X$  больше, чем в направлении  $Y$ , которое параллельно вектору электрического поля. Этот результат закономерен для выбранной схемы согласования волны  $H_{11}$  с основной волной в свободном пространстве. Более



того, этот факт в совокупности с другими (наличие дифракционного максимума преимущественно в направлении  $Y$  и хорошая аппроксимация функциями гаусса) свидетельствуют о достаточно высокой чистоте моды  $H_{11}$  перед рупором. В дифракционных лепестках содержится не более 2% мощности. Приблизительно такая же доля мощности находится в кроссполяризованном излучении (2-4%). Максимальные значения сигналов при приёме кроссполяризованного излучения отвечают направлению  $X$  – рис. 100.

Необходимо отметить, что на начальных этапах тестирования электродинамической системы потери были гораздо больше и носили характер астигматических искажений на диэлектрической пластине вакуумного окна. Устранение неточностей изготовления окна и введение коррекции толщины пластины по радиусу позволило свести к минимуму нерегулярности в распределении потока мощности в основном лепестке. После нескольких итераций измеренные диаграммы с окном и без окна практически не отличались.

Сравнение диаграмм, полученных на различных расстояниях от окна, показало, что дистанция 3 метра относится к дальней зоне. Имеющие место дифракция и кроссполяризованное излучение обязаны, главным образом, несовершенству согласования волны  $H_{11}$  и гауссова пучка вблизи апертуры  $2a_1$ .

Таким образом, результаты тестирования электродинамической системы (рис. 96) продемонстрировали достаточно высокую эффективность вывода излучения в виде гауссова пучка.

**Результаты измерения диаграмм излучения мощных наносекундных СВЧ-импульсов.** Измерения пространственной структуры излучения производились на расстояниях 3, 5 и 10 метров от окна. Характер распределения плотности мощности по радиусу (рис. 101) практически совпадает с тем, который получен в «холодных» экспериментах.

Нормир. плотность  
мощности, отн. ед.

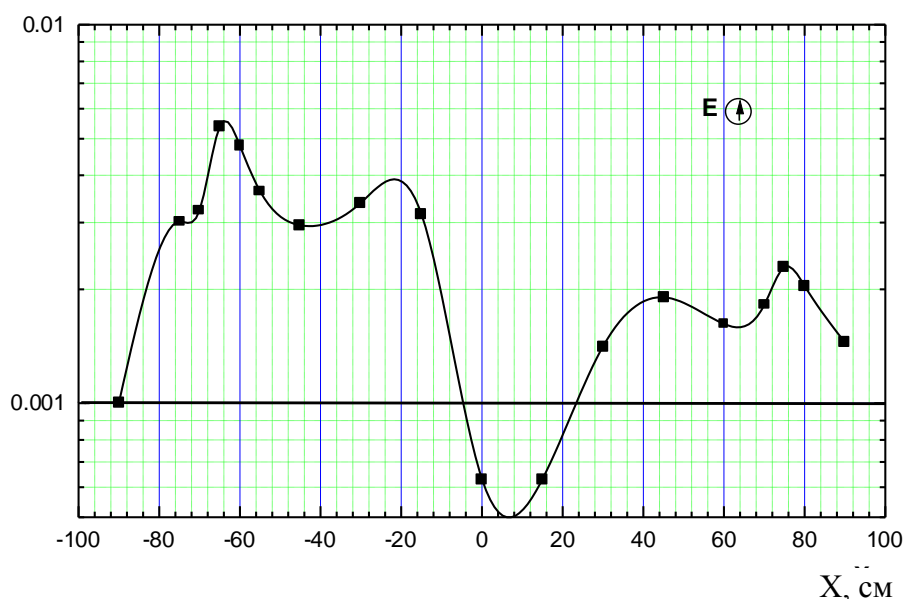


Рис. 100 Результаты измерений распределения плотности мощности кроссполяризованного излучения в плоскости, отстоящей на 3 метра от вакуумного окна для линии перемещения приёмной антенны вдоль горизонта.

Совокупность полученных данных о поперечных размерах волнового пучка на некоторых расстояниях позволила восстановить с некоторой точностью эквивалентные начальные радиусы каустик и местоположение фазового центра (плоскость перетяжки). Эта информация была использована в дальнейшем для разработки вспомогательной системы, обеспечивающей регулирование плотности потока мощности в широком динамическом диапазоне – более 30 дБ. Данная система (рис. 102) включала в себя 3 attenuатора с фиксированными значениями ослабления и полиэтиленовую фокусирующую линзу, которая могла перемещаться от окна на расстояние 1 метр.

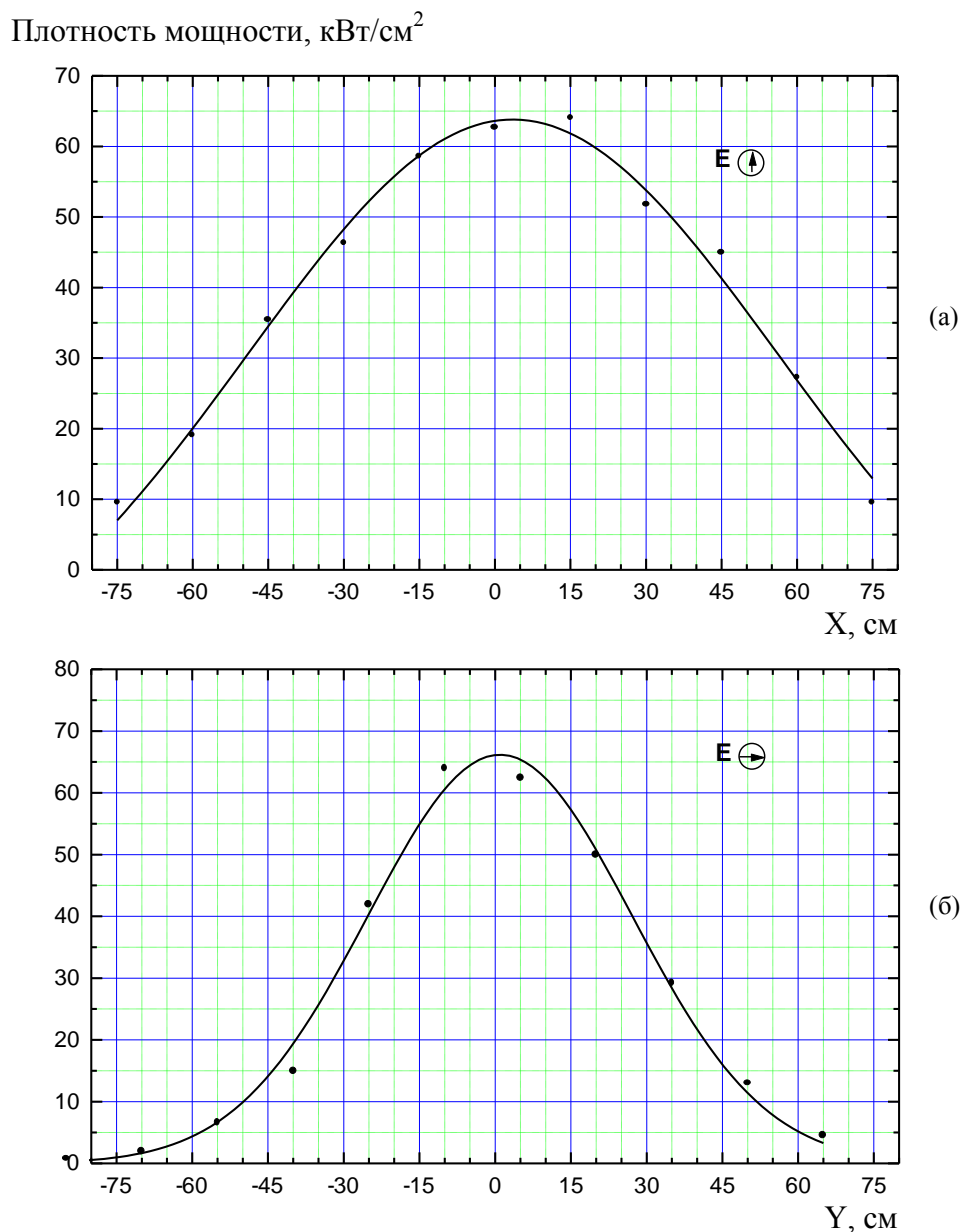


Рис. 101 Пространственное распределение плотности мощности в плоскости, отстоящей на 3 метра от вакуумного окна для линий перемещения приёмной антенны (а) – вдоль горизонта, (б) – вдоль вертикали. Сплошные линии – аппроксимация функциями Гаусса.

В качестве поглощающего материала в аттенуаторах использован этиловый спирт, заключаемый между двумя плоскими пластинами из оргстекла. При некоторой толщине пластин ( $\cong 0,5\lambda/\varepsilon^{1/2}$ ) на фиксированной частоте электромагнитной волны реализуются относительно малые отражения плоской волны – приблизительно 2-6% мощности волны. В соответствии с измерениями, степень поглощения составляла около -3 дБ на 5 мм толщины спирта. Аттенуаторы могли устанавливаться на «оптическую» скамью непосредственно около окна порознь, в комбинациях по два, или все три, обеспечивая максимальное ослабление  $-24\pm 2$  дБ.

Линза имела фокусное расстояние 1 метр, и за счет перемещения обеспечивала различную степень фокусировки потока мощности. При максимальном удалении происходила наибольшая концентрация потока мощности на расстоянии 2,5-3 метра от окна, соответствующая приблизительно 12-18 дБ. Повышение напряжённости электрического поля в некоторой локальной области могло достигать критической отметки. В частности, при максимальной мощности излучения (около 500 МВт) можно было с помощью телекамеры наблюдать появление светящейся плазмы высокочастотного пробоя в поле стоячей волны. При этом не требовалось специальных отражателей, и незначительные отражения могли быть обусловлены несовершенством поглотителей, размещённых на стенах лабораторного помещения. Если же устанавливалось плоское металлическое зеркало, чёткая интерференционная картина могла появляться при меньшей мощности ( $\approx 200$  МВт). При изменении частоты повторения импульсов в этих опытах было замечено, что эффекты накопления и понижения электрической прочности атмосферного воздуха в отсутствие стенок происходят уже для частоты повторения 10-20 имп/с. Полное восстановление электрической прочности происходило лишь через минуты (вероятно, из-за медленных процессов распада озона).

Вся описанная установка окончательно была размещена в стандартном транспортном контейнере с длиной 6м (рис. 103).

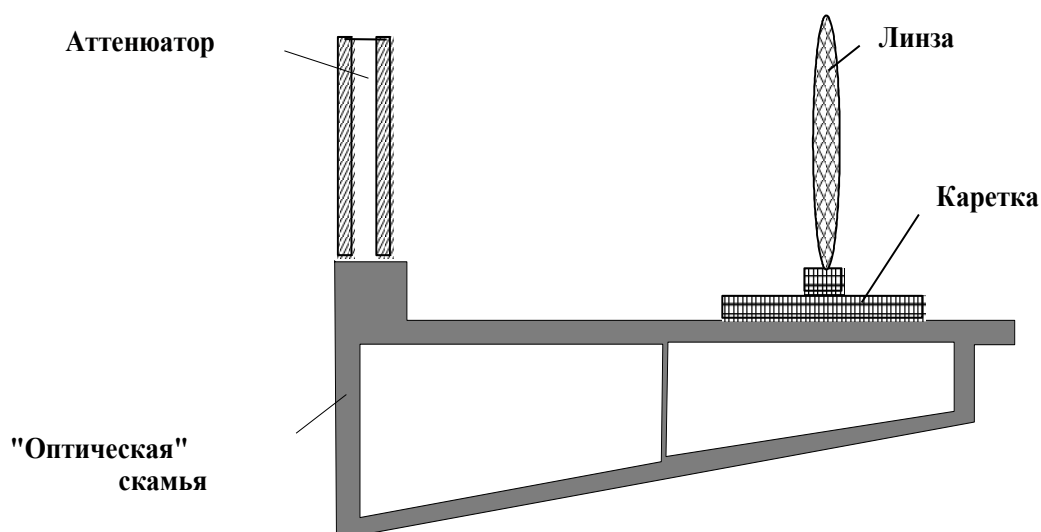


Рис. 102 Система для регулирования плотности микроволновой мощности излучения на оси.



Рис 103 Фотография релятивистского микроволнового генератора на основе ЛОВ, размещённого в транспортном контейнере.

**Выводы.** Максимальная частота повторения в пакетных режимах лимитируется возрастанием дисперсии амплитуд напряжения, при которых происходит пробой газа в разряднике и может составлять около  $10^3$  Гц. Продемонстрированные возможности функционирования релятивистского карсинотрона в режиме пакетов импульсов с выводом излучения в виде волнового пучка показывают, что подобный источник может эффективно использоваться в ряде технических и исследовательских приложений.

Предложен и описан вариант эффективного преобразователя типа волны из  $E_{01}$  в  $H_{11}$  на основе изогнутого волновода переменной кривизны, в котором оси волноводов на входе и выходе остаются неподвижными при повороте плоскости поляризации. Эффективность изготовленной системы формирования гауссова пучка с таким преобразователем оценивается величиной 95%. Впервые для мощных микроволновых источников разработана, изготовлена и апробирована вспомогательная система для регулирования плотности мощности с динамическим диапазоном более 30 дБ. Экспериментально определены критерии пробоя воздуха под действием наносекундных повторяющихся импульсов, в том числе, в области вакуумного окна.

### 4.3. Испытания на ресурс взрывоэмиссионного катода в условиях работы микроволнового генератора.

Целью экспериментов являлось исследование изменения эмиссионных свойств катодов в коаксиальном вакуумном диоде при большом числе импульсов тока, определение уноса массы катода и поиск материала для создания катодов со временем жизни  $10^8$  импульсов тока в условиях одновременного функционирования микроволнового генератора [71,72,227]. В экспериментах использовалась схема релятивистской ЛОВ, описанная в параграфе 3.4.

Эксперименты проводились на установке СИНУС-500. Трубчатый электронный пучок формировался в продольном магнитном поле с напряженностью магнитного поля на катоде 6 кЭ. Все эксперименты проводились при неизменной амплитуде падающей волны напряжения в диоде, что обеспечивалось постоянным уровнем напряжения срабатывания управляемого разрядника ускорителя. Максимальное напряжение на катоде в режиме холостого хода не превышало 740 кВ и составляло около 500 кВ при нормальной эмиссионной способности катода. Максимальное значение тока пучка (к концу импульса) могло достигать 5 кА, длительность импульса волны напряжения  $\approx 20$  нс. Выходная мощность СВЧ-излучения не превышала 350-400 МВт, длина волны  $\approx 3$  см, максимальная длительность импульсов излучения около 11 нс. Частота следования импульсов составляла 100-150 Гц. В экспериментах исследовались катоды, изготовленные из различных материалов: нержавеющей стали ( $\rho = 8,1$  г/см<sup>3</sup>), меди ( $\rho = 8,93$  г/см<sup>3</sup>), магния ( $\rho = 1,74$  г/см<sup>3</sup>) и плотного пиролитического графита ( $\rho = 1,88$  г/см<sup>3</sup>). Использовались также чугун и композиции различных материалов, таких как медь-графит и медь-диэлектрик (фольгированный стеклотекстолит). Катоды изготавливались в виде полых цилиндров (вблизи кромки) с диаметром  $\approx 35$  мм и толщиной стенки от 0,02 до 2 мм (минимальная толщина стенки графитового катода около 0,3 мм – рис. 104).

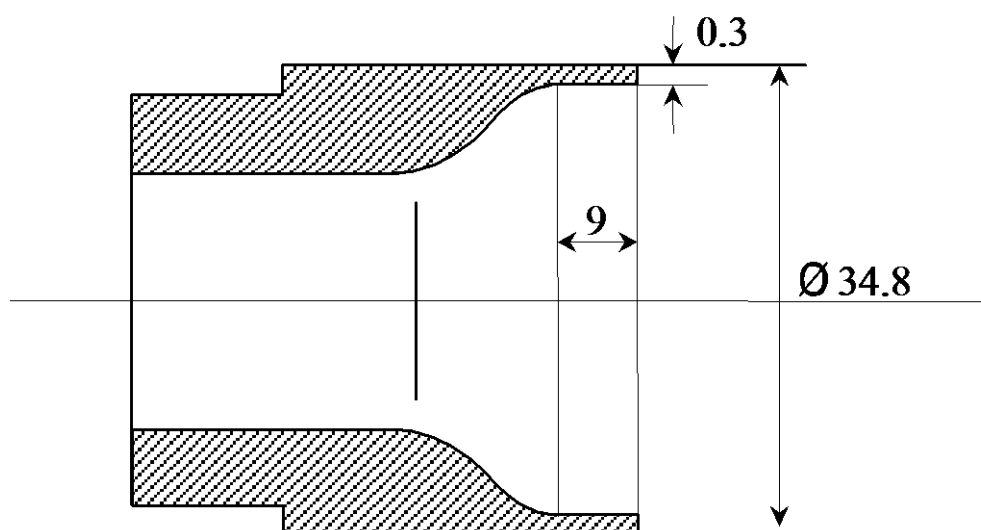


Рис. 104 Чертеж графитового катода.

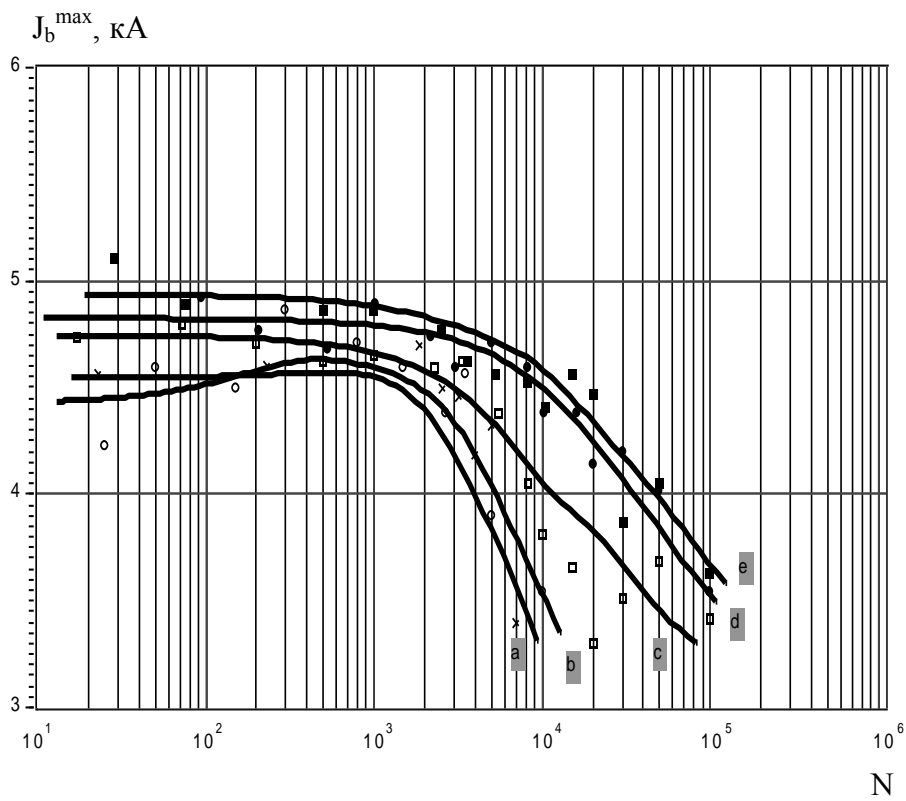


Рис. 105 Зависимость максимального тока пучка от числа импульсов для нержавеющей катодов различной толщины: а – 2 мм, б – 1 мм, с – 0,5 мм, d – 0,1 мм, е – 0,02 мм.

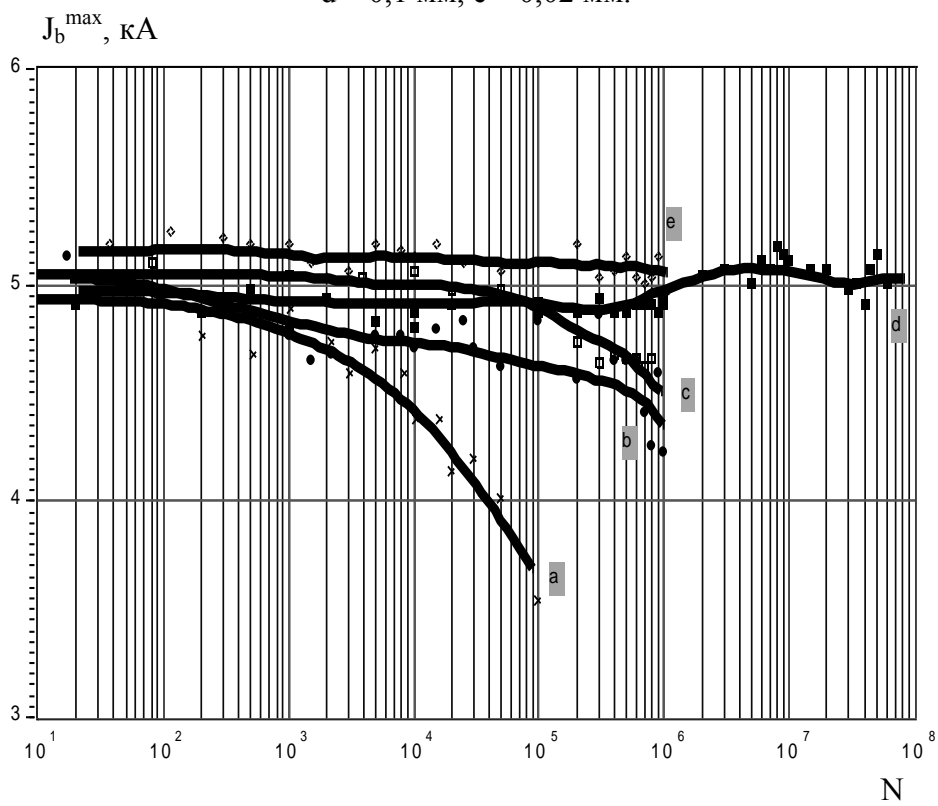


Рис. 106 Амплитуды тока различных катодов: а – нержавеющая сталь 0,1 мм, б – медь 0,2 мм, с – магний 0,2 мм, d – графит 0,3 мм, е – композиция медь-диэлектрик.

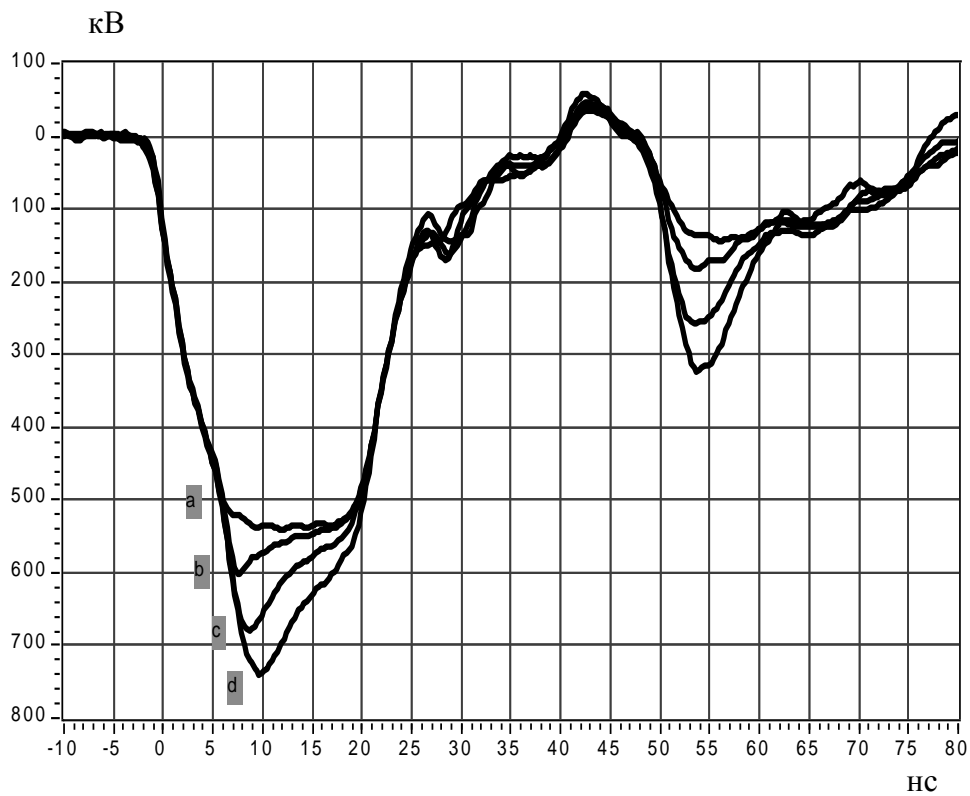
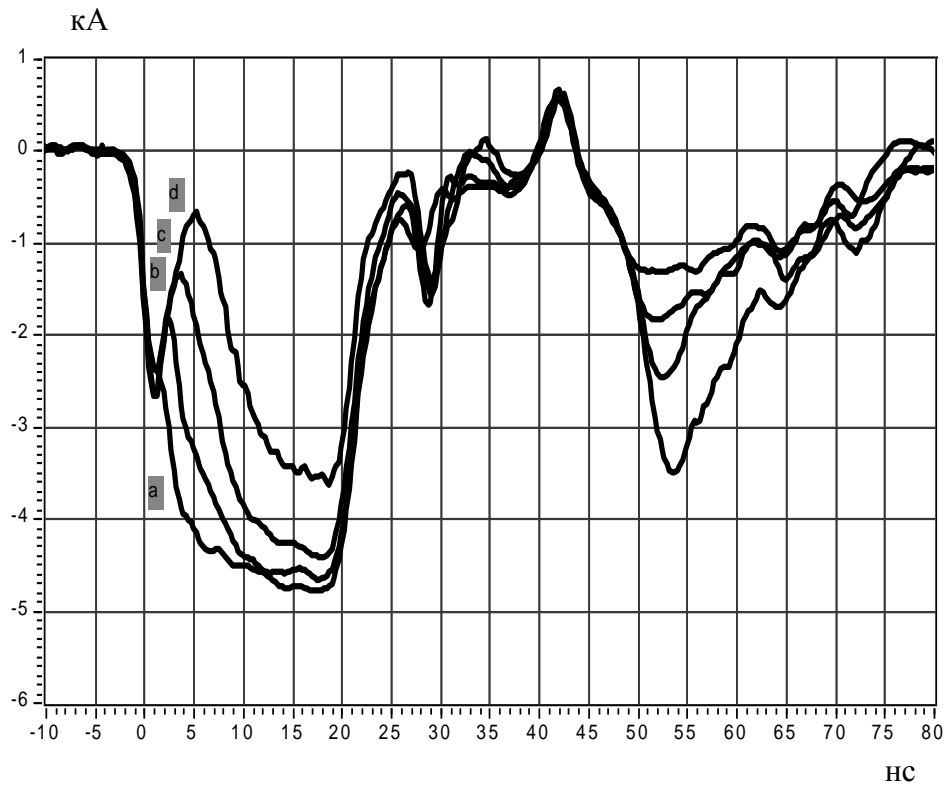


Рис. 107 Форма тока и напряжения в случае нержавеющей катоды с толщиной кромки 0,1 мм после некоторого числа импульсов: а –  $2 \cdot 10^2$ , б –  $3 \cdot 10^3$ , с –  $10^4$ , д –  $10^5$ .

Измерения проводились с помощью осциллографа TDS-754C (500 MHz, 2 Gs/s). Регистрировались осциллограммы импульсов напряжения на катоде, тока вакуумного диода и выходной мощности СВЧ-излучения. Датчиком напряжения служил емкостной делитель. Ток регистрировался поясом Роговского, а СВЧ-сигналы – калиброванным детектором на основе вакуумного диода 6Д16Д. Эмиссионные свойства катодов оценивались по максимальному току в течение длительности импульса и времени нарастания тока до уровня 4 кА. Расход материала катодов определялся взвешиванием после прохождения через него  $10^6$  импульсов тока. Вычисляемая величина заряда, проходящего через катод в режиме нормальной эмиссии, составляет  $160 \pm 20$  мкКл/имп.

Достаточно показательной является зависимость максимального тока от числа импульсов для катодов из нержавеющей стали – рис. 105. Аналогичные результаты для других катодов изображены на рис. 106. Для всех катодов из металла наблюдался неустойчивый режим генерации с короткой длительностью импульсов только в случае малой толщины кромки (меньше 1 мм) и в течение  $10^2$ - $10^3$  импульсов. Эволюция осциллограмм тока и напряжения на катоде, показанная на рис. 107, демонстрирует ограниченную эмиссионную способность металлических катодов. Наличие первого пика на фронте тока объясняется протеканием емкостного тока смещения, и не имеет ничего общего с эмиссионными процессами. Из вида осциллограмм можно сделать вывод, что имеет место деградация эмиссионной способности катода, которая, по-видимому, сопровождается существенным уменьшением общей поверхности эмиссии и струйным характером электронного пучка [202]. Отпечатки пучка на полимерной пленке в области замедляющей системы указывают на размывание толщины пучка. Хотя, вероятно, эти отпечатки не в полной мере отражают степень ограниченности эмиссионной способности таких катодов. Предположение о некорректности этого опыта связано с тем, что после разгерметизации вакуумной камеры форма тока для некоторого количества импульсов восстанавливалась. Такие манипуляции производились с тем или иным катодом после того, как он отработывал свой ресурс или  $10^6$  импульсов, и не могли исказить сравнительные показатели долговечности.

Среди катодов из металла наибольшую долговечность продемонстрировал магниевый катод, предоставленный для этих опытов Абдулиным Э. Н.. И это был ожидаемый результат, поскольку для этого металла совокупность теплофизических констант обеспечивает достаточно малое время запаздывания взрывной эмиссии одиночного микроострия в сравнении со многими другими металлами [69]. Снижение тока для магниевых катодов (толщиной кромки 0,2 мм) было заметным лишь после  $10^5$  импульсов – кривая (с) на рис. 106. После  $10^6$  импульсов кромка этого катода представляла собой достаточно гладкое оплавленное образование. Такой показатель, как унос массы материала, для магния был минимальным среди всех используемых металлов и составлял  $(4,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-9}$  г/имп. В пересчете на заряд получается значение  $25 \cdot 10^{-6}$  г/Кл, которое также фигурирует в работе [203].

Отсутствие или относительно малое изменение амплитуды тока было характерно для графитового катода и композиционного (медь-диэлектрик). Однако последний был практически разрушен после миллиона импульсов. В силу значительного превышения плотности тока по сравнению с прототипами, – металл-диэлектрическими катодами большой площади [63] – наблюдалось интенсивное выгорание диэлектрика. Расходование массы происходило главным образом за счёт диэлектрика и составляло  $(27 \pm 1) \cdot 10^{-9}$  г/имп.



Для всех без исключения катодов наблюдалось увеличение, по мере роста числа импульсов, времени нарастания тока (рис. 108). В значительно

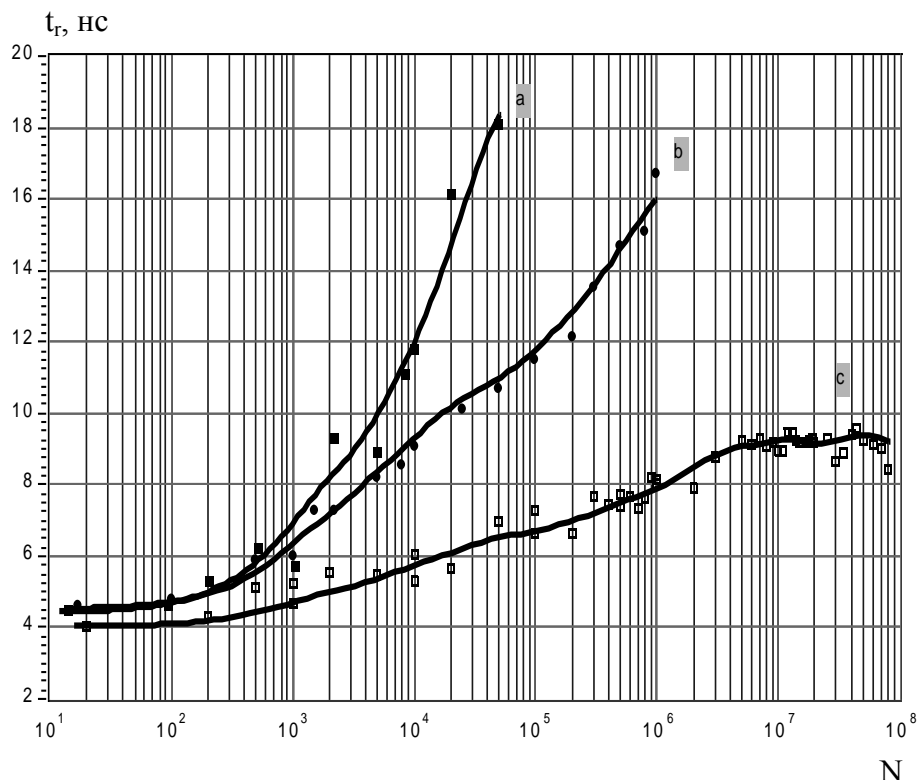


Рис. 108 Эволюция времени нарастания тока для катодов: а – нержавеющая сталь 0,1 мм, b – медь 0,2 мм, c – графит 0,3 мм.

меньшей степени этот эффект проявлялся для графитового катода. Более того, как видно из рисунка, после приблизительно  $10^7$  импульсов произошла стабилизация времени задержки взрывной эмиссии. Такую эволюцию можно объяснить следующим образом. За период около тысячи импульсов происходит процесс обезгаживания и освобождения от диэлектрических примесей. Одновременно происходит сглаживание острых микроострий и снижение коэффициентов усиления. Внутри этого интервала электрическая вакуумная прочность в большинстве случаев (за исключением композиционных материалов) сравнима по величине при отсутствии специальной обработки поверхности. На следующем этапе начинают играть роль унос материала, сглаживание изначально имеющихся острых выступов, а также нагрев катода. В случае металлов не все до конца ясно. Либо в условиях эксперимента длительность импульсов напряжения была недостаточной, чтобы увидеть стабилизацию, либо перегрев и плавление кромки могли изменять электрофизические характеристики в направлении еще большего повышения времени задержки взрыва. В случае графита, унос массы составлял  $5,6 \cdot 10^{-9}$  г/имп. Геометрия кромки после нескольких ( $\sim 5$ ) миллионов импульсов приобретала профиль, который практически не менялся в последующем. Это же подтверждали наблюдения за кромкой в оптический микроскоп. Расходование материала катода происходило симметрично по азимуту, если в начале опыта толщина цилиндра была аксиально-симметричной.

За 100 миллионов импульсов цилиндрическая часть графитового катода укоротилась приблизительно на 6 мм. Среднее время задержки тока (по уровню 0,8 от максимума) составляло около 4-5 нс по отношению к соответствующим моментам времени функционирования катода в начале испытаний. По-

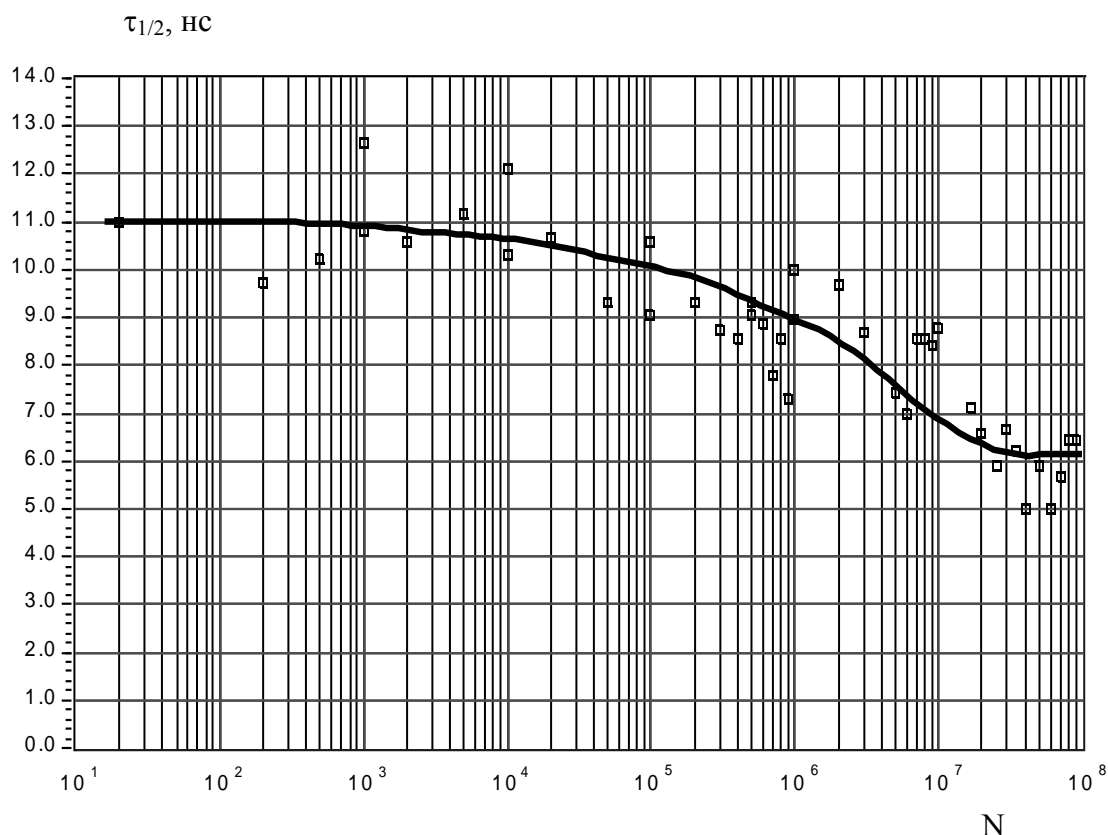


Рис. 109 Длительность СВЧ-импульсов в процессе испытаний катода.

видимому, такая задержка и характеризует графит с точки зрения взрывной эмиссии этого материала без примесей в присутствии электрического поля  $\sim 3 \cdot 10^6$  В/см (см. параграф 1.2). Весьма примечательно, что за  $5 \cdot 10^6$  импульсов унос материала соответствует уменьшению длины катода на величину порядка толщины его стенки.

Мощность микроволнового излучения за все время испытаний графитового катода уменьшилась не более чем на 10%. Более существенное изменение претерпела длительность СВЧ-импульсов, которая уменьшилась в среднем от 11 до 6 нс – рис. 109. Изменение длительности импульсов излучения происходило одновременно с ростом времени нарастания тока вакуумного диода. Уменьшение длительности СВЧ-импульсов сопровождалось увеличением её нестабильности от импульса к импульсу. Это обстоятельство и снижение мощности косвенно свидетельствуют о некотором ухудшении качества электронного пучка, связанного с уменьшением числа эмиссионных центров [72]. Вторая причина нестабильности длительности обусловлена резкой зависимостью времени задержки взрывной эмиссии от напряжённости электрического поля на катоде. Типичные осциллограммы тока, напряжения и СВЧ-сигнала в течение основного времени испытаний показаны на рис. 110.

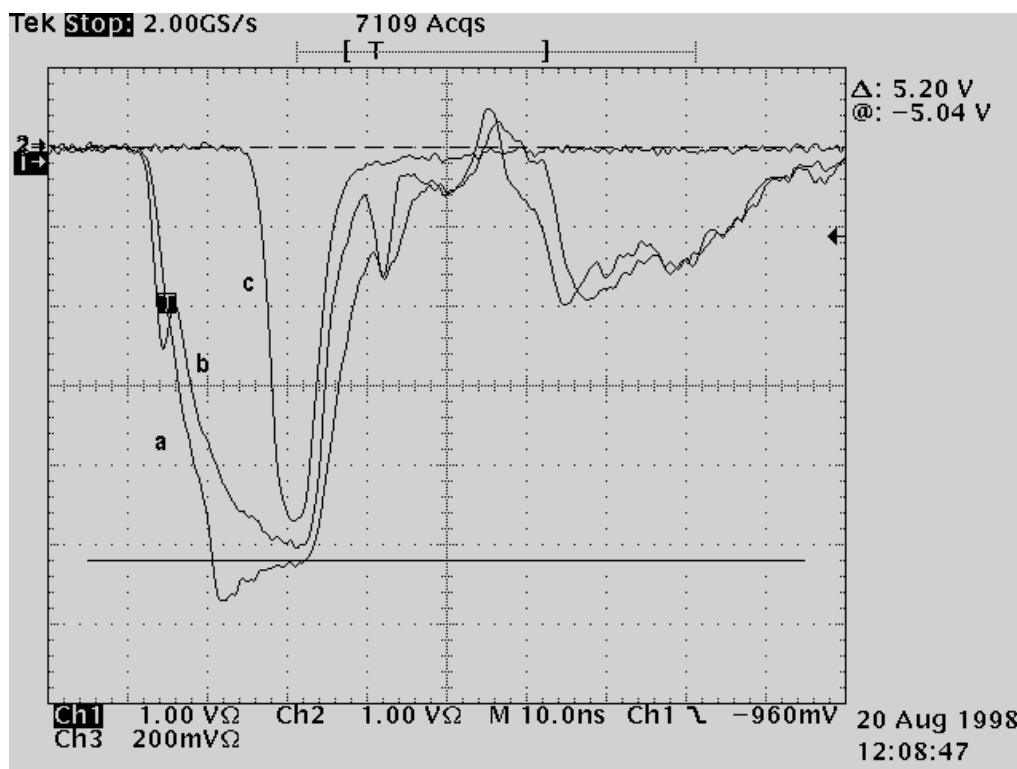


Рис. 110 Осциллограммы напряжения на катоде (a), тока электронного пучка (b) и сигнала с микроволнового детектора (c) после  $8 \cdot 10^7$  импульсов.

**Выводы.** Проведены исследования долговечности работы трубчатых катодов из различных материалов. Результаты исследований подтвердили возможность достаточно длительной работы катода и релятивистского микроволнового генератора в условиях относительно слабого магнитного поля.

Наблюдаемый эффект возрастания времени задержки взрывной эмиссии с ростом числа импульсов для графитовых катодов сопровождается выходом на насыщение после нескольких миллионов импульсов, определяемых износом материала кромки на длину порядка её толщины. Для катодов, выполненных из различных металлов с малой толщиной стенки, подобной стабилизации эмиссионной способности в условиях эксперимента не происходит, из чего следует вывод о непригодности металлических катодов.

Для преодоления эффекта возрастания задержки эмиссии с графитового катода необходимо увеличивать минимальное значение локальной напряжённости электрического поля.

#### 4.4. Эксперимент по изучению эффектов воздействия наносекундных микроволновых импульсов на некоторые биологические объекты.

Биологическому воздействию СВЧ-излучения посвящено значительное количество работ, однако, как правило<sup>\*</sup>, использовалось квазинепрерывное (или импульсное с длительностью более  $10^{-6}$  с) излучение малой пиковой мощности с плотностью потока менее  $1 \text{ Вт/см}^2$ . Наносекундные импульсы СВЧ-излучения большой мощности, обеспечивающие высокую напряжённость полей на облучаемом объекте, представляют собой новый инструмент биологических исследований. Как показывают представленные далее и в статье [206,216-218] результаты, по эффектам воздействия это излучение отличается как от квазинепрерывного СВЧ-излучения, так и от мощных электрических импульсов, не имеющих высокочастотного заполнения.

Учитывая высокую напряжённость электрического поля высокочастотной волны (до  $\sim 3 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ ), получаемую релятивистским карсинотроном, при постановке эксперимента предполагалась возможность наблюдения за следующими эффектами воздействия таких импульсов на живые организмы.

- Электропорация клеточных мембран, как и в случае коротких электрических импульсов [207,208], когда при воздействии на клеточные мембраны импульсным электрическим полем с напряжённостью порядка  $10^4 \text{ В/см}$  и выше происходит образование пор в мембране, через которые возможен перенос различных веществ.
- Прямое воздействие высокочастотного поля на внутриклеточные макромолекулярные комплексы, с учётом их возможного возбуждения (разрушения?) или других особенностей поглощения энергии микроволн.
- Возникновение температурных градиентов (или других эффектов последствия коротких импульсов за счёт релаксации возбуждённых состояний) с последующим влиянием на диффузию веществ и миграцию клеток.

Существование эффекта электропорации проверялось на модели роста бактерий *E. coli*, для которых эффект электропорации мембран должен приводить к гибели клеток [207]. Эффекты второй группы исследовались в опытах с простейшими эукариотическими организмами (плесневый грибок *Fusarium*), действие облучения, на которые могло проявляться в торможении роста грибков вследствие нарушения клеточного деления. Влияние факторов третьей группы проверялось на моделях индивидуального развития дрозофил, эмбриональные стадии которых включают миграцию клеток. Нарушение миграции может проявляться в виде ненормальных вариантов развития, уродств или прерывания развития. Ранее подобный эффект наблюдался после воздействия излучения с частотой 460 МГц на эмбрионы дрозофил определённого возраста [209].

---

\* Исключение, пожалуй, составляют работы [204,205], в которых совместные исследования проводились сотрудниками ИРЭ АН СССР и Московского онкологического института им. Герцена. В работе [205], в частности, облучение раковых опухолей на мышах проводилось с использованием релятивистской ЛОВ, созданной в ИСЭ СО АН СССР и функционирующей в режиме одиночных импульсов с минимальной паузой между импульсами 30 секунд.

В данных экспериментах была использована релятивистская ЛОВ 3-см диапазона длин волн на основе сильноточного импульсно-периодического ускорителя СИНУС-500 (см. параграф 3.4 и [73,134]). Ускоряющее напряжение в диоде было снижено с целью минимизации сопутствующего тормозного излучения и составляло 450-470 кВ. При этом ток электронного пучка был 3,5-3,7 кА. Микроволновое излучение с мощностью около  $2 \cdot 10^8$  Вт и длительностью импульсов  $10^{-8}$  с выводилась в атмосферу с помощью специальной электродинамической системы, формирующей волновой пучок в свободном пространстве с гауссовым распределением поля. В рабочем режиме напряжённость линейно поляризованного поля в области, где размещались облучаемые объекты, составляла около  $1,5 \cdot 10^4$  В/см (диаметр пятна по уровню 0,7 от  $E_{\max}$  был равен 25 см), а вблизи вакуумного окна – приблизительно в 1,5 раза больше. Кроме уменьшения ускоряющего напряжения, для минимизации влияния тормозного рентгеновского излучения на биологические объекты использовалась свинцовая защита, обеспечивающая снижение рентгеновского излучения до уровня не более  $3 \cdot 10^{-6}$  Рад/имп. Компьютерная программа управления установкой обеспечивала возможность смены частоты повторения импульсов и задания времени облучения. Схема эксперимента представлена на рис. 111.

#### Экспериментальные процедуры и результаты.

1. Измерение удельной скорости роста клеток кишечной палочки (*E. coli*, музейный штамм В-2956), проводилось по стандартной методике путём измерения оптической плотности растущей бактериальной культуры [210]. В эксперименте использовались две одинаковые термостатируемые камеры из оргстекла с крышками полуволновой толщины. Одна из камер предназначалась для облучения, вторая служила для контроля и во время опыта размещалась в том же помещении, но надёжно закрывалась СВЧ-поглоителем. В камерах поддерживалась одинаковая (с точностью до  $1^\circ\text{C}$ ) температура, влажность, близкая к 100%, и равные условия для аэрации. Толщина слоя культуры клеток составляла около 1 мм и была сравнима с характерной глубиной проникновения

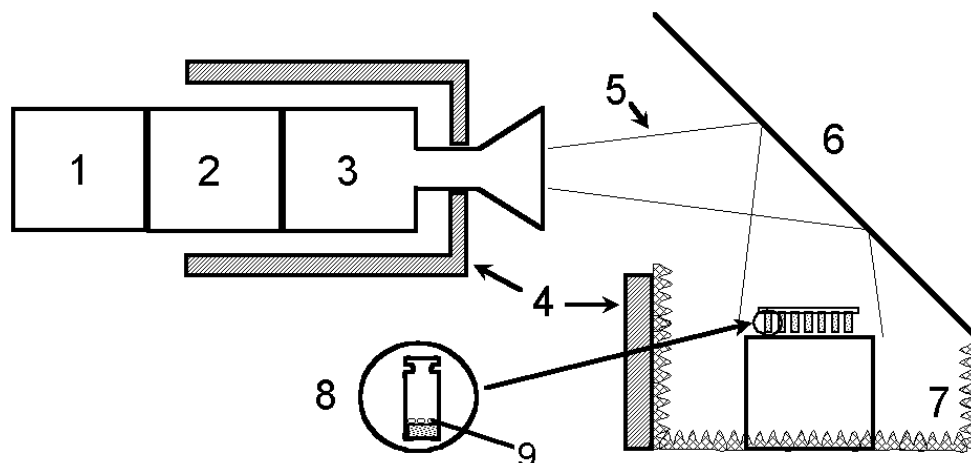


Рис. 111 Схема эксперимента: 1 - высоковольтная часть ускорителя «Синус», 2 - электронно-оптическая система, 3 - электродинамическая система, 4 - свинцовая защита, 5 - каустика волнового пучка, 6 - плоское зеркало, 7 - СВЧ-поглонитель, 8 - пенициллиновый флакон с питательной смесью, 9 - эмбрионы.

СВЧ-поля. После 5 и 15-минутного облучения при различных частотах повторения СВЧ-импульсов (от нескольких единиц до 100 Гц) было зарегистрировано незначительное возрастание удельной скорости роста клеток (от 1 до 6 %), что не превышало погрешность измерений. Таким образом, зафиксировано, что воздействие СВЧ-импульсов с напряжённостью электрического поля  $1.5 \cdot 10^4$  В/см не даёт существенных эффектов гибели или торможения скорости деления клеток *E. coli*, что, по-видимому, свидетельствует об отсутствии электропорации мембран в отличие от воздействия интенсивных электрических импульсов.

2. Плесневый грибок (*Fusarium sp.* из коллекции НИИ ББ при ТГУ), как объект облучения, интересен тем, что при делении клеток происходит их выстраивание в нитевидные структуры (гифы) толщиной порядка микрона. Грибы культивировались по стандартной методике [210] при комнатной температуре в чашках Петри на поверхности твердой агаризованной питательной среды.

Скорость роста маркированных гифов определялась с помощью микроскопа и окуляра-микрометра. Эффект последствия контролировался по измерениям среднего диаметра единичных колоний. Режимы облучения были такими же, как и в опытах с *E. coli*. Дополнительно, для минимизации погрешности измерения на частоте следования импульсов 6 Гц были проведены опыты продолжительностью до 1 часа с циклами 5 минут облучение, 5 минут пауза. При всех используемых частотах следования импульсов в процессе облучения происходило торможение роста плесневых грибов. Так, если в контроле измеренная скорость роста гифов оценивалась величиной  $0.338 \pm 0.055$  мм/час, то за время облучения подопытных колоний средняя скорость роста составляла  $0.242 \pm 0.033$  мм/час. В опытах не было замечено существенного отличия в торможении роста гифов, ориентированных параллельно и перпендикулярно вектору электрического поля. При наблюдении последствия замечена тенденция к ускорению роста тех колоний, которые подвергались облучению. Полученный эффект торможения роста эквивалентен нагреву на  $20 \div 25^\circ$ . В тоже время прямые измерения показывали, что нагрев среды под действием поглощенной энергии СВЧ-излучения не превышал 0,1-1 градуса.

3. При изучении биологического действия излучения на дрозофил (*Drosophila melanogaster* линии *Canton S*) основное внимание уделялось эмбриональной стадии развития, когда происходит интенсивное деление клеток, их миграция и протекание других упорядоченных процессов. Требуемый возраст эмбрионов можно было получать с точностью до 10 минут путём массовой синхронизованной кладки яиц мухами на стандартную питательную среду в пенициллиновых флаконах (модификация методики [209]) – рис. 111.

Для каждого опыта готовилась выборка по 300 и более эмбрионов, личинок или куколок, которая облучалась (группа ОБ). Приблизительно столько же набиралось в группу, условно называемую ЛО (ложное облучение). Эта группа подвергалась всем экспериментальным процедурам, что и опытная, но без воздействия излучения. Выводы о существовании эффектов воздействия делались именно из сравнения каких-либо показателей у этих двух групп. Постоянное наблюдение велось также за текущим функциональным состоянием контрольной группы, которая находилась в одном помещении при температуре  $21 \div 24^\circ\text{C}$ . В качестве основного показателя принимался процент прерванного развития (ППР), рассчитываемый как процент не вылетевших имаго от числа яиц, личинок или куколок в данной группе. Учитывались также задержка

вылета имаго, смертность после вылета, появление дефектов (морфозов) и способность взрослых мух к кладке яиц.

Частоты повторения СВЧ-импульсов выбирались из биологически значимого диапазона [211,209] и составляли 6, 10, 16, и 22 Гц. Типичные результаты опытов приведены в Таблице 1.

Таблица 1.

Стадия развития	Режим облучения	Биологический эффект		
		ППР ОБ (ЛО) %	Морфозы ОБ (ЛО), %	Прочие аномалии
Эмбрионы, 1 час	5 мин., 6 Гц	7.8 (3)	5.8 (0)	38% смертность в первые сутки; оставшиеся не откладывали яйца
Эмбрионы, 1 час	12×(5 мин.+5 мин. пауза), 6 Гц	19.4 (5)	8.6 (0)	44% смертность за 3 суток; оставшиеся не откладывали яйца
Эмбрионы, 15 час.	5 мин., 22 Гц	16.7 (2.3)	0 (0)	нет
Личинки, 2 стадия	5 мин. 22 Гц	5.0 (0.5)	0 (0)	Задержка вылета 2 суток
Личинки, 3 стадия	12×(5 мин. + 5 мин. пауза), 22 Гц	10.9 (1.7)	0 (0)	Задержка вылета 3 суток
Куколки, 7 суток	5 мин, 22 Гц	21.6 (2.2)	0 (0)	нет

Во всех отражённых в таблице случаях характер морфозов был однотипным, в виде нарушения сегментации тела. Кроме того, отметим, что при облучении эмбрионов на ранней стадии развития (возраст 1 час) при частотах повторения импульсов 10, 16 и 22 Гц существенных аномалий не было выявлено, а распределение ППР по частотам повторения импульсов оказалось нерегулярным.

Был также проведён опыт по облучению взрослых особей дрозофил на частотах повторения импульсов 6, 10, 16, 50 и 100 Гц. На частотах 16 Гц и выше при продолжительности облучения порядка 1 минуты и более наблюдалась гибель от 5 до 12% особей уже во время облучения. Сохранившаяся часть оставалась жизнеспособной без видимых аномалий в потомстве. Очень близкая картина наблюдалась и в случае облучения мух на частоте до 100 Гц при удвоенной напряжённости электрического поля в волне ( $\sim 3 \cdot 10^4$  В/см). Другие последствия наблюдались при частотах следования импульсов 6 и 10 Гц. Отсутствие гибели и каких-либо видимых аномалий у облученных особей сопровождалось практически полным вырождением потомства уже в первом поколении (наличие морфозов в виде нарушения сегментации тела – 34%, гибель через сутки – 38%, 100% отсутствие кладки яиц).

Для выяснения влияния напряжённости электрического поля были также проведены эксперименты с эмбрионами, аналогичные описанным выше, но с использованием СВЧ-источника на основе импульсного магнетрона МИ-505.

При этом пиковая мощность составляла 40 кВт, а длительность импульсов 0.73 мкс, что существенно превышало длительность импульсов релятивистского генератора. К выходному волноводу магнетронного генератора (с сечением  $23 \times 10$  мм) посредством плавного перехода подсоединялась волноводная секция с сечением  $72 \times 34$  мм, оканчивающаяся согласованной нагрузкой. Пенициллиновый флакон с эмбрионами нужного возраста устанавливался перед нагрузкой таким образом, что ось симметрии флакона оказывалась в центральной части волновода. Расчетная напряжённость ВЧ электрического поля в падающей волне в максимуме поля составляла  $\sim 2$  кВ/см, то есть была почти на порядок ниже, чем в опытах с релятивистским источником, а энергия в импульсе в несколько раз превышала энергию в импульсе релятивистского СВЧ-источника.

Величина ППР, полученная в опытах с магнетроном, тем не менее, не превышала величины, наблюдавшейся в опытах с релятивистским источником (рис. 112). Это говорит о том, что величина энерговклада в рассматриваемом эффекте не является определяющей.

**Обсуждение результатов.** Одним из возможных объяснений отсутствия электропорации клеточных мембран может быть существенное различие в распределении электрических полей вблизи мембран, которое в случае использования коротких электрических импульсов в основном определяется проводимостью, а в случае использования микроволнового излучения – диэлектрической проницаемостью среды. Действительно, – действие полей СВЧ на клеточные мембраны и должно отличаться от действия полей квазистатических. Достаточно показательными являются результаты рассмотрения модели мембраны [212], в которой мембрана имеет малую диэлектрическую проницаемость по сравнению с проницаемостью внешнего электролита ( $\epsilon_1 \ll \epsilon_2$ ). Электролит имеет проводимость ( $\sim 1 \div 10$  См/м) такую,

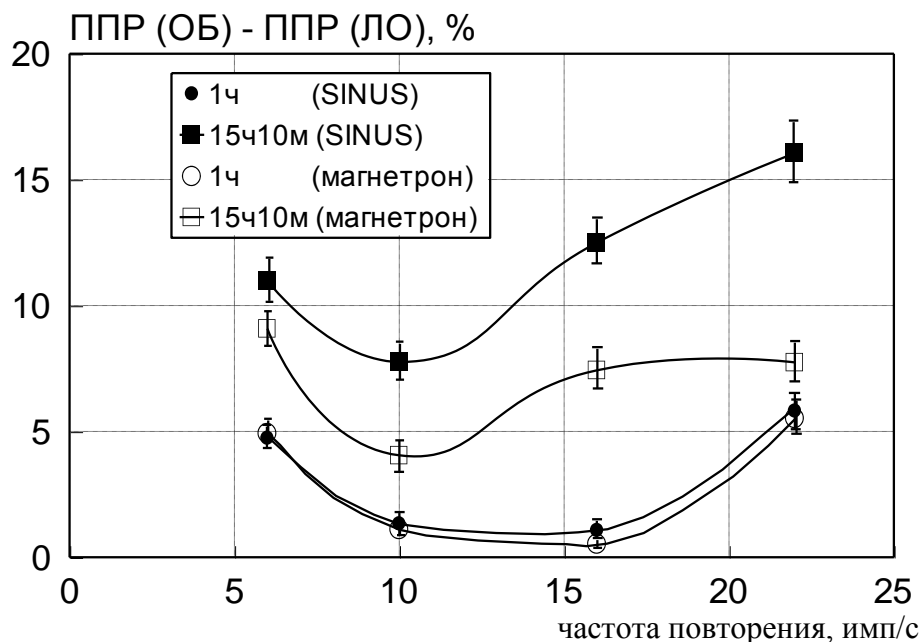


Рис. 112 «Чистый» эффект прерванного развития эмбрионов дрозофил различного возраста после облучения релятивистским и магнетронным СВЧ-источниками.



что в электростатике происходит усиление электрического поля вблизи канала в мембране с тем же электролитом. Коэффициенты усиления могут достигать в модели  $10^3$ - $10^4$ . В случае высокочастотного электрического поля той же поляризации (по нормали к мембране с толщиной  $\sim 10^{-8}$  м) токи проводимости шунтируются токами смещения в ёмкости самой мембраны  $\sim 10^{-2}$  Ф/м<sup>2</sup> уже на частоте порядка  $10^8$  Гц [212]. Если подобное усиление электрического поля на сверхвысоких частотах ( $\sim 10^{10}$  Гц) не происходит, становится дискуссионной и сама возможность электропорации с помощью электромагнитных импульсов.

Согласно оценкам, плотность поглощаемой энергии за один импульс в экспериментах составляла  $\sim 1$  мДж/см<sup>3</sup> и за один импульс нагрев биологических тканей был  $\sim 10^{-4}$  °С. Более существенными в данном случае могли быть локальные перегревы, связанные с неоднородностями биологических тканей.

Вместе с тем, существует возможность для специфического воздействия микроволн на внутриклеточные структуры и передачи им энергии. Например, возможно возбуждение колебаний длинных ( $\sim 5 \cdot 10^{-9}$  м) макромолекул типа белков-ферментов с собственными частотами упругих колебаний  $\omega \sim 10^{10} \div 10^{11}$  с<sup>-1</sup> [213], а также повышение средней энергии вращательных степеней свободы некоторых полярных макромолекул и частично связанных молекул воды [214]. Среди обсуждаемых в литературе механизмов влияния подобного кратковременного воздействия на последующее состояние клетки, следует упомянуть о возможности синтеза белков теплового шока [211] или других стресс-шоковых белков, изменяющих метаболизм и другие процессы в клетке (вероятно, с этим эффектом может быть связана гибель взрослых особей дрозофил непосредственно во время облучения). С другой стороны, диссипация энергии возбуждённых состояний может происходить как за счёт затухания акустических волн, так и за счёт передачи энергии в механические (или электромеханические) колебания других структур, в том числе, относительно лёгкой мембраны [206]. В этой связи, представляют интерес результаты работы [215], в которой показано, что частоты собственных механических колебаний мембран, не связанных с изменением их толщины, составляют единицы герц. Не исключено, что обнаруженная в эксперименте чувствительность эмбрионов дрозофил к частоте следования импульсов обязана возникновению упорядоченных механических колебаний мембран, которые в свою очередь нарушают естественный ход миграции клеток на стадии их интенсивного роста.

Ряд полученных результатов, в том числе, в последующих опытах [216-218], пока не находит чётких объяснений даже на уровне версий. В частности, не понятна роль сопутствующего рентгеновского излучения, которое само по себе приводило к некоторым эффектам.

**Выводы.** Эксперимент показал, что мощное микроволновое излучение наносекундной длительности может оказывать биологическое влияние, которое в ряде случаев несовместимо с жизнью объектов. Полученные результаты не позволяют определённо говорить о каких-либо механизмах. Скорее появились вопросы, в том числе фундаментального плана, ответы, на которые потребуют проведения целого ряда уточняющих экспериментов с разнообразными методиками. Однако уже сейчас с некоторой долей уверенности можно утверждать, что интенсивные СВЧ-поля не приводят к электропорации мембран, но напрямую могут воздействовать на клеточные структуры. Характер этого воздействия зависит от степени сложности и возраста организма, от частоты повторения импульсов и уровня накоплений.

## Заключение.

Основные результаты диссертации сводятся к следующему:

- Показано, что ухудшение качества пучка, – такое, как дополнительное возрастание толщины электронной трубки, – можно связать с эффектом экранирования поверхности катода пространственным зарядом электронов, стартующих с первых появляющихся центров взрывной эмиссии и локальным расположением эмиссионных центров на катоде, число которых ограничено и снижается с уменьшением магнитного поля.
- Проведены исследования долговечности работы трубчатых катодов из различных материалов в импульсно-периодическом режиме работы релятивистского микроволнового генератора, в результате которых показана возможность функционирования катода, изготовленного из плотного графита, в течение 100 миллионов импульсов. Наблюдаемый эффект возрастания времени задержки взрывной эмиссии с ростом числа импульсов для графитовых катодов сопровождается выходом на насыщение после нескольких миллионов импульсов, определяемых износом материала кромки на длину порядка её толщины. Сделан вывод о том, что для преодоления эффекта возрастания задержки эмиссии с графитового катода необходимо увеличивать минимальное значение локальной напряженности электрического поля, составляющее в эксперименте  $\approx 3 \cdot 10^6$  В/см (без учёта поля пространственного заряда) в случае задержки тока 5 нс. Для катодов, выполненных из различных металлов с малой толщиной стенки, подобной стабилизации задержки тока в условиях эксперимента не происходит, из чего следует вывод о непригодности металлических катодов.
- Решена задача о зависимости КПД и оптимальных параметров генераторов с длительной инерционной группировкой от начальной энергии частиц. Выведены функциональные связи, с помощью которых можно без ограничений на КПД распространить известное решение для одной энергии частиц на всю шкалу энергий с погрешностью несколько процентов, определяемой вторым порядком метода последовательных приближений, где малый параметр задачи связан с нерелятивистской скоростью частиц в системе отсчёта, движущейся со скоростью синхронной волны. Погрешность уменьшается, а соотношения переходят к известному асимптотическому виду, если расстройку синхронизма уменьшать или увеличивать длину прибора по сравнению с оптимальной длиной. К числу соотношений подобия добавлены условия на дополнительные параметры задачи – глубину модуляции частиц и параметр пространственного заряда.
- Из решения линейной краевой задачи ЛОВ получены аппроксимирующие функции, позволяющие рассчитать стартовые условия и инкремент нарастания поля в линейном режиме, как функции параметра пространственного заряда. При оптимальном параметре пространственного заряда его роль в нелинейном режиме и в случае однородной замедляющей системы сводится к почти двукратному повышению КПД за счёт более выгодного продольного распределения фазы высокочастотного тока, а с учётом высоких временных гармоник, – и за счёт затягивания процесса разрушения электронных сгустков. Выигрыш в КПД и оптимальное значение параметра пространственного заряда снижаются в условиях

существования несинхронных полей и использования дополнительных приёмов повышения КПД.

- Решение краевой задачи ЛОВ в условиях дополнительного циклотронного резонанса указывает на невозможность возбуждения колебаний вблизи него при использовании сильноточных пучков и рабочей волны  $E_{01}$ . Установлены критерии оценки эффекта и масштаб изменения расстройки синхронизма в зависимости от магнитного поля в области параметров, реализуемых в экспериментах. Показано, что ослабить роль циклотронного взаимодействия на линейной стадии ЛОВ позволяет переход к замедляющим системам с повышенными поперечными размерами.
- Исследованы варианты повышения КПД релятивистской ЛОВ за счёт профилирования сопротивления связи, фазовой скорости гармоники и использования несинхронных волн в традиционной схеме, имеющей запредельный волновод на входе и средний диаметр замедляющей системы, примерно равный длине волны. Зарегистрированы максимальные значения КПД до 40%. С ростом эффективности преобразования мощности электронного пучка в мощность электромагнитной волны теряется адаптивность ЛОВ по отношению к малым изменениям параметров пучка. Это вынуждает ограничивать степень нерегулярности замедляющей системы и использовать сглаженные функции для профиля связи или фазовой скорости. Среднеквадратичное отклонение импульсной СВЧ- мощности и тока пучка в экспериментах могут быть сравнимы, и составлять величину  $\approx 1\%$  в импульсно-периодическом режиме при КПД  $\approx 20\%$ . Среднеквадратичное отклонение центральной частоты может не превышать  $0,1\%$ . Показана возможность электронной перестройки частоты релятивистской ЛОВ: в области ускоряющих напряжений 500 кВ для перестройки частоты на 1% необходимо изменять напряжение приблизительно на 20%.
- Показано, что для традиционной схемы ЛОВ характерно существование высокодобротных брэгговских резонансов на частотах, значительно превышающих рабочую частоту, и обеспечивающих превышение стартовых условий для вынужденного рассеяния встречной волны на релятивистских электронах. Подобные условия могут не выполняться при увеличении поперечных размеров ЛОВ.
- Предложена и исследована новая схема ЛОВ, содержащая сосредоточенный резонансный рефлектор для отражения встречной волны и имеющая в 1,5-2 раза больший диаметр замедляющей системы. Предварительная модуляция энергии частиц в области рефлектора может происходить лишь в полосе частот и с тем же азимутальным индексом, который имеет отражаемая волна, поэтому реализуются условия для эффективной селекции волн. Данная схема ЛОВ представляет собой аналог клистрона с распределённым взаимодействием, и для оптимальных параметров модуляции имеет такой же высокий теоретический КПД. В эксперименте с использованием регулярной замедляющей системы КПД может достигать около 25% и ограничивается в связи с нарушением условий селекции волн. Показано, что этот уровень КПД сохраняется в относительно малых магнитных полях, поэтому в импульсно-периодическом режиме можно отказаться от применения сверхпроводящих соленоидов. При использовании соленоида постоянного тока получена импульсная мощность до 500 МВт в импульсно-периодическом режиме до 150 Гц.

- Дано развитие методу матриц рассеяния для расчёта свойств замедляющих систем и дополнительных элементов схемы СВЧ- прибора. Не уступая по возможностям «холодному» электродинамическому эксперименту, метод позволяет проводить анализ и выбор требуемой геометрии. В частности, проанализированы различные варианты согласования замедляющей системы и круглого волновода. Предложен и описан вариант эффективного преобразователя типа волны из  $E_{01}$  в  $H_{11}$  на основе изогнутого волновода переменной кривизны, в котором оси волноводов на входе и выходе остаются неподвижными при повороте плоскости поляризации. Расчётная эффективность изготовленного преобразователя с повышенным сечением ( $ka \cong 4,1$ ) близка к измеренной эффективности всей системы формирования гауссова пучка, составившей 95%. Разработана и апробирована квазиоптическая система для регулирования плотности потока мощности микроволновых импульсов в свободном пространстве и обеспечивающая динамический диапазон более 30 дБ.
- Разработаны и созданы мобильные источники мощного микроволнового излучения на основе релятивистского карсинотрона, работающие в режиме пакетов импульсов с выводом излучения в виде волнового пучка. Такие источники доведены до уровня коммерческого товара и эффективно используются в решении прикладных задач. Максимальная частота повторения импульсов в пакетах может составлять около  $10^3$  Гц. Наибольшая достигнутая импульсная мощность микроволнового излучения в диапазоне частот 10 ГГц около 700 МВт обеспечивалась в пакетах с длительностью 1 секунда и частотой повторения до 400 Гц.
- Внесён существенный вклад в разработку, создание и испытания ряда импульсно-периодических СВЧ-генераторов на основе релятивистской ЛОВ. Их применение демонстрирует уникальные возможности наносекундной радиолокации: малая длительность СВЧ- импульсов позволяет в полной мере реализовать высокое пространственное разрешение и контрастность изображения во многих случаях без применения математической обработки сигналов, а в случае расстояний порядка 100 км выделить достаточно удалённые движущиеся объекты с существенным подавлением сигналов, отраженных от неподвижных объектов. Имеется возможность решения некоторых радиотехнических задач, например, изучения стойкости радиоэлектронной аппаратуры. Начаты исследования в области биологии: экспериментально доказано отсутствие эффекта электропорации клеточных мембран под действием СВЧ- импульсов с напряжённостью электрического поля  $1,5 \cdot 10^4$  В/см и выявлены условия, при которых подобное воздействие на эмбрионы дрозофил оказывается несовместимым с нормальным развитием и продолжением потомства.

Так как все проведённые теоретические исследования имели практическую направленность с целью разработки и совершенствования импульсно-периодических релятивистских СВЧ-генераторов, основные научные выводы являются уже апробированными. В то же время, отдельные результаты, имеющие фундаментальный характер, могут быть использованы гораздо шире. Рекомендации по использованию научных результатов можно сформулировать следующим образом.

- Полученные дополнительные сведения о физике процессов на катодах, работающих в режиме взрывной электронной эмиссии, могут быть полезны для формирования сильноточных электронных пучков, которые требуются в широком спектре задач физической электроники. С точки зрения формирования наносекундных электронных пучков важную роль играет эффект экранирования катода полем пространственного заряда электронов, которые стартуют с центров-лидеров. Наиболее подходящим материалом катода в целом ряде случаев следует считать плотный (мелкозернистый) графит. Для обеспечения стабильной и долговечной работы графитового катода с характерным временем задержки взрывной эмиссии в диапазоне  $\leq 10^{-9}$  с необходимо создавать напряжённость электрического поля без учёта поля пространственного заряда  $\geq (4-5)10^6$  В/см. Дополнительным условием является длительность переднего фронта падающей волны напряжения, – она должна быть как можно короче или соизмерима с допусковой задержкой взрывной эмиссии и формирования тока пучка в приближении ступенчатой функции появления поля на катоде.
- Полученные уточнённые соотношения подобия могут быть использованы не только для проектирования ЛОВ в других диапазонах энергии электронов, но и при расчётах целого ряда приборов с длительной инерционной группировкой частиц. Так как для многих типов продольного распределения поля синхронной волны результат решения нелинейной задачи известен в ультрарелятивистском случае, процедура расчёта упрощается кардинально, – до уровня минутных вычислений с помощью калькулятора. Впервые в число учитываемых соотношений подобия включается соотношение для величины приведённого параметра пространственного заряда. Как показано в диссертации, данный фактор не следует игнорировать, если проектируемая эффективность передачи энергии в электромагнитное излучение должна быть высокой и близкой к максимальной величине для данного типа прибора.
- Методы повышения КПД, которые исследованы в различных схемах построения ЛОВ, могут быть распространены на другие типы приборов, основанных как на механизме излучения Черенкова, так и других механизмах вынужденного излучения частиц. Достаточно перспективным представляется использование эффекта предварительной модуляции частиц в области резонансного рефлектора, как для повышения КПД, так и в качестве дополнительного инструмента в арсенале методов селекции волн. В диссертации такие резервы не исчерпаны и в отношении релятивистской ЛОВ. По-видимому, уже в ближайшем будущем КПД карсинотрона может перевалить за 50%. Предпосылками для такого продвижения являются предварительные результаты исследования ЛОВ, имеющей дозированную глубину модуляции частиц и неоднородную замедляющую систему.
- На практике может найти применение факт существенного влияния положения рефлектора относительно замедляющей системы на фазу модуляции и частоту возбуждаемых колебаний в автогенераторе. Так, смещение рефлектора в релятивистской ЛОВ на 3% от длины волны приводит к сдвигу несущей частоты приблизительно на 1%. Сосредоточенный рефлектор может быть легко модифицирован для применения в системе ввода внешнего сигнала и создания усилителя. Идея трансформации и возбуждения запёртых мод может быть распространена на

случай электродинамических систем релятивистской ЛОВ, имеющих ещё большие поперечные размеры в сравнении с исследованными.

- Очевидна перспектива более широкого применения и последующего развития методов электродинамических расчётов на основе матриц рассеяния в силу высокой рентабельности получения информации за единицу времени. По-видимому, эффективной должна быть также интеграция данного метода с некоторыми задачами электроники.

В заключении считаю приятным долгом поблагодарить своих учителей и руководителей – Г. А. Месяца и С. Д. Коровина, а также тех учёных, с кем мне посчастливилось иметь дискуссии, деловые и личные контакты – М. И. Петелина, Н. Ф. Ковалёва, В. Л. Братмана, Г. Г. Денисова, А. В. Сморгонского и других, а также сотрудников лаборатории – С. Д. Полевина, А. В. Гунина, В. П. Губанова, О. П. Кутенкова и остальных членов коллектива, которые своим трудом способствовали достижению результатов.

## Приложение 1.

### Распределение полей и потенциала в цилиндрическом волноводе с электронным пучком конечной толщины.

Ограничимся относительно простым для аналитического рассмотрения случаем равномерного распределения по радиусу плотности электронов в трубке толщиной  $\Delta_b = b - a$  ( $b$  – внешний,  $a$  – внутренний радиусы).

**1) Случай отсутствия модуляции плотности в продольном направлении.** Данный случай представляет интерес в основном для оценки провисания статического потенциала на толщине пучка. Решение уравнения Пуассона для потенциала  $U_0(r)$  находим с помощью условий:

$$U_0(R) = \{U_0\}_a = \{U_0\}_b = \left\{ \frac{\partial U_0}{\partial r} \right\}_a = \left\{ \frac{\partial U_0}{\partial r} \right\}_b = 0 \quad (\text{П.1.1})$$

(здесь  $R$  – радиус волновода), и его можно записать в виде:

$$U_0 = 2\rho_0 s_b \begin{cases} \ln \frac{R}{r} & , b \leq r \leq R \\ \frac{\pi b^2}{s_b} \left\{ \ln \frac{R}{b} - \frac{a^2}{b^2} \ln \frac{R}{r} + \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{r^2}{b^2} \right) \right\} & , a \leq r \leq b \\ \frac{\pi b^2}{s_b} \left\{ \ln \frac{R}{b} - \frac{a^2}{b^2} \ln \frac{R}{a} + \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{a^2}{b^2} \right) \right\} & , r \leq a \end{cases} \quad (\text{П.1.2})$$

Здесь  $s_b = \pi(b^2 - a^2)$ ,  $\rho_0$  – объёмная плотность частиц в кольце, которую можно связать с током пучка. Если выполняется условие  $(1 - a/b) \ll 1$ , то в нулевом приближении для релятивистских энергий можно пренебречь расслоением продольной скорости частиц в электронном потоке и считать  $\rho_0 s_b = -J_b/v_{||}$ . В следующем приближении это расслоение можно вычислить с учётом провисания потенциала на толщине пучка из (П.1.2). Как и должно быть, этим провисанием можно пренебречь в случае достаточно тонкого пучка:  $\delta U_0 \cong \Delta_b \rho_0 s_b / b$ . При выполнении условия  $b - a \cong R - b \ll R$  величина  $\delta U_0$  в два раза меньше потенциала электронной трубки на её внешней поверхности.

**2) Случай периодической модуляции плотности в продольном направлении.** Зададим закон изменения плотности зарядов в виде функции  $f(z) = 1 + f_1 \cos gz$ , где  $f_1$  – имеет смысл амплитуды первой пространственной гармоники плотности, а  $g = 2\pi/l$ , где  $l$  – период модуляции вдоль оси  $z$ . Очевидно, что потенциал в каждой точке равен сумме  $U_0 + U_1 \cos gz$ , где первый член отвечает за распределение в однородном вдоль  $z$  случае, полученное выше, а  $U_1$  является искомой функцией. Эта функция подчиняется уравнению Пуассона:

$$\left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial r^2} - g^2 \right) U_1 = -4\pi \rho_0 f_1^* \begin{cases} 0 & , b < r \leq R \\ 1 & , a < r < b \\ 0 & , r < a \end{cases} \quad (\text{П.1.3})$$

с граничными условиями, которые аналогичны (П.1.1). Решение ищем в виде:

$$U_1 = \begin{cases} c_1 I_0(gr) + c_2 K_0(gr) & , b \leq r \leq R \\ c_3 I_0(gr) + c_4 K_0(gr) + G & , a \leq r \leq b \\ c_5 I_0(gr) & , r \leq a \end{cases} \quad (\text{П.1.4})$$

Здесь  $I_0, K_0$  – модифицированные функции Бесселя и Макдональда,  $G = 4\pi\rho_0 f_1 / g^2$  – есть частное решение дифференциального уравнения (П.1.3) с постоянной правой частью, а константы  $c_1 \dots c_5$  находим из граничных условий с учётом выражений  $I_0' = I_1, K_0' = -K_1$  и  $K_1(x)I_0(x) + K_0(x)I_1(x) = 1/x$ . В итоге:

$$\begin{aligned} c_1 &= -gbG \frac{K_0(gR)}{I_0(gR)} \left[ I_1(gb) - \frac{a}{b} I_1(ga) \right] \\ c_2 &= gbG \left[ I_1(gb) - \frac{a}{b} I_1(ga) \right] \\ c_3 &= -gbG K_1(gb) + c_1 \\ c_4 &= -gaG I_1(ga) \\ c_5 &= c_3 - c_4 \frac{K_1(ga)}{I_1(ga)} \end{aligned} \quad (\text{П.1.5})$$

Наибольший интерес представляет величина продольной компоненты электрического поля на внешней поверхности электронной трубки:

$$\begin{aligned} E_z(z, b) &= gU_1(b) \sin gz \\ U_1(b) &= gbG \frac{1}{I_0(gb)} \left[ I_1(gb) - \frac{a}{b} I_1(ga) \right] * T_1 \\ T_1 &= \frac{I_0(gb)}{I_0(gR)} \{ K_0(gb) I_0(gR) - K_0(gR) I_0(gb) \} \end{aligned} \quad (\text{П.1.6})$$

Заметим, что полученное решение для потенциала преобразуется к решению (П.1.2) с однородным пучком в предельном переходе  $g \rightarrow 0$  (или, более корректно:  $gR \ll 1$ , при этом, в частности  $T_1 \rightarrow \ln R/b$ ). В случае  $\Delta_b \rightarrow 0$  выражение для амплитуды поля переходит к известному виду [118], которое соответствует бесконечно тонкому пучку:  $E_z^{(\delta)} = 2\rho_0 s_b g f_1 T_1$ . Обозначая для краткости амплитуду поля на внешнем радиусе электронной трубки  $E_1 = gU_1(b)$ , её тогда целесообразно представить следующим образом:

$$\begin{aligned} E_1 &= H_\Delta * E_z^{(\delta)} \\ H_\Delta &= \frac{2}{gb(1-a^2/b^2)} \left\{ \frac{I_1(gb) - (a/b)I_1(ga)}{I_0(gb)} \right\} \end{aligned} \quad (\text{П.1.7})$$

Фактор  $H_\Delta$ , характеризующий влияние конечной толщины пучка, как и следовало, ожидать, меньше единицы при любых значениях параметров задачи (рис. П.1). Для практических оценок удовлетворительную точность позволяет обеспечить аппроксимация

$$H_\Delta \cong \frac{1 - \exp[-g(b-a)]}{g(b-a)} \quad (\text{П.1.8})$$

Формально она получается из (П.1.7) лишь при условии  $gb, ga \gg 1$ , а фактически приемлемая точность обеспечивается во всех случаях относительно малой толщины пучка (см. рис. П.1).



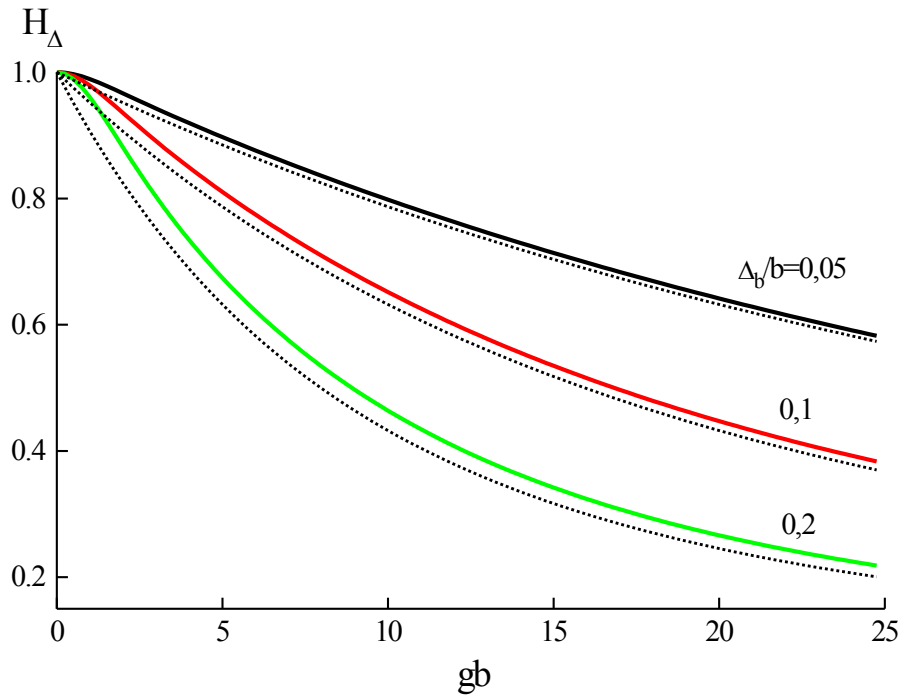


Рис. П.1 Зависимость функции, характеризующей влияние толщины пучка на амплитуду поля пространственного заряда, от безразмерного волнового числа – формула (П.1.7), прерывистые линии – аппроксимация (П.1.8).

Поскольку рассмотренная модель может быть интерпретирована, как задача отыскания поля пространственного заряда для потока замагниченных электронов в сопровождающей системе отсчёта, уточним некоторые детали именно в таком контексте. Считается, что в лабораторной системе отсчёта трубчатый пучок промодулирован известным образом под действием синхронной электромагнитной волны или оказывается в трубе дрейфа после модулирующего зазора. В любом случае пространственный период модуляции связан с частотой воздействия поля и равен  $2\pi v_{||}/\omega = \lambda\beta_0$ , где  $\lambda$  - длина волны электромагнитных колебаний в пустоте и  $\beta_0$  – нормированная на скорость света средняя скорость частиц. Тогда, в соответствии с преобразованием Лоренца, период модуляции в сопровождающей системе отсчёта  $l = \lambda\beta_0\gamma_0$  и  $g = 2\pi/\lambda\beta_0\gamma_0$ . Полученное выше (П.1.7) значение амплитуды продольной компоненты поля остаётся без изменений при обратном преобразовании в лабораторную систему отсчёта и приобретает смысл амплитуды первой гармоники ряда Фурье. Очевидно, что для гармоники с номером  $n$  необходимо произвести замену  $g \rightarrow ng$  и вместо  $f_1$  подставить  $f_n$  – соответствующую амплитуду гармоники плотности частиц. С ростом номера гармоники соответствующий фактор должен уменьшаться:

$$H_{\Delta,n} \cong \frac{1 - \exp[-ng(b-a)]}{ng(b-a)} \quad (\text{П.1.9})$$

## Приложение 2.

### Варианты согласованных переходов для волны $E_{01}$ - типа от аксиально-симметричных замедляющих систем к круглому волноводу.

Если аксиально-симметричная и строго периодическая замедляющая система переходит к гладкому волноводу, то без принятия специальных мер обычно имеют место существенные отражения мощности волны. Основная цель проведенного с помощью метода матриц рассеяния исследования, состояла в сравнительном анализе различных вариантов согласования. Идеи большинства рассмотренных вариантов согласования содержатся в работе [94], где основное внимание уделено их теоретическому обоснованию с помощью леммы Лоренца. В качестве основного показателя степени согласования рассматривалась зависимость коэффициента отражения рабочей волны от ЗС на большей части первой полосы пропускания. Ограниченность данного рассмотрения состоит в том, что за его рамками остаются детали распространения волн в более высоких полосах прозрачности и не участвуют волны несимметричных типов (потенциальных конкурентов волны  $E_{01}$  в карсинотроне).

Основной интерес представляли несколько возможностей согласования, не требующих относительно большой длины перехода, для ЗС с относительно сильной дисперсией. Объектом согласования служила ЗС, у которой средний диаметр приблизительно равен рабочей длине волны. Однако этот конкретный пример используется в методических целях: предлагаемые рецепты легко распространить на случай произвольных ЗС. Синусоидальный профиль гофра имеет глубину  $l = 3,0$  мм, период  $d = 13,0$  мм и средний радиус  $R_0 = 14,0$  мм. Эта ЗС может считаться достаточно типичной в традиционной схеме умеренно релятивистского (с энергией частиц 300-400 кэВ) генератора встречной волны в диапазоне частот около 10 ГГц. Очень близкая геометрия использовалась в экспериментах [48,147].

Пусть для определенности число периодов  $N = 8$ . Выбранная ЗС обладает достаточно сильной дисперсией: нулевая гармоника имеет фазовую скорость меньше скорости света на частотах выше 10,8 ГГц. Очевидно, что задача согласования не распространяется на область частот вблизи основного брэгговского колебания  $\pi$ -вида на частоте 10,85 ГГц. Оно обладает относительно высокой добротностью (около 300) даже при качественном согласовании концов. В этом колебании безразмерные фазовые скорости нулевой гармоники попутной волны и (-1)-ой гармоники встречной волны составляют 0,965 и 0,933 соответственно. Во втором колебании  $\beta_h = 1,11$  и  $\beta_s = 0,80$ , а добротность значительно ниже в силу менее существенной роли внутренних распределенных отражений (и увеличения групповой скорости). Низкочастотное колебание (8,13 ГГц), как и в гиротронах, обусловлено близостью к критической частоте.

В отсутствие согласования на концах отражения от них обуславливают резонансные колебания во всей полосе прозрачности. Их число в первой полосе пропускания ЗС равняется  $(N - 1)$  [228,229]. Этот случай соответствует кривой 1 для частотной зависимости коэффициента отражения волны  $E_{01}$  от ЗС. Частоты этих колебаний соответствуют минимумам указанной зависимости.

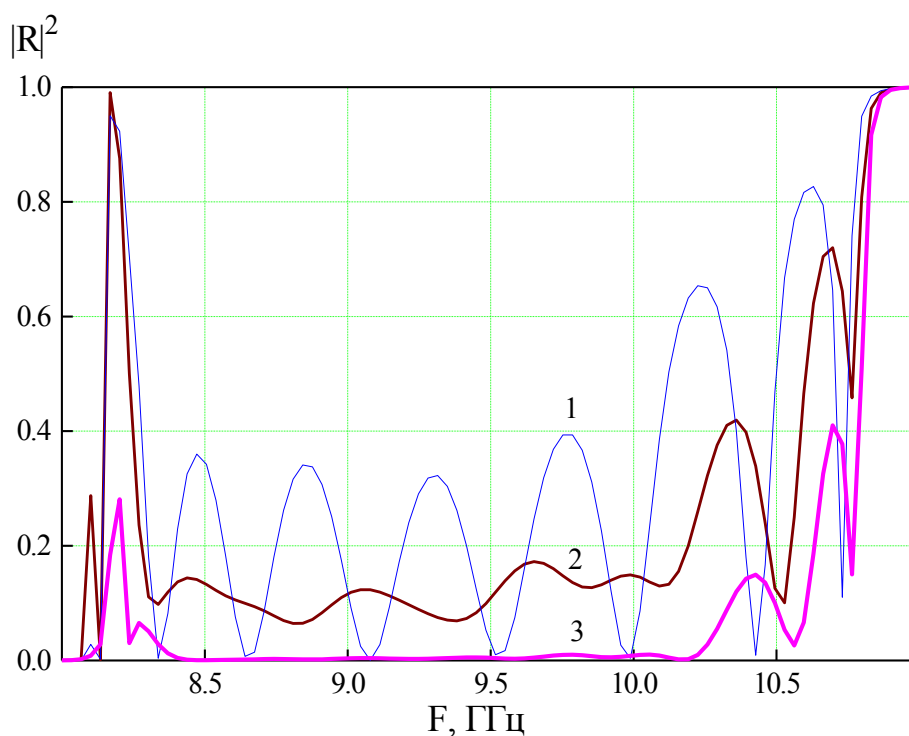


Рис. П2.1 Расчетные зависимости коэффициента отражения волны от ЗС: 1 – резкий переход к регулярному волноводу, 2 – один из концов согласован, 3 – оба конца согласованы адиабатическими переходами.

С уменьшением отражений от одного из концов ЗС, в результате использования адиабатического перехода (кривая 2), в средней части полосы пропускания исчезают выраженные резонансные колебания. Коэффициенты отражения мощности от конца ЗС на этих частотах составляют порядка 10÷15%. Использование одновременно двух одинаковых адиабатических переходов на концах ЗС (кривая 3) приводит к тому, что в рассматриваемой ЗС остаются по два достаточно различных колебания на границах полосы пропускания.

**Адиабатические переходы с сохранением периода гофр и среднего радиуса.** На рисунке (П2.2), изображающем геометрию, вертикальными курсорами ограничена область регулярной гофрированной структуры. Характер изменения глубины гофр на каждом из семи полупериодов подбирался таким, чтобы минимизировать отражения в средней части полосы пропускания. В

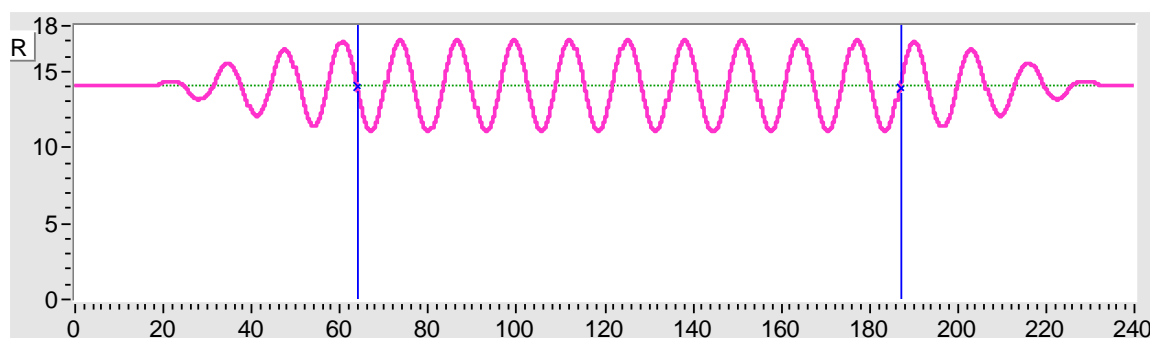


Рис П2.2 Геометрия ЗС и плавных переходов на концах.

частном случае, изображённом на рис. П2.2, порядок уменьшения амплитуды гофр дается рядом: 2,9; 2,7; 2,4; 2,0; 1,5; 1,0; 0,4.

Максимальный коэффициент отражения в широкой полосе частот составляет около 1% (кривая 3 на рис. П2.1). Это означает, что максимальный коэффициент отражения по полю от каждого перехода есть величина порядка 5%. Сокращение протяжённости перехода увеличивает коэффициенты отражения.

Известно, что поперечное волновое число в гофрированной структуре меньше, чем в волноводе, имеющим радиус равный среднему радиусу ЗС. То есть, создаются условия для запираения квазикритических мод. Наибольшую опасность с точки зрения возможной конкуренции в этом случае представляют более высокие типы волн. В следующем варианте перехода средний радиус плавно увеличивается при удалении от ЗС.

**Адиабатические переходы с изменением среднего радиуса и периода гофр.** Наилучшее согласование, как показывают расчёты, обеспечивается, если наряду с плавным уменьшением амплитуды гофр уменьшается и период.

Для такого типа переходов будет проще оперировать с аппроксимацией синусоиды в виде чередования конусных и цилиндрических участков. Сравнение дисперсионных характеристик для синусоидального профиля и такой аппроксимации указывает на незначительное отличие частот (десятые доли процента) для фиксированных продольных волновых чисел. Такая аппроксимация позволяет однозначно трактовать предлагаемые варианты согласования, с точки зрения их простоты и возможности практической реализации. Желательное для «горячего» эксперимента закругление острых углов трапеций вписанными радиусами не меняет общей картины.

Итак, пусть непосредственное примыкание на среднем радиусе ЗС осуществляется конусом с углом  $\alpha$  таким, что выполняется условие  $tg\alpha \cong 2\pi/d$ .

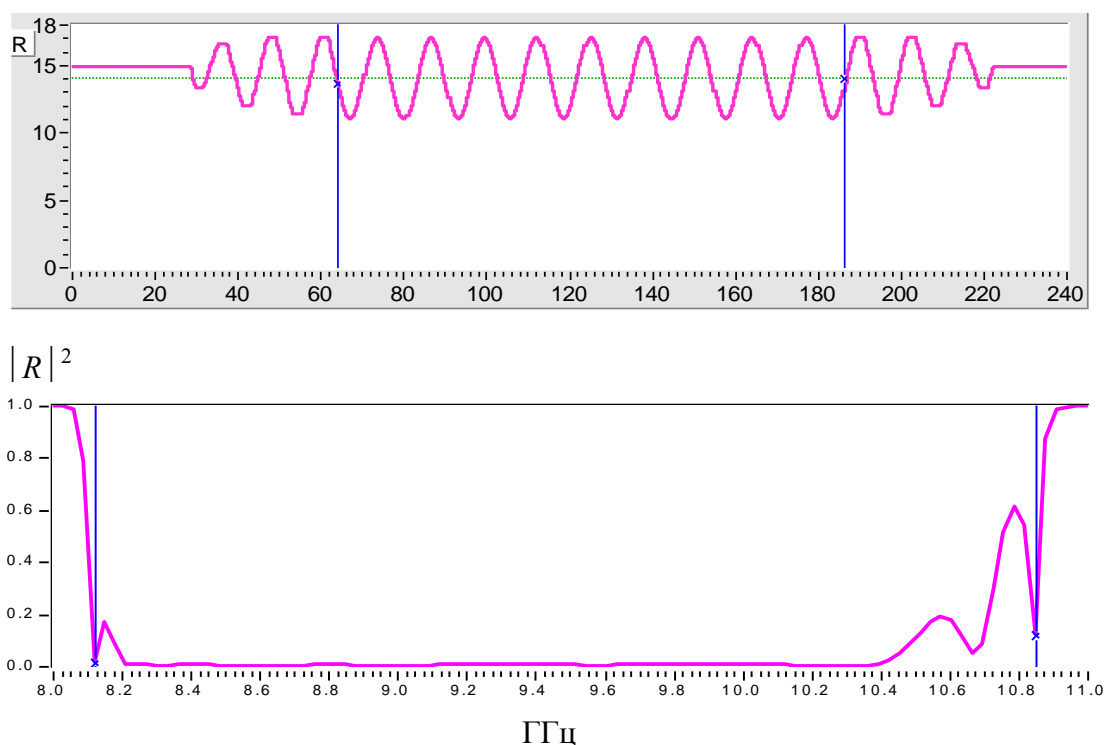


Рис. П2.3 Широкополосный вариант согласования ЗС.

Углы конусных участков сохраняем или постепенно снижаем при удалении от ЗС (в пределах до 10%). Выбор длин цилиндрических участков подчиним условию постепенного их уменьшения в совокупности на 10-15%. Если используется три периода гофр на участке согласования, легко подобрать профиль перехода (рис. П.2.3), обеспечивающий наиболее широкую полосу согласования, среди всех рассмотренных вариантов. В полосе частот 8,2-10,4 ГГц коэффициент отражения мощности волны от такой ЗС (с двумя одинаковыми переходами на концах) не более 1%.

Если не интересоваться условиями прохождения волны в окрестности границ полосы пропускания, то при сохранении среднего радиуса гофр адиабатический переход с плавным уменьшением глубины гофр и периода может считаться эталонным. Такого типа переход (всего 9 полупериодов; протяженность каждого снижается на 0,1 мм; амплитуды гофр убывают в виде ряда 2,9; 2,75; 2,5; 2,2; 1,9; 1,55; 1,15; 0,75; 0,35 мм) использовался на левом конце ЗС при анализе последующих вариантов согласований.

Каждый из рассматриваемых далее переходов обладает меньшей полосой согласования, и, поэтому требовал достаточно аккуратной схемы «измерений», когда отражения имеют место исключительно от исследуемого перехода на правом конце ЗС.

**Переходы с согласующим цилиндрическим отрезком.** Можно предположить, что по аналогии с известным в электродинамике приемом согласования двух передающих линий с помощью отрезка линии, выполняющего функцию трансформатора, существует такая же возможность и согласования ЗС с регулярным волноводом. В этом случае длина согласующего отрезка должна выбираться с учётом фазы ( $\varphi$ ), с которой заканчивается ЗС [94].

Среди множества существующих здесь вариантов остановимся на двух ( $\varphi = \pm \pi/2$ ), для которых радиус цилиндрического отрезка равен среднему радиусу ЗС, а соответствующая геометрия может хорошо вписываться в систему вывода сильноточного электронного пучка на коллектор (рис.П.2.4).

Длины отрезков ( $L_+$  и  $L_-$ ) необходимо выбирать для заданной частоты в соответствии с выражениями [94]:

$$L_+ = \frac{3}{4} \frac{\lambda_w}{2} + \frac{d}{4} \quad (П.2.1)$$

$$L_- = \frac{3}{4} \frac{\lambda_w}{2} - \frac{3d}{4}$$

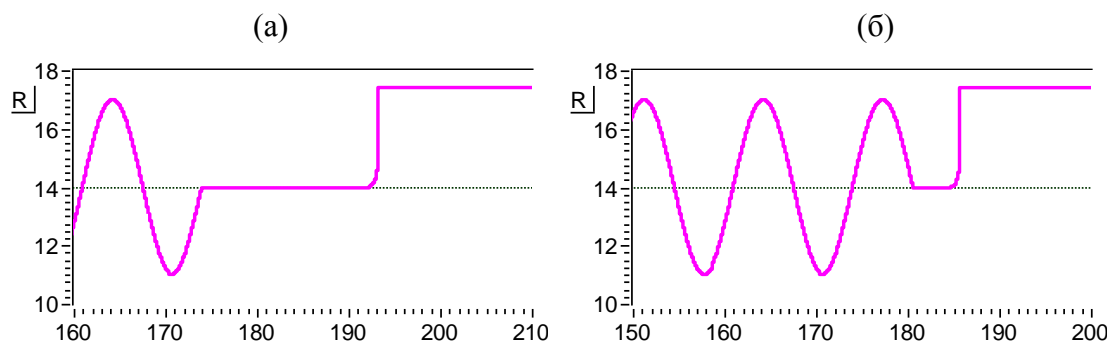


Рис.П.2.4 Согласующие переходы двух типов с цилиндрическими отрезками:  $L_+$  – (а) и  $L_-$  – (б).

где  $\lambda_w$  – длина волны в волноводе, с которым осуществляется согласование. Радиус этого полубесконечного волновода обозначим как  $R_w$ . Нулевой коэффициент отражения волны на некоторой частоте можно обеспечить, если выполняется условие, которое в соответствии с выражением (4.9) работы [94], запишем в виде:

$$R_w = R_0 + \frac{2l}{\left(\frac{\lambda_w}{d} - \frac{4d}{\lambda_w}\right)} \quad (\text{П2.2})$$

С другой стороны, имеется связь:

$$\lambda_w = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\nu_{01}\lambda}{2\pi R_w}\right)^2}} \quad (\text{П2.3})$$

Нетрудно установить, что при фиксированных параметрах  $R_0$ ,  $l$ ,  $d$  совместное решение уравнений (П2.2,3) позволяет найти значение  $R_w^*$ , которое соответствует некоторой заданной частоте. Если мы выбираем центральную частоту для согласования  $F = 10,0$  ГГц, то находим одно из условий минимального отражения:  $R_w = R_w^* \cong 17,4$  мм, тогда второе условие для длины дает:  $L_+ \cong 18,2$  мм и  $L_- \cong 5,3$  мм.

В расчетах была осуществлена проверка степени согласования в некотором диапазоне значений  $R_w$ . В каждом из этих случаев коэффициенты отражений были минимальны в полосе несколько процентов, которая могла сдвигаться в соответствии с условием (П2.1). Наиболее характерный график зависимости коэффициента отражения от частоты приведён на рис. П2.5. Нулевое значение коэффициента отражения соответствует условиям, которые близки к указанным решениям. Точное следование условию (П2.2) может быть и нецелесообразным, так как минимальный коэффициент отражения не превышает 1%, если разность  $(R_w - R_0)$  находится в пределах приблизительно  $2,5 \div 4,2$  мм. Дело в том, что максимально широкая полоса согласования соответствует некоторому превышению величины  $R_w$  над  $R_w^*$ . Трансформатор с меньшим отрезком волновода  $L_-$  обладает несколько более широкой полосой согласования (см. рис.П2.6) и, по-видимому, его следует считать предпочтительным.

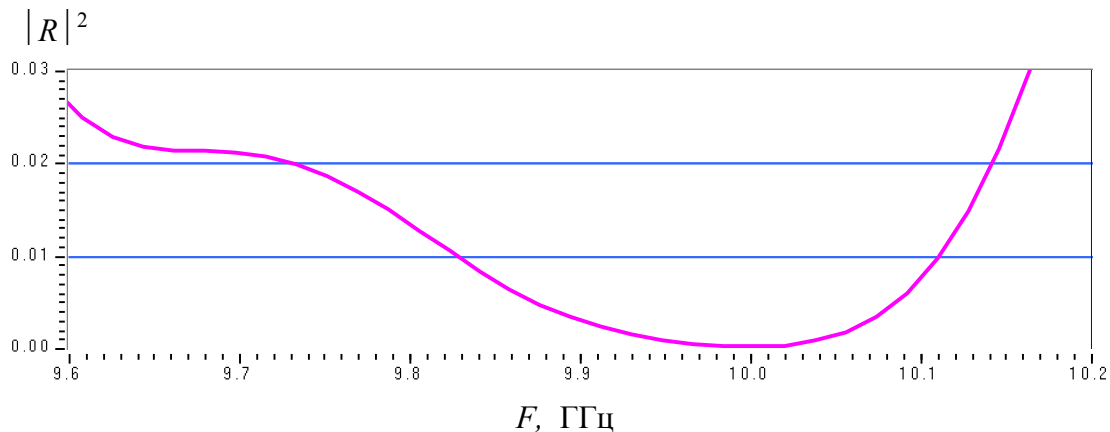


Рис. П2.5 Типичная зависимость коэффициента отражения от ЗС, согласованной на конце отрезком волновод  $L_+$ .

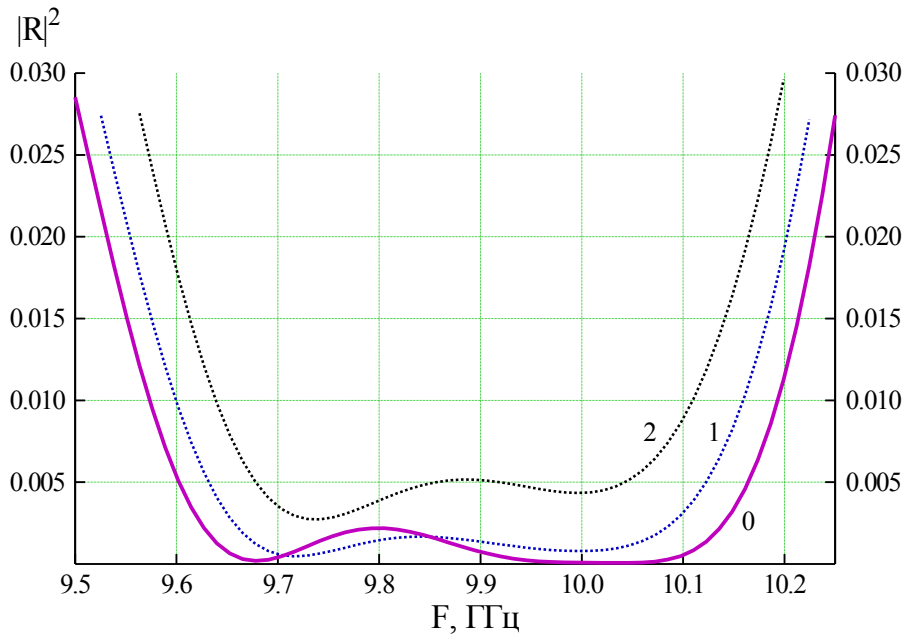


Рис. П2.6 Полосовые свойства согласующего отрезка  $L_+$  для различных радиусов закругления: 0, 1 и 2 мм соответственно.

Для «горячего» эксперимента целесообразно использовать закругление острой кромки на конце цилиндрического участка. Такая процедура не существенно повышает значение  $|R|_{\min}^2$ , если радиус закругления относительно мал (см. рис. П2.6). Однако в этом случае следует учитывать сужение полосы частот трансформатора.

**Короткие согласующие переходы комбинированного типа.** Самый короткий трансформатор из всех возможных – скачкообразное изменение диаметра непосредственно с определенной фазы гофрировки. Необходимость использования цилиндрического участка отпадает, если ЗС заканчивается фазой 0 (на максимальном радиусе) или  $\pi$  (на минимальном радиусе). Один из этих вариантов с оптимальным радиусом волновода ( $R_w \cong 12,5$  мм) иллюстрируется на рис. П2.7. Отметим существенное расхождение с рекомендациями теории. Оно состоит в следующем. В соответствии с выражениями (4.6,8) работы [94], условие для выбора радиуса  $R_w$  может иметь вид:

$$R_w = R_0 \mp \frac{4l}{\lambda_w^2 / d^2 - 4} \quad (\text{П2.4})$$

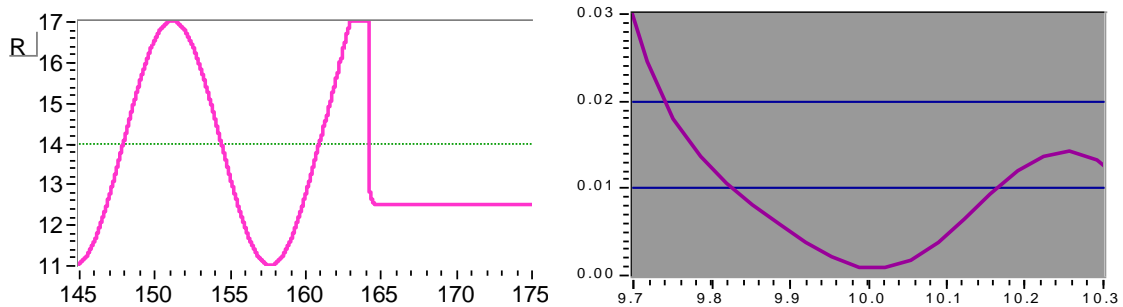


Рис. П2.7 Вариант согласования ЗС в полосе частот вблизи 10.0 ГГц для фазы гофрировки  $\varphi = 0$ .

где верхний знак соответствует  $\varphi = 0$ , а нижний  $\varphi = \pi$ . Вычисленные по этим формулам величины  $(R_w^* - R_0)$  приблизительно в два раза меньше, чем получаются в результате поиска оптимальных значений для той же частоты. Кроме этого, имелось еще отличие: при моделировании случая  $\varphi = \pi$  не обнаруживается зануление коэффициента отражения на какой-либо частоте (значение в минимуме составляет несколько процентов). Причина такого расхождения до конца не ясна. Можно лишь предполагать, что существенное различие фазовых скоростей волн слева и справа от плоскости перепада радиуса

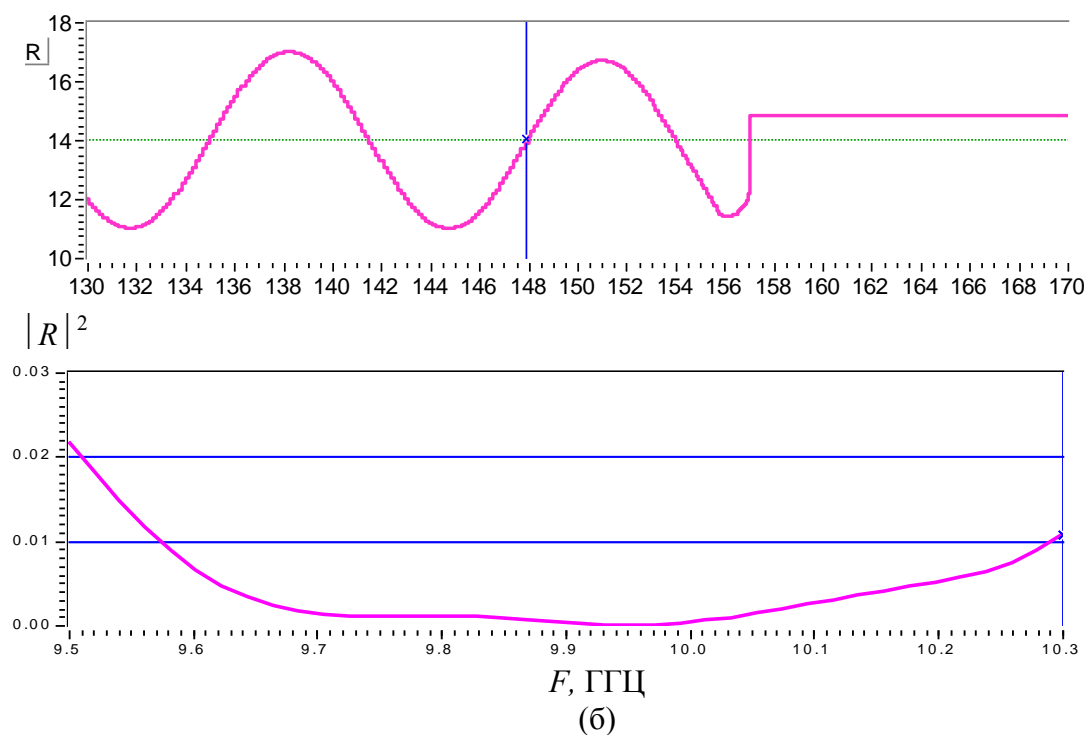
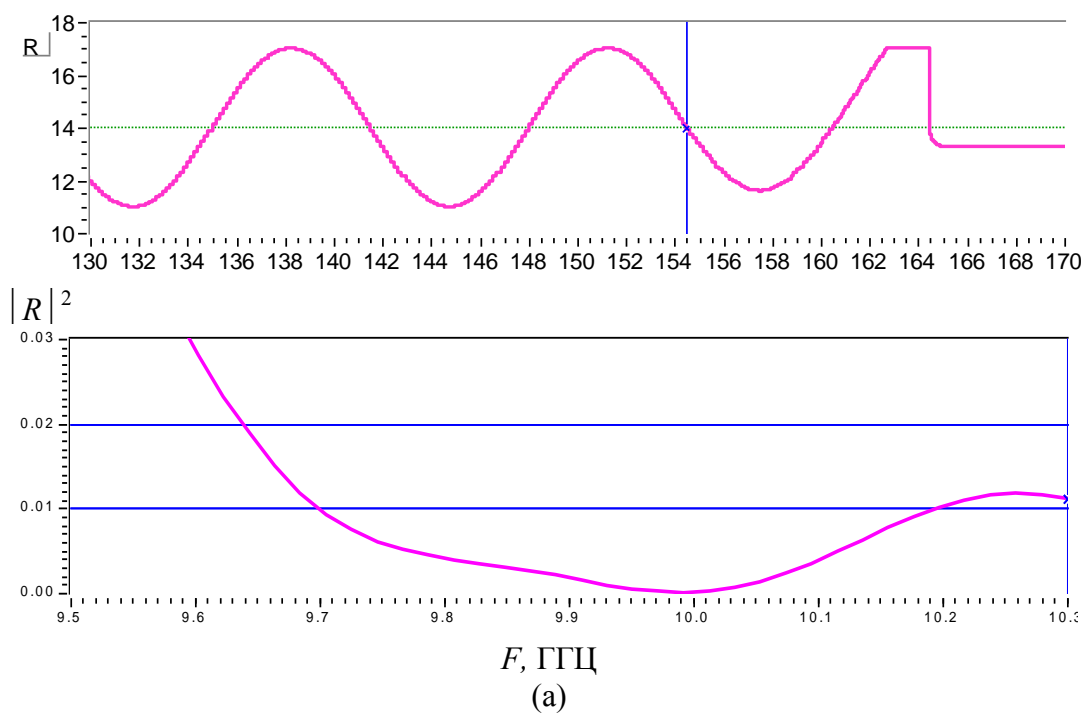


Рис. П2.8 Примеры коротких согласующих переходов их полосовые свойства.



волновода приводит к более заметной роли высших (не распространяющихся) волн. Эта роль проявляется в том, продольные волновые числа не испытывают скачка на границе раздела, так, что эффективное продольное волновое число волны плавно уменьшается слева направо. Возможно, именно по этой причине как бы экранирующее воздействие перепада эквивалентно эффекту снижения среднего радиуса гофрировки в случае  $\varphi = 0$  (см. формулу (П2.4)). Более предпочтительными для практического использования, по-видимому, следует считать комбинированные переходы – рис. П2.8. В них компенсирующий элемент в виде перепада радиусов (для фаз  $\varphi = 0$  или  $\varphi = \pi$ ) сочетается с незначительной деформацией профиля прилегающего полупериода гофрировки. Как видно из рис. П2.8, протяжённость переходов оказывается достаточно короткой, – курсором отделяется область регулярной ЗС. Степень согласования повышается при относительно меньшем значении перепада (можно сравнить с рис. П2.7), если период и амплитуда гофрировки уменьшаются. В случае  $\varphi = 0$  выгодно увеличивать средний радиус. В приведённых примерах, по существу, использован приём, зарекомендовавший себя в адиабатических переходах.

В экспериментальных макетах релятивистской ЛОВ использованы большинство описанных вариантов согласования. В последние годы более других, как правило, находят применение варианты согласования, изображённые на рисунках П2.2, П2.4(б) и П2.8(б).

**Задача согласования ЗС с повышенным поперечным размером** имеет специфические особенности. Во-первых, протяжённость адиабатических переходов должна возрастать пропорционально квадрату радиуса ЗС. Во-вторых, большое значение может приобретать вопрос о согласовании более высоких мод. Например, если согласование волны  $E_{01}$  достаточное, а волны  $E_{02}$  в области частот, где она может возбуждаться, – нет. С точки зрения селективного возбуждения низшей, симметричной моды становится более актуальной задача согласовать в большей степени именно конкурентов. В таком аспекте не все рассмотренные варианты согласования могут быть подходящими. В преимущественном положении оказываются адиабатические переходы П2.2 и, возможно, – комбинированный П2.8(б).

## Литература

1. Гапонов А. В. Взаимодействие непрямолинейных пучков с электромагнитными волнами в линиях передач. // Изв. Вузов. Радиофизика, 1960, Т.3, №1, с. 57-63.
2. Гапонов А. В., Петелин М. И., Юлпатов В. К. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике. // Изв. Вузов. Радиофизика, 1967, Т.10, №9-10, с. 1414-1466.
3. Grabil S. E., Nablo S. V. The generation and diagnoses of pulsed relativistic electron beams above  $10^{11}$  Watts. // IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1967, V. NS-14, №3, p. 782-788.
4. Воробьев Г. А., Месяц Г. А. Техника формирования высоковольтных наносекундных импульсов. // М.: Госатомиздат, 1963, 167 с.
5. Бугаев С. П., Загулов Ф. Я., Ковальчук Б. М., Месяц Г. А. Сильноточный импульсный ускоритель электронов. // Тезисы докладов Всесоюзной конференции по высоковольтной физической аппаратуре. Томск, 1967, с.48.
6. Месяц Г. А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. // М.: Сов. радио, 1974, 256 с.
7. Диденко А. Н., Григорьев В. П., Усов Ю. П. Мощные электронные пучки и их применение. // М.: Атомиздат, 1977, 153 с.
8. Бугаев С. П., Ильин В. П., Кошелев В. И., Месяц Г. А., Нечаев В. Е., Усов Ю. П., Фукс М. И., Яблоков Б. Н. Формирование сильноточных релятивистских электронных пучков для мощных генераторов и усилителей СВЧ. // В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький ИПФ АН СССР, 1979, с. 5-75.
9. Рухадзе А. А., Богданкевич Л. С., Рухлин В. Г., Росинский С. Е. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. // М.: Атомиздат, 1980, 163 с.
10. Гапонов-Грехов А. В., Петелин М. И. Релятивистская высокочастотная электроника. // Вестник АН СССР, 1979, №4, с. 11-23.
11. Петелин М. И. Принцип подобия для высокочастотных приборов с ультрарелятивистскими электронными потоками. // Изв. Вузов. Радиофизика, 1970, Т. 13, №10, с. 1586-1589.
12. Юлпатов В. К. Возбуждение колебаний в полном резонаторе релятивистским электронным пучком. // Изв. Вузов. Радиофизика, 1970, Т. 13, №12, с. 1784-1787.
13. Петелин М. И., Сморгонский А. В. К нелинейной теории убитрона. // Изв. Вузов. Радиофизика, 1973, Т. 16, №2, с. 232-237.
14. Ковалев Н. Ф. О расширении пределов применимости асимптотической теории черенковских СВЧ-приборов типа О. // Радиотехника и электроника, 1981, Т. 26, №6, с. 1337-1339.
15. Ковалев Н. Ф., Петелин М. И., Райзер М. Д., Сморгонский А. В. Приборы типа О, основанные на индуцированном черенковском и переходном излучениях релятивистских электронов. // В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с. 76-113.
16. Ковалев Н. Ф., Петелин М. И., Райзер М. Д., Сморгонский А. В., Цопп Л. Э. Генерация мощных импульсов электромагнитного излучения потоком релятивистских электронов. // Письма в ЖЭТФ, 1973, Т. 18, №4, с. 232-235.

17. Carmel Y., Ivers J., Kribel R. E. And Nation J. Intense coherent Cerenkov radiation due to the interaction of a relativistic electron beam with a slow-wave structure. // *Appl. Phys. Lett.*, 1974, V.33, p. 1278-1282.
18. Белоусов В. И., Бункин Б. В., Гапонов-Грехов А. В., Ельчанинов А. С., Загулов Ф. Я., Ковалев Н. Ф., Коровин С. Д., Месяц Г. А., Осипов М. Л., Петелин М. И., Прохоров А. М., Сисакян И. Н., Сморгонский А. В. Генерация мощного микроволнового излучения потоком релятивистских электронов в режиме периодического следования импульсов. // *Письма в ЖТФ*, 1978, Т. 4, №23, с.1443-1448.
19. Mesyats G. A., Zagulov F. Y., Elchaninov A. S., Korovin S. D., Rostov V. V. The reb pulse-periodic microwave generators. // *Proc. 4<sup>th</sup> Int. Conf. On High Power Electron and Ion Beam Research and Technology*. Palaiseau, 1981, V.2, p. 847-852.
20. Ельчанинов А. С., Загулов Ф. Я., Коровин С. Д., Месяц Г. А., Ростов В. В. Сильноточные импульсно-периодические ускорители электронов для генераторов СВЧ-излучения. // В кн.: *Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения*. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с. 5-21.
21. Коровин С. Д., Ростов В. В., Сморгонский А. В. Импульсно-периодический релятивистский карсинотрон. // *Изв. Вузов. Радиофизика*, 1986, Т.29, №10, с. 1278-1280.
22. Бункин Б. В., Гапонов-Грехов А. В., Ельчанинов А. С., Загулов Ф. Я., Коровин С. Д., Месяц Г. А., Осипов М. Л., Отливанчик Е. А., Петелин М. И., Прохоров А. М., Ростов В. В., Сисакян И. Н., Сморгонский А. В., Суворов В. А. Радиолокатор на основе СВЧ-генератора с релятивистским электронным пучком. // *Письма в ЖТФ*, 1992, Т. 18, №9, с.61-64.
23. Bunkin B. V., Gaponov-Grekhov A. V., Elchaninov A. S., Zagulov F. Y., Korovin S. D., Mesyats G. A., Osipov M. L., Otlivanchik E. A., Petelin M. I., Prohorov A., M., Rostov V. V., Sisakyan I. N., Smorgonsky A. V. Nanosecond radar system based on a repetitive pulsed relativistic BWO. // *Proc. 9<sup>th</sup> Int. Conf. On High-Power Particle Beams*. Washington, 1992, Vol. 1, p.192-205.
24. Wardrop B. A russian experimental high-power, short-pulse radar. // *The GEC J. of Technology*, 1997, V. 14, No. 3, p.3-21 (Адрес в Интернете: <http://gescmarc02.uuhost.uk.uu.net/journal/v14n3p141/>).
25. Ельчанинов А. С., Загулов Ф. Я., Ковальчук Б. М. Генератор коротких электронных пучков с встроенным в линию источником высокого напряжения. // В кн.: *Мощные наносекундные импульсные источники ускоренных электронов*. Новосибирск: Наука, 1974, с.119-123.
26. Загулов Ф. Я., Борисов В. Я., Власов Г. Я. И др. Импульсный наносекундный сильноточный ускоритель электронов с частотой срабатывания до 100 Гц. // *ПТЭ*, 1976, №5, с. 18-20.
27. Rohwein G. J., Buttram M. T., Prestwich R. R. Design and development of a 350 kV, 100 pps electron beam accelerator. // *Proc. 2th Int. Conf. On High Power Electron and Ion Beam*, Cornell University, New York, 1977, p.845-856.
28. Ельчанинов А. С., Загулов Ф. Я., Коровин С. Д., Месяц Г. А. Исследование стабильности высоковольтного разрядника с потоком рабочего газа между электродами. // *ПТЭ*, 1979, №4, с. 162-164.
29. Ельчанинов А. С., Загулов Ф. Я., Коровин С. Д., Ландль В. Ф., Лопатин В.В., Месяц Г. А. Ускорители сильноточных электронных пучков с высокой

- частотой следования импульсов. // В кн.: Сильноточные импульсные электронные пучки в технологии. Новосибирск: Наука, 1983, с. 5-21.
30. Коровин С. Д. Трансформатор Тесла в сильноточных импульсно-периодических ускорителях. // Препринт №47. Томск: ТФ СО АН СССР, 1988, 38 с.
  31. Быков Н. М., Иванов В. Н., Коровин С. Д., Полевин С. Д., Ройтман А. М. Сильноточный наносекундный ускоритель электронов с частотой повторения 1 кГц. // ПТЭ, 1991, с. 38-40.
  32. Быков Н. М., Вашаев О. А., Губанов В. П., Гунин А. В., Коровин С. Д., Якушев А. Ф. Сильноточный управляемый разрядник с частотой срабатывания 100 Гц. // ПТЭ, 1988, №6, с. 96-99.
  33. Коровин С. Д., Ростов В. В. Сильноточные наносекундные импульсно-периодические ускорители электронов на основе трансформатора Тесла. // Изв. Вузов. Физика, 1996, Т.39, №12, с. 21-30.
  34. Ростов В. В. Исследование высокочастотных генераторов на основе сильноточных импульсно-периодических ускорителей электронов. // Кандидатская диссертация. Томск: ИСЭ СО АН СССР, 1985.
  35. Ельчанинов А. С., Загулов Ф. Я., Коровин С. Д., Ростов В. В., Сморгонский А. В. Клистрон с релятивистским электронным пучком. // Изв. Вузов. Радиофизика, 1982, Т.25, №8, с. 966-968.
  36. Ельчанинов А. С., Коровин С. Д., Месяц Г. А., Ростов В. В. Вынужденное ондуляторное излучение в режиме высокого КПД. // Письма в ЖТФ, 1984, Т.10, №18, с.1113-1118.
  37. Братман В. Л., Губанов В. П., Денисов Г. Г., Коровин С. Д., Полевин С. Д., Ростов В. В., Сморгонский А. В. Релятивистские оротроны – мощные источники когерентного миллиметрового излучения. // Письма в ЖТФ, 1984, Т.10, №13, с.807-811.
  38. Зайцев Н. И., Ковалев Н. Ф., Кольчугин Б. Д., Фукс М. И. Экспериментальное исследование релятивистского карсинотрона. // ЖТФ, 1982, Т.52, №8, с.1611-1617.
  39. Александров А. Ф., Галузо С. Ю., Канавец В. И., Плетюшкин В. А., Слепков А. И. Особенности черенковского излучения релятивистского электронного потока в гофрированном волноводе. // ЖТФ, 1980, Т.50, №11, с.2381-2389.
  40. Иванов В. С., Кременцов С. И., Куценко В. А., Райзер М. Д., Рухадзе А. А. Исследование релятивистского черенковского автогенератора. // ЖТФ, 1981, Т.51, №5, с.970-975.
  41. Иванов В. С., Ковалев Н. Ф., Кременцов С. И., Райзер М. Д. Релятивистский карсинотрон миллиметрового диапазона. // Письма в ЖТФ, 1978, Т.14, №4, с.817-820.
  42. Ельчанинов А. С., Коровин С. Д., Месяц Г. А., Шпак В. Г., Яландин М. И. Генерация мощного СВЧ-излучения с использованием сильноточных мини-ускорителей. // Докл. АН СССР, 1984, Т.279, №3, с. 624-626.
  43. Быков Н. М., Коровин С. Д., Месяц Г. А., Шпак В. Г., Яландин М. И. Экспериментальное исследование генерации мощного СВЧ-излучения в релятивистских карсинотронах миллиметрового диапазона. // Письма в ЖТФ, 1985, Т.11, №9, с.541-545.
  44. Кузнецов П. И., Стратанович Р. Л. Об оптимальном переходе между двумя различными однородными линиями. // Радиотехника, 1954, №2, с. 13-20.
  45. Губанов В. П., Коровин С. Д., Пегель И. В., Ростов В. В., Степченко А. С., Ульмаскалов М. Р., Шпак В. Г., Шунайлов С. А., Яландин М. И. Генерация

- мощных наносекундных импульсов электромагнитного излучения. // Письма в ЖТФ, 1994, Т.20, №14, с.89-93.
46. Быков Н. М., Губанов В. П., Гунин А. В., Денисов Г. Г., Загулов Ф. Я., Коровин С. Д., Ларичев Ю. Д., Орлова И. М., Полевин С. Д., Ростов В. В., Сморгонский А. В., Якушев А. Ф. Релятивистские импульсно-периодические СВЧ-генераторы сантиметрового диапазона длин волн. // В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 5, Горький: ИПФ АН СССР, 1988, с. 101-124.
  47. Быков Н. М., Губанов В. П., Гунин А. В., Коровин С. Д., Полевин С. Д., Ростов В. В., Сморгонский А. В., Якушев А. Ф. Релятивистский карсинотрон с высокой средней мощностью. // ЖТФ, 1989, Т.59, №5, с.32-38.
  48. Bykov N. M., Gubanov V. P., Gunin A. V., Korovin S. D., Mesyats G. A., Polevin S. D., Roitman A. M., Rostov V. V., Smorgonsky A. V., Yakushev A. F. Relativistic pulsed periodic microwave oscillators. // Proc. Of 8<sup>th</sup> Int. Conf. On High Power Particle Beams, Novosibirsk, 1990, p. 1141-1146.
  49. Зернов Н. В., Карпов В. Г. Теория радиотехнических цепей. // Л.: Энергия, 1972, 578с.
  50. Богданкевич Л.С., Рухадзе А. А. Устойчивость релятивистских электронных пучков. // УФН, 1971, Т.103, №4, с.609-640.
  51. Глейзер И. З., Диденко А. Н., Жерлицин А. Г., Красик Я. Е., Усов Ю. П., Цветков В. И. Получение трубчатого релятивистского электронного пучка в коаксиальной пушке с магнитной изоляцией. // Письма в ЖТФ, 1975, Т.1, №10, с.463-465.
  52. Беломытцев С. Я., Бугаев С.П., Кошелев В. И., Месяц Г. А., Попова Г. С., Свешникова В. М., Сухушин К.Н., Тимофеев М. Н. О характеристиках трубчатого электронного пучка, формируемого в диодах с магнитной изоляцией. // Письма в ЖТФ, 1978, Т.4, №23, с.1438-1442.
  53. Нечаев В. Е., Фукс М. И. Формирование трубчатого сильноточного пучка релятивистских электронов в системе с магнитной изоляцией (приближенный расчет). // ЖТФ, 1977, Т.47, №11, с.2347-2353.
  54. Федосов А. И., Литвинов Е. А., Беломытцев С. Я., Бугаев С.П. К расчету характеристик электронного пучка, формируемого в диоде с магнитной изоляцией. // Изв. Вузов. Физика, 1977, №10, с.134-135.
  55. Нечаев В. Е. Формирование электронного потока в коаксиальной пушке в сильном продольном магнитном поле. // Физика плазмы, 1979, Т.5, №3, с.706-710.
  56. Беломытцев С. Я., Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Федосов А. И. Характеристики электронного пучка, формируемого в диоде с магнитной изоляцией. // Физика плазмы, 1981, Т.7, №1, с.86-90.
  57. Ковалев Н. Ф., Фукс М. И. Стационарные состояния замагниченных тонкостенных сильноточных пучков релятивистских электронов. // ЖТФ, 1982, Т.52, №10, с.2002-2008.
  58. Нечаев В. Е. О возможностях аналитического рассмотрения формирования РЭП в коаксиальном диоде при различных изолирующих магнитных полях. // Тез. Докл.: 4-й Всесоюзный симпозиум по сильноточной электронике, Томск, 1982, Т.1, с.241-244.
  59. Бугаев С. П., Зайцев Н. И., Ким А. А., Кошелев В. И., Федосов А. И., Фукс М. И. Процессы в диодах с магнитной изоляцией, использующих взрывную эмиссию электронов. // В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника.

- Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с. 36-61.
60. Брейзман Б. Н., Рютов Д. Д. К теории фокусировки релятивистского электронного пучка в диоде. // Докл. АН СССР, 1975, Т.225, №6, с. 1308-1311.
  61. Рютов Д. Д. О критическом токе релятивистских электронных пучков. // ЖТФ, 1977, Т.47, №4, с.709-715.
  62. Беломытцев С. Я., Коровин С. Д., Месяц Г. А. Эффект экранировки в сильноточных диодах. // Письма в ЖТФ, 1980, Т.6, №18, с.1089-1092.
  63. Vykov N. M., Gubanov V. P., Gunin A. V., Korovin S. D., Kutenkov O. P., Landl V. F., Mesyats G. A., Polevin S. D., Rostov V. V., Zagulov F. Ya. Development of long lifetime cold cathode. // Proc. Of 10<sup>th</sup> Int. Pulsed Power Conf., Albuquerque, 1995, p. 71-74.
  64. Коровин С. Д., Пегель И. В. Структура сильноточного РЭП, формируемого в коаксиальном магнитоизолированном диоде с кромочным катодом. // ЖТФ, 1992, Т.62, №4, с.139-145.
  65. Ельчанинов А. С., Загулов Ф. Я., Коровин С. Д., Месяц Г. А. О стабильности релятивистских электронных пучков. // ЖТФ, 1981, Т.51, №5, с.1005-1008.
  66. Бондарь Ю. Ф., Заворотный С. И., Ипатов А. Л., Карбушев Н. И., Ковалев Н. Ф., Лоза О. Т., Мхеидзе Г. П., Овчинников А. А., Рухадзе А. А., Цопп Л. Э. Исследование генерации высокочастотного излучения в карсинотроне с релятивистским электронным пучком. // Физика плазмы, 1983, Т.9, №2, с. 383-391.
  67. Коровин С. Д., Пегель И. В. Численный расчёт формирования сильноточных электронных потоков в коаксиальных магнито-изолированных диодах // ЖТФ, 1994, Т.64, №3, с.140-156.
  68. Гром Ю. Д., Нечаев В. Е., Офицеров М. М., Сергеев А. С., Фукс М. И. О возможностях управления поперечным распределением плотности РЭП в коаксиальном диоде с магнитной изоляцией. // Тез. Докл.: 4-й Всесоюзный симпозиум по сильноточной электронике, Томск, 1982, Т.1, с.163-166.
  69. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Импульсный электрический разряд в вакууме. // Новосибирск: Наука, 1984, 256с.
  70. Korovin S. D., Polevin S. D., Roitman A. M., Rostov V. V., Moreland L. D., Schamiloglu E. A high power microwave generator based on a relativistic BWO. // Proc. SPIE Int. Symp. On Optical Science Engineering and Instrumentation, San-Diego, 1995, Vol. 2557, p. 422-433.
  71. Gunin A. V., Korovin S. D., Landl V. F., Mesyats G. A., and Rostov V. V. Experimental studies of long-lifetime cold cathodes for high power microwave oscillators. // Proc. of 12<sup>th</sup> IEEE Int. Pulsed Power Conf., Monterey, USA, 1999, pp. 833-836.
  72. Гунин А. В., Коровин С. Д., Ландль В. Ф., Месяц Г. А., Ростов В. В. Взрывоэмиссионный катод с большим временем жизни. // Письма в ЖТФ, 1999, Т.25, № 22, с.84-94.
  73. Куркан И. К., Ростов В. В., Тотменинов Е. М. О возможности снижения магнитного поля в релятивистской ЛОВ. // Письма в ЖТФ, 1998, Т.24, №10, с.43-47.
  74. Gunin A. V., Korovin S. D., Kurkan I. K., Pegel I. V., Rostov V. V., and Totmeninov E. M. Relativistic BWO with electron beam pre-modulation. // Proc. Of 12<sup>th</sup> Int. Conf. On High Power Particle Beams, Haifa, 1998, Vol. 2, p. 849-852.

75. Abubakirov E.B., Fuchs M.I., Kolganov L.G. et. al.// Abstr. of III Int. Workshop «Strong Microwaves in plasmas». - N.Novgorod, Russia, 1996, p.S19.
76. Шестопалов В. П. Дифракционная электроника. // Харьков: Высшая школа, 1976, 231с.
77. Зайцев Н. И., Ковалев Н. Ф., Кольчугин Б. Д., Петелин М. И., Яшнов А. А. Генерация мод шепчущей галереи релятивистским электронным пучком в условиях черенковского синхронизма. // Тез. Докл.: 4-й Всесоюзный симпозиум по сильноточной электронике, Томск, 1982, Т.2, с.136-138.
78. Братман В. Л., Губанов В. П., Денисов Г. Г., Коровин С. Д., Офицеров М. М., Полевин С. Д., Ростов В. В. Релятивистские генераторы миллиметрового диапазона длин волн. // В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 4, Горький: ИПФ АН СССР, 1984, с. 119-177.
79. Bratman V.L., Denisov G. G., Kolchugin V. D., Korovin S. D., Polevin S. D., Rostov V. V. Powerful electromagnetic millimeter-wave generators based on the stimulated Cherenkov radiation on relativistic electron beams. // Int. J. Of Infrared and Millimeter Waves, 1984, Vol. 5, №10, p. 1311-1332.
80. Александров А. Ф., Галузо С. Ю., Канавец В. И., Плетюшкин В. А. Возбуждение поверхностных волн релятивистским электронным потоком в диафрагмированном волноводе. // ЖТФ, 1981, Т. 51, №8, с.1727-1732.
81. Братман В. Л., Денисов Г. Г., Коровин С. Д., Полевин С. Д., Ростов В. В., Якушев А. Ф. Релятивистский черенковский генератор миллиметрового диапазона длин волн. // Письма в ЖТФ, 1983, Т. 9, №10, с.617-620.
82. Bratman V.L., Denisov G. G., Korovin S. D., Ofitserov M. M., Polevin S. D., Rostov V. V. Millimeter-wave HF Relativistic electron oscillators. // IEEE Trans. On Plasma Science, 1987, Vol. PS-15, №1, p. 2-15.
83. Коровин С. Д., Полевин С. Д., Ростов В. В. Мощные черенковские СВЧ-генераторы на основе сильноточных наносекундных электронных пучков. // Изв. Вузов. Физика, 1996, Т.39, №12, с. 5-20.
84. Бугаев С. П., Канавец В. И., Климов А. И., Кошелев В. И., Черепенин В. А. Релятивистский многоволновый черенковский генератор. // Письма в ЖТФ, 1983, Т. 9, №22, с.1385-1390.
85. 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 кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 5, Горький: ИПФ АН СССР, 1988, с. 78-100.
86. Коровин С. Д., Месяц Г. А., Полевин С. Д. Генератор мощного миллиметрового излучения на эффекте Смита-Парселла. // Письма в ЖТФ, 1984, Т. 10, №20, с.1289-1292.
87. Абубакиров Э.Б., Ковалев Н. Ф., Петелин М. И., Сморгонский А. В. О возможности совмещения высокой эффективности с высокой селективностью в секционированных высокочастотных релятивистских генераторах. // Тез. Докл. 4 Всесоюзного семинара по релятивистской электронике, М.: Изд-во МГУ, 1984, с. 72.
88. Абубакиров Э.Б., Сморгонский А. В. Получение стабильных режимов автоколебаний в релятивистском секционированном СВЧ-генераторе. // Радиотехника и электроника, 1990, Т. 5, №1, с.133-138.
89. Братман В. Л., Губанов В. П., Денисов Г. Г., Коровин С. Д., Полевин С. Д., Ростов В. В., Сморгонский А. В. Экспериментальное исследование

- секционированного СВЧ-генератора с релятивистским электронным пучком. // Письма в ЖТФ, 1988, Т. 9, №1, с.9-14.
90. Братман В. Л., Денисов Г. Г., Ковалев Н. Ф., Коровин С. Д., Петелин М. И., Полевин С. Д., Ростов В. В., Сморгонский А. Релятивистский СВЧ-прибор. // А. С. № 1457708. Приоритет от 28.01.87. Кл. Н01. J 25/00.
  91. Ковалев Н. Ф., Кольчугин Б. Д., Кротова З. Н. Ультрарелятивистский твистрон. // Радиотехника и электроника, 1975, Т. 20, №12, с.2636-2637.
  92. Ковалев Н. Ф., Кольчугин Б. Д., Кротова З. Н. Ультрарелятивистский усилительный клистрон с распределенным взаимодействием. // Радиотехника и электроника, 1975, Т. 20, №6, с.1309-1311.
  93. Ковалев Н. Ф., Петрухина В. И., Сморгонский А. В. Ультрарелятивистский карсинотрон. // Радиотехника и электроника, 1975, Т. 20, №7, с.1547-1550.
  94. Ковалев Н. Ф. Исследование высокочастотных генераторов обратной волны, основанных на индуцированном черенковском излучении сильноточных релятивистских электронных потоков. // Кандидатская диссертация. Горький: ИПФ АН СССР, 1983.
  95. Гинзбург Н. С., Кузнецов С. П., Федосеева Т. Н. Теория переходных процессов в релятивистской ЛОВ. // Изв. Вузов. Радиофизика, 1978, Т.21, №7, с. 1037-1052.
  96. Sweigle J. A., Poukey J. W., and Leifeste G. T. Backward wave oscillators with rippled wall resonators: analytic theory and numerical simulation. // Phys. Fluids, 1985, Vol. 28, pp. 2882-2894.
  97. Carmel Y., Lou W. R., Rodgers J., Guo H., Destler W. W., Granatstein V. L., Levush B., Antonsen T., and Bromborsky A. From linearity towards chaos: basic studies of relativistic backward-wave oscillators. // Phys. Rev. Lett., 1992, Vol. 69, pp. 1652-1655.
  98. Moreland L. D., Shamiloglu E., Lemke R. W., Roitman A. M., Korovin S. D., and Rostov V. V. Enhanced frequency agility of high-power relativistic backward wave oscillators. // IEEE Transaction on Plasma Science, 1996, Vol. 24, №3, pp. 852-858.
  99. Gubanov V. P., Korovin S. D., Pegel I. V., Rostov V. V., Stepchenko A. S., and Totmeninov E. M. Compact Source of high-power microwaves. // Proc. Of SPIE «Intense Microwave Pulses 4», Denver, Colorado, 1996, Vol. 2843, pp. 228-237.
  100. Ковалев Н. Ф., Петелин М. И. Селекция мод в высокочастотных релятивистских электронных генераторах с распределенным взаимодействием. // В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с. 62-100.
  101. Клеен В., Пешль К. Введение в электронику сверхвысоких частот: лампы с длительным взаимодействием. // М.: Сов. Радио, 1963, 271 с.
  102. Альтшулер Ю. Г., Татаренко А. С. Лампы малой мощности с обратной волной. // М.: Сов. Радио, 1963, 296 с.
  103. Вайнштейн Л. А. О релятивистских электронных приборах типа «О». // ЖТФ, 1979, т. 49, №6, с. 1129-1147.
  104. Ковалев Н. Ф., Петрухина В. И. Ультрарелятивистский карсинотрон со скачком сопротивления связи. // Электронная техника, серия1: Электроника СВЧ, 1977, №7, с. 102-105.
  105. Ельчанинов А. С., Загулов Ф. Я., Ковалев Н. Ф., Месяц Г. А., Коровин С. Д., Ростов В. В., Сморгонский А. В. Высокоэффективный релятивистский карсинотрон. // Письма в ЖТФ, 1980, Т. 6, №7, с.1443-1447.



106. Шевчик В. Н., Трубецков Д. И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. // М.: Сов. Радио, 1970, 584с.
107. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т.2 Теория поля. // М.: Наука, 1988, 509 с.
108. Гинзбург В. Л. Об использовании эффекта Черенкова для излучения радиоволн. // ДАН СССР, 1947, Т. 56, №3, с. 294-296.
109. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т.1 Механика. // М.: Наука, 1988, 213 с.
110. Коломенский А. А., Лебедев А.Н. Авторезонансное движение частиц в плоской электромагнитной волне. // ДАН СССР, 1962, Т. 145, №6, с. 1259-1265.
111. Давыдовский В. Я. О возможностях резонансного ускорения заряженных частиц электромагнитными волнами в постоянном магнитном поле. // ЖЭТФ, 1962, Т. 43, №3(9), с. 886-892.
112. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Нусинович Г. С., Петелин М. И., Юлпатов В. К. Циклотронные и синхротронные мазеры. // В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с. 157-216.
113. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. // М.: Сов. Радио, 1957, 580 с.
114. Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. // М.: Сов. Радио, 1973, 399 с.
115. Ковалев Н. Ф. Электродинамическая система ультрарелятивистской ЛОВ. // Электронная техника, серия1: Электроника СВЧ, 1978, №3, с. 102-106.
116. Гайдук В. И., Палатов К. И., Петров Д.М. Физические основы электроники СВЧ. // М.: Сов. Радио, 1971, 600 с.
117. Гинзбург Н. С., Новожилова Ю. В. Нелинейная теория вынужденного рассеяния волноводных мод на релятивистском электронном пучке, фокусируемом продольным магнитным полем. Основные уравнения. // Радиотехника и электроника, 1984, Т. 29, №12, 2419-2429.
118. Brejzman V. N., Ryutov D. D. Powerful relativistic electron beams in a plasma and a vacuum. // Nuclear fusion, 1974, Vol. 14, № 6, p. 1589-1596.
119. Петелин М. И. Генерация когерентного излучения интенсивными потоками релятивистских электронов. // В кн.: Лекции по электронике СВЧ (3-я зимняя школа-семинар инженеров), Саратов: СГУ, 1974, ч. 4, с. 179-208.
120. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Ковалев Н. Ф., Нусинович Г. С., Петелин М. И. Общие свойства коротковолновых приборов с длительной инерционной группировкой. // В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с. 249-274.
121. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Петелин М. И. Теория лазеров и мазеров на свободных электронах. // В кн.: Лекции по электронике СВЧ (5-я зимняя школа-семинар инженеров). Саратов: Изд. Сарат. Ун-та, 1981, ч. 1, с. 69-172.
122. Рабинович М. И., Трубецков Д. И. Введение в теорию колебаний и волн. // М.: Наука, 1984, 431с.
123. Гинзбург Н. С. Нелинейная теория вынужденного ондуляторного излучения и вынужденного рассеяния волн на магнитонаправляемых релятивистских электронных пучках в поперечно-ограниченных электродинамических системах. // В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 3. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с. 26-95.

124. Поляк В. Е., Филатов В. А. Особенности группировки и энергообмена с бегущей волной при оптимальном взаимодействии О-типа. // Радиотехника и электроника, 1986, Т. 31, №11, с. 2233-2241.
125. Кротова З. Н., Чертков Ю. С. К нелинейной теории СВЧ генераторов, основанных на индуцированном черенковском излучении релятивистских электронных потоков. // Изв. Вузov. Радиофизика, 1974, Т. 17, №3, с. 413-415.
126. Арнольд В. И. Математические методы классической механики. // М.: Наука, 1979, 426 с.
127. Филимонов Г. Ф. Изохронная лампа бегущей волны. // Радиофизика и электроника. 1958, Т. 2, №1, с. 85-91.
128. Белявский Е. Д. О режиме работы приборов О-типа с захватом электронных сгустков полем электромагнитной волны. // Радиотехника и электроника, 1971, Т. 16, №1, с. 208-215.
129. Кураев А. А., Соловей М. П. Оптимизация ЛБВО с нерегулярной замедляющей структурой. // Радиотехника и электроника, 1982, Т. 27, №6, с. 1234-1241.
130. Гинзбург Н. С., Манькин Н. А., Поляк В. Е., Сергеев А. С., Сморгонский А. В., Филатов В. А. Режим захвата частиц синхронной волной как метод повышения КПД приборов СВЧ. // В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 5. Горький: ИПФ АН СССР, 1988, с. 37-77.
131. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. // М.: Наука, 1971, 1108 с.
132. Клистроны. Пер. с англ. под ред. Е. Д. Науменко. М.: Сов. Радио, 1952, 327 с.
133. Лебедев И. В. Техника и приборы СВЧ. Т. 2. // М.: Высшая шк., 374 с.
134. Коровин С. Д., Куркан И. К., Ростов В. В., Тотьменинов Е. М. Релятивистская ЛОВ с сосредоточенным резонансным рефлектором. // Изв. Вузov. Радиофизика, 1999, Т. 42, №12, с. 1189-1196.
135. Рапопорт Г. Н. О механизме повышения эффективности ЛОВ с ростом параметра пространственного заряда. // Радиотехника и электроника, 1958, Т. 3, №5, с. 255-261.
136. Кац А. М., Ильина Е. М., Манькин И. А. Нелинейные явления в СВЧ приборах О-типа с длительным взаимодействием. М.: Сов. Радио, 1975, 311 с.
137. Korovin S. D., Polevin S. D., Rostov V. V., Roitman A. M. The Nonuniform Phase-Velocity Relativistic BWO. // Proc. Of the 9<sup>th</sup> Int. Conf. On High Power Particle Beams, Washington, 1992, Vol. 3, pp. 1580-1585.
138. Korovin S. D., Pegel I. V., Polevin S. D., Roitman A. M., Rostov V. V. Efficiency Increase of Relativistic BWO. // Proc. Of the 9<sup>th</sup> IEEE Int. Pulsed Power Conf., Albuquerque, NM, 1993, pp. 392-395.
139. Moreland L. D., Shamiloglu E., Lemke R. W., Korovin S. D., Rostov V. V., Roitman A. M., Hendricks K. J. and Spencer T. A. Efficiency Enhancement of High Power Vacuum BWOs Using Nonuniform Slow Wave Structures. // IEEE Transaction on Plasma Science, 1994, Vol. 22, №5, pp. 554-565.
140. Korovin S. D., Pegel I. V., Polevin S. D., Roitman A. M., Rostov V. V., Bratman V. L., Denisov G. G. And Smorgonsky A. V. High Power Microwave Cherenkov Oscillators With High Current Relativistic Electron Beams // Proc. Of the 16<sup>th</sup> IEEE Int. Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. 1994, SPIE, pp. 506-511.

141. Коровин С. Д., Полевин С. Д., Ройтман А. М., Ростов В. В. Релятивистская ЛОВ с переменной фазовой скоростью. // Письма в ЖТФ, 1992, Т. 18, №8, с.63-67.
142. Коровин С. Д., Полевин С. Д., Ройтман А. М., Ростов В. В. Влияние попутной волны на работу релятивистской ЛОВ. // Письма в ЖТФ, 1994, Т. 20, №1, с.12-16.
143. Коровин С. Д., Полевин С. Д., Ройтман А. М., Ростов В. В., Морелэнд Л. Д., Шамильоглы И. Влияние попутной волны на эффективность генерации СВЧ-излучения в релятивистской ЛОВ. // Изв. Вузов. Физика, 1996, Т.39, №12, с. 49-55.
144. Коровин С. Д., Полевин С. Д., Ройтман А. М., Ростов В. В. Релятивистская ЛОВ с неоднородной фазовой скоростью синхронной гармоника. // Изв. Вузов. Физика, 1996, Т.39, №12, с. 56-61.
145. Гунин А. В., Кицанов С. А., Климов А. И., Коровин С. Д., Пегель И. В., Полевин С. Д., Ройтман А. М., Ростов В. В., Степченко А. С., Сухов М. Ю. Релятивистская 3-сантиметровая ЛОВ с импульсной мощностью 3 ГВт. // Изв. Вузов. Физика, 1996, Т.39, №12, с. 84-88.
146. Gunin A. V., Klimov A. I., Korovin S. D., Pegel I. V., Polevin S. D., Rostov V. V. Relativistic X-band BWO with 3-GW Output Power. // IEEE Transaction on Plasma Science, 1998, Vol. 26, №3, pp. 326-331.
147. Gubanov V. P., Korovin S. D., Pegel I. V., Roitman A. M., Rostov V. V. and Stepchenko A. S. Compact 1000 pps High-Voltage Nanosecond Pulse Generator. // IEEE Transaction on Plasma Science, 1997, Vol. 25, №2, pp. 258-265.
148. Gunin A.V., Klimov A.I., Korovin S.D., Pegel I.V., Polevin S.D., Roitman A.M., Rostov V.V., and Stepchenko A.S. Relativistic X-band BWO with 3 GW Pulse // Proc. Int. Workshop on High Power Microwave Generation and Pulse Shortening. - Edinburg. June 1997. -P. 173-177.
149. Ельчанинов А. С., Загулов Ф. Я., Коровин С. Д., Месяц Г. А., Ростов В. В. Ограничение длительности импульсов СВЧ-излучения в релятивистском карсинотроне. // Письма в ЖТФ, 1981, Т.6, №19, с.1168-1171.
150. Гунин А. В., Губанов В. П., Климов А. И., Коровин С. Д., Пегель И. В., Полевин С. Д., Ройтман А. М., Ростов В. В., Тотьменинов Е. М. Разработка, создание и исследование мощных эффективных источников СВЧ-излучения на базе сильноточных импульсно-периодических ускорителей. // «Физика микроволн», Н. Новгород, ИПФ РАН: 1996, Т.1, с. 43-48.
151. Ростов В. В., Тотьменинов Е. М. Уточнённые соотношения подобия для высокочастотных приборов с длительной инерционной группировкой частиц. // Изв. Вузов. Радиофизика, 2001, Т. 44 , № 4 , с. 326-344.
152. Рапопорт Г. Н. Нелинейная теория генератора обратной волны типа «О» с периодической замедляющей структурой. // Радиотехника и электроника, 1964, Т. 9, №3, с. 483-504.
153. Викулов И. К., Тагер А. С. Метод исследования переходных процессов в лампе обратной волны «О»-типа. // Радиотехника и электроника, 1967, Т. 12, №12, с. 2146-2155.
154. Пегель И. В. Моделирование нестационарных процессов в релятивистской ЛОВ. // Изв. Вузов. Физика, 1996, Т.39, №12, с. 62-83.
155. Абубакиров Э.Б., Белоусов В. И., Варганов В. Н., Гинзбург В. А., Ковалев Н. Ф., Колганов Н. Г., Петелин М. И., Солуянов Е. И. Экспериментальная реализация метода циклотронно-резонансной селекции

- мод в релятивистских электронных высокочастотных генераторах черенковского типа. // Письма в ЖТФ, 1983, Т. 9, № 9, с. 533-536.
156. Гапонов А. В. Возбуждение линии передач непрямолинейным электронным потоком. // Изв. Вузов. Радиофизика, 1959, Т. 2, № 3, с. 443-449.
  157. Ковалёв Н. Ф., Петрухина В. И., Сморгонский А. В. Релятивистская ЛОВ // Радиотехника и электроника, 1975, Т. 20, № 7, с. 1547-1550.
  158. Петелин М. И., Юлпатов В. К. Мазеры на циклотронном резонансе. // В кн.: Лекции по электронике СВЧ (3-я зимняя школа-семинар инженеров), Саратов: СГУ, 1974, т. 4, с. 96-178.
  159. Братман В. Л., П., Денисов Г. Г., Офицеров М. М. Мазеры на циклотронном авторезонансе миллиметрового диапазона длин волн. // В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 3, Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с. 127-159.
  160. Братман В. Л., П., Денисов Г. Г., Коровин С. Д., Мовшевич Б. З., Полевин С. Д., Ростов В.В., Сморгонский А. В. Экспериментальное исследование МЦАР-усилителя. // В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 6, Горький: ИПФ АН СССР, 1990, с. 206-216.
  161. Гунина Н. И., Коровин С. Д., Ростов В. В. Стартовые условия ЛОВ вблизи циклотронного резонанса. // Тезисы Докл. 6 Всес. симп. по сильноточной электронике. -Томск, 1986,Т.3, с.23-25.
  162. Abubakirov E. V., Botvinnik I. E., Bratman V. L., Denisov G. G., Gubanov V. P., Kazacha V. I., Korovin S. D., Krasnych A. K., Ofizerov M. M., Perelshtein E. A., Rostov V. V., Sidorov A. I., Smorgonsky A. V., Vinogradov D. V. Experimental investigation of Cherenkov microwave amplifiers with high-current relativistic electron beam. // Proc. Of 8<sup>th</sup> Int. Pulsed Power Conf., Novosibirsk, 1990, p. 1179-1186.
  163. Коровин С. Д., Месяц Г. А., Ростов В. В., Шпак В. Г., Яландин М. И. Релятивистский СВЧ-усилитель на сильноточном мини-ускорителе. // Письма в ЖТФ, 1985, Т.11, №17, с.1072-1076.
  164. Ростов В. В., Тотьменинов Е. М. Волноводно-квазиоптический резонатор для коротковолновых релятивистских генераторов. // Изв. Вузов. Радиофизика, 1993, Т. 36, № 2, с. 192-200.
  165. Wu S. C. and Chow Y. L. An application of the moment method to waveguide scattering problems. // IEEE Trans. Microwave Theory Techn., 1972, v. MTT-20, № 11, p. 744-749.
  166. Auda H. and Harrington R. F. A moment solution for waveguide junction problems. // IEEE Trans. Microwave Theory Techn., 1983, v. MTT-31, № 7, p. 515-520.
  167. Neilson J. M., Latham P. E., Caplan M., and Lawson W. G. Determination of the resonant frequencies in a complex cavity using the scattering matrix formulation. // IEEE Trans. Microwave Theory Techn., 1989, v. MTT-37, № 8, p. 1165-1170.
  168. Denisov G. G., Lukovnikov D. A., Samsonov S. V. Resonant reflectors for free electron masers. // Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 1995, v. 16, № 4, p. 745-752.
  169. Белов В. Е., Родыгин Л. В., Фильченков С. Е., Юнаковский А. Д. Применение метода интегральных уравнений к расчету электродинамических характеристик периодических гофрированных волноводов. // Изв. Вузов. Радиофизика, 1988, Т. 31, №2, с. 180-186.

170. King A. P., Marcatili E. A. Transmission loss due to resonanse of loose-coupled modes in a multi mode system. // Bell System Tech. J. 1956, v. 35, p. 889-907.
171. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т3. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Наука, 1974, 752 с.
172. Власов С. Н., Жислин Г. М., Орлова И. М., Петелин М. И., Рогачева Г. Г. Открытые резонаторы в виде волноводов переменного сечения. // Изв. Вузов. Радиофизика, 1969, Т. 12, №8, с. 1236-1244.
173. Levush V., Antonsen T. M., Bromborsky A., Lou W. and Carmel Y. Theory of relativistic BWOs with end reflectiones. // IEEE Transaction on Plasma Science, 1992, Vol. 20, №3, pp. 263-280.
174. Александров А.Ф., Галузо С.Ю., Кузнецов А.М. Пусковые режимы релятивистских карсинотронов с учетом взаимодействия электронного потока с попутной волной. // Вестн.Моск.Ун-та. Сер.3, Физика. Астрономия. 1993, Т. 34, N 4, с. 38-44.
175. Быков Н. М., Губанов В. П., Гунин А. В., Коровин С. Д., Ростов В. В., Яландин М. И. Диагностика мощных наносекундных импульсов СВЧ-излучения. // ПТЭ, 1987, №6, с.107-110.
176. Губанов В. П., Денисов Г. Г., Коровин С. Д., Ростов В. В. Сморгонский А. В., Яландин М. И. Экспериментальное исследование индуцированного рассеяния волн на электронных пучках в релятивистских СВЧ-генераторах. // В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 4, Горький: ИПФ АН СССР, 1984, с. 178-192.
177. Gubanov V. P., Denisov G. G., Korovin S. D., Rostov V. V., Smorgonsky A. V., Yalandin M. I. Powerful electromagnetic millimeter-wave oscillations produced by stimulated scattering of microwave radiation by relativistic electron beams. // Int. J. Of Infrared and Millimeter Waves, 1984, Vol. 5, №10, p. 1398-1403.
178. Bratman V.L., Ginsburg N. S., Denisov G. G., Korovin S. D., Polevin S. D., Rostov V. V., Smorgonsky A. V., Yalandin M. I. Stimulated scattering of waves in microwave generators with high-current relativistic electron beam simulation of two stage free-electron lasers. // Int. Journal of Electronics, 1985, Vol. 59, №3, p. 247-289.
179. Губанов В. П., Коровин С. Д., Ростов В. В. Сморгонский А. В. Исследование спектра излучения релятивистского карсинотрона. // Письма в ЖТФ, 1985, Т.11, №2, с.93-96.
180. Ковалев Н. Ф., Орлова И. М., Петелин М. И. Трансформация волн в многомодовом волноводе с гофрированными стенками. // Изв. Вузов. Радиофизика, 1978, Т.11, №5, с. 783-786.
181. Денисов Г. Г., Резников М. Г. Гофрированные цилиндрические резонаторы для коротковолновых релятивистских СВЧ генераторов. // Изв. Вузов. Радиофизика, 1982, Т.25, №5, с. 562-569.
182. Денисов Г. Г., Орлова И. М. О переизлучении волн в резонаторах с гофрированными стенками. // Изв. Вузов. Радиофизика, 1988, Т.31, №6, с. 698-703.
183. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Петелин М. И. Нелинейная теория вынужденного рассеяния волн на релятивистских электронных пучках. // ЖЭТФ, 1979, Т.76, №3, с.930-938.

184. Granatstein V. L., Sprangle P. Mechanisms for coherent scattering of electromagnetic waves from relativistic electron beams. // IEEE Trans. Microwave Theory Techn., 1977, v. MTT-25, № 4, p. 545-550.
185. Жуков П. Г., Иванов В. С. и др. Вынужденное комптоновское рассеяние на релятивистском электронном пучке. // ЖТФ, 1979, Т.76, №6, с.2065-2071.
186. Carmel Y., Granatstein V. L., Gover A. Demonstration of two-stage backward-wave-oscillation free-electron-laser. // Phys. Rev. Lett., 1983, Vol. 51, №7, pp. 566-570.
187. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Петелин М. И., Сморгонский А. В. Убитроны и скаттроны. В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с. 217-248.
188. Александров А.Ф., Власов А. Н., Галузо С.Ю., Канавец В. И., Корженевский А. В., Кубарев В. А., Соколов С. А., Черепенин В. А. Релятивистские доплеровские СВЧ-умножители частоты. В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 3, Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с. 96-126.
189. Белоусов В. И., Зеленцов В. И., Офицеров М. М., Райзер М. Д., Цопп Л. Э. Высокочастотные измерения в релятивистской электронике. В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с. 275-289.
190. Elchaninov A. S., Korovin S. D., Mesyats G. A., Rostov V. V., Shpak V. G., Yalandin M. I. Generation and amplification of microwave radiation with the use of high-current small-sized accelerators. Proc. Of 6<sup>th</sup> Int. Conf. On High Power Particle Beams, Kobe, 1986, p. 552-555.
191. Скольник М. И. Справочник по радиолокации. М.: Сов. Радио, 1976, Т.1, 360с.
192. Сморгонский А. В. Методы повышения эффективности СВЧ-приборов с прямолинейными и слабоискривленными релятивистскими электронными пучками. Докторская диссертация. Н. Новгород: ИПФ АН СССР, 1994, 359с.
193. Коровин С. Д., Гунин А. В., Губанов В. П., Климов А. И., Куркан И. К., Пегель И. В., Полевин С. Д., Ростов В. В., Тотменинов Е. М. Разработка, создание и исследование мощных эффективных источников СВЧ-излучения на базе сильноточных импульсно-периодических ускорителей. «Физика микроволн», Н. Новгород, ИПФ РАН: 1999, Т.1, с. 41-44.
194. Gunin A. V., Korovin S. D., Kurkan I. K., Kutenkov O. P., Polevin S. D., Rostov V. V., Stepchenko A. S., and Totmeninov E. M. Repetitively-Pulsed Operation of the Relativistic BWO. Proc. Of 1<sup>th</sup> Int. Congress On Radiation Phys., High Current Electr. And Modific. Of Materials, Tomsk, 2000, Vol. 2, p. 408-411.
195. Виноградов Д. В., Денисов Г. Г. Преобразование волн в изогнутом волноводе с переменной кривизной. // Изв. Вузов. Радиофизика, 1990, Т.33, №6, с. 726-732.
196. Каценеленбаум Б. З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. М.: АН СССР, 1961, 216 с.
197. Ваганов Р. Б., Матвеев Р. Ф., Мериакри В. В. Многоволновые волноводы со случайными нерегулярностями. М.: Сов. Радио, 1972, 241 с.
198. Schwering F. and Zarflern A. // IEEE Trans. Microwave Theory Techn., 1967, v. MTT-15, № 3, p. 191.

199. Власов С. Н., Шапиро М. А. О преобразовании мод волновода кругового сечения в гауссовы пучки. Препринт №217. Горький: АН СССР, 1988, 17 с.
200. Мирошниченко А. Я., Ерухимович Ю. А., Шустов А. П., Бузуев Ю. Б., Молчанов Ю. П. Рупорная антенна. А. С. № 1166205. Приоритет от 09.06.72. Кл. Н 01 Q 13/02.
201. Климов А.И. Диагностика мощных наносекундных импульсов СВЧ-излучения // Известия ВУЗов. Физика, 1996, № 12, с. 98-109.
202. Беломытцев С. Я., Коровин С. Д., Пегель И. В. Ток в сильноточном планарном диоде с дискретной эмиссионной поверхностью. // ЖТФ, 1999, Т. 69, вып. 6, с. 97-101.
203. Daalder J. E. Cathode spots in the vacuum arcs. // Physica, 1981, Vol. 104C, pp. 91-106.
204. Девятков Н. Д., Плетнев С. Д., Чернов З. С., и др. «Экспериментальное изучение эффектов облучения раковых опухолей наносекундными СВЧ-импульсами с большой пиковой мощностью». Тезисы Всесоюзного семинара «Применение низкоинтенсивного КВЧ-излучения в медицине и биологии», М., 1989, с. 49-51.
205. Чернов З. С., Файкин В. В., Бернашевский Г. А. «Экспериментальные исследования воздействия КВЧ излучения наносекундной длительности на злокачественные образования». В сб. «Миллиметровые волны в медицине и биологии», М.: ИРЭ АН СССР, 1989, с.121-127.
206. Большаков М. А., Бугаев С. П., Гончарик А. О., Гунин А. В., Евдокимов Е. В., Климов А. И., Коровин С. Д., Пегель И. В., Ростов В. В. Воздействие мощного микроволнового излучения наносекундной длительности на некоторые биологические объекты. // ДАН, 2000, т. 371, №5, с. 691-695.
207. Кленчин В. А. Электропорация клеток. Свойства и возможные механизмы. // Биологические мембраны, 1993, т. 10. № 1. с. 5 – 19.
208. Shoenbach K. N., Peterkin F. E., Alden R. W., and Beebe S. J. The effect of pulsed electric fields on biological cells: experiments and applications. // IEEE Trans. Plasma Sci., 1997, vol. 25, No. 2. pp. 284-292.
209. Большаков М. А., Евдокимов Е. В., Миненко О. В., Плеханов Г. Ф. Влияние дециметровых электромагнитных волн на морфогенез дрозофил. // Радиационная биология. Радиоэкология, 1996, т. 36, вып. 5, с. 676 – 680.
210. Методы общей бактериологии / Под ред. Герхардта Ф. – М.: Мир, 1983, т. 1, 498 с.
211. Adey W. R. Tissue interaction with nonionising electromagnetic fields. // Phys. Rev., 1981, v. 61, N 2, pp. 435-514.
212. Тяжелов В. В., Алексеев С. И. Формирование воззрений на основные механизмы биологического действия высокочастотных электромагнитных полей. // Проблемы экспериментальной и практической электромагнитобиологии. – Пушкино: ОНТИНЦБИ, 1983, с. 35-56.
213. Чернавский Д. С., Хургин Ю. И. Физические механизмы взаимодействия белковых макромолекул с КВЧ излучением. В сб. под ред. Н. Д. Девяткова «Миллиметровые волны в медицине и биологии». –М., ИРЭ АН СССР, 1989, с.227-235.
214. Бецкий О. В., Голант М. Б., Девятков Н. Д. Миллиметровые волны в биологии. – М., Знание, 1987, 47с.
215. Яковенко Л. В., Бутылин А. А., Твердислов В. А. Механические колебания и динамическая организация биомембран. // Биофизика, 1987, т. 32, вып. 2, с. 273-279.

216. Bolshakov M. A., Bugaev S. P., Elchaninov A. A., Evdokimov E. V., Goncharik A. O., Gunin A. V., Korovin S. D., Kutenkov O. P., Pegel I. V., Rostov V. V. Effect of Repetitive Nanosecond HPM Pulses on Some Biological Objects. Proc. Of 1<sup>th</sup> Int. Congress On Radiation Phys., High Current Electr. And Modific. Of Materials, Tomsk, 2000, Vol. 2, p. 514-518.
217. Bolshakov M. A., Bugaev S. P., Elchaninov A. A., Evdokimov E. V., Gunin A. V., Korovin S. D., Klimov A. I., Pegel I. V., Rostov V. V. On the Possibility to Use Nanosecond HPM Pulses for Desinsection. Proc. Of 1<sup>th</sup> Int. Congress On Radiation Phys., High Current Electr. And Modific. Of Materials, Tomsk, 2000, Vol. 2, p. 536-538.
218. Bolshakov M.A., Evdokimov E.V., Goncharik A.O., Gunin A. V., Korovin S. D., Kutenkov O. P., Pegel I. V., Rostov V. V. // Book of Abstracts EUROEM-2000, 30 May - 2 June 2000, Edinburgh, p. 99.
219. Коровин С.Д., Ростов В.В., Сморгонский А. В., Шпак В. Г., Яландин М.И. Способ визуализации импульсных СВЧ-полей. Авторское свидетельство N 583877. Приоритет от 04.01.1988 г., зарегистрировано в Гос. Реестре СССР от 08.04.1990 г.
220. Губанов В.П., Коровин С.Д., Ростов В.В. Раздвижная волноводная секция. Авторское свидетельство N 1539866.
221. Губанов В.П., Коровин С.Д., Пегель И.В., Степченко А.С. Генератор мощных наносекундных импульсов с большой частотой повторения // Физика микроволн: Сборник отчетов по научным проектам МНТП России «Физика микроволн». - Нижний Новгород, 1999, Том 1, с. 47-50.
222. Губанов В.П., Коровин С.Д., Пегель И.В., Ростов В.В., Степченко А.С., Тараканов В.П. Генерация мощных сверхширокополосных электромагнитных импульсов наносекундной длительности в системе с коаксиальным ТЕМ-рупором // Известия ВУЗов, Серия «Физика», 1996, № 12, с. 110-118.
223. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы. – М.: Сов. Радио, 1963, 695 с.
224. Зиновьев А. Л., Филиппов Л. И. Введение в теорию сигналов и цепей. – М.: Высшая школа, 1975, 261 с.
225. Зенькович А. В. Искажения частотно-модулированных колебаний. – М.: Сов. Радио, 1974, 295 с.
226. Губанов В. П. Пиковый вольтметр наносекундных импульсов. // ПТЭ, 1985, №2, с.137-139.
227. Gunin A. V., Landl V. F., Korovin S. D., Mesyats G. A., Pegel I. V., and Rostov V. V. Experimental Studies of Long-Lifetime Cold Cathodes For High-Power Microwave Oscillators. // IEEE Transaction on Plasma Science, 2000, Vol. 28, №3, pp. 537-541.
228. S.Kobayashi, M.Botton, Y.Carmel, T.M.Antonsen, J.Rodgers, A.Shkvarunets, A.N.Vlasov, L.Duan and V.Granatstein, Electromagnetic Properties of Periodic Cavities Coupled to a Radiating Antenna, IEEE Trans. on Plasma Sci., 1998, Vol. 26, №3, p.947-952.
229. I.A.Chernyavsky, V.M. Pikunov. Numerical Investigation of Relativistic Backward Wave Oscillator. JOURNAL OF RADIO ELECTRONICS, www journal, Editor Yu.V. Gulyaev (<http://jre.cplire.ru/jre/july99/1/text.html>).