## ОБЪЕДЕНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Каминский Алим Константинович

Мазер на свободных электронах с «обратным» ведущим магнитным полем и его использование для определения ресурса ускоряющих структур электрон-позитронных коллайдеров

01.04.20 – физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

> Дубна 2014

# СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
ВВЕДЕНИЕ.	4
ГЛАВА 1.	
ПРОЕКТИРОВАНИЕ, СОЗДАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ	
СХЕМЫ МСЭ ГЕНЕРАТОРА С ОБРАТНЫМ ВЕДУЩИМ	
МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ.	44
1.1.Постановка задачи.	44
1.2. Формирование электронного пучка с высокой плотностью	18
1.3. Эксперименты по запуску тралиционного МСЭ генератора	40
Обоснование новой схемы МСЭ генератора.	58
1.4. Обоснование и создание нового типа МСЭ генератора.	
Сравнительные характеристики выходного излучения	
двух схем МСЭ генераторов и усилителей. Схема МСЭ с	
«обратным» ведущим магнитным полем.	69
Эксперименты по запуску МСЭ усилителя с «обратным»	
ведущим полем.	74
1.5. Моделирование электронно-волнового взаимодействия	
в МСЭ с ведущим магнитным полем.	85
Выводы по главе 1.	95
ГЛАВА 2. СОЗДАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ УЗКОПОЛОСНОГО	
ВЫСОКОЭФФЕКТИВНОГО МСЭ ГЕНЕРАТОРА С	
ОБРАТНЫМ ВЕДУЩИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ И 112	
БРЭГГОВСКИМ РЕЗОНАТОРОМ.	97
2.1. Постановка задачи	97
2.2. Типы брэгговских резонаторов и их параметры.	105
МСЭ генератор с двухзеркальным брэгговским резонатором	105
МСЭ генератор с брэгговским резонатором в виде регулярно	
гофрированного волновода.	108

МСЭ генератор с брэгговским резонатором со скачком	
фазы гофрировки между зеркалами.	110
2.3. Результаты моделирования и пучковых экспериментов МСЭ	
генератора с брэгговскими резонаторами различных типов.	113
МСЭ генератор, с брэгговсим резонатором в виде регулярно	
гофрированного волновода. Исследование режима стартерной	
моды.	114
Двухзеркальный брэгговский резонатор. Одномодовый	
и многомодовый режимы работы МСЭ.	121
МСЭ с брэгговским резонатором со скачком фазы	
гофрировки.	132
2.4. Исследование эффекта расщепления рабочей моды в МСЭ	
с брэгговским резонатором.	140
Выводы по главе 2.	146
ГЛАВА 3.	
3.1. Проблема импульсного нагрева ускоряющей структуры	
коллайдера. Варианты решения и результаты.	148
3.1. Результаты исследований, получаемых в СВЧ диапазоне.	
Проблема сопоставления результатов. 3.3. Постановка задачи для экспериментов с МСЭ источником	156
ОИЯИ-ИПФ РАН	160
3.4. СВЧ стенд ОИЯИ для исследований ресурса различных	
металлов при импульсном циклическом нагреве.	167
3.5 Экспериментальные результаты.	178
3.6. Обсуждение результатов по исследованию стойкости меди	
по отношению к импульсному циклическому нагреву. Сравнение	
полученных результатов с результатами других групп.	191
Заключение.	196
Литература	199
Основные публикации автора по теме диссертации.	202

#### **І.** Введение

#### Актуальность темы диссертации.

Диссертация посвящена разработке, созданию и исследованиям нового типа мазера на свободных электронах (МСЭ), который обеспечивает создание мощных узкополосных перестраиваемых по частоте источников СВЧ излучения в диапазоне десятков гигагерц при использовании ускорителей с относительно большим разбросом по энергии и скорости в электронном пучке. Благодаря таким особенностям указанного источника СВЧ мощности в диссертации поставлена и решена задача эффективного использования его в задачах, которые возникают в процессе проектирования и создания линейных электрон-позитронных коллайдеров.

Прогресс в ускорительной физике определяется увеличением энергии ускоряемых частиц и их интенсивности. В линейных ускорителях эффективная напряженность электрического поля, действующего на частицы, в настоящее время сравнительно невелика (от единиц до нескольких десятков мегавольт на метр). При таком темпе ускорения длина линейного коллайдера на энергию 1 ТэВ составила бы 50-150 км. Следовательно, рост энергии ускоренных частиц связан с увеличением их длины и стоимости, которые становятся чрезвычайно большими. Поэтому очевидно, что дальнейшее развитие техники ускорителей связано с новыми принципами, которые обеспечат существенное повышение эффективных напряженностей электрического и магнитного полей, действующих на частицы.

Активные исследования новых методов ускорения заряженных частиц, которые обеспечивают значительно более высокий темп ускорения, чем традиционные схемы ускорителей, проводились с шестидесятых годов прошлого века в ряде советских и зарубежных институтов. Цель этих исследований состояла в том, чтобы обеспечить темп ускорения в 10-100 раз более высокий чем в традиционных ускорителях. Таким образом, при проектировании и сооружении

линейных коллайдеров требование существенного увеличения темпа набора энергии является чрезвычайно актуальной задачей.

Одним из направлений исследований, в котором решалась задача повышения темпа ускорения заряженных частиц, были начатые в РТБ ОИЯИ в начале шестидесятых годов двадцатого столетия теоретические и экспериментальные исследования коллективного метода ускорения ионов. Инициатором этого направления в ускорительной физике и первым руководителем был академик Векслер В.И. Предполагалось, что при ускорении электронно-ионных колец [1,2] можно будет достичь величин ускоряющих полей от 500 МВ/м до 1000 МВ/м. Начиная с конца шестидесятых годов, аналогичные исследования стали проводиться также в научных центрах США, Германии, Японии и других стран. Хотя были выполнены большие объемы теоретических и экспериментальных исследований, получено много новых уникальных результатов, к середине 80-х годов выяснилось, что в разумно короткие сроки этим методом революции в ускорительных технологиях достичь не удастся.

В 1982 году Э. Сесслером (США) был предложен [3] новый способ получения высоких ускоряющих полей в электрон-позитронных коллайдерах. Для увеличения электрической прочности ускоряющих структур и, таким образом, для существенного увеличения ускоряющих полей до (500-1000) МВ/м была обоснована идея перехода в е<sup>+</sup>,е<sup>-</sup> коллайдерах к рабочим частотам диапазона десятков гигагерц. На пути реализации этого предложения требовалось решить большое физических, так инженерных, число как И технических И технологических проблем. Уже в первых статьях, которые появились вскоре после опубликования работы [3], многие из этих проблем были сформулированы, и по целому ряду параметров была проведена оптимизация и по техническим возможностям, и по стоимости. Приведем далее основные результаты этой оптимизации и покажем, что и в настоящее время многие предположения и оценки, содержащиеся в этих первых проектных разработках коллайдерных схем, остаются справедливыми.

В работах [4-7] в качестве целей проектирования была определена разработка линейного  $e^+$ , $e^-$  коллайдера на энергию {1ТэВ\*1ТэВ}. При этом параметры сгустков электронов и позитронов выбирались такими, чтобы величина светимости от столкновения двух одиночных сгустков получалась около  $10^{32}$  см<sup>-2</sup>c<sup>-1</sup>, а полная светимость была не меньше  $10^{34}$  см<sup>-2</sup>c<sup>-1</sup>. В работах [5,7] для конечной энергии электронов и позитронов 1 ТэВ при рабочей частоте 17 ГГц и величине ускоряющего поля 187 МВ/м приведены оценки требуемых величин полной СВЧ мощности, а также погонной мощности (около 600 МВт/м). Стоимость ускоряющей системы коллайдера оценена в 990 М\$ [7]. Приведенные параметры показывают важность и актуальность разработки и создания в указанном частотном диапазоне экономичных источников СВЧ большой мощности.

Приведем также некоторые энергетические оценки. Для обеспечения светимости  $10^{32}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup> от столкновения двух одиночных сгустков необходимо иметь в сгустке  $3*10^{11}$  частиц [5]. При таком числе частиц и энергии 1 ТэВ запасенная в сгустке энергия составит 50 кДж. Принимая эффективность передачи энергии от источника к пучку равной 10%, получим, что энергия источника должна составлять 500 кДж. Если величину темпа ускорения выбрать равной 200 МВ/м, то для достижения конечной энергии 1 ТэВ потребуется длина ускорителя 5 км, и отбор энергии от источника должен составлять 100 Дж/м. При длительности импульса 200 нс погонная импульсная мощность получается равной 500 МВт/м. Приведенные оценки показывают, что наряду с ограничениями на темп набора энергии очень существенной становится также проблема создания мощных, высокоэффективных узкополосных источников энергии диапазона десятков ГГц для ускорения частиц [5].

Если в качестве источников мощности выбрать клистроны, традиционно используемые в ускорителях высоких энергий, то по оценкам, сделанным в работах [5,7] для коллайдеров с рабочими частотами 12 ГГц и 30 ГГц понадобилось бы соответственно около 200 и 2000 клистронов. В конце

прошлого века на конференциях по коллайдерам анализировались также предложения, в которых рассматривались возможность создания коллайдеров на более высоких частотах, вплоть до 90 ГГц. Поскольку в диапазоне десятков ГГц эффективность клистронов с ростом частоты резко снижается, то становится очевидным, что разработка и создание мощных, высокоэффективных одномодовых источников диапазона десятков ГГц является актуальной задачей и для СВЧ электроники, и для приложений, связанных с решением задач коллайдерной тематики.

Перспективными импульсными источниками, способными обеспечить в диапазоне десятков ГГц узкополосное излучение с уровнем мощности от мегаватт до гигаватт, являются мазеры на свободных электронах (МСЭ). Для достижения больших импульсных мощностей в МСЭ сантиметрового и миллиметрового диапазонов используются сильноточные электронные пучки с токами от сотен ампер до десятков килоампер с умеренной энергией частиц (от сотен киловольт или единиц мегавольт). Такие пучки формируются линейными до индукционными ускорителями, ускорителями прямого действия. или Фокусировка и транспортировка пучков в ускорителях осуществляется, как правило, ведущим магнитным полем.

Принцип работы МСЭ основан на вынужденном ондуляторном излучении (излучении в периодическом магнитостатическом поле) релятивистских электронных пучков (РЭП) в условиях доплеровского преобразования частоты. Это позволяет получать в МСЭ излучение на частотах, существенно превосходящих частоту колебаний частиц.

В применении к коллайдерам можно рассматривать два варианта использования МСЭ:

1) создание источников большой импульсной мощности в диапазоне частот, определяемых условиями задачи. В такой постановке задачи МСЭ генераторы и МСЭ усилители могут быть перспективными по нескольким причинам: а) для их создания можно использовать ускорители с большой импульсной мощностью;

б) электродинамическая структура МСЭ представляет собой сверхразмерный вакуумный волновод и благоприятна для транспортировки СВЧ излучения большой мощности; в) благодаря использованию в МСЭ релятивистского эффекта Доплера в них возможна перестройка частоты в широких пределах.

Примером реализованного в эксперименте МСЭ с большой импульсной мощностью может служить МСЭ усилитель с профилированием по длине параметров вигглера [8,9], в котором была получена мощность 1000 МВт на частоте 34,6 ГГц. В этих работах приведено описание экспериментов по созданию МСЭ усилителей в LLNL (США) при использовании в качестве источника тока электронного ускорителя ЕТА с параметрами пучка: ток  $I_b$ = 4 кА, энергия электронов  $C_b$  = 3,5 МэВ. Отличительная особенность этого ускорителя состоит в очень малом для низкоэнергетичного, сильноточного пучка энергетическом разбросе:  $\delta\gamma/\gamma$ =0,8%. Однако, несмотря на полученную в усилителя не могла быть использована в качестве источников питания ускоряющих структур коллайдера. Дело в том, что ширина спектра на выходе созданного МСЭ усилителя более чем в сто раз превышала величину, требуемую для запитки высокоградиентной структуры с добротностью около 1000.

2. Другое важное направление связано с использованием МСЭ для тестирования элементов ускоряющих структур электрон-позитронных коллайдеров. Задача такого тестирования состоит в том, чтобы в режиме большой мощности определить основные факторы, которые ограничивают величину предельно допустимого темпа ускорения, ограничивают срок службы ускоряющих структур, а также найти способы снижения таких ограничений. При переходе в коллайдерах к рабочим частотам в десятки гигагерц и увеличении темпа ускорения до сотен МВ/м возникли значительные изменения в определении опасных факторов, ограничивающих величину ускоряющего поля [10,11,12]. Как будет показано в главе 3, при рабочих частотах выше 30 ГГц самыми жесткими становятся

ограничения на величину предельного темпа ускорения из-за импульсных циклических нагрузок.

Физическое объяснение этого нового ограничения состоит в следующем. Глубина скин-слоя для меди (до перехода в рабочий диапазон десятков гигагерц в качестве материала для изготовления ускоряющих структур обычно выбиралась бескислородная медь) в диапазоне частот от 10 ГГц до 90 ГГц составляет соответственно (0,6-0,2) мкм, а для тепловой диффузии соответствующая глубина скин-слоя составляет около (17-3,5) мкм. Следовательно, за время СВЧ импульса, которое составляет обычно от десятков до сотен наносекунд (это также является временем импульсного нагрева металлического образца), тепло не успевает распространиться вглубь металла. Практически вся выделенная за импульс энергия расходуется на нагрев тонкого (толщиной единицы микрон) слоя металла, величина нагрева металла может достигать сотен градусов. При этом между этим нагретым (поверхностным) слоем и холодным соседним слоем металла возникают механические напряжения. В результате, даже при незначительных импульсных нагревах в металле накапливаются микроскопические повреждения, которые суммируются с каждым новым импульсом. При воздействии большого числа таких импульсов в металле могут возникнуть механические повреждения. Получение экспериментальных данных определения для ЭТОГО нового ограничения на величину темпа ускорения в коллайдерах является актуальной задачей, имеющей важное практическое значение.

В дальнейшем будем, в основном, ориентироваться на параметры проекта коллайдера CLIC [13-17]. В проектных параметрах этого коллайдера заложены самые большие, по сравнению с другими проектами коллайдеров, величины темпа ускорения (100 МВ/м) и рабочей частоты (12 ГГц). При разработке МСЭ в ОИЯИ большая часть исследований, ориентированных на данную тематику, была выполнена на частотах, близких к частоте 30 ГГц, которая в течение продолжительного времени считалась рабочей частотой проекта коллайдера CLIC. В начале проектирования этого коллайдера рабочая частота, длительность

СВЧ импульса и величина ускоряющего поля были определены соответственно как 30 ГГц, около 20 нс и 80 МВ/м. В процессе разработки проекта эти параметры неоднократно корректировались: в настоящее время частота уменьшена до 12 ГГц, длительность импульса увеличена до 140 нс, а величина ускоряющего поля сначала была увеличена до 150 МВ/м, а затем уменьшена до 100 МВ/м [13-17].

Среди возможных вариантов источников СВЧ мощности для линейных коллайдеров, также использующих доплеровское преобразование частоты, можно назвать мазеры на циклотронном авторезонансе (МЦАР) - генераторы, основанные на циклотронном излучении магнитонаправляемых РЭП и гироклистроны [19-24].

Для решения задачи запитки высокоградиентной ускоряющей структуры коллайдера или высокодобротного резонатора с добротностью Q ~ 1000 получение высокой импульсной мощности является важным, но не единственным, и даже не самым существенным требованием к импульсным СВЧ источникам диапазона десятков ГГц. В этом случае важнейшими параметрами становятся: малая ширина спектра, стабильность рабочей частоты во время импульса и от импульса к импульсу, высокая стабильность амплитуды СВЧ поля, и другие параметры источника мощности.

Приведем простые оценки. Типичная величина добротности ускоряющей структуры коллайдера составляет около 1000. Из этого следует, что допустимое рассогласование частот должно быть меньше 0,1%. При рабочей частоте 30 ГГц и ширина спектра, и рассогласование частот источника и нагрузки должны быть меньше 30 МГц.

Приведенные выше рассуждения определили набор требований, которым должен удовлетворять создаваемый в ОИЯИ МСЭ источник СВЧ мощности, чтобы его можно было эффективно использовать в исследованиях по коллайдерной тематике. Эти требования сведены в таблицу В1. В последующих

разделах при анализе рабочих параметров различных схем МСЭ они будут сравниваться с данными этой таблицы.

Таблица В1. Требования на параметры МСЭ, определяемые задачей использования его для запитки высокоградиенных структур или резонаторов с добротностью (Q = 1000) на частоте 30 ГГц.

Параметр	Требования
Рабочая частота, ГГц	30
Нормированная ширина спектра, %	Не более 0,1
Нестабильность частоты, %	Не более 0,1
Длительность импульса, нс	Больше 140
Время задержки импульса СВЧ	Не более 30
относительно импульса тока пучка, нс	
Нестабильность амплитуды СВЧ импульса	., % Меньше 10
Мощность, МВт	Не менее 10

К данной таблице нужно сделать несколько пояснений: 1) к моменту начала работ по созданию в ОИЯИ СВЧ стенда рабочая частота коллайдера СLIС равнялась 30 ГГц [18]. После изменения рабочей частоты коллайдера на 12 ГГц, по согласованию с руководством коллаборации СLIС, эксперименты с МСЭ источником ОИЯИ, ориентированные на ускорительную проблематику, было решено продолжать на частоте 30 ГГц. Из дальнейшего изложения материала будет видно, что такое решение было вполне обоснованным; 2) в процессе разработки проекта коллайдера длительность СВЧ импульса была увеличена с 20 нс до 140 нс. В связи с тем, что длительность импульса тока ускорителя ЛИУ 3000 (200 нс) [25,1\*] мало отличается от длительности СВЧ импульса коллайдера, это явилось дополнительным ограничением на величину инкремента усиления в МСЭ (усилении за проход), что отражено в строках 5 и 6 таблицы.

Диссертация включает в себя два направления фундаментальных и прикладных исследований:

1) создание на основе МСЭ нового типа источников (генераторов и усилителей) мощного когерентного СВЧ излучения миллиметрового диапазона длин волн, которые существенно менее критичны к энергетическому и

скоростному разбросам в электронном пучке, чем «традиционные» схемы МСЭ. Благодаря этой особенности новый тип МСЭ при использовании электронных пучков с относительно большим энергетическим и скоростным разбросами в электронном пучке может обеспечить значительное улучшение комбинации таких основных параметров, как малая ширина спектра, высокая эффективность, возможность прецизионного согласования частот источника и высокодобротной большая длительность СВЧ импульсов, высокая стабильность нагрузки, выходных параметров. Одновременное получение в источниках диапазона десятков ГГц набора таких выходных характеристик обеспечивает возможность эффективного использования в решении ИХ задач, возникающих при исследованиях характеристик ускоряющих структур коллайдеров;

2) создание специализированного исследовательского СВЧ стенда на основе разработанного и реализованного МСЭ нового типа с целью проведения исследований по ключевым вопросам разработки и создания тэвных электронпозитронных коллайдеров. В диссертации рассмотрены вопросы, которые требовалось решить в процессе создания стенда и получения на нем проектных параметров. После этого стенде были проведены исследования на ПО определению стойкости металлов под действием мощных циклических импульсов излучения диапазона десятков ГГц. В этих исследованиях в диапазоне параметров, существенно превышающих параметры, достигнутые на других установках диапазона десятков ГГц, получены новые данные о динамике изменения параметров медных образцов в процессе их облучения мощными повторяющимися СВЧ импульсами. Получение на стенде результатов, важных выбора материала ускоряющей структуры коллайдера CLIC, также ДЛЯ определяет актуальность и практическую ценность диссертации.

## Цели диссертационной работы

1. Разработка новых типов МСЭ генераторов и усилителей с целью существенного уменьшения зависимости их выходных характеристик от

начальных разбросов в электронном пучке по энергии и по скорости. Создание на этой основе МСЭ, имеющих существенно лучшую комбинацию таких выходных характеристик как ширина спектра, возможность прецизионного согласования частот генератора и нагрузки, эффективность.

2. Создание на основе созданного МСЭ высокочастотного стенда и проведение на нем исследований по актуальным проблемам проектирования и создания линейных e<sup>+</sup>,e<sup>-</sup> коллайдеров. Получение на стенде новых результатов по стойкости металлов по отношению к мощному импульсному циклическому CBЧ облучению для определения ограничений на величину предельно допустимого темпа ускорения в e<sup>+</sup>,e<sup>-</sup> коллайдерах.

## Научная новизна и практическая ценность

1. Предложен и обоснован новый тип МСЭ, который имеет существенно более слабую чувствительность к энергетическому и скоростному разбросу в электронном пучке, чем «традиционные» типы МСЭ. [1\*-10\*] Такой тип МСЭ в публикациях дубненской группы был назван МСЭ с «обратным» ведущим полем. Этот термин и для генераторных, и для усилительных схем МСЭ уже считается установившимся. В зарубежной литературе встречается два варианта названия МСЭ такого типа: «backward» либо «reversed».

2. С использованием пучка ускорителя ЛИУ 3000 на частоте 30 ГГц впервые создан генератор в варианте МСЭ с «обратным» ведущим полем, в котором получены в 20-25 раз более узкая ширина спектра и одновременно более высокая эффективность, чем в созданных на этом же электронном пучке «традиционных» схемах МСЭ.

3. С использованием пучка ускорителя ЛИУ 3000 на частоте 36,4 ГГц в варианте МСЭ с «обратным» ведущим полем создан МСЭ усилитель с выходной мощностью 5-6 МВт. Эта мощность незначительно превышает мощность МСЭ генератора с «обратным» ведущим полем (МСЭ/ОВП). При оптимизации по мощности МСЭ/ОВП усилителя создан МСЭ усилитель с профилированием поля

вигглера. Получено увеличение выходной мощности с 5-6 МВт и 20-25 МВт при ширине спектра на уровне 1-2 %.

4. Для дальнейшего существенного улучшения спектра МСЭ генератора предложен новый вариант МСЭ с «обратным» ведущим полем и с брэгговским резонатором в цепи обратной связи. Экспериментально и в численном моделировании исследованы несколько модификаций таких МСЭ с различными типами брэгговских резонаторов. В результате получено уменьшение ширины спектра МСЭ еще в 15-20 раз, до величины 0,03%. Полученная ширина спектра 5-10 МГц близка к теоретическому пределу при длительности импульса около 200 нс. Улучшение спектра на выходе МСЭ сопровождалось увеличением выходной мощности генератора с 5-6 МВт до 18-25 МВт.

5. Для вывода излучения из вакуумного волновода МСЭ в атмосферу без электрических пробоев, для транспортировки его до исследуемого резонатора, для защиты элементов СВЧ тракта от разрушения из-за попадания на них электронного пучка использован волновод, в котором реализуется эффект Тальбо. Применение такого волновода основано на эффекте изменения в нем распределения поля с изменением его длины и периодическом (по длине) воспроизведении выбранного распределения поля.

6. На основе созданного узкополосного МСЭ генератора создан СВЧ стенд для тестирования ресурса металлов и сплавов при воздействии на них мощных циклических СВЧ импульсов. На стенде получены новые результаты по определению динамики повреждения и разрушения меди в процессе такого облучения.

Особенность цикла работ, включенных в диссертацию, состоит в том, что в них изначально ставилась и решалась задача создания такого типа МСЭ, который был бы значительно менее чувствителен к энергетическому и скоростному разбросу электронов, чем «традиционные» схемы МСЭ. В новом МСЭ одновременно должен быть кардинально улучшен целый набор выходных параметров: стабильность рабочей частоты, ширина спектра, выходная мощность и др.

Специфика такой постановки следующем. Среди задачи состоит В сильноточных, низковольтных ускорителей весьма сложно найти ускорители с набором уникальных параметров, близких к ускорителю ЕТА. В то же время создано довольно много ускорителей с энергией порядка МэВа с существенно меньшим энергозапасом и уступающих ему по энергетической стабильности. Отсюда следует вывод, что для решения большого количества физических и технических проблем важно создать такой тип МСЭ, у которого выходные характеристики (спектр, эффективность, стабильность) слабо зависели бы от энергетического и скоростного разбросов в пучке. Поскольку в диапазоне десятков ГГц отсутствуют мощные импульсные узкополосные источники СВЧ излучения, такие МСЭ были бы полезны при решении многих задач, возникающих при проектировании коллайдеров. Кроме этого, результаты, полученные в процессе выполнения диссертационной работы, могут быть использованы также при создании электронно-оптических И электродинамических систем других приборов СВЧ электроники больших мощностей.

## Достоверность результатов

1. Достоверность приведенных В диссертации экспериментальных результатов, полученных при исследовании «традиционных» схем МСЭ и МСЭ с «обратным» магнитным полем, заключается в том, что практически каждый значимый параметр МСЭ измерялся несколькими методами с независимыми калибровками. Например, для измерений мощности выходного излучения МСЭ были использованы два калориметра и СВЧ детектор для определения временных характеристик импульсов. Один калориметр был прокалиброван в Нижнем Новгороде в ИПФ РАН. Другой калориметр, изготовленный в ИОФ РАН (Москва), имел собственную калибровку. Оперативное измерение мощности и СВЧ длительности импульсов выведенного пучка проводилось также калиброванными кристаллическими детекторами. В некоторых случаях оценку мощности можно было получить по появлению пробоя воздуха.

Для измерений частоты и спектра излучения в ранних экспериментах использовалась методика, в которой в цепь измерительного детектора ставились сменные волноводы с разными внутренними диаметрами. Такие фильтры позволяли проводить измерения частоты генерации с погрешностью 2-3%. Позже в дополнение к этой методике проводились измерения с использованием брэгговских резонаторов, а затем была внедрена гетеродинная схема измерения частоты и спектра с погрешностью 0,03%. Иногда оценку длины СВЧ волны удобно было делать из фотографиям стоячей волны в воздухе или по измерениям банчировки пучка стрик-камерой.

Правильность результатов измерений частоты и спектра подтверждается тем, что этим излучением без пробоев на высоком уровне мощности был запитан высокодобротный резонатор (Q=1500), имеющий собственную калибровку частоты. Результаты измерений мощности падающей и отраженной волн в этих экспериментах хорошо согласуются с результатами численного моделирования, выполненного совместно с коллегами из ИПФ РАН.

2. Важные свидетельства достоверности результатов по исследованию стойкости меди по отношению к импульсным циклическим СВЧ нагрузкам можно увидеть из сравнения результатов, полученных на СВЧ стенде ОИЯИ, с результатами, полученными в ЦЕРНе и в группе SLAC1 (США). Сравнение результатов, фиксирующих повреждение меди на СВЧ стенде ОИЯИ, с результатами, полученными на частоте около 10<sup>16</sup> Гц в ЦЕРНе, показали незначительное, легко объяснимое отличие. Результаты по разрушению меди с учетом калибровочных кривых, приведенных в работах [11,12], неплохо коррелируют с аналогичными результатами группы SLAC1.

#### Положения, выносимые на защиту.

1. Для тестирования элементов ускоряющих структур коллайдеров в диапазоне частот до 40 ГГц, в котором отсутствуют коммерческие мощные импульсные источники СВЧ мощности, могут быть использованы мазеры на свободных

электронах (МСЭ) с «обратным» ведущим магнитным полем. Ключевыми параметрами таких источников являются узкий спектр (лучше 1·10<sup>-3</sup>), фиксация рабочей частоты с погрешностью меньшей, чем 1·10<sup>-3</sup>, прецизионное согласование частот источника и нагрузки, величина импульсной мощности больше 10 МВт и длительность СВЧ импульса больше 150 нс.

2. Использование предложенных автором диссертации и впервые реализованных МСЭ генератора и усилителя с «обратным» ведущим магнитным полем позволяет существенно снизить их чувствительность к скоростному и энергетическому разбросам в электронном пучке и улучшить их спектральные характеристики в 20-25 раз по сравнению с «традиционными» схемами МСЭ. Включение селективного брэгговского резонатора со скачком фазы гофрировки в цепь обратной связи МСЭ с «обратным» ведущим полем позволяет улучшить его спектральные характеристики еще более, чем на порядок при одновременном увеличении его выходной мощности. В усилительной схеме МСЭ с «обратным» ведущим полем достигается шестикратное увеличение эффективности по сравнению с «традиционными» схемами, а при профилировании поля вигглера по длине выходная мощность усилителя увеличивается в 4-5 раза по сравнению с МСЭ усилителем с постоянной амплитудой поля вигглера.

3. Вывод излучения из вакуумного волновода МСЭ в атмосферу в отсутствие пробоев на выходном вакуумном окне, получение на выходе МСЭ волнового пучка с гауссовым распределением поля, защита выходного окна МСЭ от высадки на него интенсивного электронного пучка, возможность измерения величины и формы тока электронного пучка на выходе МСЭ могут быть реализованы путем использования сверхразмерного волновода, основанного на эффекте Тальбо. В подобном волноводе поперечное распределение СВЧ поля непрерывно меняется с изменением его длины, и заданное распределение поля воспроизводится на некотором расстоянии вследствие интерференции волноводных мод, обладающих квазиэквидистантным спектром групповых скоростей.

4. Достигнутые в МСЭ генераторе с «обратным» ведущим полем и брэгговским резонатором со скачком фазы гофрировки параметры излучения позволяют создать на его основе специализированный исследовательский СВЧ стенд для тестирования ресурса металлов и сплавов при облучении их мощными СВЧ импульсами. Параметры стенда дают возможность зарегистрировать и исследовать процесс повреждения исследуемого металла или сплава под воздействием циклических мощных СВЧ импульсов от начальной стадии повреждения до его разрушения при величинах импульсного нагрева до 200°С - 300°С, которые в несколько раз превышают предельные значения нагрева, достигнутые в экспериментах по СВЧ нагреву металлов, проводимых в SLAC (США). Это позволяет на стенде при умеренном числе импульсов исследовать более тугоплавкие, чем медь, металлы, а также сплавы с различными характеристиками.

## Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, списка цитированной литературы(66 пунктов) и списка публикаций автора по теме диссертации (43 пункта). Объем диссертации составляет 207 страниц, включая 80 рисунков. Основные результаты диссертации опубликованы в работах 1\*-43\*, из которых 23 публикации в рекомендованных ВАК (зарубежных и российских) реферируемых журналах.

В диссертации используется сплошная нумерация цитируемых источников и авторских работ (последние помечены символом (\*). Нумерация параграфов, рисунков и формул производится по главам: к номеру параграфов, рисунков и формул впереди добавляется цифра, соответствующая номеру главы.

#### Краткое содержание диссертации

Во введении кратко обоснованы актуальность, научная новизна, практическая значимость и цель диссертационной работы, достоверность полученных результатов. Сформулированы положения, выносимые на защиту. Обсуждается

набор требований, которым должны удовлетворять СВЧ источники, чтобы их можно было использовать в качестве источников питания для тестирования ускоряющих структур коллайдеров или в экспериментах, в которых требуется запитка высокодобротных (Q~1000-1500) резонаторов. Рассматривается возможность и перспективность использования МСЭ в качестве таких источников. Кратко отражены апробация работы и личный вклад автора.

В начале первой главы, после выбора создаваемой схемы МСЭ и частотного диапазона (выбрана частота 30 ГГц – частота e<sup>+</sup>,e<sup>-</sup> коллайдера CLIC, ЦЕРН), на [25-39] основе работ сделаны оценки выходных параметров МСЭ, сформулированы требования на диапазон величин ведущего магнитного поля, поля вигглера, энергии пучка и других параметров. Более точные расчеты динамики электронного пучка в МСЭ и его выходных параметров были сделаны [2\*-10\*]с учетом работ [37,39,40]. В качестве источника электронного пучка был использован ускоритель электронов ЛИУ-3000 [25,1\*] (энергия электронов  $\varepsilon_b$  = 1,5 МэВ, ( $\gamma$ =4), ток пучка I<sub>b</sub> = 200 А, длительность импульса тока  $\tau_b$  = 200 нс, цикличность работы 0,5÷1 Гц). Исследования были начаты с «традиционной» схемы МСЭ со спиральным вигглером и ведущим магнитным полем. Кроме того, при выборе параметров создаваемого МСЭ сразу было также определено приоритетное направление его использования. На первом этапе ставилась задача получения мегаваттного уровня мощности (или выше) с жесткими требованиями на ширину спектра, на стабильность частоты и др. (см. таблицу В1). После этого предполагалось использовать созданный МСЭ в качестве источника СВЧ мощности для проведения экспериментов по запитке излучением на частоте 30 ГГц макета высокоградиентной ускоряющей структуры коллайдера ИЛИ резонатора с добротностью около 1000 и приступить к экспериментам по двухпучковому ускорению.

Под понятием «традиционной» схемы МСЭ здесь и в дальнейшем понимается такая схема МСЭ, в которой совпадают направления вращения электронов в поле вигглера и в ведущем магнитном поле. Например, электроны, влетающие в

циркулярно поляризованное (в направлении правого винта) поле вигглера будут вращаться по направлению намотки вигглера. Такое же направление вращения будет у электронов, имеющих начальную радиальную скорость, под действием ведущего поля, направление которого совпадает с продольной скоростью электронов.

Особенность МСЭ, создаваемого в ОИЯИ, состоит в том, что величина тока пучка ЛИУ-3000 [25,1\*] в десятки раз меньше значений тока, использовавшихся на созданных МСЭ миллиметрового диапазона (см., например, [8,9,31-33]), в которых была получена эффективность генерации в единицы процентов. В связи с этим в качестве первоочередной рассматривалась задача уточнения основных параметров пучка на выходе ускорителя ЛИУ 3000, создание участка согласованной инжекции пучка в канал МСЭ и определение основных параметров МСЭ, созданного по «традиционной» схеме.

Для этого были разработаны и изготовлены необходимые системы диагностики параметров электронного пучка: амплитуды и длительности импульса тока, эмиттанса, положения центра пучка, размера и др. Краткое описание этих устройств и полученных с их помощью данных о пучке ЛИУ-3000 приведены в разделе 1 главы 1 [1\*].

В разделе 1.2 дано описание выбранных магнитной и электродинамической систем МСЭ генератора и МСЭ усилителя для диапазона 10-40 ГГц. Приведены результаты измерений параметров электронного пучка в электронопроводе ускорителя и в волноводе МСЭ. Показано, что при величине ведущего магнитного поля 1-8 кГс при оптимизации параметров, обеспечивающих согласованную инжекцию электронного пучка из электронопровода ЛИУ в волновод МСЭ, в этом волноводе может распространяться пучок с током около 100 А с радиусом 1,5-2 мм, т. е. плотность тока пучка составляет около 1 кА/см<sup>2</sup> [1\*-5\*], при этом колебания плотности тока не превышали 20%.

В процессе измерений параметров пучка в электронопроводе ускорителя, было также установлено, что транспортировка пучка в тракте ускорителя происходит

вдоль оси, которая смещена примерно на 10-15 мм относительно геометрической оси установки. Смещение пучка от оси системы остается и после инжекции его в волновод МСЭ. С учетом этого при проектировании канала инжекции пучка в волновод МСЭ были предусмотрены системы коррекции и контроля смещения пучка, а также возможность регулировки размера и положения кроссовера пучка, инжектируемого в волновод МСЭ. После получения указанных параметров электронного пучка начались эксперименты по разработке, созданию и оптимизации МСЭ.

B разделе 1.3 приведено описание экспериментов ПО исследованию характеристик СВЧ излучения, получаемого модификациях в различных «традиционной» схемы МСЭ. Выбранная схема МСЭ предусматривала возможность оптимизации различных параметров:

 ведущее магнитное поле создавалось шестислойным импульсным токовым соленоидом, в котором была реализована система минимизации неоднородностей поля. Величина ведущего поля могла меняться от нуля до 10 кГс. В системе питания соленоида была предусмотрена возможность изменения направления ведущего магнитного поля на противоположное;

- для создания циркулярно-поляризованного ондуляторного (вигглерового) поля были изготовлены несколько их макетов с разными периодами намотки (от 3,2 см до 10 см). Вигглер располагался внутри соленоида, пространственное нарастание поля вигглера начиналось в области, где поле соленоида уже имело стационарное значение. В конструкциях вигглеров были опробованы несколько различных схем создания плавного нарастания (и спада) поля на его краях, которые обеспечили длину области плавного изменения поля, равную шести периодам. Величина поля вигглера могла изменяться от нуля до 3 кГс;

- были созданы и прокалиброваны системы измерения мощности и энергии СВЧ излучения (кристаллические детекторы, калориметр) и система измерения спектра излучения с помощью набора запредельных волноводов. Позже система

измерения частоты и спектра была кардинально улучшена внедрением гетеродинной методики;

- в МСЭ генераторе область взаимодействия формировалась зеркалами в виде полированных металлических шайб, помещенных в волновод МСЭ в области регулярного поля вигглера. В усилительной схеме МСЭ для регулировки длины области взаимодействия электронного пучка с ВЧ-волной использовалась толстостенная медная труба, которая вставлялась внутрь волновода МСЭ. Эта труба экранировала магнитные поля МСЭ. После прохождения волновода МСЭ электронный пучок попадал на эту трубу. Это позволяло в каждом импульсе определять и настраивать величину тока пучка, прошедшего через магнитный канал МСЭ усилителя. На выходе медная труба заканчивалась рупором для вывода излучения в атмосферу;

 при анализе результатов, полученных при исследовании МСЭ, совместно с коллегами Киевского Государственного Университета было проведено моделирование динамики электронного пучка для случаев инжекции его в волновод МСЭ как по оси системы, так и в случае смещенного от оси пучка [6\*,7\*].

Результатом экспериментов по исследованию нескольких разновидностей «традиционной» схемы МСЭ генератора было получение СВЧ излучения на частоте 30 ГГц мощностью около 1-2 МВт. Спектр излучения оказался очень широким: от 7 мм до 11 мм. В экспериментах по исследованию МСЭ усилителя сигналов мегаваттного уровня не удалось получить (меньшие по мощности сигналы использовавшиеся в то время системы диагностики не регистрировали). Результаты экспериментов подробно изложены в публикациях [2\*-7\*].

Из сравнения выходных параметров МСЭ, полученных в экспериментах на пучке ускорителя ЛИУ 3000, с требованиями, приведенными в таблице В1, видно, что в «традиционной» схеме ряд параметров МСЭ генератора (например, ширина спектра) превышали требуемые примерно в четыреста раз. Основываясь на полученных результатах, был сделан вывод, что в выбранной схеме МСЭ искать

решение задачи создания высокоэффективного МСЭ источника с очень узким спектром и высокой стабильностью частоты при использовании пучка ЛИУ 3000, по-видимому, бесперспективно.

Раздел 1.4 посвящен обоснованию предложенной автором новой схемы МСЭ, которая позволила при использовании имеющегося оборудования примерно в двадцать раз улучшить спектральные свойства и частотную стабильность выходного излучения МСЭ и примерно в два-три раза увеличить эффективность МСЭ генератора.

Проведенный в этом разделе анализ публикаций по результатам экспериментальных исследований МСЭ показал, что даже при использовании электронных пучков в единицы и десятки килоампер [31-33]) для увеличения коэффициентов усиления за проход (инкрементов) величина ведущего магнитного поля выбиралась близкой к полю циклотронного резонанса. Имеется в виду резонанс между колебаниями электронов пучка в ведущем магнитном поле и баунс колебаниями в периодическом магнитостатическом поле вигглера:

$$\omega_{\rm H}/\gamma \approx k_{\rm w} v \tag{B.1}.$$

Здесь  $\omega_{\rm H}$  – нерелятивистская частота колебаний электрона в продольном магнитном поле,  $\gamma$  – релятивистский фактор электронов,  $k_{\rm w} = 2\pi/\lambda_{\rm w}$  - так называемое волновое число вигглера,  $\lambda_{\rm w}$  – пространственный период его поля, v – продольная компонента скорости электронов

В ряде работ (например, в [29]) показано, что вблизи резонанса (В1) повышается инкремент неустойчивости электромагнитных волн и волны пространственного заряда. Однако при таком выборе режима работы МСЭ необходимо также учитывать опасность резкого ухудшения характеристик электронного пучка. В ряде экспериментов в таких режимах работы МСЭ наблюдались большие потери тока по длине системы (см., например, [10\*, 41]).

Выбор режима МСЭ начинается обычно из расчета и анализа динамики пучка в полях вигглера В<sub>w</sub> и соленоида В<sub>0</sub>. При адаибатическом включении поля

винтового вигглера электроны в области постоянной амплитуды его поля движутся по стационарным винтовым траекториям с постоянной продольной скоростью (см., например, [26-30, 34, 37-40]). При определении зависимости компонент ( $v_{\parallel}$ ,  $v_{\perp}$ ) скорости электронов на данной траектории от ведущего магнитного поля находят продольную скорость электронов, решая уравнение четвертой степени

$$\mathbf{v}_{\parallel} = \mathbf{v}_{\parallel}(\mathbf{B}_0),\tag{B.2}$$

Затем из закона сохранения энергии определяется соответствующее значения  $v_{\perp}$ . В теории МСЭ эта процедура стала практически стандартной и приведена в большом количестве работ, посвященных анализу режимов работы МСЭ при разных комбинациях указанных полей.

При анализе решений уравнения  $v_{\parallel} = v_{\parallel}(B_0, B_w, \gamma, \lambda_w)$  в области малых значений ведущего поля ( $B_0 < B_{pe_3}$ ), где  $B_{pe_3}$  есть поле, соответствующее циклотронному резонансу (B1), многие авторы отмечали [29,35,36,39], что фиксированному значению поля  $B_0$  соответствуют три положительных значения продольной скорости электронов (три комбинации скоростей ( $v_{\parallel}, v_{\perp}$ ). Четвертый корень уравнения давал отрицательное значение скорости  $v_{\parallel}$ . Фактически это означало, что полученная в расчетах продольная скорость электронов направлена противоположно направлению ведущего поля и скорости пучка, поэтому это решение не рассматривали, как не имеющее физического смысла.

Автором диссертационной работы предложен и обоснован новый вариант МСЭ, в котором параметры магнитной системы МСЭ выбраны так, чтобы четвертый корень уравнения (2) оказался положительным. В работах [2\*-10\*] показано, что при изменении направления ведущего поля  $B_0$  на противоположное можно получить четвертое решение уравнения (2) таким, что скорость  $v_{\parallel}$  будет направлена противоположно вектору поля  $B_0$ , но будет совпадать с направлением

продольной скорости электронов пучка. В этом случае при правополяризованном поле вигглера направления вращения электронов в поле вигглера и в ведущем поле окажутся противоположными. Такую схему МСЭ мы назвали МСЭ с «обратным» ведущим магнитным полем.

При более полном анализе динамики электронов в МСЭ с «обратным» ведущим магнитным полем в работах [7\*-11\*,42] было показано, что в этом случае резонансная зависимость поперечной скорости электронов от ведущего магнитного поля имеет место, но только для электронов, которые инжектированы в волновод МСЭ с начальным смещением относительно оси симметрии. Этот тип резонанса мы назвали «антициклотронным» резонансом. По абсолютной величине ЭТО резонансное ведущее поле совпадает с величиной поля, соответствующего циклотронному резонансу в «традиционной» схеме МСЭ. Влияние этого резонанса на динамику электронов значительно слабее, чем циклотронного резонанса (B1), а его «ширина», (например, по диапазону изменения ведущего поля В<sub>0</sub>), намного уже.

В ОИЯИ при использовании ускорителя ЛИУ-3000 были проведены обширные исследования характеристик генераторных и усилительных схем МСЭ с «обратным» ведущим магнитным полем, проанализированы зависимости выходных характеристик МСЭ от полей В<sub>0</sub>, В<sub>w</sub> и от параметров электронного пучка. При сравнении МСЭ генератора с «обратным» ведущим полем и «традиционной» схемы генератора показано экспериментально, а затем и в численном моделировании, что новая схема МСЭ обеспечивает примерно в 20-25 раз более узкий спектр выходного излучения и в 2-3 раза более высокую эффективность. Приведено обоснование полученных результатов. С учетом результатов численного моделирования сделан вывод, что различия в выходных нового МСЭ и «традиционных» характеристиках излучения МСЭ схем генераторов являются следствием существенного различия динамики неравновесных электронов в этих схемах МСЭ [5\*-8\*].

В «традиционной» схеме МСЭ неравновесные электроны пучка на длине взаимодействия совершают всего около одного бетатронного колебания, следовательно, их динамика и энергоотбор могут сильно отличаться от равновесных.

В МСЭ с «обратным» ведущим полем неравновесные электроны пучка на длине взаимодействия совершают большое количество бетатронных колебаний (примерно равное числу периодов вигглера). Амплитуда этих колебаний не растет сравнению с величиной начального разброса, поэтому по энергоотбор неравновесных и равновесных электронов отличаются мало. Это показано в работах [7\*,8\*]. К такому же выводу можно прийти, распространив на МСЭ с «обратным» ведущим полем результаты работ [43,44], в которых получены безразмерные частоты бетатронных колебаний электронов в «традиционных» МСЭ. В численном моделировании показано, что в МСЭ с «обратным» ведущим обеспечивается существенно полем более высокое магнитным качество формирования винтовых пучков и более низкая чувствительность к начальному энергетическому и скоростному разбросу в электронном пучке [10\*].

В режиме «обратного» ведущего поля исследована также усилительная схема. Выходная мощность усилителя в МСЭ с постоянным по величине полем вигглера составила 5-6 МВт. Для увеличения выходной мощности усилителя было рассчитано и реализовано двухступенчатое профилирование поля вигглера по длине. Методика расчета МСЭ усилителя с профилированием поля вигглера приведена в работах [45, 46]. Для усилителя с профилированием приведено сравнение полученных результатов с результатами работ [8, 9]. В МСЭ усилителе с «обратным» ведущим магнитным полем и профилированием поля вигглера получено примерно такое же, как в работе [9], увеличение эффективности усилителя (в 4-5 раз), но существенно лучшие, чем в [9] спектральные характеристики излучения, хотя энергетический разброс в пучке ускорителя ЛИУ-3000 значительно хуже, чем в ускорителе ETA.

Вторая глава посвящена усовершенствованиям схемы МСЭ генератора с «обратным» ведущим магнитным полем с целью, в первую очередь, дальнейшего значительного уменьшения ширины спектра МСЭ генератора и улучшения стабильности его рабочей частоты. В предыдущей главе было показано, что при переходе от «традиционной» схемы МСЭ к МСЭ с «обратным» ведущим магнитным полем удалось уменьшить ширину спектра в 20-25 раз и получить  $\delta\omega/\omega \sim 10^{-2}$ .

Однако ДЛЯ решения таких задач, как запитка высокоградиентных ускоряющих структур или высокодобротных резонаторов с добротностью Q≥1000, в соответствии с таблицей В1, нужно иметь ширину спектра лучше, чем  $\delta\omega/\omega \sim 10^{-3}$ , т е необходимо еще более чем на порядок улучшить и спектральные характеристики МСЭ, и стабильность частоты. Кроме этого, при использовании МСЭ генератора в экспериментах по запитке высокодобротного резонатора, важно обеспечить прецизионное согласование частот источника и нагрузки. В ряде случаев проще такое согласование частот обеспечивать подстройкой частоты нагрузки, но требования на стабильность частоты и ширину спектра МСЭ при этом остаются прежними.

В первом разделе главы 2 обсуждается принципиальная возможность решения поставленной задачи с учетом использования реального ускорителя, в котором энергетический разброс электронном нестабильности В пучке, токов фокусирующих электронный пучок магнитных линз, а также нестабильности полей вигглера и соленоида значительно превышают требования на ширину спектра излучения и на согласование частот источника и нагрузки. Для получения существенно более узкого спектра в создаваемом МСЭ генераторе автором диссертационной работы было предложено заменить резонатор из полированных металлических шайб в цепи обратной связи МСЭ на брэгговские резонаторы, обеспечивающие распределенную селективную обратную связь в некотором узком диапазоне частот. Дополнительным требованием к подобному резонатору

является требование минимального влияния на динамику электронного пучка в канале МСЭ.

В качестве такого «селективного» резонатора может быть использован резонатор, основанный на брэгговском рассеянии волн. Аналогом оптическому брэгговскому резонатору, представляющему собой пространственнопериодическую диэлектрическую структуру, в микроволновом диапазоне могут быть использованы отрезки регулярных волноводов со слабой периодической гофрировкой боковых стенок.

Идея использования брэгговских резонаторов в мощных СВЧ-генераторах, основанных на взаимодействии с быстрыми электромагнитными волнами, была сформулирована в работе [47] и развита в работах [48-50]. В цитируемых работах брэгговских рассмотрено несколько типов резонаторов: односекционный резонатор в виде отрезка слабогофрированного волновода (а); двухзеркальный брэгговские резонатор, В котором структуры используются В качестве узкополосных отражателей, разделенных участком регулярного волновода между ними (б) и резонатор со скачком фазы гофрировки, в котором гладкий волновод отсутствует, но в месте сочленения брэгговских зеркал существует сбой фазы между двумя гофрированными секциями.

Принцип работы брэгговского резонатора состоит в том, что при выполнении определенных условий нем обеспечивается взаимное В (распространяющейся в направлении переотражение ДВУХ волн: попутной продольной электронного пучка) синхронной скорости волны, взаимодействующей с электронным пучком, волны обратной И СВЯЗИ (движущейся навстречу пучку). Указанные волны могут принадлежать к одному или к разным типам волн регулярного используемого волновода. Селективное двухволновое взаимодействие достигается, если отстройки волновых чисел обеих выбранных волн от остальных значительно превышают коэффициенты связи работах [47-50] проанализированы спектры резонансных волн. В частот брэгговских зеркал, приведены выражения для расчетов коэффициентов связи

волн, коэффициентов отражения зеркал и других характеристик брэгговских структур в зависимости от периода и глубины гофрировки, длин зеркал и т.д.

Во втором разделе главы 2 проанализированы достоинства и недостатки каждого из трех указанных выше брэгговских резонаторов (их спектральные характеристики, распределения поля, добротности, возможности плавной регулировки коэффициентов отражения и др.).

В третьем разделе главы 2 дано описание экспериментальной установки и экспериментов по исследованиям и оптимизации МСЭ с указанными типами брэгговских резонаторов. В исследованиях МСЭ удавалось получать стабильную, одномодовую генерацию с выходной мощностью от 10 МВт до 25 МВт при ширине спектра от 10 МГц до 5-7 МГц. При нормировке на мощность пучка ЛИУ 3000 (200 A\*0,8 MB = 160 МВт) получена эффективность  $\eta_1$ =6-15 %. Если выходную мощность генератора нормировать на мощность пучка, вводимую в волновод МСЭ (120 A\*0,8 MB = 96 МВт), получится эффективность  $\eta_2$ = 10-25 %.

Сравнение этих результатов с результатами, полученными с отражателями в виде диафрагм, показывает, что использование МСЭ генератора с «обратным» ведущим полем и брэгговскими резонаторами в цепи обратной связи обеспечило уменьшение ширины спектра до (0,1% - 0,03%) по сравнению (2-1)% в МСЭ с резонатором из диафрагм при одновременном увеличении выходной мощности примерно в два-четыре раза. В некоторых сериях экспериментов была получена эффективность  $\eta_2$  более 25%, но при существенно меньшей длительности импульса излучения. С учетом того, что в намеченных экспериментах по запитке высокодобротного резонатора важную роль играет длительность СВЧ импульса, такие режимы работы МСЭ генератора для нашей задачи не представляли интереса.

Отметим, что диаметр волновода, необходимый для транспортировки без потерь пучка ЛИУ-3000, соответствовал в разных модификациях МСЭ нескольким генерируемым длинам волн. Таким образом, использованная в экспериментах электродинамическая система МСЭ была существенно

сверхразмерной и характеризовалась набором большого числа различных мод, отличающихся продольным и поперечными индексами. В качестве рабочего в брэгговской структуре был выбран цикл обратной связи, сформированный низшей попутной волной TE<sub>1.1</sub> типа и встречной волной TM<sub>1.1</sub> в районе частоты 30 ГГц. Однако кроме указанной зоны брэгговского рассеяния в рабочем диапазоне частот существовали дополнительные зоны, соответствующие связи других пар волн, отличающихся поперечной структурой. В частности, рабочая попутная волна TE<sub>1.1</sub> испытывала отражение во встречную волну того же (TE<sub>1.1</sub>) типа в районе частоты 28 ГГц, в волну  $TE_{2,1}$  типа в полосе около 34 ГГц и в волну ТМ<sub>2.1</sub> в полосе около 37 ГГц. В работе [12\*] при оптимизации выходной мощности МСЭ с «обратным» магнитным полем при работе на связных модах H<sub>1,1</sub>, E<sub>1,1</sub> и E<sub>1,2</sub> получены величины 6 МВт, 20 МВт и 3 МВт соответственно. Примерно такие же результаты получены в более поздних экспериментах [13\*,14\*]. В последующих экспериментах, в основном, использовался МСЭ с «обратным» ведущим магнитным полем и брэгговский резонатор со связной модой Е11.

В работе [14\*] при сравнении по выходной мощности МСЭ с «обратным» магнитным полем и «традиционных» МСЭ получено соответственно 23 МВт и 7 МВт. Для получения высокого КПД длина резонатора была выбрана равной (5–7) периодам вигглера. В результате, полоса усиления электронного пучка была достаточно широкой, и в эту полосу могли попадать сразу несколько зон брэгговского рассеяния (т.е. мод, отличающихся поперечным индексом). Настройка на генерацию в рабочей полосе осуществлялась подбором полей вигглера и соленоида.

В начальных экспериментах использовались двухзеркальные брэгговские резонаторы, в спектре которых представлено несколько продольных мод. Эти моды отличались числом продольных вариаций поля, расположенных в полосе эффективного отражения брэгговских зеркал, составляющей около 1,5-2 ГГц и имеющих примерно равные добротности. При установке резонаторов данного

типа для получения одномодовой работы МСЭ на выбранной частоте нужно было с учетом полученных выходных импульсов МСЭ генератора проводить тонкую настройку параметров резонатора (длины и глубины гофрировки зеркал, соотношение длин входного и выходного зеркал и т. д.). В процессе настройки узкополосной генерации в МСЭ с двухзеркальными брэгговскими резонаторами была детально исследована возможность работы выбранного варианта МСЭ генератора либо в одномодовом, либо в многомодовом режиме в зависимости от добротности резонатора, от величин полей  $B_0$  и  $B_w$  и от параметров электронного пучка. Полученные результаты оказались в очень хорошем количественном согласии с результатами численного моделирования режимов работы генератора [13\*-15\*].

В МСЭ с двухзеркальным брэгговским резонатором в рабочей брэгговской полосе в районе 30 ГГц при оптимальной добротности (Q~500, длина резонатора около 50 см) получена эффективность генерации, нормированная на мощность пучка в волноводе МСЭ,  $\eta_2 = 15\%$ . Увеличение добротности резонатора (Q>1500) приводило к реализации многочастотных режимов генерации, КПД в которых не превышал 7-10%. Однако в экспериментах с указанным резонатором было установлено, что режим генерации при реальных величинах энергетического нестабильностях разброса В электронном пучке И полей  $B_0, B_w$ МОГ устанавливаться на различных продольных модах, с различными рабочими частотами. Позже эти же результаты были получены И в численном моделировании. Это явилось серьезным препятствием для работы с данным брэгговским резонатором при запитке высокодобротных резонаторов.

Среди исследованных схем брэгговских резонаторов лучшие результаты по спектру и стабильности частоты были получены в МСЭ с брэгговским резонатором со скачком фазы гофрировки  $\pi$  при глубине гофрировки около 0,25-0,35 мм. В результате тщательного подбора параметров брэгговского резонатора полей  $B_0, B_w$  и при подстройке электронного пучка МСЭ генератор обеспечивал генерацию на частоте 30 ГГц с шириной спектра 5–10 МГц, что близко к

теоретическому пределу для импульсов длительностью 170-200 нс. Выходная мощность генератора, по измерениям калориметром, составляла 15-25 МВт. Подбором параметров резонатора требуемые ширина спектра, стабильность частоты и выходная мощность МСЭ были получены в экспериментах, проведенных в течение более 10 лет с различными параметрами электронного пучка и другими входными параметрами МСЭ. Полученные результаты удовлетворяют требованиям на МСЭ источник, сформулированным во введении. Максимальный энергозапас (до 4 Дж) получен в импульсах длительностью ~ 200 нс при мощности излучения 20 МВт.

Параметры созданного МСЭ генератора позволяли приступить к проведению экспериментов по запитке высокодобротных резонаторов, ориентированных на ускорительные приложения. Основные результаты, относящиеся к главе 2, опубликованы в работах [10\*,12\*-21\*].

Третья глава посвящена применению разработанного МСЭ генератора с «обратным» ведущим магнитным полем и брэгговским резонатором со скачком фазы гофрировки для создания специализированного СВЧ стенда, который разрабатывался для запитки на высоком уровне мощности высокодобротного резонатора. На созданном стенде предусматривалось проведение экспериментов по получению и анализу результатов, в которых моделировался температурный ускоряющей режим структуры коллайдера CLIC. Целью проводимых исследований было получение экспериментальных результатов по определению стойкости меди по отношению к импульсным циклическим нагрузкам. Эта задача является в настоящее время одной из наиболее актуальных при выборе материала для изготовления ускоряющих структур линейных коллайдеров.

Проблема циклического воздействия на металл коротких, повторяющихся импульсов электронного пучка была сформулирована в работе [51]. В этой работе было введено понятие безопасной температуры  $\delta T_{63n}$  при импульсном нагреве металла. В статье обосновывалось предположение, в соответствии с которым при импульсных нагревах, меньших чем  $\delta T_{63n}$ , воздействие на металл не должно

приводить к его повреждению. В соответствии с таким представлением, при малых импульсных нагревах в металле происходят только упругие деформации, которые не вызывают явлений усталости. Напряжения, большие «безопасной» величины, вызывают в металле пластические деформации, накопление которых является причиной усталости металла и затем его разрушения.

Из сделанных в работах [51,52] расчетов этого явления следовали несколько весьма нетривиальных выводов: а) механизм накопления повреждений в металле возникает как простое суммирование накоплений дефектов в нем от каждого импульса. После «сложения» дефектов от некоторого большого числа импульсов обычно начинается процесс появления шероховатости поверхности, а затем ее разрушения. Отсюда следует, что повреждение металла зависит от величины приложенного импульсного напряжения и является пороговым эффектом; б) при величинах импульсного нагрева, превышающих пороговые значения, в результате циклических воздействий может произойти повреждение и даже разрушение металла при весьма низких импульсных нагревах (около 100°С). В работах [52-56] были сделаны расчеты порогового числа импульсов для разных материалов в зависимости от величины импульсного нагрева или эквивалентного импульсного воздействия. циклического механического Из выполненных расчетов, В частности, следовало, что традиционно использовавшаяся для изготовления ускоряющих структур бескислородная медь с учетом необходимого запаса прочности может не обеспечить требуемого порогового числа рабочих импульсов коллайдера (при сроке службы коллайдера около 20 лет это число оценивается в 5\*10<sup>10</sup> циклов). Поэтому актуальным стал вопрос поиска новых материалов или сплавов для изготовления ускоряющих структур коллайдера. В результате появилось значительное число работ (см., например, [53-58]), из которых следует, что при выборе материала для изготовления высокодобротной ускоряющей структуры существенны не только высокая проводимость металла или сплава, но и целый набор механических и технологических характеристик материалов.

Для окончательного выбора материала для изготовления ускоряющих структур становится очевидной необходимость получения экспериментальных данных по этой проблеме. Однако из сказанного выше о пороговом характере процессов повреждения и разрушения используемых материалов следует, что для получения одной экспериментальной точки для выбранного материала нужно выполнить количество циклов равное или превышающее 5\*10<sup>10</sup>. Очевидно, что при такой постановке задача практически не имеет решения, следовательно, получение требуемых экспериментальных результатов возможно только в экспериментах с масштабированием его отдельных параметров.

В качестве параметров масштабирования в разных экспериментах были выбраны либо рабочая частота, либо величина импульсного нагрева, либо комбинация этих параметров. С учетом указанных факторов масштабирования были созданы специальные экспериментальные стенды для проведения модельных экспериментов на частоте около  $10^{15}$  Гц (CERN) [11], на частоте около 10<sup>4</sup> Гц (CERN) [12,54] и в СВЧ диапазоне на частоте около 10<sup>10</sup> Гц (SLAC) [56-59]. Из-за того, что рабочие частоты лазерных [11] и ультразвуковых [12,54] экспериментов отличались более чем на 10 порядков, то и методика проведения этих экспериментов, и системы диагностики в них также существенно различались. Более того, значительно различались критерии, также использовавшиеся в разных экспериментах для определения повреждения и разрушения исследуемых материалов. Более подробный анализ особенностей выполненных в ЦЕРНе экспериментов, обсуждается в разделе 1 главы 3.

В работах [11,12,54], были сделаны попытки отобразить на одних осях результаты ультразвуковых и лазерных экспериментов. Отметим, что в лазерных и в ультразвуковых экспериментах при определении порогового числа импульсов сопоставлялись между собой существенно различные конечные результаты облучения. В ультразвуковых экспериментах пороговым считалось число импульсов, после которого на образце фиксировались явные следы разрушения материала. В лазерных экспериментах пороговое число импульсов определялось

как число импульсов, при котором на образце можно было обнаружить первые признаки повреждения поверхности, т. е., когда в результате облучения на образце появлялись шероховатости с размером 20 нм. В качестве обоснования допустимости такого сравнения результатов принималось утверждение, что переход от первых признаков повреждения образца до его разрушения будет происходить очень резко.

Несколько позже к результатам ультразвуковых и лазерных экспериментов были добавлены результаты экспериментов, проведенных и продолжающихся в SLACe в CBЧ диапазоне, на частоте 11,424 ГГц двумя экспериментальными группами [55, 56] и [57, 58]. Эксперименты [55, 56] были начаты в 1997 году группой, которая в тексте диссертации названа SLAC1. В качестве источника импульсной мощности использовался клистрон с выходной мощностью 50 МВт при длительности импульса около 1500 нс и с частотой повторения 60 Гц. Проектная величина импульсного нагрева выделенного участка образца из 350°C. Для бескислородной меди оценивалась на уровне определения повреждения образца предусматривалось контроль добротности вести исследуемого резонатора (основная система диагностики), кроме того, в конце облучения предполагалось определение повреждений поверхности исследуемого образца с использованием микроскопов. В экспериментах этой группы были исследованы два образца из бескислородной меди при величинах импульсного нагрева 82°С и 120°С. Основным препятствием к получению более высоких значений импульсного нагрева было появление и в СВЧ тракте, и на исследуемом образце электрических пробоев.

В экспериментах, которые спустя несколько лет были начаты другой группой из SLACa (в диссертации называется группа SLAC2), использовались та же схема эксперимента, тот же источник СВЧ мощности и те же системы диагностики. В соответствии с этим диапазон значений импульсного нагрева образцов также не изменился. Основное отличие этих экспериментов состояло в методике получения конечных результатов. В экспериментах группы SLAC2 были проведены

сравнительные эксперименты с образцами из различных металлов и сплавов при двух фиксированных количествах импульсов  $N_1=2*10^6$  и  $N_2=10*10^6$ . Поэтому делать корректные сравнения результатов, полученных в экспериментах SLAC1 и SLAC2, а также сравнения результатов группы SLAC2 с экспериментами, в которых делались оценки порогового числа импульсов, довольно сложно. Однако при сравнении результатов, полученных в SLAC1 и SLAC2 при исследовании бескислородной меди видно весьма значительное различие в результатах определения порогового числа импульсов.

Для того, чтобы экспериментальные данные, полученные при малом импульсном нагреве (до 120°С) дополнить результатами, полученными при другом наборе величин импульсного нагрева для образцов из бескислородной меди, руководство группы CLIC предложило провести эксперименты в Дубне при существенно увеличенном импульсном нагреве (около 200°С). В качестве источника импульсной СВЧ мощности было предложено использовать МСЭ генератор (20 МВт\*200 нс), работающий на частоте 30 ГГц [18].

В начале третьего раздела главы 3 анализируются результаты численного моделирования [22\*], целями которого было получить ответ на вопросы: а) возможна ли эффективная запитка высокодобротного резонатора от МСЭ источника на большом уровне СВЧ мощности; б) можно ли при параметрах МСЭ источника ОИЯИ-ИПФ РАН (мощность 20 МВт и энергозапас 3-4 Дж/импульс) достичь столь большого импульсного нагрева.

При выборе схемы стенда, после проведения предварительных расчетов было установлено, что решение задачи возможно, если энергию от МСЭ источника накопить в высокодобротном резонаторе с добротностью около 1000-1500. При таком варианте решения нужно иметь в виду, что при запитке высокодобротного резонатора импульсным излучением МСЭ на начальной стадии прихода СВЧ импульса в нагрузку, должно возникать практически полное его отражение. В экспериментах по борьбе с СВЧ пробоями было установлено, что появление в
тракте отражения мощности в МСЭ источник примерно на уровне 7-10 % может приводить к резкому ухудшению его работы вплоть до срыва генерации.

Моделирование показало [23\*, 24\*], что при точной настройке тестового резонатора на частоту генерации МСЭ, при больших расстояниях до нагрузки процесс накопления энергии в тестовом резонаторе сопровождается уменьшением амплитуды отраженной волны. Положительным фактором, повышающим стабильность установления одночастотного режима в МСЭ, является наличие потерь в тракте между генератором и нагрузкой. Так, наличие 10%-15% потерь по мощности незначительно уменьшает величину накопленного поля в тестовом резонаторе поля, однако является достаточным, чтобы отраженный сигнал не оказывал существенного влияния на работу МСЭ.

В разделе 4 главы 3 приведена схема СВЧ стенда, созданного для решения указанной задачи, коротко рассмотрены существенные отличия этого стенда от СВЧ стендов SLACa. Основные особенности СВЧ стенда ОИЯИ обусловлены тем, что на нем требовалось получить в медном образце величину импульсного нагрева в два-три раза более высокую, чем была достигнута в SLACe, хотя энергозапас МСЭ источника ОИЯИ (около 3-4 Дж/импульс) примерно в 20 раз меньше энергозапаса СВЧ источника SLACa. В этом разделе обсуждаются функциональные особенности основных элементов стенда и требования к ним. Основными элементами стенда, созданного в ОИЯИ [23\*,25\*,26\*], были: МСЭ генератор – источник СВЧ мощности, система вывода излучения из вакуумного волновода МСЭ в атмосферу, высокодобротный тестовый резонатор (Q~1500), преобразователи мод (из волноводной моды Н<sub>11</sub> в гауссову и обратно, преобразователь моды H<sub>11</sub> в электропрочную моду H<sub>01</sub>), система транспортировки излучения от МСЭ к исследуемому резонатору, системы контроля мощности, длительности, стабильности частоты СВЧ импульсов и моды. Системы диагностики обеспечивали измерения СВЧ сигналов на выходе МСЭ генератора, на выходе тестового резонатора и в разных участках тракта. К ним можно

добавить системы контроля за отсутствием пробоев в тестовом резонаторе и в других участках стенда.

В разделе 4 анализируются различные этапы наладки стенда. Одной из наиболее сложных проблем оказалась проблема электрических пробоев: и поверхностных, и воздушных, и вакуумных (в тестовом резонаторе и в СВЧ тракте). Эти вопросы обсуждаются в подразделе 4а. Пробои начались при уровне выходной мощности МСЭ около 5-7 МВт и стали регулярными при мощности выше 8-10 МВт.

В ходе экспериментов по ликвидации СВЧ пробоев было обнаружено новое физическое явление [23\*, 25\*-27\*], которое существенно усложняло настройку рабочих режимов стенда, сказывалось на ширине спектра выходного излучения МСЭ и приводило к пробоям на входе в тестовый резонатор. Это явление мы назвали «расщепление» рабочей моды резонатора. Проявление «расщепления» заключалось в том, что в спектре выходного излучения МСЭ наряду с одночстотными сигналами с шириной спектра от 5 МГц до 15 МГЦ наблюдались двойные (по частоте) сигналы, расстояние между которыми было от 20 МГц до 60 МГц. Иногда два таких сигнала сливались в один с шириной около 30-60 МГц.

Первоначально считалось, что причиной «расщепления» могла быть некоторая эллиптичность давленных брэгговских резонаторов, тем более, что в процессе борьбы с СВЧ-пробоями этот эффект был обнаружен и в холодных измерениях брэгговских зеркал. Однако в экспериментах с точенными (без эллиптичности) брэгговскими зеркалами, а затем и в численном моделировании, было установлено, что эффект «расщепления» проявляется также в брэгговских зеркалах с круговой симметрией. В моделировании, проведенном совместно с коллегами из ИПФ РАН [27\*,28\*], было показано, что расщепление рабочей моды МСЭ генератора связано со спецификой преобразования и переотражения мод в брэгговских резонаторах. На основе модели, разработанной коллегами из ИПФ РАН при рассмотрении четырехволнового взаимодействия, дано объяснение

механизма расщепления и были предложены два способа устранения этого эффекта [27\*, 28\*].

Оба метода борьбы с «расщеплением», предложенные в моделировании, позволили достаточно эффективно решить эту проблему. В экспериментах оба метода также обеспечивали устранение «расщепления». Однако получение одномодовой генерации в этих экспериментах сопровождалось по разным причинам уменьшением выходной мощности МСЭ в 2,5 -3 раза. Модификации схемы эксперимента с целью оптимизации выходной мощности в этих экспериментах не проводилось.

Пятый раздел главы три посвящен представлению и обсуждению полученных экспериментальных результатов. В начале раздела (подраздел 5а) коротко представлены основные системы диагностики, результаты измерений модового состава излучения, рабочей частоты, спектра, мощности, длительности СВЧ импульса и др. При малой величине импульсного нагрева (около 40°С) проведено испытание всех систем стенда и систем диагностики, проверена возможность получения требуемой стабильности частоты и обеспечения одномодовой, одночастотной работы стенда путем незначительной оперативной подстройки параметров [23\*, 24\*, 28\*] в процессе набора статистики.

В подразделе 56 приведены результаты полномасштабных экспериментов, в которых величина импульсного нагрева исследуемого образца из бескислородной меди марки МОБ равнялась 200°С-220°С. В этих экспериментах решались следующие задачи: а) обеспечение стабильной, без пробоев, работы стенда при значительном увеличении импульсного нагрева кромки исследуемого образца; б) определение в этом режиме количества импульсов облучения, после которых будут заметны последствия циклического воздействия. Обе сформулированные задачи были решены, и при числе импульсов 3 \*10<sup>4</sup> на микрофотографиях участка кольца вблизи наиболее прогреваемой кромки были зарегистрированы следы повреждения поверхности [17\*, 18\*, 21\*-28\*].

Полученный результат позволил скорректировать И дополнить задачу дальнейших исследований, для которых было решено увеличить импульсный нагрев участка медного образца до 250°С-300°С. Была поставлена цель экспериментально зарегистрировать начало повреждения меди И проанализировать развитие процесса повреждения металла вплоть до начала его разрушения. В дополнение к этому представлялось важным установить экспериментально физическую или техническую причину, в результате которой продолжение эксперимента будет считаться нецелесообразным. Исходя из оценки  $(3*10^4 - 1*10^5),$ импульсов облучения было требуемого числа решено облучение и проводить с помощью микроскопа анализ останавливать поверхности различных участков образца примерно через 1,6\*10<sup>4</sup> импульсов. В итоге было сделано пять извлечений исследуемого образца с последующим анализом поверхности и дальнейшим облучением.

После первого извлечения образца, при  $N_1 = 1,6*10^4$  импульсов были обнаружены следы повреждения на кромке кольца - наиболее прогреваемом участке. Эти повреждения имели вид микроострий различной формы [30\*, 31\*]. Характер этих повреждений мало менялся в результате последующих вскрытий. По-видимому, из-за малой площади этого участка и из-за того, что резонатор был запитан на электропрочной  $TE_{0,1,1}$  моде, появление микроострий не приводило к возникновению пробоев. При последующих извлечениях образца (вплоть до 6\*10<sup>4</sup> импульсов) характер повреждений кромки кольца менялся мало.

Однако, при анализе поверхности образца после второго извлечения ( $N_2 = 3,2*10^4$  импульсов), а также после последующих извлечений ( $N_3 = 4,8*10^4$  и  $N_4 = 6,0*10^4$  импульсов) на ней были зарегистрированы повреждения также вне его кромки. Площадь, занятая повреждениями, увеличивалась с ростом числа импульсов облучения. Эти повреждения имели вид чередующихся относительно плавных выступов и впадин.

Пятое вскрытие и остановка процесса облучения были сделаны после  $N_5 = 6,3^*10^4$  импульсов из-за зарегистрированного несколькими датчиками пробоя в

области резонатора. Исследование образца показало, что в дополнение к микроостриям на кромке и шероховатостям вне ее на поверхности образца появились значительные (длиной более 100 мкм и глубиной в несколько микрон) трещины. Появление таких микротрещин, по нашему мнению, привело к резкому снижению электрической прочности резонатора и к появлению пробоев в нем.

Таким образом, проведенные исследования определили предельное число импульсов, после которого начинаются заметные повреждения выбранного материала при заданной температуре (N~  $1,6*10^4$ ), а также число импульсов, при которых наступило разрушение исследуемого образца (N~  $6,3*10^4$ ). Показано, что разрушение металла не наступило резко после появления первых признаков повреждения его поверхности – по числу рабочих импульсов эти процессы отличаются почти в четыре раза. Результаты этих экспериментов опубликованы в работах [26\*,29\*-43\*].

### Апробация работы

Основные результаты диссертации докладывались на семинарах ОНМУ, ЛФВЭ ЛЯП и ЛНФ ОИЯИ, на секции ускорительного отделения ОИЯИ, на ПКК ОИЯИ, на семинарах в ИПФ РАН (Нижний Новгород), ФИ РАН, ИОФ РАН, МРТИ (Москва), КГУ (Киев). Результаты по созданию, наладке МСЭ докладывались на 11 и 13 Всесоюзных совещаниях по ускорителям заряженных частиц (Дубна, 1988 г., Дубна 1992 г.) на втором всесоюзном совещании по новым методам ускорения заряженных частиц (Норд Амберд, 1989), на седьмом семинаре по высоковольтной релятивистской электронике (Томск, 1991), на 14 международной конференции ускорителям высоких энергий (Цукубо, Япония, 1989), на третьей (Протвино, 1991) и четвертой (Гармиш-Партенкирхен, Германия, 1992) международных совещаниях по линейным коллайдерам, на 14 и 15 международных конференциях по ЛСЭ (Кобэ, Япония 1992 и Хагуэ, Нидерланды, 1997, на SPIE Symposium in Intense Microwave and Particle BeamsIII

(Лос-Анжелес, 1992), на конференциях по высокочастотной электронике в Нижнем Новгороде (1999, 2002, 2005, 2008, 2011), на рабочих совещаниях по CLIC (2006, 2007, 2008), на семинаре памяти В.П. Саранцева (2013, Алушта, Украина) и на семинаре ЛЯП ОИЯИ (2013, Дубна). Основные результаты диссертации опубликованы в работах 1\* - 43\*.

#### Личный вклад автора.

Идея создания МСЭ в ОИЯИ с использованием линейного индукционного ускорителя электронов была обоснована автором на НТС ОНМУ в 1983 году. С тех пор автор диссертационной работы определял программу исследований и был фактическим руководителем исследований МСЭ, проводившихся в ОИЯИ. Он принимал непосредственное участие на всех этапах, начиная от диагностики электронного пучка ускорителя ЛИУ 3000, и кончая получением результатов по каждой исследованной схеме генератора ИЛИ усилителя. Автором сформулирована идея создания МСЭ генератора с «обратным» ведущим магнитным полем и проведены исследования этой схемы на пучке ЛИУ 3000. Результаты этих исследований, а также результаты исследований МСЭ усилителя и МСЭ усилителя с профилированием поля вигглера вошли в кандидатскую диссертацию автора. После этого Каминским А.К. предложена схема МСЭ генератора с «обратным» ведущим магнитным полем и брэгговским резонатором в цепи обратной связи. Обе схемы МСЭ экспериментально испытаны впервые.

Идея использовать созданный МСЭ генератор для решения важной для коллайдерной тематики проблемы была сформулирована в Дубне во время встречи представителей группы СLIС (ЦЕРН) со специалистами ИПФ РАН (Нижний Новгород) и ОИЯИ (Дубна) [18]. После предварительной проработки параметров узлов стенда, создаваемого на основе ускорителя ЛИУ 3000, весь цикл исследований с целью получения проектных параметров на стенде был выполнен под руководством и с непосредственным участием автора. В экспериментах по наладке стенда были получены результаты, превышающие

проектные. Результаты этих экспериментов, а также полученные на стенде физические результаты докладывались автором в ЦЕРНе на рабочих совещаниях.

В заключении сформулированы основные результаты диссертации.

## Глава I

# Проектирование, создание и исследование МСЭ генератора с «обратным» ведущим магнитным полем

#### 1.1. Постановка задачи

Вторая половина двадцатого столетия ознаменовалась рядом значительных экспериментальных достижений в разработке МСЭ (особенно МСЭ усилителей) диапазона 30-40 ГГц и не менее впечатляющими проектами МСЭ усилителей диапазона (120-460) ГГц. Целью экспериментов в диапазоне 30 ГГц было создание мощного МСЭ источника гигаваттного уровня мощности для использования в экспериментах по двупучковому ускорению и в коллайдерной тематике. В проведенных в США экспериментах [8, 9] в МСЭ усилителе с профилированием поля вигглера по длине на частоте 34,6 ГГц была получена импульсная мощность 1 ГВт. В этих экспериментах был использован мощный ускоритель ЕТА с уникальными параметрами: энерргия  $\varepsilon = 3,5$  Мэв, ток I = 4 кА, нормализованный эмиттанс  $2*10^4$  A/(см\*рад)<sup>2</sup> при очень малой для сльноточных ускорителей величине энергетического разброса  $\delta\gamma/\gamma=0,8\%$ .

Основная направленность проектов МСЭ источников диапазона (120-460) ГГц [60-63] была ориентирована на получение большой (уровня десяти ГВт) импульсной мощности, а также большой средней мощности (около 2 МВт). Предполагалось использование таких источников для нагрева плазмы в экспериментах на токамаках. В качестве источников тока в этих проектах МСЭ усилителей рассматривались ускорители типа ЕТА II с параметрами: энергия  $\mathcal{C} = 7-10$  Мэв, ток I = 3,0 кА, яркость пучка около  $10^8$  A/(м\*pag)<sup>2</sup> с длительностью импульса электронного тока 70 нс.

Эти примеры показывают уникальные перспективы применения МСЭ источников в весьма широком и мало освоенном диапазоне частот от десятков ГГц до терагерц при решении актуальных физических и технических задач. Однако за довольно большой промежуток времени, который прошел со времени опубликования указанных работ, такие установки на основе МСЭ не были

созданы. Основная причина этого заключена, по-видимому, в том, что спектр излучения на выходе созданных мощных МСЭ (см. [9]) был почти на два порядка шире, чем требуется для запитки высокоградиентных (Q~1000) структур коллайдеров. Из этого следует, что весьма актуальной задачей является создание такого типа МСЭ, который обладал бы значительно лучшими спектральными характеристиками, «традиционные» схемы. Другими словами, чем для ускорительных и ряда других применений необходим такой тип МСЭ, который был бы значительно менее, чем «традиционные» МСЭ, чувствителен к энергетическому и скоростному разбросу в электронном пучке. Под понятием «традиционной» схемы МСЭ здесь и в дальнейшем понимается такой тип МСЭ, в котором совпадают направления вращения электронов в поле вигглера и в ведущем поле.

Вопросам разработки таких МСЭ генераторов и усилителей, их созданию и исследованию, а также сравнению экспериментальных результатов, полученных в МСЭ нового типа с результатами, полученными на том же пучке в «традиционных» разновидностях МСЭ, посвящены первые две главы диссертации.

В начале этой главы приведены результаты предварительной оценки характеристик МСЭ, которые создавались в ОИЯИ по «традиционной» схеме, с учетом параметров пучка ускорителя ЛИУ 3000 (ток  $I_b = 200$  А, энергия  $\mathcal{E}_b = (1,5-0,8)$  Мэв, длительность импульса  $\tau_b = 200$  нс, цикличность (0,5-1) с<sup>-1</sup> [25,1\*-5\*]). Фотография ускорителя изображена на рис.1.1.

Оценки проектных параметров создаваемых МСЭ были сделаны после выбора схемы: с циркулярно-поляризованным полем ондулятора (вигглера), с ведущим магнитным полем и частотной привязкой (30 ГГц) к частоте коллайдера CLIC, проект которого разрабатывается в ЦЕРНе со второй половины прошлого века.



Рис.1.1. Фотография ускорителя ЛИУ 3000.

Оценки, сделанные на основе работ [26 - 40], показали, что на основе пучка ЛИУ 3000 можно рассчитывать на создание МСЭ мегаваттного уровня мощности на частотах около 30 ГГц и в усилительной, и в генераторной схемах мазера на свободных электронах. Однако, из анализа результатов многих работ по МСЭ (например, 8,9,31-33]), можно было сделать вывод, что ширина спектра, создаваемого МСЭ, скорее всего, будет составлять сотни МГц и более, т. е. полученные спектральные характеристики МСЭ источника будут намного хуже требуемых для запитки высокодобротных ускоряющих структур на несколько порядков. Ярким подтверждением результатов такого предварительного анализа были результаты, полученные в 1985-1986 годах в Беркли. Хотя по величине импульсной мощности МСЭ усилителя на частоте 34,6 ГГц с использованием профилирования поля вигглера в LLNL был экспериментально получен гигаваттный уровень мощности [9], при использовании таких МСЭ для запитки высокоградиентных структур потребовалась бы серьезная коррекция схемы МСЭ усилителя с целью существенного уменьшения ширины спектра.

Поэтому параллельно с определением реальных параметров МСЭ генераторов и МСЭ усилителей, которые можно было получить в различных вариантах «традиционных» схем МСЭ, проводились исследования с целью создания такой схемы МСЭ, которая была бы значительно менее чувствительна к начальным разбросам по энергии и по скоростям в электронном пучке.

Наряду с исследованием усилительных схем велись интенсивные поиски путей качественного улучшения генераторных схем, чтобы не быть жестко привязанным к дискретным частотам задающих генераторов, являющихся источниками начальной мощности в усилителях. В то же время, учитывая то, что по спектральным характеристикам усилительные схемы выглядели значительно предпочтительнее, интересно было экспериментально проанализировать И оптимизировать оба типа МСЭ источников.

Еще одним важным параметром МСЭ, создаваемого в ОИЯИ, должно быть малое время выхода на режим стационарной генерации. Это требование оказалось весьма существенным с учетом малой величины тока ускорителя ЛИУ 3000 и появившегося нового ограничения на требуемую длительность СВЧ импульса: при очередной переработке концепции коллайдера CLIC, в результате которой длительность СВЧ импульса драйверного ускорителя была увеличена с 20 нс [17] до (140-150) нс [14-16]. С учетом того, что длительность пучка ускорителя ЛИУ 3000 (200 нс) ненамного превышает требуемую длительность СВЧ импульса, требование обеспечить возникло выход на рабочий уровень мощности (мегаватты) из шума (доли ватт) за несколько проходов области взаимодействия пучка и волны. Это, в свою очередь, накладывало серьезные ограничения на величину усиления в МСЭ.

Хотя в настоящее время рабочая частота коллайдера CLIC скорректирована и равна 12 ГГц [15], по согласованию с руководством группы CLIC (ЦЕРН) для исследований в ОИЯИ по коллайдерной программе было решено оставить рабочую частоту МСЭ источника, равной 30 ГГц [18]. Как будет видно из конкретной постановки решаемой для коллайдера CLIC задачи и анализа

полученных результатов, указанное различие в частотах коллайдера CLIC и МСЭ источника ОИЯИ оказалась несущественным.

Известно, что выходные параметры МСЭ (спектр излучения, стабильность частоты, мощность и др.) в значительной степени определяются качеством электронного пучка (разбросом по энергии, эмиттансом) и зависят также от динамики электронного пучка в волноводе МСЭ. Поэтому первые шаги при создании МСЭ были направлены на определение основных параметров пучка ускорителя ЛИУ-3000 и обеспечении согласованной инжекции этого пучка в канал МСЭ.

# 1.2.Формирование электронного пучка с высокой плотностью тока. Инжекция пучка в волновод МСЭ

Для проведения экспериментов по запуску МСЭ и для определения основных параметров электронного пучка на выходе ускорителя и в канале МСЭ была создана установка (рис.1.2), основными элементами которой были: ускоритель электронов ЛИУ 3000 (1), магнитная система МСЭ: соленоид (6) и спиральный токовый вигглер (7), вакуумные каналы транспортировки электронного пучка (электронопровод ускорителя (4) и в волновод МСЭ (5)), линзы и корректора (2,3) для обеспечения согласованной инжекции пучка из электронопровода в волновод МСЭ, резонатор (8), система сброса электронного пучка (10) после прохождения канала МСЭ, система вывода излучения из вакуумного волновода в атмосферу (11), системы диагностики электронного и СВЧ пучков (9, 12).

В этом разделе будут приведены результаты экспериментов по измерению параметров электронного пучка в различных участках установки и по созданию тракта, обеспечившего согласование пучковых каналов ускорителя и МСЭ. В случаях, когда для измерений использовалась нестандартная методика, результаты измерений будут приведены после краткого изложения используемой системы измерений.



Рис.1.2. Схема МСЭ генератора. 1- ускоритель ЛИУ-3000, 2, 3 - линзы и корректора согласующего участка, 4 – электронопровод, 5 – волновод МСЭ, , 6 – соленоид, 7- вигглер, 8 – отражающие диафрагмы, 9 - пояса Роговского, 10 – отклоняющий магнит, 11 - выходной рупор с вакуумным окном, 12 -детектор излучения.

В качестве источника электронов в ускорителе ЛИУ 3000 использовалась пушка с оксидным термокатодом [25,1\*-8\*]. Напряжение на электронной пушке можно было регулировать от нуля до 270 кВ. В первых экспериментах за анодом пушки регистрировался ток до 220 А при длительности импульса около 1500 нс. Ускорение пучка от 270 кВ до конечной энергии (1,5 МэВ или 0,8 МэВ в разных экспериментах) происходило при включении индукторов ускоряющей системы, длительность импульса ускоряющего напряжения в которых составляла около 200 нс. Величина ускоренного тока пучка на выходе ускорителя и в электронопроводе (4) с внутренним диаметром 70 мм достигала 180 А. Вместе с этим ускоренным пучком и на выходе ускорителя, и на выходе волновода МСЭ датчики тока регистрировали также и частично ускоренный пучок (с энергией 270 кэВ) длительностью 1500 нс.

Для измерений размера и положения центра пучка, распространяющегося в электронопроводе за ускорителем, использовался ламельный датчик. С его помощью было установлено, что в электронопроводе 4 (рис. 1.2) пучок с током 180 А распространялся с размером  $d_b=2$   $r_b=(2-3)$  см. Измерения с помощью подвижного ламельного датчика, установленного в специальной камере на выходе ускорителя, показали, [1\*], что у электронного пучка имеется значительный когерентный угол. При измерении характеристик пучка в процессе его

транспортировки были измерены проеции  $\alpha_x$  и  $\alpha_y$  когерентного угла  $\alpha$  на плоскости YZ и XZ:  $\alpha_x = \alpha_y = 35 \pm 15$  мрад. При определении эмиттанса F пучка использовалась методика, изложенная в [64]. Измеренные значения эмиттанса дали значения F  $\approx 10\pi$  см\*мрад.

Выведенный из ускорителя электронный пучок инжектировался в волновод МСЭ 5 (рис.2). Этот волновод представлял собой тонкостенную трубку ( $\delta$ =0,3 мм) из нержавеющей стали с внутренним диаметром 19,4 мм. В области взаимодействия пучка с волной было создано магнитное поле **B**(r, θ, z), которое представляло собой сумму полей циркулярно поляризованного поля вигглера  $\mathbf{B}_{w}(r,\theta,z)$  и ведущего продольного магнитного поля  $\mathbf{B}_{0}$  [1\*-5\*]. Анализ публикаций по МСЭ с циркулярно поляризованными вигглерами и ведущим магнитным полем показал, что во всех экспериментах, выполненных до 1989 года, использовались вигглеры с правовинтовой намоткой токовых катушек, а ведущее поле было ориентировано по направлению распространения электронного пучка. Мы будем называть такое направление ведущего магнитного поля положительным и приписывать ему знак (+), а МСЭ с такой ориентацией полей «традиционными». Характерная вигглера И соленоида особенность «традиционных» МСЭ состоит в том, что в них направления вращения электронов в полях вигглера и соленоида совпадают. Поле +В<sub>0</sub> создавалось шестислойным импульсным токовым соленоидом с компенсацией поперечной компоненты поля, появляющейся в результате намотки соленоида. Для того, чтобы поле В<sub>0</sub> мало искажалось тонкостенным волноводом МСЭ, длительность импульса ведущего поля была выбрана большой – около 1500 мкс.

Циркулярно-поляризованное поле вигглера  $\mathbf{B}_{w}(\mathbf{r},\theta,z)$  с длительностью импульса около 250 мкс создавалось при протекании тока в проводах, расположенных в пазах сделанной на цилиндре двухзаходной спирали. Один из вариантов вигглера изображен на рис. 1.3.



Рис. 1.3. Бифилярный вигглер

Для увеличения области однородности поля вигглера в ряде случаев вместо двухзаходной токовой спирали использовалась четырехзаходная спираль. На рис. 1.4 показаны результаты расчета поля вигглера, создаваемого двухзаходной (а) и четырехзаходной (б) токовыми катушками. Из этого рисунка можно сделать вывод, что при двух парах токовых витков вигглера получается хорошая однородность поля во всем объеме волновода 5 (рис.1.2) [9\*].



Рис.1.4. Линии магнитного поля в поперечном сечении вигглера с одной (а) и двумя парами обмоток (б).

Чтобы обеспечить согласованную инжекцию ускоренного пучка из ускорителя (1) в волновод (5) МСЭ между ними создан согласующий участок. На электронопроводе согласующего участка размещались тонкие магнитные линзы (2). При изменении тока в этих линзах обеспечивались регулировка положения кроссовера и размера пучка, инжектируемого в волновод 5. Для коррекции радиального положения пучка в электронопроводе ускорительного тракта использовались два двухкординатных токовых корректора 3 [1\*].

В экспериментах по получению согласованной инжекции электронного пучка в волновод МСЭ регистрировались амплитуда тока I<sub>b</sub> и длительность импульса тока  $\tau_b$  электронного пучка на выходе ускорителя ЛИУ 3000 (они же практически равнялись току и длительности импульса  $I_b^*$ ,  $\tau_b^*$  в конце участка согласования), а также ток I<sub>p</sub>, и длительность импульса  $\tau_p$  на выходе волновода МСЭ. Были найдены такие режимы настройки ускорителя и согласующего участка, при которых по электронопроводу и согласующему участку с хорошей стабильностью распространялся ток I<sub>b</sub> =  $I_b^* \approx 180$  A при длительности импульса  $\tau_b = \tau_b^* = 200$  нс. В первых экспериментах по созданию МСЭ генераторов и усилителей электронный пучок на выходе ускорителя имел энергию  $\varepsilon_b=1,5$  МэВ ( $\gamma=4$ ). В более поздних экспериментах энергия ускорителя была уменьшена до  $\varepsilon_b=0,8$  МэВ ( $\gamma = 2,6$ ). Приведем некоторые дополнительные параметры пучка ускорителя ЛИУ 3000: величина нестабильности энергии в течение одного импульса и в разных импульсах составляла около  $\delta \varepsilon_b/\varepsilon_b \approx 5\%$ , цикличность работы ускорителя и МСЭ была (0,5-1) Гц.

При подстановке полученных результатов по измерению параметров пучка в уравнение Владимирского-Капчинского [65,66] было определено, что в продольном магнитном поле от 300 до 400 Гс (до такого значения можно было поднимать величину продольного поля в тракте ускорителя) по электронопроводу 4 (рис.1.2) можно транспортировать пучок с током 150-180 А.

Для определения величины, длительности импульса тока и стабильности электронного пучка, а также его радиального размера и положения при распространении внутри волновода 5 МСЭ с внутренним диаметром 19,4 мм (рис.1.2), был изготовлен специальный датчик - коллимированный цилиндр

Фарадея (КЦФ), схема которого показана на рис.1.5.



Рис. 1.5. Коллимированный цилиндр Фарадея. 1 – коллектор тока пучка, 2 – металлический шток, 3 – пояс Роговского, 4 – экранирующая диафрагма с отверстием, 5 – волновод.

С использованием этого датчика были также экспериментально определены режимы согласованной инжекции пучка из ускорителя в волновод МСЭ. Методика проведения измеренияй с помощью КЦФ и результаты измерений подробно изложены в [1\*]. На коллектор 1 КЦФ высаживалась часть тока пучка, которая прошла через отверстие диафрагмы 4, расположенной непосредственно перед коллектором. Измерение тока пучка, высадившегося на коллектор, соединенный со штоком 2, осуществлялось поясом Роговского 3. Полный ток пучка перед входом в волновод 5 также регистрировался поясом Роговского. В процессе измерений КЦФ дистанционно перемещался внутри волновода 5, что давало возможность измерения параметров пучка в разных точках волновода. Измерения проводились при различных значениях ведущего магнитного поля В<sub>0</sub> в диапазоне (0-9) кГс. Этот интервал полей включал область циклотронного резонанса для вигглеров с периодами от 3,2 см до 7,2 см, которые предполагалось использовать в экспериментах по исследованиям генерации в МСЭ. Большая часть экспериментов по исследованию режимов работы МСЭ была проведена с вигглерами с периодами  $\lambda_{w1} = 7,2$  см и  $\lambda_{w2} = 4,8$  см.

На рис. 1.6 приведены результаты измерений тока, регистрируемого КЦФ, при изменении токов в линзах согласующего участка и при различных диаметрах отверстий в диафрагмах: 4 мм, 6 мм и 10 мм. Этот цикл измерений выполнен при выключенном поле вигглера (B<sub>w</sub> =0).



Рис. 1.6. Зависимости тока пучка в волноводе МСЭ от продольной координаты, измеренные при разных диаметрах коллимирующих диафрагм, разных величинах продольного поля и при разных положениях кроссовера инжектируемого пучка. Кривые 1-5 получены при значениях ведущего магнитного поля B<sub>0</sub>, равных соответственно (0; 1,5; 3,0; 4,5 и 6,0) кГс.

Кривые на рис. 1.6а и 1.6в получены с диафрагмой диаметром 6 мм. Результаты, изображенные на рис. 1.6б, получены при диаметре диафрагмы 10 мм. Данные рисунка 1.6в соответствуют положению кроссовера инжектируемого пучка в точке, где поле  $B_{0in}$  составляло одну четверть от стационарного значения поля в волноводе, а для кривых, изображенных на рис. 1.6а, 1.6б, кроссовер пучка находился в точке, где  $B_{0in}/B_0 = 0.9$ . Анализируя полученные результаты измерений, можно сделать следующие выводы: 1) для того, чтобы электронный пучок с током около 100-150А распространялся в волноводе 5 (рис.1.2) с минимальными колебаниями плотности тока, нужно с помощью линз согласующего участка настроить положение кроссовера инжектируемого пучка (при выключенном соленоиде) в точку, в которой при включении соленоида величина его поля составляет (0,85-0,90) от величины поля в центре соленоида;

2) в интервале полей соленоида от 1,5 кГс до 6 кГс величина тока, распространяющегося в волноводе МСЭ, менялась слабо: при диаметрах диафрагм 6 мм и 10 мм пояс Роговского регистрировал с коллектора КЦФ величину тока около (80-100) А. При убранном коллимированном цилиндре Фарадея на выходе волновода (5) регистрировался ток от 120 А до 150 А.

Возможны два варианта объяснения полученных результатов: либо пучок имел яркую центральную часть и сильно размытые края, либо пучок в волноводе распространялся со значительным отклонением относительно оси системы. Возможен вариант, что существенны оба указанных фактора. Для получения дополнительной информации о динамике пучка в волноводе МСЭ была проведена серия дополнительных исследований, при которых внутрь волновода (5) (рис.1.5), перед коллимированным цилиндром Фарадея помещалась тонкая медная фольга. Сфокусированный полем соленоида пучок прожигал в фольге отверстие за 3-6 импульсов тока пучка, что фиксировалось по восстановлению нормальной величины токового сигнала с коллектора КЦФ, расположенного за фольгой. После этого фольга извлекалась из волновода, и по размеру и положению отверстия в фольге оценивались размер и координата центра пучка в разных участках волновода. На рис. 1.7 показаны несколько фотографий фольг, извлеченных в разных экспериментах в разных участках волновода 5 (рис.1.5).

На фотографии 1.7а показана фольга, извлеченная после четырех импульсов ускорителя, с коллектора пучка при этом был зарегистрирован полный ток пучка. Измерения проводились при выключенных корректорах положения пучка. Из этой фотографии видно, что размер пучка составляет около 2-3 мм, радиальное

смещение пучка от оси примерно такого же порядка. Аналогичная фотография пучка на рис. 1.76 соответствует случаю с включенными корректорами положения пучка. Видно, что смещение пучка практически устранено.



Рис. 1.7. Фотографии медных фольг с отверстиями, прожженными электронным пучком.

В следующем эксперименте внутри волновода 5 были установлены последовательно пять медных фольг, расстояние между соседними фольгами было 100 мм. За последней пятой фольгой размещался КЦФ. Фольги были извлечены после появления первых токовых сигналов с КЦФ (после 125 импульсов ускорителя). Оказалось, что повреждение первой фольги весьма значительное. На рис. 1.7в и 1.7г показаны соответственно фотографии второй и четвертой фольг. Из этого эксперимента видно, что в данной серии измерений были реализованы хорошая центровка и стабильность положения пучка в волноводе МСЭ. Суммируя результаты этих экспериментов, полученных с использованием КЦФ, можно сделать выводы:

а) при значениях ведущего магнитного поля в интервале от 1,5 кГс до 6 кГс удается найти такие режимы настройки пучка, когда по волноводу МСЭ диаметром 19,4 мм распространяется пучок с током (100-120) А;

б) радиус электронного пучка в волноводе равен (1,5-2) мм. Следовательно, для тока пучка 120 А получается плотность тока пучка 1-2 кА/см<sup>2</sup>, а колебания плотности тока при этом составляют около 20%;

в) при выключенной системе коррекции пучок в волноводе МСЭ имеет отклонение от оси около 2-3 мм. При включении корректоров и регулировке тока в них смещение пучка уменьшается в три-пять раз;

г) экспериментально удается найти настройки пучка, когда краткосрочная стабильность его размеров и положения достаточно хорошая.

При включении поля вигглера, как правило, требовалась перестройка всего тракта транспортировки пучка. Однако измерения, выполненные с помощью КЦФ при включенном поле вигглера, показали, что размеры отверстий в фольгах отличались очень мало от случаев с выключенным полем вигглера. При исследованиях параметров пучка в волноводе с включенным полем вигглера и выключенными корректорами положения пучка выяснилось, что динамика пучка в волноводе существенно зависит от полярности напряжения, приложенного к вигглеру (т. е. от направления тока в витках вигглера). Этот результат также свидетельствует о радиальном смещении пучка, инжектируемого в волновод МСЭ.

Отметим, что при настройке режима генерации излучения проблема устранения радиального смещения пучка заметно усложняется, поскольку и КЦФ, и другие системы разрушающей диагностики должны быть при этом убраны, а системы стабилизации параметров ускорителя и МСЭ не позволяли с требуемой точностью фиксировать и воспроизводить выбранные режимы транспортировки пучка. Поэтому в режиме генерации излучения приходилось коррекцию положения пучка настраивать по конечному результату, и обеспечение долгосрочной стабильности МСЭ становилось непростой задачей. В первых экспериментах по наладке МСЭ генератора через волновод удавалось проводить ток до 90 А затем величина тока пучка на выходе МСЭ была увеличена до 140 А.

Первые результаты исследований создаваемого МСЭ и характеристик пучка ускорителя ЛИУ 3000 приведены в работах [1\*-7\*]. В этих работах, часть из которых была выполнена совместно с коллегами из Киевского Государственного Университета, было также проведено моделирование динамики электронного пучка в канале МСЭ, определены оптимальные комбинации полей  $B_0$  и  $B_w$ , обеспечивающие работу генератора в диапазоне 30 ГГц, и сделаны оценки эффективностей «традиционных» схем МСЭ для различных режимов работы. При моделировании были проведены расчеты динамики электронов в волноводе МСЭ для случаев инжекции в магнитную систему МСЭ осесимметричного пучка, а также пучка с различными величинами смещения его центра относительно оси [7\*,8\*]. В этих работах были также проанализированы результаты экспериментов с новой схемой МСЭ (подробнее описание этой схемы будет дано в разделе 1.4 этой главы). Здесь можно отметить хорошее соответствие полученных экспериментальных результатов и результатов моделирования.

#### 1.3.Эксперименты по запуску «традиционного» МСЭ

#### генератора. Обоснование новой схемы МСЭ генератора.

Экспериментально было установлено, что без плавного (на длине около 6 вигглера **В**<sub>w</sub> в волноводе МСЭ возникают периодов) нарастания поля значительные потери тока, которые мало зависят от величины ведущего поля В<sub>0</sub>. Для формирования плавного нарастания (спада) поля **В**<sub>w</sub> на входе (выходе) было решений: вигглера испытано несколько конструктивных экраны специальной конструкции, помещаемые внутрь волновода (5) (рис.1.2); плавное увеличение радиуса намотки вигглера на краях; изменение периода намотки по определенному закону в области краевого поля. Обмотки вигглера были намотаны на диэлектрическую трубу, закрепленную на волноводе (5). Нарастание поля вигглера начиналось в области за краевым полем соленоида, где величина ведущего поля уже постоянна.

На рис. 1.8 показано измеренное с помощью токовой струны распределение поля на входе вигглера. Видно, что плавное нарастание поля  $B_w$  от нуля до стационарного значения получено на длине порядка шести периодов и на оси вигглера, и на радиусах, близких к радиусу волновода [9\*].



Рис. 1.8. Измеренное распределение магнитного поля на входе в вигглер. Слева – краевое поле вигглера с периодом 60 мм (формирование поля выполнено сближением противоположных токовых витков). Справа - то же для вигглера с периодом 100 мм (формирование поля осуществлялось путем подбора резистивных шунтов). Измерения выполнены на оси вигглера и на радиусе, равном половине радиуса волновода МСЭ.

МСЭ генераторе длина области взаиможействия В пучка и волны определялась расстоянием между «зеркалами» (8), выполненными в виде металлических полированных шайб, которые устанавливались (рис.1.2) внутри волновода (5) МСЭ на участке, где поле вигглера было постоянным. Излучение выводилось из волновода в атмосферу с использованием рупора (11). Длительность СВЧ импульсов, мощность и угловые характеристики выходного излучения определялась соответственно с помощью кристаллических детекторов (12) и калориметра. Спектральные характеристики излучения: частота и спектр первых экспериментах по измерениям кристаллическими определялись В детекторами, В канале которых устанавливались сменные запредельные волноводы. Позже для этих измерений была внедрена гетеродинная методика, для чего малая часть излучения выводилась из экспериментального зала в измерительную комнату. Внедрение гетеродинной меиодики измерения частоты и спектра излучения позволило уменьшить погрешность измерения указанных параметров с 1-3 % до 0,03 %. При исследовании усилительной схемы МСЭ в установку вносилсь изменения, о которых более подробно будет сказано в разделе 1.4.

В различных вариантах «традиционной» схемы МСЭ генератора при энергии электронного пучка  $\mathcal{C}_b = 1,5$  МэВ, токе пучка в волноводе МСЭ I<sub>p</sub>  $\approx 100$  А и длительности ускоряющего импульса  $\tau_b = 200$  нс в диапазоне частот (30 – 36) ГГц довольно быстро был достигнут уровень СВЧ мощности 1-2 МВт. [2\*-10\*]. Эти результаты довольно стабильно повторялись при комбинациях полей: {B<sub>0</sub> = (8,8 -9,7) кГс, B<sub>w</sub> = (0,40 – 0,55) кГс} при периоде вигглера  $\lambda_w$ =4,8 см, а также при {B<sub>0</sub> = (6-6,5) кГс; 0,2 кГс≤ B<sub>w</sub>≤0,4 кГс} при периоде вигглера 7,2 см. Кроме этого при  $\lambda_w$ = 7,2 см были зарегистрированы менее стабильные режимы и с несколько меньшим уровнем мощности при {B<sub>0</sub> = 4,0 кГс, B<sub>w</sub> = 1,0 кГс}. На рис. 1.9 приведена типичная, измеренная детектором, осциллограмма импульса СВЧ мощности вместе с осциллограммой импульса тока пучка, измеренной поясом Роговского [5\*,7\*,9\*].



Рис.1.9. Осциллограммы мощности СВЧ излучения (нижний луч) и тока пучка (верхний луч) в «традиционной» схеме МСЭ генератора.

Из этих осциллограмм видно, что длительности импульсов электронного тока и СВЧ отличаются весьма незначительно, в этих экспериментах было получено нарастание мощности до мегаваттного уровня за время, не превышающее 20 нс. На рис. 1.10а показан полученный в эксперименте спектр излучения. Из рис. 1.10а видно, что в этих экспериментах был реализован широкополосный режим генерации излучения, спектр которого почти равномерно распределен в интервале длин волн от 6 до 12 мм. В обоих приведенных ранее режимах генерации стабильные по мощности СВЧ сигналы наблюдались при значениях ведущего магнитного поля  $B_0$ , близких к величинам, соответствующим режиму циклотронного резонанса. При других значениях  $B_0$  сигналов с детектора, заметно превышающих уровень шума, зарегистрировано не было.



Рис.1.10. Спектр излучения, полученный в традиционной схеме мазера на свободных электронах (а), спектр, измеренный в МСЭ генераторе с обратным ведущим магнитным полем (б).

Под понятием «режим циклотронного резонанса» подразумевается такой режим генерации, когда частота циклотронных колебаний электронов в ведущем поле  $B_0$  близка к частоте их колебаний в поле вигглера (в литературе часто употребляется термин «баунс колебания»).

Оценка режима работы генератора была сделана на основе работ [26-37, 39, 40, 2\*-7\*]. В работах[26, 29, 30, 40] показано, что в зависимости от величины энергии электронов  $\mathcal{C}_b$ , энергетического разброса в пучке  $\delta \mathcal{C}_b/\mathcal{C}_b$ , тока пучка  $I_b$ , радиуса пучка  $r_b$ , величины магнитного поля вигглера  $B_w$  и периода вигглера  $\lambda_w$  в МСЭ может быть реализован либо режим высокого усиления, либо режим низкого усиления, а также приведены оценки эффективности МСЭ для обоих случаев. В указанных работах получен критерий  $\beta_w \gg \beta_{cr}$ , при выполнении которого МСЭ будет работать в комптоновском режиме высокого усиления. Здесь  $\beta_w$  – нормированная на скорость света поперечная скорость электронов,  $\beta_{cr} = 4^*$  ( $\xi/\gamma$   $\xi = \omega_b/(\gamma^{1/2}ck_w)$ ,  $\omega_b$  – нерелятивистская плазменная частота

 $\omega_b^2 = (4\pi ne^2)/m$ ,  $k_w = 2\pi/\lambda_w$ . Критерий  $\beta_w \gg \beta_{cr}$  соответствует случаю, когда пондеромоторный потенциал значительно превышает потенциал пространственного заряда. При выполнении обратного неравенства в МСЭ реализуется рамановский режим усиления. Основываясь на результатах этих работ, были сделаны оценки параметров МСЭ генератора, создаваемого в ОИЯИ с использованием пучка ЛИУ-3000 [2\*-7\*]. Взяв для оценки  $\varepsilon_{\rm b}$  = 1,5 МэВ,  $I_b$  = 100 A,  $\lambda_w$  = 5 см,  $B_w$  = 2 кГс,  $r_b$  = 0,2 см,  $N_w$  = 15, получаем: U =  $(\xi Lkw)^2/(2\gamma)^2 \approx 30 >> 1$ , т. е. при работе МСЭ существенную роль будут играть коллективные эффекты. С учетом выбранного критерия определения режима работы МСЭ можно сделать вывод, что для параметров МСЭ, создаваемого в ОИЯИ, получается  $\omega_b = 2*10^{10}$ ,  $\xi = 0.32$ ,  $\beta_w \approx \beta_{cr} \approx 0.25$ , и в этом случае режим усиления оказывается промежуточны между комптоновским и рамановским (ближе к комптоновскому режиму).

Оцененные по формулам из работ [26, 30, 40] инкремент нарастания на единицу длины  $\delta k$  и эффективность  $\eta$  МСЭ получаются соответственно  $\delta k \approx 0,1$  см<sup>-1</sup> и  $\eta \approx 10\%$ . Из этих оценок следует, что усиление по мощности на одном проходе волны (около 1,5 нс) составит G = W(L)/W(0)  $\approx 10^6$ , и расчетная эффективность МСЭ будет достигнута всего за 1-2 прохода вигглера. Однако полученные при таком расчете инкремент и эффективность МСЭ являются заведомо ориентировочными и завышенными, поскольку в работе [26] не учтены несколько весьма существенных особенностей эксперимента: фактор заполнения, влияние ведущего магнитного поля и энергетический разброс в пучке. Коррекция выходных параметров МСЭ была сделана на основе работ [29, 37, 40]. Более полный анализ результатов этих экспериментов будет сделан позже, после обоснования новой схемы МСЭ генератора и сравнения ее и «традиционных» схем МСЭ по спектру и мощности.

При сравнении полученных результатов по выходным характеристикам МСЭ генератора с требованиями на МСЭ, как на источник мощности для запитки

высокоградиентных структур или высокодобротных резонаторов, становится очевидным, что в рассмотренной «традиционной» схеме МСЭ генератора наиболее сложной проблемой следует считать значительное, почти на три порядка, превышение полученной ширины спектра по сравнению с требованиями таблицы В1.

Чтобы обосновать новую схему МСЭ, которая может одновременно радикально улучшить спектральные и другие характеристики МСЭ, будет значительно менее чувствительна к энергетическому разбросу, сначала коротко проанализируем особенности режимов генерации «традиционных» схем МСЭ. Классификацию различных режимов МСЭ удобно провести, анализируя зависимости продольной скорости электронов от ведущего магнитного поля β β B<sub>0</sub>). Такие зависимости обычно называют диаграммами Фройнда (см., например, [29, 30, 38, 40, 2\*-5\*]. Затем, используя эти же диаграммы, будет сделано обоснование нового, предложенного автором, типа МСЭ, будет показано МСЭ нового «традиционных» проведено отличие OT схем. сравнение экспериментальных результатов для генераторов И усилителей новой и схем МСЭ. В заключительной «традиционной» части будут приведены результаты численного моделирования, из которых будет видно физическое различие в механизмах работы двух схем МСЭ.

В мазере на свободных электронах с циркулярно поляризованным полем вигглера в области взаимодействия постоянное или квазипостоянное магнитное поле представляет собой сумму ведущего магнитного поля  $B_0$  и поля вигглера  $B_w$ 

$$\mathbf{B}(\mathbf{r},\boldsymbol{\theta},\mathbf{z}) = \mathbf{B}_{\mathbf{0}} + \mathbf{B}_{\mathbf{w}}(\mathbf{r},\boldsymbol{\theta},\mathbf{z}) \tag{1.1}$$

В общем случае поле вигглера  $\mathbf{B}_{\mathbf{w}}$  имеет три компоненты:  $\mathbf{B}_{wr}$ ,  $\mathbf{B}_{w\theta}$ ,  $\mathbf{B}_{wz}$ ;

$$B_{wr} = 2B_{\perp}I_{1}(k_{w}r)\sin(\theta - k_{w}z), \qquad B_{w\theta} = 2B_{\perp}[(I_{1}(k_{w}r)/(k_{w}r)]\cos(\theta - k_{w}z),$$
$$B_{wz} = -2B_{\perp}I_{1}(k_{w}r)\cos(\theta - k_{w}z). \qquad (1.2)$$

Здесь I – функция Бесселя мнимого аргумента,  $B_{\perp}$  - амплитуда поля вигглера на его оси. Расчет динамики пучка и характеристик МСЭ в суммарном поле (1.1, 1.2) довольно сложен. Для решения большого класса задач часто бывает достаточным более простое представление поля вигглера

$$\mathbf{B}_{\mathbf{w}} = \mathbf{B}_{\perp}(\mathbf{e}_{\mathbf{x}} \cos k_{\mathbf{w}} z + \mathbf{e}_{\mathbf{y}} \sin k_{\mathbf{w}} z).$$
(1.3)

Поле (1.3) принято называть приосевым полем вигглера (в литературе также встречаются названия идеальное, идеализированное или нереализуемое поле вигглера) [38,40, 5\*-8\*]. Хотя такое выражение поля вигглера не удовлетворяет уравнению rot **B** = 0, оно является хорошим приближением полю (1.2) при малых аргумента k<sub>w</sub>r. Это приближение практически значениях почти всегда выполняется. Расчеты характеристик МСЭ и с приосевым полем вигглера (1.3), и с полем (1.2) были сделаны в большом количестве опубликованных работ (см., например, [26, 29-35, 37, 39, 43, 44, 2\*-8\*]. В работах [43, 44] показано, что, если выполнено условие достаточно плавного нарастания поля вигглера в области влета моноэнергетичного электронного пучка, то в области стационарного поля вигглера в суммарном поле ( $\mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_w$ ) электроны будут двигаться по стационарным спиральным траекториям. Для поля приосевого вигглера (1.3) поперечная v<sub>1</sub> и продольная v компоненты скорости электронов

$$v_{x0} = v_{\perp} \cos(k_w z), \ v_{y0} = v_{\perp} \sin(k_w z), \ v_{z0} = v$$
 (1.4)

$$v_{\perp}^{2} + v^{2} = c^{2}(1 - \gamma^{-2}), v_{\perp} = (v \omega_{w})/(\omega_{H} - \gamma k_{w}v).$$
 (1.5)

В случае реализуемого поля вигглера (1.2) выражение для поперечной скорости имеет вид [6\*,7\*]

$$\mathbf{v}_{\perp} = [2\mathbf{v} \ \omega_{\rm w} \mathbf{I}_1(\lambda) / \lambda] / [\omega_{\rm H} - \gamma \mathbf{k}_{\rm w} \ \mathbf{v} \ \pm 2 \ \omega_{\rm w} \ \mathbf{I}_1(\lambda)]. \tag{1.6}$$

Здесь  $\omega_{H,w} = (eB_{0,w})/(mc)$  – нерелятивистские циклотронная или вигглерова частоты,  $\gamma$  – релятивистский фактор и  $\lambda \pm v_w/v$ . Из уравнений (1.5) для определения продольной скорости v

$$v^{4} - v^{3}(2eB_{0})/(\gamma mck_{w}) + v^{2}[e^{2}(B_{0}^{2} + B_{w}^{2})/(\gamma mck_{w})^{2} - c^{2}(1 - \gamma^{-2})] + v (2eB_{0}) c^{2}(1 - \gamma^{-2})/(\gamma mck_{w}) - (e^{2}B_{0}^{2})(1 - \gamma^{-2})/(\gamma mk_{w})^{2} = 0$$
(1.7)

[6\*]

Типичная зависимость нормализованной продольной скорости электронов  $\beta$  v с от ведущего магнитного поля  $B_0$  для идеализированного вигглера показана на рисунке 1.11а [30,38,39,5\*-7\*]. На рис. 1.11б показана аналогичная диаграмма [5\*-7\*] для обоих: идеализированного и реализуемого вигглеров. На этом рисунке, как и в цитируемых работах, приведены зависимости безразмерной продольной скорости  $\beta$  от параметра  $\beta$   $\beta$   $\Omega_0/(k_wc)=eB_0/(|\gamma mc|k_wc)$ . Здесь  $\gamma$  - релятивистский фактор электронов, кинетическая энергия электронов равна 1,5 МэВ ( $\gamma = 4$ ), поле вигглера выбрано таким, что  $\Omega_w/(k_wc) = 0.05$ .

Из рисунка 1.11 видно, что существует два класса стабильных орбит. Группа орбит I характеризуется большой продольной скоростью электронов. Для этих траекторий с увеличением ведущего поля B<sub>0</sub> продольная скорость электронов монотонно уменьшается до границы орбитальной стабильности v  $\beta_w^2$ ) $\beta_0$ с. Второй класс орбит (группа II) характеризуется продольной скоростью, которая увеличивается монотонно с нуля при увеличении поля B<sub>0</sub>. Большие значения продольной скорости в этом случае получаются при больших значениях  $\beta$  ( $\beta \ge 1$ ).



Рис.1.11. Зависимости аксиальной скорости электронов от ведущего магнитного поля для МСЭ с приосевым вигтлером (а). Те же зависимости для реализуемого и приосевого полей вигглеров (б).

Стрелками на рисунке 11б обозначены траектории, соответствующие приосевому вигглеру. Из рисунка 1.11 видно также, что при приближении к области циклотронного резонанса (и со стороны малых значений ведущего поля  $B_0 < B_{\kappa \rho u \tau}$ , и со стороны больших значений поля  $B_0 > B_{\kappa \rho u \tau}$ ), происходит значительное уменьшение продольной скорости электронов и, следовательно, резкое увеличение их поперечной скорости  $v_{\perp} = c\beta_{\perp}$ . Сплошные кривые на этих рисунках соответствуют устойчивым решениям, пунктирные - неустойчивым. Из рисунка 11б, в частности, следует, что более корректный учет радиальной зависимости поля вигглера приводит к незначительному смещению границы устойчивости для группы I орбит (точки A и C). Для группы II орбит в этом случае появляется дополнительная область неустойчивости при малых значениях продольной скорости (начиная от точки B).

3  $\beta_{\perp}$  электронов на ветвях стационарных состояний I и II при изменении ведущего поля



Рис. 1.12. Зависимости поперечной скорости частиц  $\beta_{\perp}$  на ветвях стационарных решений I и II от величины ведущего поля  $B_0$ . Расчеты выполнены для трех значений энергии электронов.

И

I,

Как будет показано

(рис.1.26), частицы, дальше В ЭТОМ режиме отдавшие свою энергию электромагнитной волне и увеличившие таким образом свой поперечный импульс, могут из-за нарушения условий синхронизма выходить из дальнейшего взаимодействия, а также теряться из-за высадки на стенку волновода. В работе [29] показано, что в МСЭ при приближении величины ведущего магнитного поля значениям, соответствующим режиму циклотронного резонанса, К может наблюдаться значительное увеличение усиления и пондеромоторного потенциала. Совокупность этих факторов сыграла определяющую роль в том, что во многих исследованных режимах генерации сигналы большой мощности и с широким спектром регистрировались именно в режимах, близких к режиму циклотронного резонанса. Этим же можно объяснить и широкий спектр излучения, полученный в «традиционных» режимах работы МСЭ генератора (рис. 1.10a) с мегаваттным уровнем мощности.

Подводя итог проведенному здесь в значительной степени качественному обсуждению проблемы о трудностях получения узкополосного излучения в «традиционной» схеме МСЭ генератора, можно сформулировать несколько простых требований на электронный пучок и на выбор рабочей точки МСЭ, чтобы существенно уменьшить ширину спектра излучения на выходе МСЭ:

а) электронный пучок должен иметь малые энергетический и скоростной разбросы, следовательно, высокую яркость. Во многих экспериментах по исследованиям МСЭ, выполненных с использованием пучков с токами в единицы или десятки килоампер, перед инжекцией в канал МСЭ с помощью различных эмиттанс-селекторов «срезался ореол пучка» с низкой яркостью. Оставшаяся, яркая часть пучка составляла, как правило, от 10% до 25% от полного тока пучка; б) рабочая точка МСЭ генератора и МСЭ усилителя не должна выбираться близко к области циклотронного резонанса.

в) в МСЭ должна быть обеспечена слабая чувствительность к энергетическому и скоростному разбросу.

Эти, вообще говоря, почти очевидные требования практически не могут быть реализованы при использовании «традиционной» схемы МСЭ в нашем случае, когда требуется создать МСЭ источник с мощностью более 10 МВт при мощности пучка ускорителя ЛИУ 3000 всего около 160 МВт. Однако самой сложной проблемой, по-видимому, является проблема получения узкого (лучше 0,1%) спектра излучения. И наконец, для относительно слаботочного пучка ускорителя ЛИУ 3000 остается актуальной проблемой обеспечения высокого инкремента при выборе рабочей точки вдали от циклотронного резонанса. Из приведенного рассмотрения можно сделать вывод, что решить поставленные задачи в рамках «традиционной» схемы МСЭ скорее всего не удастся.

# 1.4.Обоснование и создание нового типа МСЭ генератора. Сравнительные характеристики выходного излучения двух схем МСЭ генераторов и усилителей.

### 1.4а. Схема МСЭ с «обратным» ведущим магнитным полем.

Автором диссертационной работы предложен новый тип МСЭ, который обладает значительно меньшей чувствительностью к разбросам по энергии и по продольной и поперечной компонентам скорости пучка, чем традиционные схемы МСЭ [2\*-7\*]. Дополнительным требованиям к новой схеме МСЭ является требование обеспечения довольно больших значений инкремента при выборе рабочей точки вдали от циклотронного резонанса.

Суть предложения удобно изложить, используя обсуждавшиеся в предыдущем разделе диаграммы Фройнда, на которых приведены зависимости продольной скорости электронов от величины ведущего поля (рис. 1.11). Из этого рисунка, в частности, видно, что в области малых значений ведущего поля ( $B_0 < B_{крит}$ ) выбранному значению  $B_0$  удовлетворяют три положительных значения продольной скорости электронов v Указанные три значения продольной скорости электронов получены из решения уравнения четвертой степени (1.7). Анализу решений этого уравнения посвящено большое количество публикаций (например, [35,36,39]), в которых показано,

v

V

 $B_0$  и продольной скорости электронного пучка. С учетом этого в указанных работах (и в ряде других работ по анализу динамики электронов в полях МСЭ) был сделан вывод, что это решение уравнения (1.7) не имеет физического смысла.

Обратим внимание на то, что использование в МСЭ решения уравнения 1.7 с отрицательным значением продольной скорости v

 $B_0$ 

Для обоснования нового типа МСЭ рассмотрим несколько модификаций диаграмм Фройнда (рис. 1.14а,б).



Рис. 1.14. Модифицированные диаграммы Фройнда, демонстрирующие обоснование схемы МСЭ с «обратным» ведущим магнитным полем.

На рис. 1.14а приведена диаграмма Фройнда, у которой ось ординат продолжена в область отрицательных значений. Из рисунка видно, что выбранному значению поля  $B_0^*$  соответствуют три положительных корня ( $\beta_1$ ,  $\beta_2$ ,  $\beta_3$ ) уравнения (1.7), находящихся на кривых I, II. В области отрицательных значений ведущего поля (на кривой III) показан четвертый, отрицательный, «нефизичный» корень  $\beta_4$  этого уравнения, соответствующий полю  $B_0^*$ . Направление продольной скорости, показанное решением  $\beta_4$ , противоположно направлению ведущего поля и реальной скорости электронного пучка.

Идея, заложенная в разработку МСЭ нового типа, заключается в том, чтобы получить положительное решение уравнения 1.7 типа решения III, в котором в широком диапазоне значений ведущего поля зависимость  $\beta$   $\beta$   $B_0$ ) есть плавная функция без циклотронного резонанса. В экспериментах с использованием пучка ускорителя ЛИУ 3000, а затем и в численном моделировании, было показано, что требуемую комбинацию полей  $B_0, B_w$  можно найти, если поменять на противоположное направление ведущего поля  $B_0$ .

Из рис. 1.14б, при использовании системы координат с отрицательными значениями поля B<sub>0</sub>, видно, что при изменении направления ведущего магнитного поля на противоположное, четвертое решение уравнения (1.7) для продольной скорости электронов становится положительным (кривая IV) и соответствует направлению скорости пучка, но противоположно новому направлению ведущего магнитного поля B<sub>0</sub>. Этом случае действительно

Из вида кривой IV следует, что полученные на ней значения скорости v I). Для того, чтобы в

результате этого не произошло нарушения синхронизма пучка и СВЧ волны, нужен механизм плавной регулировки продольной скорости пучка. При выборе другой комбинации полей (B<sub>0</sub>,B<sub>w</sub>) получается новое семейство кривых I,II,III, IV, и требуемое значение продольной скорости легко получить. Этот вывод отчетливо продемонстрирован на рис.1.15 [7\*], где показаны расчетные траектории электронов (зависимости их продольной скорости от ведущего поля) для трех значений идеализированного поля вигглера (1.3) и для реализуемого поля вигглера (1.2).



Рис. 1.15. Стационарные траектории электронов для идеализированного (a) и реализуемого (б) вигглеров для трех значений поля вигглера.

Из сравнения приведенных зависимостей  $\beta$   $\beta$   $B_0$  для значений поля вигглера:  $B_w = 0.5 \text{ к}\Gamma c$ ,  $B_w = 2.0 \text{ к}\Gamma c$  и  $B_w = 5 \text{ к}\Gamma c$  видно, что при увеличении поля вигглера левая ветвь решений смещается влево, правая – смещается вправо, т. е. С происходит «увеличение раскрыва» диаграммы. незначительными наблюдается количественными отличиями тенденция эта И ДЛЯ идеализированного, и для реализуемого вигглеров. Из-за такого раскрыва диаграмм оказывается, в частности, что для траекторий группы I при больших значениях В<sub>w</sub> вообще не существует орбит в положительной области ведущего поля В<sub>0</sub>.

Физический смысл отрицательного ведущего магнитного поля состоит в том [6\*,7\*], что направление циклотронного вращения электронов в таком поле и направление их вращения в поле вигглера противоположны. Такая ситуация,
следовательно, эквивалентна случаю левополяризованного поля вигглера при положительном направлении ведущего магнитного поля. Однако удобнее рассматривать оба случая с единой точки зрения, считая поле вигглера правополяризованным, но приписывая ведущему полю два знака. При таком рассмотрении стационарные траектории для отрицательного ведущего магнитного поля есть просто расширение возможных значений ведущего магнитного поля.

Таким образом, автором диссертации предложен новый тип МСЭ, в котором направление ведущего магнитного поля выбрано противоположным продольной скорости электронов, а рабочая точка выбиралась на ветви IV (рис. 1.14б). В публикациях, посвященных исследованиям нового типа МСЭ, мы назвали этот тип мазера на свободных электронах МСЭ с «обратным» ведущим полем [2\*-11\*]. Позже в зарубежной литературе для таких МСЭ появились названия "FEM (или FEL) with the reversed (или backward) guide field". «Обратное» ведущее магнитное поле будем обозначать знаком (-). В рассматривавшихся ранее схемах МСЭ ведущее магнитное поле считается положительным, в дальнейшем такие схемы будем называть мазеры с согласным ведущим магнитным полем ИЛИ «традиционные» схемы МСЭ.

В работах по МСЭ с «обратным» ведущим магнитным полем, выполненных нами совместно с сотрудниками Киевского Государственного университета и Института прикладной физики РАН (Нижний Новгород) [2\*-11\*], были исследованы вопросы динамики пучка в таких МСЭ. Значительная часть моделирования была посвящена изучению особенностей динамики электронов при центральной и нецентральной инжекции пучка в канал МСЭ, анализу дисперсионных уравнений для МСЭ с «обратным» ведущим магнитным полем и для «традиционных» МСЭ, а также возможным типам резонансов, которые могут возникать в этих МСЭ [7\*-9\*]. В заключительной части этого раздела будет приведено сравнение выходных характеристик «традиционной» и новой схем МСЭ генератора и усилителя, полученных в экспериментах с использованием

электронного пучка ускорителя ЛИУ-3000, а также сравнение полученных в ОИЯИ результатов с результатами других групп. Затем будет приведена интерпретация полученных результатов.

В разделе 1.3 было отмечено, что при работе МСЭ генератора с «согласным» магнитным полем стабильная генерация в частотном диапазоне около 30 ГГц с мощностью от 1 до 2 МВт наблюдалась в диапазоне полей { $B_0 = (6,0-6,5)$  кГс; 0,17кГс≤  $B_w \le 0,25$  кГс} при периоде вигглера 7,2 см и энергии электронов 1,5 МэВ. Этот режим генерации соответствовал ветви II диаграммы Фройнда. Измеренный спектр излучения мало менялся в диапазоне длин волн от 7 до 12 мм. В МСЭ с «обратным» ведущим магнитным полем в диапазоне значений ведущего поля от 2,1 кГс до 2,4 кГс при соответствующей корреции поля вигглера наблюдалась генерации примерно в 2-3 раза превысила величину мощности, полученную в традиционной схеме МСЭ. Осциллограмма импульса СВЧ при работе в режиме «обратного» ведущего магнитного поля вместе с импульсом тока пучка показаны на рис. 1.16.



Рис. 1.16. Осциллограмма импульса СВЧ генератора в режиме «обратного» ведущего поля (нижний луч) и осциллограмма тока пучка (верхний луч).

При работе генератора на ветви I диаграммы Фройнда кроме относительно невысокой мощности генерации наблюдались также заметные потери тока пучка.

Но гораздо более важное преимущество МСЭ генератора с «обратным» ведущим полем над «традиционной» схемой МСЭ следует из сравнения их измеренных спектров, приведенных соответственно на рис. 1.10б и 1.10а. Из рисунка 1.10 видно, что в МСЭ генераторе с «обратным» ведущим магнитным полем экспериментально получена ширина спектра в 20-25 раз более узкая, чем в «традиционной» схеме генератора. На самом деле, дискретный шаг изменения диаметра запредельного волновода в цепи измерительного СВЧ детектора, который в этих экспериментах использовался при определенни рабочей частоты и спектра генератора, ограничивал точность измерения спектра в режиме «обратного» ведущего поля. В этом случае точность измерения спектра и ширина спектра оказались сравнимы. Заметное улучшение точности спектральных измерений было получено позже, при переходе на гетеродинную методику измерения, которая будет обсуждаться в следующей главе.

## 1.46. Эксперименты по запуску МСЭ усилителя с «обратным» ведущим полем.

Хотя в МСЭ генераторе с «обратным» ведущим полем спектр выходного излучения был улучшен больше, чем в двадцать раз по сравнению с «традиционной» схемой МСЭ генератора, для экспериментов по запитке высокоградиентных структур или высокодобротных резонаторов с добротностью Q≥1000 полученная ширина спектра все еще была слишком большая. Учитывая этот результат, были проведены эксперименты по запуску усилителльного варианта МСЭ с «обратным» веддущим магнитным полем с использованием пучка ускорителя ЛИУ 3000. Схема МСЭ усилителя изображена на рис.1.17. По сравнению с генераторной схемой МСЭ в нее были внесены следующие изменения: 1) из волновода были убраны «зеркала» - отражающие диафрагмы; 2) в волновод (7) с помощью сетки (5) вводилось излучение от магнетрона. При работе в режиме одиночных импульсов магнетрон обеспечивал на частоте 36,4 ГГц мощность около 100 кВт при длительности СВЧ импульса от 200 нс до 500

нс. Внутри волновода 7 МСЭ была устновлена толстостенная медная труба (10) с плавным конусом со стороны влета электронного пучка и с выходным рупором с противоположной стороны атмосферу. для вывода излучения В После прохождения через волновод (7) электронный пучок с помощью постоянного магнита (11) сбрасывался на трубу (10). Труба (10) была изолирована от волновода (7), что давало возможность измерения и настройки тока I<sub>р</sub> на выходе усилителя. Поля вигглера и соленоида заметно экранировались толстостенной медной трубой (10), таким образом длина области взаимодействия в усилителе определялась расстоянием от конца плавного входа поля вигглера до начала медной трубы (10).



Рис.1. 17 . Схема МСЭ усилителя. 1- ускоритель, 2 - линзы согласующего участка, 3 – электронопровод, 4 -магнетрон, 5 - сетка, 6 - пояс Роговского, 7волновод МСЭ, 8 - вигглер, 9 - соленоид, 10 - экранирующая медная труба, 11 – магнит, 12 - детекторы.

При запуске и исследовании усилителя была выбрана следующая система временной синхронизации импульсов тока электронного пучка и магнетрона [2\*-4\*,6\*-8\*]: время включения магнетрона выбиралось таким, чтобы окончание его импульса соответствовало началу импульса тока пучка (рис.1.18.). Выбранная система синхронизаци позволяла отдельно регистрировать короткий сигнал МСЭ усилителя, синхронизованный с началом импульса тока пучка, и отдельно сигнал, соответствующий генераторному режиму. Из-за малого отражения генераторный сигнал мог появиться только в конце импульса тока электронного пучка.



Рис. 1.18. Временная синхронизация импульсов электронного пучка и магнетрона. Верхний луч - импульс магнетрона, нижний луч - ток электронного пучка. В центре сигналы МСЭ усилителя (слева) и генератора (справа).

При работе МСЭ усилителя в «традиционной» схеме в этих экспериментах, не было зарегистрировано сигналов мегаваттного уровня (меньшие по мощности сигналы оказывались на уровне помех). В режиме «обратного» ведущего магнитного поля усилитель легко запустился, причем в процессе оптимизации сигнала усилителя выяснилось, что максимальная мощность усилителя и хорошая стабильность его работы соответствовали режиму ( $B_0 = -1.4 \text{ к}\Gamma c$ ,  $B_w = 2.2 \text{ к}\Gamma c$ ), который почти совпадал с приведенным ранее режимом работы генератора. Характерные сигналы с МСЭ усилителя при выбранной синхронизации показаны на рис. 1.19 [2\*-7\*]. При сильно ослабленном сигнале магнетрона на выходе усилителя наблюдался сигнал, изображенный на рис. 1.19а. В области, близкой к концу импульса тока пучка, виден сигнал от усиления шумового сигнала – сигнал МСЭ генератора. Слева от него, в месте включения задающего генератора, виден слабый сигнал от МСЭ усилителя. После включения магнетрона в рабочем режиме (рис. 1.19б) генераторный сигнал практически не изменился, а усилительный сигнал превысил сигнал генератора более, чем в два раза.



Рис. 1.19. Сигналы МСЭ усилителя в режиме наладки (а) и в рабочем режиме (б).

На рис. 1.20 показаны результаты измерения спектра усилителя. Как и в генераторном режиме, оказалось, что спектральная ширина линиии не превышает единиц процентов, полученная ширина спектра сранима с предельной точностью его измерения в данном эксперименте.



Рис.1.20. Измеренные сигналы спектр усилителя (б).

Для увеличения мощности на выходе МСЭ усилителя с «обратным» ведущим магнитным полем были проведены эксперименты по созданию и исследованию схемы усилителя с профилированием поля вигтлера. Идея повышения эффективности усилителя за счет профилирования его параметров была обоснована в работах [45,46]. В этих же работах приведена методика расчета

параметров профилированного МСЭ. Для увеличения выходной мощности МСЭ усилителя с профилированием необходимо: а) по результатам измерений мощности непрофилированного усилителя определить область (координату) начала насыщения мощности усилителя; б) определить уровень насыщения; в) выбрать точку начала профилирования поля вигглера; г) рассчитать и реализовать требуемый закон профилирования поля вигглера.

На рис. 1.21 показана измеренная зависимость мощности на выходе МСЭ усилителя для вигглера без профилирования. При оптимизации выходной мощности усилителя число рабочих периодов вигглера менялось от 10 до 28. Изменение длины L осуществлялось выдвижением трубы (10) внутри волновода (7) (рис. 1.17). Для каждой новой длины L трубы заново оптимизировался набор полей (B<sub>0</sub>, B<sub>w</sub>).



Рис.1.21. Зависимость мощности МСЭ усилителя от длины.

Из этого рисунка видно, что, начиная с 16-18 периодов вигглера, наступает насыщение усилителя. Величина мощности на выходе усилителя достигала 5-6 МВт, что несколько больше мощности, полученной в генераторной схеме МСЭ. При токе  $I_{b1}$  на выходе МСЭ около 100 А эффективность усилителя получилась порядка  $\eta_1 \approx (5-6)$ %. Если выходную мощность усилителя нормировать на мощность пучка на выходе ускорителя ( $I_{b2} = 180$  А,  $\varepsilon_b = 1,5$  МэВ), получится эффективность  $\eta_2 \approx (2-3)$ %. При различных вариантах настройки пучка и выбора

соответствующей оптимальной комбинации магнитныж полей (B<sub>0</sub>,B<sub>w</sub>) длина насыщения усилителя менялась от 100 см до 120 см.

Экстраполируя измеренную зависимость мощности усилителя от его длины до пересечения с осью ординат (рис. 1.21), можно оценить мощность на входе усилителя  $W_{Bx} \approx 6-10$  кВт. Из рис. 1.21 следует, что инкремент нарастания сигнала составлял около 0,025 см<sup>-1</sup>. При измерении азимутального распределения выходной мощности МСЭ усилителя получилось распределение, практически совпадающее с распределением мощности на выходе магнетрона. Это распределение характерно для моды  $H_{11}$  круглого волновода.

Экспериментально были исследованы два варианта профилирования поля вигглера. В первом случае, в соответствии с работами [45,46] и результатами измерения зависимости мощности усилителя от длины было осуществлено профилирование поля вигглера в интервале 110 см < z <180 см по линейному закону:

При длине участка профилирования 70 см отношение полей вигглера в конечной и начальной точках было выбрано равным 0,60. Профилирование поля вигглера осуществлялось путем шунтирования участков вигглера индуктивными шунтами. Индуктивности и активные сопротивления шунтов рассчитывались, исходя из условия обеспечения требуемой формы профилирования, и затем корректировались по результатам магнитных измерений. При выбранном линейном законе профилирования поля вигглера в эксперименте практически не удалось получить увеличения мощности излучения на выходе МСЭ по сравнению с усилителем без профилирования поля вигглера.

С учетом этого результата в следующем эксперименте был реализован другой закон профилирования, определяемый выражением (1.8). В распределение поля вигглера в области профилирования было внесено два изменения:1) между

участком однородного поля и участком с линейным профилированием было реализовано профилирование по квадратичному закону (рис.1.23):

2) координата начала профилирования поля вигглера выбрана на участке, где еще не наступило насыщение усилителя с непрофилированным полем вигглера. На начальной длине 50 см (на участке 80 см= $Z1 \le z \le Z2 = 130$  см) уменьшение поля вигглера составило 10%, затем на участке 130 см= $Z1 \le z \le Z2 = 180$  см поле вигглера спадало по линейному закону и его уменьшение составило 1,44 раза. При выборе нового варианта профилирования поля вигглера на начальном участке профилирования обеспечена непрерывность первой производной поля по длине.

Сплошная кривая на рис. 1.23 соответствует расчетному профилированному полю вигглера, измеренное распределение этого поля показано квадратиками на этом рисунке. С учетом фазового сдвига токов в вигглере и в шунтах распределение поля, вообще говоря, зависело от выбора времени измерения. Таким образом, при выборе времени измерения поля вигглера можно было отличающиеся распределения области получать несколько поля В профилирования. Измерения мощности усилителя в данном эксперименте проводились прокалиброванными полупроводниковым и пироэлектрическим детекторами. Различие результатов измерений не превысило 20%. Измеренная на выходе МСЭ усилителя мощность на частоте 36,4 ГГц оказалась равной (20-25) МВт, что примерно в четыре-пять раз превысило величину мощности, полученную в МСЭ усилителе без профилирования поля вигглера [2\*-7\*].



Рис. 1.22. Сплошная кривая иллюстрирует расчетное распределение поля вигглера в МСЭ усилителе с профилированием. Квадратиками обозначены измеренные значения поля.

В разделе 1.1 этой главы было отмечено, что аналогичные эксперименты по повышению эффективности МСЭ усилителя за счет профилирования по длине параметров вигглера были выполнены в 1985-1986 годах в работах [8,9]. В этих экспериментах использовался пучок ускорителя ЕТА (3,5 Мэв, 4 кА с энергетическим разбросом:  $\delta\gamma/\gamma = 0,8\%$ ). Отметим две характерные особенности созданных в LLNL усилителей. Во-первых, перед инжекцией электронного пучка в магниную систему МСЭ усилителя из него вырезалось (убиралось с помощью эмиттанс-селектора) около 80% пучка с относительно малой яркостью. В волновод МСЭ инжектировалось либо 500А, либо 850А из 4000А. Эффективности оставшейся, яркой части пучка. Во-вторых, в магнитной системе МСЭ отсутствовало ведущее (продольное) магнитное поле.

В созданных МСЭ усилителях (и в усилителях с профилированием поля вигглера) получился СВЧ пучок с мощностью 80 МВт, 180 МВт (1000 МВт) и с очень широким спектром, т. е. указанные усилители были оптимизированы по мощности, но не по спектру. В итоге, полученные спектральные характеристики усилителя с профилированием [9] оказались весьма далеки от требуемых для запитки высокоградиентных структур. С учетом того, что пучок ускорителя ЛИУ

3000 имел значительное смещение от оси симметрии системы, учитывая требование получения выходной мощности 10-15 МВт, мы не имели возможности, по аналогии с экспериментами [8,9], вырезать из пучка ускорителя ЛИУ 3000 значительную часть тока пучка. Более того, с учетом смещения пучка от оси симметрии, при установке эмиттанс-селектора перед волноводом МСЭ будет потеряна значительная часть пучка с высокой яркостью. И в генераторных, и в усилительных экспериментах, выполненных в ОИЯИ, делалась попытка использования практически всего пучка (100-140 A), который удавалось провести по волноводу МСЭ.

Более существенное отличие параметров МСЭ, созданных в ОИЯИ, от МСЭ усилителей [8,9] состоит в том, что в МСЭ усилителях с «обратным» ведущим полем, созданных в ОИЯИ, были получены существенно лучшие спектральные характеристики, чем в [8,9], хотя по качеству пучка параметры ускорителя ЕТА были явно предпочтительнее. Этот результат является еще одним экспериментальным подтверждением того, что МСЭ с «обратным» ведущим магнитным полем значительно менее чувствителен к энергетическому разбросу в пучке по сравнению с «традиционными» схемами МСЭ.

В диапазоне частот В десятки ГГц эксперименты по повышению МСЭ «традиционных» усилителей эффективности схем генераторов И проводились на многих установках (см., например, [41,47]). Проанализируем подробнее результаты работы [41], в которой экспериментально сделано сравнение нескольких режимов работы МСЭ усилителя на частоте 33,4 ГГц с использованием пучка одного ускорителя.

В этой работе приведено сравнение трех МСЭ усилителей с различными режимами: в «традиционной» схеме МСЭ усилителя, при выборе рабочей точки на ветви I диаграммы Фройнда была получена мощность 5,8 МВт; б) в «традиционной» схеме при выборе рабочей точки на ветви II мощность на выходе усилителя составила 4,2 МВт; в) при работе усилителя в режиме «обратного» ведущего магнитного поля была зарегистрирован мощность 61 МВт. Из

сопоставления полученных результатов отчетливо видно, что по величине выходной мощности усилителя схема МСЭ с «обратным» ведущим магнитным полем имеет четко выраженное преимущество по сравнению с «традиционными» МСЭ. Эти схемами результаты можно также интерпретировать как экспериментальное подтверждение того, что схема МСЭ с «обратным» ведущим магнитным полем менее чувствительна к энергетическому разбросу В электронном пучке, чем «традиционные» схемы.

К результатам, приведенным в работе [41], нужно сделать несколько дополнений. Во-первых, при выборе рабочей точки на ветви I в эксперименте была зафиксирована значительная потеря тока (с 300А до 90А), в двух других режимах потерь тока не было обнаружено. Во-вторых, с использованием гетеродинной методики авторы работы определили, что ширина спектра на полувысоте в режиме «обратного» поля была около 160 МГц. Данных о спектре излучения при работе МСЭ в «традиционных» режимах работы усилителя в статье нет. Следовательно, результаты этой работы также явились убедительным подтверждением преимущества МСЭ с «обратным» ведущим магнитным полем над «традиционными» схемами МСЭ. В работе [47] приведено сравнение параметров излучения в МСЭ усилителе и МСЭ генераторе при использовании одного и того же электронного пучка. Существенно, что в генераторной схеме МСЭ в этом эксперименте использовался в цепи обратной связи брэгговский резонатор. Детальное рассмотрение схем подобного типа будет дано в следующей главе. Здесь можно отметить, что спектральные характеристики излучения такого генератора и усилителя отличались мало.

Из анализа публикаций по «традиционным» МСЭ усилителям и МСЭ генераторам можно сделать следующие выводы.

- В большинстве экспериментов ширина спектра МСЭ источников была хуже единиц процентов, включая МСЭ генераторы с брэгговскими резонаторами. Эффективность этих МСЭ редко оказывалась лучше процента. Следовательно,

использование таких МСЭ в экспериментах по тестированию элементов коллайдеров малоэффективно.

- В схемах МСЭ с «обратным» ведущим магнитным полем получено значительное улучшение сразу большого количества их характеристик. В частности, в эксперименте [41] получено увеличение эффективности по сравнению с «традиционной» схемой более, чем в 10 раз, а в экспериментах, выполненных в Дубне, в 20-25 раз улучшены спектральные характеристики МСЭ генератора при одновременном увеличении выходной мощности МСЭ.

# 1.5. Моделирование электронно-волнового взаимодействия в МСЭ с ведущим магнитным полем

В этом разделе преимущества схемы МСЭ с «обратным» ведущим полем по сравнению с «традиционной» схемой будут продемонстрированы при добавлении к экспериментальным данным результатов моделирования и холодных измерений.

Одним из основных факторов, снижающих эффективность работы релятивистских мазеров, является разброс параметров электронного пучка (энергетический разброс, эмиттанс, нестабильности величины и длительности импульса тока пучка) [29,34,36,2\*-8\*,10\*]. Энергетический разброс в пучке линейного индукционного ускорителя ЛИУ-3000, по результатам экспериментов [1\*, 11\*], а также из экспериментов по созданию и оптимизации МСЭ, был оценен на уровне:

$$\Delta \gamma_0 / \gamma_0 \approx 5 \%, \tag{1.9}$$

Для обеспечения эффективного энергообмена пучка с волной электроны в области взаимодействия должны двигаться с достаточно постоянной продольной скоростью, т.е. разница их фаз в синхронной волне должна быть меньше  $\pi$ . Для получения высокого КПД разброс параметров пучка не должен превышать [11\*]

$$\frac{\Delta\gamma}{\gamma} \le \frac{1}{N}, \qquad \frac{\Delta\beta_{\parallel}}{\beta_{\parallel}} \le \frac{1}{\gamma^2 N}, \tag{1.10}$$

где N - число периодов вигглера. В условиях экспериментов на ЛИУ-3000  $\gamma \sim 3$ ,  $N \sim 5 \div 10$  и, как видно из (1.10), основным фактором, снижающим электронный КПД, является наличие в пучке скоростного разброса. Дополнительным источником разброса может служить конечная толщина пучка или отклонение траектории пучка относительно оси ускорителя и МСЭ (так называемый начальный позиционный разброс), когда разные частицы движутся в поперечных полях разной амплитуды. Однако данный разброс может быть минимизирован при использовании, например, корректоров положения пучка и вигглеров с «повышенной однородностью» поперечного поля [1\*, 7\*].

Влияние начального скоростного разброса на качество формирования винтового РЭП и эффективность электронно-волнового взаимодействия в различающихся (по величине ведущего магнитного поля) режимах работы МСЭ исследовано в [43, 44, 5\*, 7\*, 8\*, 10\*]. Моделирование стационарных режимов генерации проводилось на основе усредненных уравнений движения с учетом поперечного и продольного распределений полей вигглера и ВЧ-волны. Параметры моделирования соответствовали условиям экспериментов на ЛИУ-3000.

В работах [5\*-8\*], выполненных совместно с сотрудниками Киевского Государственного университета, приведены расчеты инкрементов И эффективностей МСЭ, работающих в режиме «обратного» ведущего магнитного поля и в «традиционной» схеме. При сравнении «традиционных» МСЭ и МСЭ с «обратным» ведущим полем выбирались такие комбинации полей, при которых поперечная скорость в обоих случаях была одинакова. На входе в область взаимодействия рассматривался пучок без энергетического и скоростного разбросов. В работе [7\*] было проведено моделирование параметров МСЭ для двух значений токов электронного пучка I<sub>b1</sub> = 35 A и I<sub>b2</sub> = 350 A. Результаты моделирования показаны на рис. 1.23. Из моделирования следует, что в случае использования пучка без разброса по энергии и по скоростям, при выборе рабочей точки вдали от циклотронного резонанса и в «традиционной» схеме МСЭ, и в

МСЭ с «обратным» ведущим магнитным полем при соответствующем выборе комбинаций полей (B<sub>0</sub>,B<sub>w</sub>) получаются близкие значения инкрементов и других параметров МСЭ.



Рис. 1.23. Результаты моделирования зависимостей инкремента от частоты для МСЭ в режимах «обратного» магнитного поля и в «традиционно» схеме для двух значений тока пучка:  $I_b = 35 \text{ A}$  (слева) и .  $I_b = 350 \text{ A}$  (справа).

При аппроксимации зависимости инкремента усиления от величины тока пучка выражением  $\Gamma \sim \omega_b^n$  при изменении тока пучка от 3А до 350А из моделирования получается  $n\approx 0,67$ . Здесь  $\omega_b$  – плазменная частота пучка. Такая зависимость инкремента от  $\omega_b$  характерна для комптоновского режима высокого усиления МСЭ. Этот результат моделирования подтвердил правильность определения режима работы МСЭ, сделанного ранее, а также оценок параметров МСЭ, созданного в ОИЯИ. Эти оценки были получены в работах [2\*, 5\*] и уточнены при использовании результатов работ [29, 30, 37, 40].

При учете начального разброса скоростей в пучке моделирование показало [7\*] сильное различие в зависимости выходной мощности (а, следовательно, в эффективности) от энергетического разброса для МСЭ с «обратным» ведущим магнитным полем и для «традиционной» схемы МСЭ. Результат моделирования

показан на рис. 1.24, взятом из работы [7\*]. Причину столь резкого уменьшения эффективности «традиционного» МСЭ усилителя из-за начального энергетического разброса в пучке авторы работы [7\*] связали с двумя особенностями работы таких МСЭ: во-первых, практически во всех МСЭ этого типа выбирался режим работы вблизи циклотронного резонанса; во-вторых, динамика неравновесных электронов в «традиционной» схеме МСЭ существенно отличается от динамики равновесных электронов.



Рис.1.24. Зависимости эффективностей МСЭ от длины области взаимодействия в режиме «обратного» ведущего магнитного поля и в традиционной» схеме с учетом начального энергетического разброса в электронном пучке.

В «традиционной» схеме МСЭ на длине взаимодействия электронный пучок совершает всего около одного бетатронного колебания. Поэтому в такой схеме в области взаимодействия динамка равновесных и неравновесных частиц (а, следовательно, и их энергоотбор) могут сильно различаться.

В отличие от «традиционной» схемы МСЭ в случае МСЭ с «обратным» ведущим магнитным полем на длине взаимодействия пучок совершает достаточно большое число бетатронных колебаний (близкое к числу периодов вигглера). Следовательно, при незначительном разбросе энергии электронов в пучке взаимодействие неравновесных и равновесных электронов практически не отличаются.

Динамика электронного пучка в магнитном поле, представляющем сумму однородного ведущего поля и плавно нарастающего от нуля до стационарного значения поля вигглера, детально анализировалась в работах [43, 44]. Эти работы были выполнены для «традиционной» схемы МСЭ (до появления публикаций, в которых обоснована схема МСЭ с «обратным» ведущим полем). После линеаризации уравнений движения авторы получили выражение для безразмерной частоты колебаний электронов с малыми отклонениями импульсов от равновесных значений.

В работе [11\*] на основе результатов работ [43, 44] проведено сравнение динамики электронов в МСЭ с «обратным» ведущим магнитным полем и «традиционного» МСЭ. На рис. 1.25 показаны результаты моделирования движения релятивистских электронных пучков (РЭП) на участке плавного нарастания поля вигглера в МСЭ с «обратным» ведущим магнитным полем (а) и в «традиционной» схеме МСЭ (б). На этих рисунках приведены траектории частиц, которые на входе в вигглер имели одинаковую энергию, но разные поперечную и продольную скорости. Из рисунка 1.25а видно, что в режиме «обратного» ведущего поля, в регулярной секции вигглера первоначально прямолинейные (до влета в вигглер) электроны движутся по стационарной винтовой траектории. Электроны, которые до влета в вигглер имели также начальную «паразитную» поперечную скорость  $\beta_{\perp par}$ , совершают колебания около этой стационарной траектории. Амплитуда этих колебаний равна величине начальной «паразитной» скорости. Существенно, что в области взаимодействия поперечная скорость электронов, усредненная по периоду биений, а также их нормированная скорость  $\beta_{\parallel} = \sqrt{1 - \gamma^{-2} - \beta_{\perp}^2}$  в первом (по величине  $\beta_{\perp par}/\beta_{\perp}$ ) продольная приближении одинаковы для всех фракций пучка. Разница продольных скоростей различных фракций пучка появляется втором приближении, только во

пропорциональном  $\beta_{\perp par}^2/\beta_{\perp}^2$ . Таким образом, в режиме «обратного» ведущего поля, в процессе раскачки в пучке баунс-осцилляций скоростной разброс не увеличивается:



Рис.1.25. Моделирование формирования винтового РЭП в МСЭ. Траектории частиц, имеющих при влете в вигглер различные значения начальной поперечной скорости (а) - МСЭ с «обратным» ведущим полем; (б) - «традиционная» схема МСЭ.

$$\frac{\Delta\beta_{\parallel}}{\beta_{\parallel}} \approx \frac{\beta_{\perp par}^2}{2\beta_{\parallel}^2} \approx \frac{\Delta\beta_{\parallel 0}}{\beta_{\parallel 0}} .$$
(1.11)

Из этого рассмотрения следует, что в МСЭ, созданном на основе электронного пучка ЛИУ-3000 в режимах с «обратным» ведущим полем с учетом разбросов, определяемых (1.9), были обеспечены условия эффективного взаимодействия с ВЧ-волной для всех фракций электронного пучка.

В «традиционной» схеме МСЭ, при приближении величины ведущего магнитного поля к полю циклотронного резонанса, при фиксированной длине области нарастания поля вигглера увеличиваются и амплитуда возбуждаемых «паразитных» циклотронных осцилляций в пучке, и пространственный период осцилляций электронов вокруг стационарной винтовой траектории. Это приводит к нарушению условий синхронизма для различных фракций пучка и к уменьшению КПД МСЭ. Из рисунка 1.256 следует, что в области взаимодействия разброс поперечных скоростей в несколько раз превышает начальную величину.

При приближении области циклотронного резонанса  $(\omega_{\rm H} \sim \Omega_{\rm b})$ к пространственный период биений становится сравним с длиной пространства взаимодействия. Этот результат можно рассматривать как подтверждение вывода, сделанного в работах [7\*, 8\*] о том, что в «традиционной» схеме МСЭ на длине взаимодействия неравновесные электроны пучка совершают всего около одного бетатронного колебания. Следовательно, разница поперечных скоростей различных фракций в пространстве взаимодействия может достигать величины максимальной начальной («паразитной») скорости в пучке  $\beta_{\perp par}$ , а разброс продольных скоростей получается [43, 44, 11\*]

$$\frac{\Delta\beta_{\parallel}}{\beta_{\parallel}} \approx \frac{\beta_{\perp}\beta_{\perp par}}{\beta_{\parallel}^2} .$$
(1.12)

Приведенное сравнение динамики электронов в полях МСЭ демонстрирует достоинства режимов «обратного» ведущего поля с точки зрения их слабой чувствительности к начальному скоростному разбросу частиц. Следовательно, в

МСЭ с «обратным» ведущим полем на основе интенсивных РЭП с умеренным энергетическим разбросом возможно получение высокого КПД и узкого спектра.

Сделанные выводы подтверждаются также результатами моделирования ВЧ взаимодействия в МСЭ, представленными на рис.1.26 [11\*]. На этом рисунке приведены зависимости от продольной координаты: эффективностей η, энергий γ и радиусов вращений частиц а<sub>⊥</sub> для идеального РЭП, а также для частиц с различными фазами влета относительно синхронной волны для МСЭ с «обратным» ведущим магнитным полем (а) и для «традиционного» МСЭ (б).

Весьма существенное различие двух типов МСЭ видно из сравнения зависимостей нормированного радиуса вращения частиц от продольной координаты  $a_{\perp}(z)$ .



Рис. 1.26. Моделирование энергообмена «идеального» РЭП в МСЭ. Зависимости электронных КПД  $\eta$ , энергий  $\gamma$  и радиусов вращения  $a_{\perp}$  от продольной координаты Z при оптимальных параметрах. МСЭ с «обратным» ведущим полем при  $\beta_{\perp par}/\beta_{\perp} = 0.5$  (а) и «традиционная» схема МСЭ при  $\beta_{\perp par}/\beta_{\perp} = 0.15$  (б).

В случае МСЭ с «обратным» ведущим полем размер электронного пучка в волноводе меняется незначительно вплоть до значений паразитной начальной скорости, равной половине рабочей поперечной скорости электронов. В «традиционной» схеме МСЭ резкое увеличение поперечного размера пучка возможно при значительно меньших величинах паразитной начальной скорости. Такое увеличение поперечного размера пучка в процессе его движения в волноводе может приводить к его потерям, к нарушению синхронизма и к заметному снижению эффективности МСЭ.

На рис. 1.27 показано влияние начального разброса скоростей электронов на величину эффективности МСЭ для МСЭ с «обратным» ведущим магнитным полем (а) и для «традиционной» схемы МСЭ (б). Расчет сделан для нескольких фракций пучка, у которых "паразитные" начальные поперечные скорости частиц равномерно распределены от нуля до значения, равного половине рабочей поперечной скорости.



Рис. 1.27. Зависимости от продольной координаты Z эффективности МСЭ для разных фракций электронного пучка, отличающихся начальной поперечной скоростью. Максимальная начальная "паразитная" поперечная скорость составляет 50% от рабочей поперечной скорости. (а) - МСЭ-генератор в режиме «обратного» ведущего поля, (б) - режим «слабого согласного» ведущего поля.

Из рисунка 1.27а видно, что в режиме «обратного» ведущего поля энергообмен различных фракций пучка, вплоть до  $(\beta_{\perp}/\beta_{\perp par}) = 0$ , 5 протекает почти идентично. В случае «согласного» ведущего поля (рис. 1.27б) получается большой разброс эффективностей различных фракций пучка. Это приводит в конечном итоге к

уменьшению полной эффективности МСЭ, к выходу частиц из синхронизма. Возможны также значительные потери тока.

На рис. 1.28 показаны расчетные зависимости эффективностей МСЭ от величины паразитной начальной поперечной скорости β<sub>⊥par</sub>/β<sub>⊥</sub> для двух схем МСЭ. Выбран диапазон изменения паразитной поперечной скорости электронов от нуля до величины оптимальной рабочей поперечной скорости.



Рис. 1.28. Зависимость эффективности МСЭ от величины начального скоростного разброса  $\beta_{\perp par}/\beta_{\perp}$  в МСЭ с «обратным» ведущим полем и в «традиционной» схеме МСЭ.

Для МСЭ с «обратным» ведущим полем моделирование показывает, что при малых величинах начального разброса эффективность МСЭ может достигать 25%. При увеличении начального разброса (вплоть до 50% от рабочей поперечной скорости) различие в значениях эффективности равновесных и неравновесных частиц весьма незначительно. Видно, что даже при достаточно большом разбросе суммарный КПД практически мало отличается от КПД для идеального пучка. В режимах с «обратным» ведущим магнитным полем возможно формирование спирального электронного пучка высокого качества, совершающего баунсколебания. Малые начальные паразитные циклотронные колебания и

начальный разброс скоростей сохраняются в процессе накачки рабочих баунс-колебаний.

«традиционной» схеме МСЭ происходит весьма заметное падение B эффективности неравновесных частиц. В режимах с согласным ведущим магнитным полем амплитуда возбуждаемых «паразитных» циклотронных колебаний растет при приближении к полю циклотронного резонанса, вместе баунс-циклотронных ростом периода колебаний. Это приводит С К увеличению разброса аксиальной скорости, нарушению условий синхронизма и уменьшению эффективности МСЭ. В режимах, близких к циклотронному резонансу, поперечная (и соответственно продольная) скорость электронов сильно зависит от их энергии. Это является дополнительным фактором нарушения синхронизма электронов с электромагнитной волной.

#### Выводы по главе I.

1. Измерены параметры электронного пучка ускорителя ЛИУ 3000, что позволило осуществить режим согласованной инжекции электронного пучка из ускорителя в волновод МСЭ. В результате этого в широком диапазоне полей соленоида и вигглера по волноводу проведен ток около 100 A с плотностью тока около 1 кA/см<sup>2</sup> и с колебаниями плотности не более 20%.

2. При поле соленоида, близком к полю циклотронного резонанса реализована работа МСЭ генератора в различных режимах «традиционной» схемы с выходной мощностью 1-2 МВт и широким спектром (около 25%).

3. Предложена новая схема МСЭ, получившая название «МСЭ с «обратным» ведущим магнитным полем», которая должна быть значительно менее чувствительна к энергетическому и скоростному разбросу в электронном пучке и должна резко улучшить выходные спектральные параметры МСЭ.

4. В новой схеме МСЭ создан и оптимизирован МСЭ генератор. Получена ширина спектра излучения около 1%, что примерно в 20-25 раз уже ширины

спектра, полученной в «традиционной» схеме МСЭ генератора при одновременном увеличении его мощности до (3-5) МВт.

5. Создан МСЭ усилитель с «обратным» ведущим магнитным полем с параметрами излучения, близкими к полученным в генераторной схеме. С учетом полученных выходных параметров усилителя осуществлено профилирование поля вигглера по определенному закону. В результате оптимизации профилирования получено увеличение мощности МСЭ усилителя до 20-25 МВт, т. е. эффективность МСЭ усилителя увеличена по сравнению с МСЭ усилителем без профилирования примерно в 5раз.

6. Результаты численного моделирования динамики электронного пучка в полях МСЭ оказались в хорошем соответствии с экспериментальными данными. Это позволило определить основные причины отличий результатов, получаемых в МСЭ с «обратным» ведущим полем и в «традиционных» схемах МСЭ по ширине спектра и по эффективности. Суть различий заключена в том, что в МСЭ с обратным ведущим магнитным полем удалось найти и оптимизировать такую конфигурацию магнитных полей МСЭ, для которой динамика равновесных и неравновесных электронов отличаются незначительно, весьма а также практически устранить влияние циклотронного резонанса на транспортировку электронного пучка и режим усиления излучения. Приведено сравнение полученных в ОИЯИ результатов с результатами, полученными в других институтах.

После того, как основные результаты диссертации были доложены на семинарах и НТС разного уровня автору стали известными две теоретические работы [67, 68], выполненные учеными Китая, в которых проведено сравнение МСЭ с «обратным» ведущим магнитным полем и «традиционных» схем МСЭ. В этих работах результаты численного моделирования сравниваются с экспериментальными данными, полученными в МТИ и ОИЯИ. Результаты моделирования оказались в хорошем соответствии с экспериментальными данными и явились еще одним убедительным подтверждением преимуществ

МСЭ с «обратным» ведущим магнитным полем по сравнению с «традиционными» схемами МСЭ. Чтобы не нарушать ход изложения материала и нумерацию цитирования, указанные работы помещены в конце списка цитируемой литературы.

#### Глава II

Создание и исследование узкополосного высокоэффективного МСЭ генератора с «обратным» ведущим магнитным полем и брэгговским резонатором.

### 2.1. Постановка задачи

В этой главе будут приведены результаты моделирования, холодных и пучковых экспериментов, которые были выполнены в процессе создания узкополосного высокоэффективного МСЭ генератора при использовании электронного пучка ускорителя ЛИУ 3000 (0,8 Мэв, 200 А 200 нс). Для решения сформулированной во введении задачи - создания МСЭ генератора, пригодного для запитки резонатора с добротностью Q≥1000, генератор должен удовлетворять одновременно целому набору требований: малая ширина спектра ( $\delta f/f \le 0,1\%$ ), высокая стабильность рабочей частоты (величина нестабильности не более 0,1%), высокая эффективность ( $\eta \sim 10\%$ ) и стабильность выходной мощности не хуже 10%. Разработка и создание МСЭ генератора, удовлетворяющего такому набору требований на параметры СВЧ излучения, проводились по предложению разработчиков электрон-позитронного коллайдера CLIC [18] ТэВного диапазона [13-17].

При анализе большого количества опубликованных работ, в которых рассматривались вопросы проектирования электрон-позитронного коллайдера, можно увидеть, что для запитки ускоряющей структуры коллайдера на частотах 12-17 ГГц требуется суммарная мощность около 5-10 ГВт и погонная мощность около 600 МВт/м [5,7].

Малая импульсная мощность (160 МВт) электронного пучка ускорителя ЛИУ 3000, который использовался в экспериментах по исследованиям МСЭ в ОИЯИ [25,1\*], практически исключала возможность полномасштабной запитки ускоряющей структуры коллайдера. Величины эффективности МСЭ в диапазоне

(10-30) ГГц, создаваемых на основе мощных, низкоэнергетичных ускорителей электронов, составляли, как правило, единицы процентов по отношению к мощности пучка на выходе ускорителя. С учетом этого становится понятным, что с использованием пучка ускорителя ЛИУ 3000 можно рассматривать задачу запитки СВЧ мощностью только макета ускоряющей структуры. При этом могут быть снижены требования на выходную мощность СВЧ источника, но требования прецизионного согласования частот МСЭ источника и структуры, а также требования на ширину спектра МСЭ остаются очень жесткими. Типичная величина добротности ускоряющей структуры коллайдера составляет около 1000. Из этого следует, что допустимое рассогласование частот источника и нагрузки должно быть меньше 0,1%. Ширина спектра МСЭ также не должна превышать величины 10-30 МГц. Решение задачи получения на выходе МСЭ импульсной мощности более 10 МВт с жесткими требованиями на ширину спектра и на стабильность частоты с использованием пучка ускорителя ЛИУ 3000 связано с рядом особенностей.

Во-первых, в предыдущей главе было показано, что при импульсе тока на выходе ускорителя около 200 А удавалось инжектировать в волновод МСЭ и проводить по нему ток около 80-100 А. Позже величина тока в волноводе МСЭ была увеличена до (100-140) А. Из этого следует, что в МСЭ должна быть получена высокая эффективность (около 10%) при использовании всего инжектируемого пучка. Для сравнения заметим, что, например, в усилительных экспериментах, приведенных в [8,9] с использованием уникального пучка ускорителя ЕТА с очень малым энергетическим разбросом (0,8%), эффективность усилителя без профилирования поля вигглера составила немногим более процента по отношению к полной мощности пучка.

Во-вторых, в большинстве мощных МСЭ усилителей диапазона десятков ГГц ширина спектра выходного излучения значительно превышала единицы процентов. Спектральные характеристики МСЭ генераторов были еще хуже.

И, хотя в предложенном и реализованном в Дубне МСЭ с «обратным» ведущим магнитным полем удалось получить ширину спектра в 20-25 раз более полученный С узкую, чем спектр, ЭТИМ же электронным пучком В «традиционных» схемах МСЭ генератора, для запитки высокодобротного резонатора требовалось улучшение спектра МСЭ еще более чем в десять раз. К этому следует добавить, что нестабильности от импульса к импульсу основных систем ускорителя (электронной пушки, ускоряющих модуляторов, источников тока фокусирующих линз), а также нестабильности токов соленоида и вигглера составляли единицы процентов. Это сильно усложняло настройку оптимальных режимов генератора. Но даже если требуемый режим генератора удавалось получить, проблемы его повторяемости И долгосрочной стабильности оказывались весьма сложными. Из вышеизложенного следует, что для решения задачи создания МСЭ с шириной спектра лучше 0,1% и мощностью около 10 МВт требовалось новое качественное усовершенствование схемы МСЭ генератора.

В этой главе будет приведено обоснование предложенной автором дальнейшей модификации МСЭ генератора с «обратным» ведущим магнитным полем, в результате которой основные параметры МСЭ генератора (ширина спектра и стабильность рабочей частоты генератора) были улучшены еще в 15-20 раз при одновременном увеличении эффективности генератора. Эти результаты экспериментально были получены при использовании в качестве источника тока ускорителя ЛИУ 3000, у которого был достаточно большой энергетический разброс.

Сначала сделаем обоснование некоторого идеального механизма, который позволил бы решить поставленную задачу с учетом реально достижимого уровня стабильности работы узлов установки. Учтем, что зависимость инкремента усиления в МСЭ от рабочей частоты есть плавная функция с максимумом на резонансной частоте  $\omega = \omega_{pe3}$  и со слабой зависимостью от частоты вблизи  $\omega_{pe3}$ .

Здесь  $\omega_{pe3}$  есть резонансная частота МСЭ, определяемая энергией электронов, периодом вигглера и величинами ведущего поля и поля и вигглера.

В предыдущей главе было показано, что при очередном срабатывании ускорителя и всех систем МСЭ можно подобрать такую комбинацию параметров  $(B_0, B_w, \lambda_w, \gamma_b, I_b)$ , при которой рабочая частота генератора будет близка к выбранной частоте 30 ГГц, а ширина спектра излучения составит (1-2) % от рабочей частоты. Поскольку нестабильности параметров узлов МСЭ генератора: тока и энергии электронного пучка, магнитной системы МСЭ и каналов транспортировки BO много раз превышают требуемые значения пучка стабильности рабочей частоты и ширины спектра излучения, то решить поставленную задачу можно было бы, имея некий коммутатор, который давал бы разрешение на срабатывание генератора только на частоте  $\omega_{\kappa}$ , определяемой параметрами коммутатора.

Пусть при очередном наборе параметров (В<sub>0</sub>, В<sub>w</sub>, λ<sub>w</sub>, γ, I<sub>b</sub>) при отсутствии указанного коммутатора MCЭ генератор срабатывает на частоте  $\omega_{\text{pesl}}$ , находящейся внутри полосы усиления генератора. В этом случае включение коммутатора должно привести к работе МСЭ на частоте  $\omega_{\kappa}$ , определяемой параметрами коммутатора. Следовательно, вместо крайне нежелательного разброса по рабочей частоте генератора получится генерация на стабильной частоте, определяемой параметрами коммутатора, но с незначительным колебанием выходной мощности МСЭ. Это условие должно выполняться в пределах некоторого интервала частот ( $\omega_1, \omega_2$ ), определяемого характеристиками коммутатора. Если  $\omega_{pes1}$  находится вне интервала частот ( $\omega_1$ ,  $\omega_2$ ), то обратная связь на этой частоте замыкаться не будет, и коммутатор на работу МСЭ генератора не должен влиять, следовательно, такой сигнал должен остаться при работе МСЭ в генераторном режиме на уровне шума.

При выборе коммутатора желательно также обеспечить выполнение еще двух дополнительных требований: 1) минимальное воздействие самого коммутатора на

динамику электронного пучка в канале взаимодействия, 2) обеспечение возможности выхода генератора на режим стационарной генерации за минимальное число (порядка 3-4) проходов СВЧ волны в области взаимодействия с электронным пучком. Это требование часто бывает весьма существенным для электронных пучков наносекундной длительности с небольшим импульсным током.

При изучении возможных вариантов практической реализации выбранного решения задачи автором диссертации было предложено использовать в цепи обратной связи МСЭ генератора узкополосные селективные брэгговские резонаторы вместо широкополосных отражателей СВЧ волны в виде диафрагм с отверстиями (см. рис. 1.2, гл. 1). Предложение использования брэгговских резонаторов для получения высокой селективности излучения в мощных источниках сантиметрового и миллиметрового диапазонов, было сформулировано и обосновано в работе [48]. В этой работе были рассмотрены несколько вариантов таких резонаторов:

а) в виде отрезка слабогофрированного волновода длины  $L_0$ , радиуса  $R_0$  и глубины гофрировки  $r_1/2$  – «резонатор в виде регулярно гофрированного волновода»;

б) в виде двух брэгговских зеркал с длинами L<sub>1</sub> и L<sub>2</sub> и отрезка гладкого волновода длины L<sub>0</sub> между ними – «двухзеркальный брэгговский резонатор»;

в) в виде двух брэгговских зеркал с длинами L<sub>1</sub> и L<sub>2</sub> при отсутствии между ними гладкого волновода, но со сбоем фазы гофрировки между зеркалами – «брэгговский резонатор со скачком фазы гофрировки». В работе [48] были также приведены спектральные свойства и другие характерные особенности предложенных брэгговских структур.

Конструктивно брэгговские резонаторы в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн обычно собираются из отдельных брэгговских зеркал, выполненных в виде тонкостенных регулярных металлических волноводов с неглубокой гофрировкой внутренней поверхности. Следовательно, такие

резонаторы весьма удобно согласовывать с входными (пучковыми) и выходными (СВЧ) каналами. В работах [49-51], выполненных в Нижнем Новгороде после опубликования работы [48], приведена методика расчета характеристик таких резонаторов. Здесь будет приведено несколько формул, взятых из этих работ, чтобы продемонстрировать зависимости электродинамических характеристик брэгговских зеркал и резонаторов (резонансной частоты, коэффициента отражения, коэффициента связи, ширины зоны отражения, добротности и др.) от их геометрических параметров (периода, глубины и длины области гофрировки, диаметра регулярного волновода и др.).

Брэгговские зеркала представляют собой отрезки цилиндрических волноводов кругового сечения радиуса  $R_0$ , на внутренней поверхности которых нанесена неглубокая гофрировка

$$r = R_0 + \frac{r_1}{2} \cos \left( z + \overline{m} \varphi \right), \tag{2.1}$$

( <<  $\lambda$  , <br/>  $r_1$  - глубина гофра,  $\lambda$  - длина волны).

Между двумя встречными волнами

$$\mathbf{A}_{+}\vec{E}_{+} \vec{r}_{\perp} e^{i\omega t - ih_{+}z - im_{+}\varphi} \mathbf{H} \mathbf{A}_{-}\vec{E}_{-} \vec{r}_{\perp} e^{i\omega t + ih_{-}z + im_{-}\varphi}, \qquad (2.2)$$

с продольными волновыми числами ( $h_{\pm}$ ) и азимутальными индексами ( $m_{\pm}$ ) обеспечивается распределенная связь, если параметры гофрировки  $\bar{h} = 2\pi/d$  (d - период гофра) и  $\bar{m}$  связаны брэгговскими условиями

$$\overline{h} \approx h_{+} + h_{-}$$
 (2.3a)

$$\overline{m} \approx \pm m_+ + m_- \tag{2.36}.$$

Зона эффективного рассеяния этих мод (зона отражения структуры) расположена симметрично относительно брэгговской частоты (частоты брэгговского резонанса)

$$\overline{\omega} = c_{\gamma} \sqrt{\left(\frac{\overline{h}}{2}\right)^2 + \frac{1}{2} \kappa_+^2 + \kappa_-^2 + \frac{\kappa_+^2 - \kappa_-^2}{4\overline{h}^2}}, \qquad (2.4)$$

определяемой соотношениями (2.3) с учетом волноводной дисперсии  $\omega^2/c^2 = h_{\pm}^2 + \kappa_{\pm}^2$ . Здесь  $\kappa_{\pm}$  - поперечные волновые числа. Ширина этой зоны определяется коэффициентом связи волн, зависящим от значения поперечных компонент электрического поля и тангенциальных компонент магнитного поля парциальных волн  $\mathbf{A}_{\pm}$  на невозмущенной поверхности волновода. Ширина зоны эффективного рассеяния пропорциональна глубине гофрировки зеркал. Для коэффициентов связи для двух мод круглого волновода, обладающих различной поперечной структурой, например, для связи двух мод H-типа получено выражение

$$\alpha_{H\leftrightarrow H} = \frac{r_1}{2R_0} \frac{-\kappa_+^2 \kappa_-^2 R_0^2 + m_+ m_- h_+ h_- + \omega^2 / c^2}{\sqrt{h_+ h_-} \sqrt{\kappa_+^2 R_0^2 - m_+^2 \kappa_-^2 R_0^2 - m_-^2}}.$$
(2.5)

Для решения задачи о рассеянии парциальных волн на брэгговской структуре, считая амплитуды волн A<sub>+</sub> и A<sub>-</sub> медленно меняющимися во времени и в пространстве, получены уравнения

$$\frac{d\mathbf{A}_{+}}{dz} + i\delta\mathbf{A}_{+} + i\alpha\mathbf{A}_{-} = 0 ,$$

$$\frac{d\mathbf{A}_{-}}{dz} - i\delta\mathbf{A}_{-} - i\alpha\mathbf{A}_{+} = 0 , \qquad (2.6)$$

где  $\delta = h_{+} + h_{-} - \bar{h}/2$  - отстройка от брэгговского резонанса (2. 3),  $\alpha$  - коэффициент связи волн  $A_{+}$  и  $A_{-}$ . Уравнения (2.6) справедливы в случае селективного двухволнового рассеяния, когда зоны брэгговского отражения для различных пар парциальных волн, удовлетворяющих (2.3), удалены друг от друга. Это возможно в случае, если отстройки выбранной пары волн ( $A_{+}, A_{-}$ ) от остальных волн, для которых выполнено условие (2. 3), значительно превышают соответствующие коэффициенты связи  $\alpha_{i}$ 

$$\left|\overline{h} - h_{\pm} - h_{i}\right| \gg \alpha_{i} \quad (2.7)$$

В качестве несущей частоты выбрана частота точного брэгтовского резонанса  $\overline{\omega}$ . Предполагается, что выполнено условие ондуляторного синхронизма ( $\omega$ -hv =  $\Omega_b = 2\pi c/\lambda_w$ ) между попутной волной  $A_+$  и электронным пучком, движущимся в + *z* направлении со скоростью v<sub>||</sub> и осциллирующим в поле вигглера с баунсчастотой  $\Omega_b$ . Здесь  $\omega$  и h частота и продольное волновое число синхронной волны,  $\lambda_w$  – период вигглера. При этих предположениях, пренебрегая взаимодействием частиц со встречной волной и с учетом взаимного рассеяния попутной и встречной волн на гофрировке, решена задача эволюции амплитуд парциальных волн МСЭ генератора.

Решения получены в предположении пренебрежения «проскальзыванием»

$$\left(\frac{\Delta\omega}{\overline{\omega}}\right)_{ycu\pi} \approx \frac{1}{N} >> \left(\frac{\Delta\omega}{\overline{\omega}}\right)_{omp} \approx \frac{2\alpha}{\overline{h}} .$$
(2.8)

В экспериментах на ЛИУ-3000  $N \approx 7 \div 10$ ,  $\alpha \bar{h}^{-1} \approx 0.01 \div 0.02$  и соотношение  $N^{-1} >> 2\alpha \bar{h}^{-1}$  заведомо выполнялось.

Таким образом, при проектировании брэгговских резонаторов для создания и оптимизации выходных характеристик МСЭ генераторов в ИПФ РАН была разработана методика для предварительных расчетов брэгговских зеркал и брэгговских резонаторов с требуемыми параметрами.

В нескольких экспериментах с миллиметровыми МЦАР и «традиционными» МСЭ ранее использовалась [22,47] одна из рассмотеннных выше разновидностей брэгговского резонатора - двухзеркальная схема (см. рис. 2.2 и 2.3). Две другие схемы брэгговских резонаторов при создании мощных МСЭ генераторов по разным причинам не использовались, предполагалось, что эффективность этих резонаторов будет низкой.

Требования получения одномодовой генерации с прецизионной регулировкой частоты (лучше 0,1%), с узким спектром (лучше 0,1%), уровнем мощности около 10 МВт и временем выхода на стационар за время около 20 нс оказались довольно жесткими. При использовании брэгговских резонаторов в мощных традиционных

схемах МСЭ или МЦАР ширина спектра оказывалась, как правило, на уровне единиц процентов, т.е. их ширина спектра в 10-30 раз превышала допуски, определяемые таблицей В1. Поэтому при подготовке новых исследований предполагалось проанализировать в экспериментах с пучком все три рассмотренные разновидности брэгговских резонаторов.

Первые брэгговские зеркала и брэгговские резонаторы создавались из набора точенных отрезков круглых волноводов с неглубокой регулярной прямоугольной гофрировкой внутренней поверхности (рис. 2.1а). В более поздних экспериментах использовались брэгговсие зеркала и брэгговсие резонаторы с синусоидальной гофрировкой поверхности (рис. 2.1 б), которые изготавливались из тонкостенных труб ИЗ нержавеющей стали путем выдавливания заданного профиля поверхности. Холодные измерения таких зеркал и резонаторов показали хорошее согласие их характеристик с результатами проектирования, об этом подробнее будет сказано при анализе выбранных схем резонаторов.



Рис.2.1. Отрезки волноводов с прямоугольной гофрировкой внутренней поверхности, использовавшиеся для создания брэгговских резонаторов (а), давленные брэгговские резонаторы с синусоидальной гофрировкой (б).

### 2.2. Типы брэгговских резонаторов и их параметры.

#### А) МСЭ генератор с двухзеркальным брэгговским резонатором

Анализ работы МСЭ с брэгговскимими резонаторами удобно начать с рассмотрения случая, когда в цепи обратной связи МСЭ генератора используется

двухзеркальный брэгговский резонатор. В значительной мере это обусловлено специфическими особенностями этой схемы: в ней в широких пределах можно регулировать отдельные параметры резонатора, при этом другие параметры меняются весьма слабо. Например, менять величину коэффициентов отражения зеркал в широких пределах (почти от нуля до единицы) удобно изменением глубины гофрировки зеркал, а при выбранной глубине гофрировки - изменением длин зеркал. В двухзеркальной схеме довольно просто регулировать добротность резонатора и коэффициент направленности излучения, то есть, можно регулировать долю мощности, выводимой из резонатора вперед, по сравнению с частью мощности, которая выводится назад, в сторону катода ускорителя.



Рис. 2.2. Двухзеркальный брэгговский резонатор и соответствующий ему спектр излучения. L<sub>1</sub>, L<sub>3</sub> – длины входного и выходного брэгговских зеркал соответственно, L<sub>2</sub> – длина регулярного волновода, R – коэффициент отражения зеркал, Q - добротность резонатора, f – частота излучения.

Серьезным недостатком двухзеркального брэгговского резонатора является проблема фиксации частоты генерации. Этот брэгговский резонатор обладает определенным набором мод примерно одинаковой добротности с различным числом продольных вариаций поля, частоты которых лежат внутри полосы (рис. 2.2). В брэгговского отражения зеркал таких условиях, ввиду нестабильности в работе узлов ускорителя и источников питания электронно оптической системы МСЭ, существует возможность перескоков частоты излучения как в течение одного импульса, так и от импульса к импульсу.

Приведем конкретные оценки. При рабочей частоте около 30 ГГц типичное значение ширины полосы отражения зеркал составляло 1-3 ГГц. При длинах

гладкого волновода в пределах 40-100 см внутри полосы отржения оказывалось от трех до десяти продольных мод с примерно равными добротностями. Следовательно, расстояние между этими модами было около 0,3 ГГц, т. е.  $\delta f/f \sim 1\%$ .

Такая нестабильность рабочей частоты значительно превышает величину, допустимую для проведения экспериментов по запитке высокоградиентных структур. Но даже для того, чтобы гарантировать работу МСЭ на одной из частот нужно, чтобы нестабильность систем ускорителя МСЭ не превышала бы долей процента. Эта трудность оказалась принципиальной в экспериментах с этим вариантом брэгговского резонатора.

На рис. 2.3 показана расчетная кривая для коэффициента отражения двухзеркального брэгговского резонатора в зависимости от частоты [48-51,18\*]. Параметры моделирования выбирались близкими к тем, которые исследовались в экспериментах с электронным пучком. На рисунке приведены также положения частот собственных мод резонатора, измеренные в «холодных» экспериментах.



Рис.2.3. Расчетная зависимость коэффициента отражения R от частоты для двухзеркального брэгговского резонатора  $l_{Br1} = 16.2$  см,  $l_0 = 40$  см,  $l_{Br2} = 3$  см с циклом обратной связи  $H_{1,1} \leftrightarrow E_{1,1}$ . Показаны также положения частот собственных мод резонатора, измеренные в «холодных» измерениях.

Из результатов моделировани можно сделать несколько выводов. Во-первых, из рисунка видно, что согласие результатов моделирования и холодных
измерений весьма хорошее. Во-вторых, как уже отмечалось, в эксперименте с данным резонатором будет чрезвычайно сложно обеспечить стабильную выделенных частот, соответствующих генерацию на одной ИЗ разным продольным модам резонатора. В-третьих, при оптимизации генератора по мощности, т. е. при варьировании величины начальной расстройки и инкремента усиления, может оказаться, что боковые моды также окажутся над порогом, и генератор сможет запускаться на частотах, соответствующих боковым модам. В такой ситуации с учетом реально имеющихся нестабильностей энергии и тока пучка, нестабильностей величин магнитных полей вигглера и соленоида может значительный разброс частотам генерации. получиться ПО С учетом вышеизложенного стало понятно, что для обеспечения прецизионной фиксации рабочей частоты МСЭ генератора нужно детально проанализировать другие типы брэгговских зеркал.

### **Б) МСЭ генератор с брэгговским резонатором** в виде регулярно гофрированного волновода

На первый взгляд, преодоление трудности с фиксацией рабочей частоты МСЭ генератора достигается просто заменой двухзеркального брэгговского резонатора на резонатор в виде регулярного гофрированного волновода длины L, характеристики которого приведены на рис.2.4.



Рис. 2.4. Брэгговский резонатор в виде волновода с регулярной прямоугольной гофрировкой и соответствующий ему спектр излучения. L – длина резонатора, R – полоса отражения зеркал, Q - добротность резонатора, f – частота излучения.

Из рисунка видно, что в этом резонаторе максимальной добротностью обладают две моды, частоты которых лежат вблизи границы полосы

непрозрачности брэгговской структуры. В таком резонаторе расстояние между модами (около 2-3 ГГц) почти на порядок больше, чем в двухзеркальном резонаторе, и поэтому считалось, что он должен быть значительно более селективным по сравнению с двухзеркальным брэгговским резонатором, показанным на рис. 2.2 [48-51,16\*-18\*].

Однако при работе с этим типом брзгговского резонатора необходимо учитывать, что у него частоты высокодобротных мод находятся у границ полосы отраженя зеркал (с внешней стороны). Это так называемые «боковые» моды резонатора, и их добротность значительно ниже, чем добротности центральных мод двухзеркального резонатора. Поэтому, для получения генерации в МСЭ на одной из указанных мод этого резонатора нужно значительно увеличивать инккремент усиления МСЭ. В этом случае кроме мод первого порядка над порогом генерации могут оказаться также моды более высоких порядков (см. рис 2.4\*). Если пытаться увеличить добротность резонатора за счет увеличения глубины гофрировки поверхности, то при этом также сказывается рост мод высших порядков, они также становятся надпороговыми, и в итоге на выходе МСЭ снова может получиться многомодовая, многочастотная генерация.



Рис.2.4\*. Брэгговский резонатор в виде волновода с регулярной прямоугольной гофрировкой и соответствующий ему спектр излучения.  $l_{Br}$  – длина резонатора,  $R_0$  средний радиус волновода, d – период резонатора, R – полоса отражения зеркал, Q - добротность резонатора, f – частота излучения,  $\alpha$  - коэффициент связи мод круглого волновода,  $\delta$  – отстройка от брэгговского резонанса.

### В) МСЭ генератор с брэгговским резонатором со скачком фазы гофрировки между зеркалами

Наиболее перспективным с точки зрения электродинамической селекции мод представляется брэгговский резонатор, состоящий из двух гофрированных сегментов с равными длинами зеркал:  $L_1 = L_2 = L/2$  со скачком фазы гофрировки в месте сочленения брэгговских зеркал (рис. 2.5). [18\*-20\*,31\*-33\*,48-51]. Если величина скачка фазы гофрировки равна  $\pi$ , то основная мода такого резонатора расположена в центре зоны непрозрачности зеркал на частоте точного брэгговского резонанса (рис. 2.5), а ее добротность существенно превышает добротности остальных мод.



Рис. 2.5. Брэгговский резонатор со скачком фазы гофрировки и с равными длинами зеркал  $L_1=L_2=L/2$ . Справа показано положение высокодобротной моды резонатора, R – полоса отражения зеркал, Q - добротность резонатора, f – частота излучения.

Как видно из частотного спектра, электродинамическая селекция мод, имеющая место в резонаторе данного типа, обуславливает возбуждение основной моды на частоте точного брэгговского резонанса при практически полном отсутствии примеси «паразитных» мод даже в переходном режиме. Основным недостатком симметричного резонатора со скачком фазы гофрировки, состоящего из сегментов одинаковой длинны ( $L_1 = L_2$ ), является зеркально симметричная структура парциальных волн **A**, и **A**. Равенство потоков СВЧ энергии в обе стороны резонатора соответствует тому, что около половины СВЧ мощности выводится в сторону катода и фактически получается потерянной. С учетом этого нами и в экспериментах, и в моделировании был исследован резонатор со скачком фазы гофрировки с нарушением симметрии зеркал – со смещением координаты сбоя фазы в сторону вывода излучения [18\*-20\*,27\*] (ср. рис. 2.5 и 2.5\*). С учетом этого и в моделировании, и в пучковых экспериментах значительное внимание уделялось исследованиям так называемых несимметричных брэгговских резонаторов со скачком фазы гофрировки. Из рисунка 2.5\* также видно, что в спектре мод несимметричного резонатора со скачком фазы гофрировки наряду с наиболее высокодобротной модой присутствуют «боковые» моды. При увеличении коэффициента связи волн на брэгговских структурах (т.е. увеличении глубины гофрировки) растут добротности этих «боковых» мод, и, в конечном итоге, стартовые условия возбуждения для них также оказываются выполненными. Данные моды представляют собой, по существу, моды отдельных сегментов, составляющих резонатор со сбоем фазы, а их частоты лежат на границе полосы непрозрачности брэгговских структур.



Рис. 2.5\*. Брэгговский резонатор со скачком фазы гофрировки с неравными длинами зеркал и соответствующий ему спектр излучения. L<sub>1</sub>, L<sub>2</sub> – длины входного и выходного брэгговских зеркал соответственно (L<sub>1</sub> > L<sub>2</sub>), R – полоса отражения зеркал, Q - добротность резонатора, f – частота излучения.

В экспериментах по оптимизации эффективности и спектра МСЭ с двухзеркальным резонатором было установлено, что для получения одномодовой генерации должно быть найдено сочетание оптимальных параметров: добротности резонатора, значений магнитных полей вигглера и соленоида, величины тока пучка. При отклонении от найденных параметров конечное состояние генератора может быть многомодовым, многочастотным.

Результаты моделирования, иллюстрирующие процесс перехода МСЭ от одномодового режима к многомодовому, показаны на рис. 2.6.

I II III



Рис.2.6. Моделирование процесса установления автоколебаний в МСЭ с несимметричным резонатором со скачком фазы гофрировки. Зависимости КПД η от времени (а), спектра излучения *S* от частоты (б) и продольной структуры поля Е парциальных волн от длины (в). Сплошная линия – попутная волна, штриховая – встречная волна в стационарном режиме генерации.

Из моделирования видно, что в переходном режиме происходит возбуждение и усиление нескольких мод резонатора. При умеренном превышении добротности мод над порогом генерации в нелинейном режиме, в результате конкуренции мод наиболее высокодобротная мода подавляет остальные и устанавливается стационарный режим генерации на этой моде (рис. 2.6а).

Из сравнения рисунков 2.6а и 2.6б видно, что при незначительном увеличении добротности резонатора (за счет увеличения глубины гофрировки) возрастает время переходного процесса, усиливается конкуренция мод, но в установившемся режиме генератор снова работает на основной моде. Такая оптимизация

добротности резонатора может приводить к некоторому увеличению эффективности генератора.

При дальнейшем увеличении добротности резонатора, например, за счет увеличения длины первого зеркала, в стационарном режиме вместо генерации на основной моде возможен перескок на режим генерации на боковой моде, что видно из рис. 2.6в. Из сравнения графиков эффективности, приведенных на рис. 2.6а - 2.6в, видно, что в режиме генерации на боковой моде эффективность генератора, как правило, значительно меньше, чем при работе на основной моде.

При оптимально подобранных параметрах резонатора установление стационарного режима работы МСЭ генератора на основной моде имеет место при практически любых расстройках синхронизма в полосе самовозбуждения, что является существенным отличием этой схемы от схемы МСЭ с двухзеркальным брэгговским резонатором. Кроме того, продольная структура поля в резонаторе со скачком фазы гофрировки оказывается более благоприятной для отбора энергии у электронного пучка по сравнению с вариантом МСЭ с двухзеркальным резонатором. Это в итоге приводит к увеличению КПД генератора примерно до полутора раз.

Моделирование показывает, что в случае, когда длина входного зеркала превышает длину выходного зеркала в два раза или больше, генерация происходит чаще на боковой моде. В экспериментах с пучком оказалось, что для работы генератора на центральной моде отношение  $L_1/L_2$  не должно превышать полутора.

## 3. Результаты пучковых экспериментов и моделирования МСЭ генератора с брэгговскими резонаторами различных типов

Этот раздел посвящен исследованиям МСЭ генератора с «обратным» ведущим магнитным полем и с различными типами брэгговских резонаторов в цепи обратной связи, проведенным с использованием пучка ускорителя ЛИУ 3000. Схема установки показана на рис. 2.7.



Рис. 2.7. Схема МСЭ генератора с двухзеркальным брэгговским резонатором. 1инжектор электронного пучка, 2 – магнитные линзы, 3 – двухкоординатный корректор положения пучка, 4- электронопровод согласующего участка, 5 – волновод МСЭ, 6 – соленоид, 7 – вигглер, 8 брэгговские зеркала, 9 – пояса Роговского, 10 – отклоняющий постоянный магнит, 11 – выходной рупор, 12 – СВЧ детектор.

## А. МСЭ генератор, с брэгговсим резонатором в виде регулярно гофрированного волновода. Исследование режима стартерной моды.

Обсуждение результатов экспериментов по исследованию МСЭ с брэгговскими резонаторами, полученных с использованием ускорителя ЛИУ 3000, удобно начать со схемы резонатора в виде отрезка регулярного гофрированного волновода. В таком резонаторе расстояние между модами (около 2-3 ГГц) заметно больше, чем в двухзеркальном резонаторе, поэтому считалось, что он должен быть более селективным сравнению с двухзеркальным брэгговским ПО 2.2. Собственные резонатором, рис. моды показанным на резонатора расположены вблизи границы полосы непрозрачности брэгговской структуры (см. рис. 2.4 и 2.4\*).

Основная направленность экспериментов по оптимизации этого типа МСЭ генератора заключалась в получении стабильной генерации со следующим набором выходных характеристик: эффективность генератора, рассчитанная по отношению к мощности пучка на входе в канал МСЭ, не ниже 8 %, спектр излучения не хуже 0,1% и время выхода на режим стационарной генерации не больше 20-25 нс. В режиме МСЭ с «обратным» ведущим магнитным полем на

входе в соленоид МСЭ, как правило, регистрировался ток  $I_{nc3} = 170$  А. Как и в главе 1, будем разделять значения эффективности  $\eta_1$  МСЭ по отношению к мощности пучка ускорителя, эффективность МСЭ  $\eta_2$  будет определяться как отношение мощности излучения на выходе МСЭ к мощности электронного пучка, распространяющегося в волноводе МСЭ.

При нескольких попытках оптимизации МСЭ с регулярно гофрированным брэгговским резонатором только в отдельных коротких сеансах была получена эффективность  $\eta_2$  около 5-8 %. Такие режимы плохо повторялись, стабильная величина эффективности  $\eta_1$  составляла от 2% до 3 %.

С целью получения с указанным резонатором более высокой эффективности генератора были проведены численное моделирование и пучковые эксперименты по исследованию режима работы МСЭ генератора, в котором реализуется так называемый механизм «стартерной моды» [16\*, 17\*, 20\*]. Идея исследования МСЭ генератора, работающего на «стартерной моде», основана на следующем результате, который неоднократно регистрировался и в моделировании, и в экспериментах с пучком: эффективность одномодового МСЭ генератора может быть увеличена путем увеличения начальной расстройки пучково-волнового синхронизма, максимальная эффективность достигается на границе зоны самовозбуждения. С другой стороны, увеличение рассогласовки δ сопровождается уменьшением инкремента усиления волны и, начиная с некоторй величины δ, мощность и длительность импульса генерации значительно уменьшаются. При дальнейшем увеличении расстройки пучково-волнового синхронизма длительность импульса генерации резко падает, после чего генерация пропадает. Для генераторов, создаваемых на основе сильноточных электронных пучков наносекундной длительности, этот фактор становится важным ограничением для увеличения мощности и длительности СВЧ импульсов.

Основываясь на результатах численного моделирования, можно увидеть, что при определенных условиях на согласование, при больших начальных

затравочных сигналах (при так называемом «сильном возбуждении») генератор может возбудиться при большой рассогласовке синхронизма. В таком случае может быть получена более высокая эффективность генератора.

В моделировании рассматривался МСЭ генератор с брэгговским резонатором с двумя модами, у которых приблизительно равные добротности, а частоты незначительно различаются [16\*, 17\*]. Параметры моделирования выбирались соответствующими условиям эксперимента на пучке ускорителя ЛИУ 3000 (0,8 МэВ, 200 А, 200 нс). Электронный пучок инжектировался внутрь спирального вигглера, моделировалась работа МСЭ в режиме обратного ведущего магнитного поля. Брэгговский резонатор имел диаметр 2 см и брэгговскую частоту (частоту середины зоны брэгговского отражения)  $f_{6p} = \omega_{6p}/2\pi = 30$  ГГц. В эксперименте эта брэгговская зона обеспечивалась связью распространяющейся вперед моды H<sub>11</sub> и распространяющейся обратно E<sub>11</sub> моды круглого волновода.

Были выбраны следующие параметры моделирования: длина брэгговского зеркала  $\underline{L}_{\delta p}$  =65 см,  $\gamma_0$  =2,6,  $I_b$  =200 A,  $\sigma$  =0,12 см<sup>-1</sup>,  $B_0$  = -2 кГс. Здесь  $\sigma$  коэффициент связи. Численное моделирование показало, что возбуждение генератора на «стартерной» моде, у которой несколько более высокая частота, чем рабочая частота, может рассматриваться как источник начального сигнала для рабочей моды и привести к увеличению эффективности. Сценарий этого режима работы МСЭ генератора следующий. Подбором амплитуд ведущего и вигглерового магнитных полей выбирался режим, при котором рассогласовка высокочастотной (ВЧ) моды достаточно мала, синхронизма для а для низкочастотной (НЧ) моды - достаточно большая, и эта (НЧ) мода не могла возбудиться электронным пучком из шума. В таком режиме после переходного процесса устанавливался режим квазистационарной генерации на стартерной (ВЧ) моде с малым временем нарастания (с высоким инкрементом) и умеренной эффективностью. Для электронов, влетающих в область взаимодействия на этой квазистационарной стадии, величина электромагнитного поля в стационарном режиме превышает уровень шума на несколько порядков. В таком поле средняя

энергия электронов и их продольная скорость уменьшаются, что приводит к изменению рассогласовки синхронизма, обеспечивая более благоприятные условия для возбуждения рабочей (НЧ) моды.

В результате колебания на стартерной (ВЧ) моде становятся нестабильными и после возбуждения генератора на рабочей моде, ею подавляются. В конечном состоянии устанавливается одномодовый режим генерации на рабочей (НЧ) моде с более высокой эффективностью отбора энергии, чем могла бы получиться на стартерной (ВЧ) моде. Результаты расчета показаны на рис. 2.8, на котором приведена зависимость эффективности МСЭ от амплитуды поля вигглера.



Рис. 2.8. Расчетная зависимость эффективности МСЭ генератора от поля вигглера Н<sub>w</sub> для параметров, близких к экспериментальным условиям на ЛИУ 3000. Знаками различных типов показаны режимы одномодовой генерации на ВЧ моде, на НЧ моде, и область режима стартерной моды.

Точками на этом рисунке отмечены значения эффективности МСЭ, соответствующие режиму стартерной моды. По обе стороны от пика на рис. 2.8 генератор работал в одномодовых режимах: на ВЧ моде в левой зоне и на НЧ моде в правой области значений поля вигглера. Эти области отмечены квадратиками и треугольниками соответственно. Существенно, что полученная в режиме стартерной моды высокая эффективность на НЧ моде не может быть объяснена просто увеличением поля вигглера (которое приводит к увеличению осцилляций скорости электронов и связи пучка с волной).

Временные зависимости электронной эффективности и спектров для трех различных значений поля вигглера приведены на рис. 2.9.



Рис. 2.9. Зависимость эффективности  $\eta$  МСЭ генератора (левый столбец) и спектра  $\delta$  выходного излучения (правый столбец) для различных безразмерных значений поля вигглера  $a_w$ : (a) -  $a_w$ =(0,3-0,6)- одномодовая генерация на ВЧ моде, (b) -  $a_w$ =(0,7-0,75) - ВЧ мода является стартерной для НЧ моды, (c) -  $a_w$ =(0,8-1,1) - одномодовая генерация на НЧ моде.

Спектр излучения нарисован в единицах  $\delta = (\omega - \omega_{\delta p})/\omega_{\delta p}$  сдвига частоты относительно центральной брэгговской частоты. В режиме, показанном на рис. 2.9а, только собственная ВЧ мода имеется внутри частотной полосы, а НЧ собственная мода находится вне этой зоны и она не возбуждается в этом случае. В силу этого реализуется только одномодовая генерация на ВЧ моде. В режиме, показанном на рис. 2.9в, условие синхронизма обеспечивает одномодовую генерацию на НЧ моде. Режим стартерной моды иллюстрируется рисунками 2.96, из которых видно, что режим стартерной моды, рассмотренный здесь, имеет место, когда отстройка от синхронизма для низкочастотной моды, находится близко к границе полосы усиления электронного пучка. Максимальная электронная эффективность, полученная в моделировании в режиме «стартерной моды» (рис. 2.9б), получилась примерно в два раза выше по сравнению с режимами одномодовой генерации. Кроме того, механизм стартерной моды также может уменьшать время нарастания колебаний до стационарного состояния эффективности генератора. Увеличение генерации сопровождается возникновением больших электромагнитных полей в резонаторе в течение первой стадии переходного процесса. Поэтому ВЧ мода может рассматриваться как некоторый сигнал большой амплитуды, который вызывает возбуждение рабочей НЧ моды в режиме «сильного возбуждения». Чтобы проиллюстрировать влияние большой амплитуды затравочного сигнала на возбуждение НЧ моды, была промоделирована динамика МСЭ генератора (рис. 2.10), когда на вход резонатора подавался затравочный сигнал большой начальной амплитуды по сравнению с стационарном режиме генерации. Остальные сигналом В параметры соответствовали варианту, показанному на рис. 2. 96. В этом случае в стационарном режиме также реализовывалась одномодовая генерация на НЧ моде, и конечная эффективность получилась такая же, как в обычном режиме стартерной моды.



Рис.2.10. Временная зависимость и текущий спектр выходного излучения в режиме сильного возбуждения, когда на вход резонатора поступает начальный (затравочный) сигнал большой амплитуды (все остальные параметры такие же, как на рис. 2. 9б).

Таким образом, проведенное моделирование показало, что режим стартерной моды может обеспечить значительное увеличение эффективности МСЭ генератора. Существенно, что этот эффект может быть реализован с разными схемами брэгговских резонаторов.

Одним из недостатков схемы брэгговского резонатора в виде регулярно гофрированного волновода является то, что из-за симметрии резонатора около половины излучаемой мощности теряется (излучается в направлении катода). Использование отраженной назад мощности генератора является весьма непростой проблемой.

В процессе экспериментального исследования МСЭ с брэгговским резонатором в виде регулярно гофрированного волновода на пучке ускорителя ЛИУ 3000 все три рассмотренных в моделировании режима (ВЧ, НЧ и стартерной моды) были реализованы при регулировке полей вигглера и соленоида. Были испытаны различные по мощности режимы возбуждения (типа приведенных на рис. 2.96 и 2.10 [16\*, 17\*, 27\*]. Полученная мощность генерации на НЧ моде для всех вариантов оказывалась примерно одинаковой, и заметного превышения этой мощности по сравнению с оптимизацией простого режима НЧ генерации, рассмотренного на рис. 2.9в, получить не удалось. К этому следует добавить, что при работе в режиме стартерной моды полученная ширина спектра, как правило, была около (30-50) МГц. Это в несколько раз превышает требуемую ширину спектра для проведения экспериментов по запитке высокодобротных структур.

Для решения проблемы улучшения спектра на выходе МСЭ генератора и для повышения стабильности частоты генерации были начаты исследования МСЭ генераторов с другими типами брэгговских резонаторов.

## Б) Двухзеркальный брэгговский резонатор. Одномодовый и многомодовый режимы работы МСЭ.

Значительное внимание в пучковых экспериментах по созданию узкополосного МСЭ было уделено исследованиям генератора с двухзеркальным брэгговским резонатором [14\*, 15\*]. В этой схеме МСЭ нам удалось довольно быстро оптимизировать генератор по выходной мощности. Основное внимание в экспериментах с пучком было уделено следующим проблемам: вывод излучения атмосферу, экспериментальное наблюдение ИЗ вакуума В конкуренции генераторе нелинейной продольных мод В на стадии, исследование (либо многомодовости) работы МСЭ генератора с таким одномодовости резонатором, а также сравнение выходных параметров МСЭ с «обратным» ведущим полем и «традиционных» МСЭ.

Результаты, полученные В экспериментах с пучком, сравнивались с результатами моделирования холодных измерений. В моделировании И использовался одномерный time domain код [см., например, 11\*]. СВЧ поле было представлено в виде двух встречно распространяющихся волн, которые внутри связаны брэгговским условием. Этот метод позволял учитывать зеркал дисперсионные свойства брэгговских рефлекторов. При проведении рассчетов параметров связи поперечные распределения СВЧ мод соответствовали структурам мод регулярного круглого волновода. В расчетах динамики частиц использовались уравнения, подобные уравнению маятника.

На рис. 2.11 показаны временные зависимости эффективности (выходной мощности) и частотного спектра на выходе МСЭ генератора для двух случаев: когда добротность резонатора близка к оптимальной (вариант I), а также для резонатора со значительно более высокой добротностью (вариант II). Для того, чтобы получать стабильные по спектру и мощности режимы работы генератора, необходимо в пучковых экспериментах найти факторы, разграничивающие режимы одномодовой и многомодовой работы МСЭ генераторов. Актуальность проблемы усиливалась тем, что и одномодовый, и многомодовый режимы генерации наблюдались в МСЭ генераторах со всеми тремя модификациями исследованных брэгговских резонаторов.



Рис. 2.11. Моделирование процесса установления автоколебаний в МСЭ с двухзеркальным брэгговским резонатором. Зависимости КПД  $\eta$  от времени (а) и спектров излучения *S* (б,в) в различные промежутки времени: (I) резонатор оптимальной добротности (Q≈400), (II) резонатор с высокой добротностью (Q≈2000).

Следует, при оптимальной добротности однако, отметить, ЧТО даже двухзеркального резонатора, изменение отстройки синхронизма может приводить к реализации стационарного режима генерации на разных продольных модах резонатора, частоты и добротности которых близки между собой. Такая нестабильность отстройки синхронизма может быть вызвана нестабильностями энергии электронного пучка или величин магнитных полей МСЭ. Существенное влияние на режим работы МСЭ имели также и параметры электронного пучка. В этих экспериментах параметры пучка на выходе ускорителя ЛИУ 3000 были теми же, что и в предыдущих экспериментах (0,8 МэВ, 200 А, 200 нс), цикличность работы ускорителя была 0,5-1 Гц. В режиме МСЭ с обратным ведущим магнитным полем на входе в соленоид МСЭ, как правило, регистрировался ток = 170 А. Для накачки осцилляторной скорости электронов около І<sub>псэ</sub> использовался спиральный вигглер с периодом 6 см и амплитудой поперечного магнитного поля до 3,5 кГс. Плавное нарастание поля на входе вигглера обеспечивалось на 6 периодах, ЧТО обеспечивало адиабатический ввод электронного пучка на стационарную орбиту. Вигглер размещался внутри соленоида. Величина ведущего поля, создаваемого соленоидом, могла плавно меняться до 10 кГс.

Для измерения мощности, длительности и спектра импульсов излучения на выходе МСЭ использовались калориметр и полупроводниковые кристаллические детекторы с набором сменных волноводных фильтров, помещаемых в канал измерительного детектора (погрешность измерения частоты оценивалась около Детекторы были прокалиброваны с использованием магнетрона и 2%). калориметра в окрестности рабочей частоты (около 31 ГГц). Погрешность измерения абсолютных значений мощности с помощью детекторов составляла около 15%, относительные значения измерялись с точностью не хуже 3%. Существенное повышение точности измерения рабочей частоты и спектра МСЭ генератора было достигнуто после внедрения гетеродинной методики. Погрешность измерения частоты и спектра в этом случае составляла 0,03%.

МСЭ Особенности генераторов брэгговскими двухзеркальными С резонаторами были рассмотрены в работах [12\*-14\*,38\*]. Резонатор состоял из брэгговских зеркал расположенного И между двух ними гладкого цилиндрического волновода с внутренним диаметром d = 19,4 мм. Период и глубина гофрировки брэгговских зеркал равнялись соответственно  $\lambda_b = 5,4$  мм и  $\Delta$ = 0,3 мм. Длина входного брэгговского зеркала, расположенного со стороны катода, равнялась  $L_1 = 16,2$  см, длина выходного зеркала  $L_3$  была равна либо 10,8 см, либо 5,4 см, длина регулярного волновода L<sub>2</sub> изменялась от 30 см до 70 см. В качестве рабочей моды выбрана мода H<sub>11</sub> круглого волновода. В соответствии с моделированием и холодными измерениями брэгговских рефлекторов в них наблюдались три эффективные зоны отражения: на частоте 29 ГГц при волне обратной связи Н<sub>11</sub>, при обратной волне Е<sub>11</sub> на частоте 31,5 ГГц, при обратной волне E<sub>12</sub> на частоте 38,5 ГГц. Результаты «холодных» электродинамических измерений частотных зависимостей коэффициента отражения брэгговских структур для длин 16,2 см, 10,8 см, 5,4 см и 3,0 см приведены на рис. 2.12.



Рис. 2.12. Результаты «холодных» электродинамических измерений частотных зависимостей коэффициента отражения брэгговских структур различной длины.

Эти же результаты с указанием волн обратной связи, границ полос отражения и коэффициентов отражения приведены в таблице 2.1. Число высокодобротных продольных мод для каждой зоны отражения изменялось от трех до семи при изменении длины регулярного волновода от 30 см до 70 см.

Таблица 2.1. Границы полос отражения и коэффициенты отражения брэгговских зеркал в зависимости от типа волны обратной связи.

		H <sub>11</sub>			E <sub>11</sub>			E <sub>12</sub>	
Границы полос отражения,	28,2-29,9		30,6 - 32,1		2,1	37,9 - 3		9,0	
ГГц									
Коэффициенты отражения брэгговских зеркал на разных связных модах									
Длина входного зеркала (см)	16,2								
Длины выходных зеркал (см)	10,8 5,4								
Связная мода	H <sub>11</sub>	<b>E</b> <sub>11</sub>	<b>E</b> <sub>12</sub>	H <sub>11</sub>	E <sub>11</sub>	E <sub>12</sub>	H <sub>11</sub>	<b>E</b> <sub>11</sub>	E <sub>12</sub>
Коэффициент отражения, %	66	82	92	51	63	73	38	57	65

В экспериментах были зарегистрированы импульсы с детекторов излучения, соответствующие работе генератора в каждой из указанных частотных областей. Измеренные частоты генерации хорошо соответствовали результатам холодных измерений. В этой серии измерений еще отсутствовала гетеродинная схема измерения частоты и спектра. Поэтому из спектральных измерений можно было сделать вывод, что ширина спектра не превышает 1,5 %, т. е она меньше ширины зоны отражения брэгговских зеркал.

В 2.2 таблице приведены результаты экспериментов, которых В оптимизировалась величина выходной мощности МСЭ генератора в зависимости от выбора типа связной волны, от величин полей вигглера и соленоида при работе генератора в режиме «обратного» ведущего магнитного поля, а также от параметров брэгговских резонаторов: длин зеркал и длины регулярного В таблице режим «обратного» волновода. ведущего магнитного поля соответствует обозначению величины этого поля со знком (-).

Таблица 2.2. Результаты оптимизации мощности МСЭ генератора для трех типов связных мод при изменениях длины выходного зеркала и длины регулярного волновода двухзеркального брэгговского резонатора.

Длина области	40	70	40	30	40
взаимодействия, см					
Длина выходного зеркала,	10,8	5,4	10,8	5,4	10,8
СМ					
Поле вигглера, Гс	1100	900	900	900	610
п	2200	1000	1000	1000	1440
Поле соленоида, 1 с	-2200	-1800	-1800	-1800	-1440
Частота излучения, ГГц	29,3±0,3	31±0,25	31±0,25	31±0,25	38,2±0,9
Волна обратной связи	H <sub>11</sub>	E <sub>11</sub>	E <sub>11</sub>	E <sub>11</sub>	E <sub>12</sub>
Выходная мощность, МВт	6	20	18	23	3
Эффективность, %	4±1	16±3	15±3	19±3	2,5±0,5

Из данных таблицы видно очень хорошее совпадение результатов пучковых экспериментов с результатами холодных измерений. Видно также. что максимальные значения эффективности МСЭ (15-20) МВт получены при нескольких вариантах длин брэгговских зеркал в случае работы МСЭ на связной моде Е<sub>11</sub>. В этом режиме в моделировании фиксировался режим одночастотной генерации. При уменьшении длины области взаимодействия L<sub>2</sub> (с 70 см до 30 см) эффективность генератора незначительно увеличивалась. При дальнейшем уменьшении L<sub>2</sub> генератор работал неустойчиво, затем генерация пропадала. При генератор переходил увеличении длины выходного зеркала В режим многочастотной генерации, в котором мощность генератора, как правило, уменьшалась. При работе генератора на связных модах E<sub>12</sub> и H<sub>11</sub> эффективность генератора значительно уменьшалась.

При использовании двухзеркальных брэгговских резонаторов в цепи обратной связи МСЭ генератора были проведены эксперименты по сравнению эффективностей МСЭ с «обратным» ведущим полем и «традиционных» схем МСЭ. Полученные результаты просуммированы в таблице 2.3.

Табл.2.3. Результаты экспериментального исследования МСЭ с двухзеркальным брэгговским резонатором в различных режимах работы (цикл обратной связи H<sub>1,1</sub>↔E<sub>1,1</sub>).

	МС «обратны	Э с м полем»	«Традиционная» схема МСЭ		
Брэгговский резонатор					
длина входного зеркала <i>l</i> <sub>Br1</sub> , см	1	6.2	16.2		
длина регулярной части $l_0$ , см,	40	65	70		
длина выходного зеркала <i>l<sub>Br2</sub></i> , см	3	2.8	10		
ведущее поле $B_0$ , $\Gamma c$	-1500	-2650	+1450	+5000	
поле вигглера В <sub>w</sub> , Гс	975	1250	400	135	
ток на выходе МСЭ <i>I</i> <sub>beam</sub> , А	120 - 170		90	70	
Максимальная мощность	20	25	8	6	
излучения Р <sub>вых</sub> , МВт					
КПД <sub>1</sub> , % (нормировка на	14	17,5	5,5	4	
входной ток)					

Из таблицы видно, что в «традиционных» схемах МСЭ, при работе на ветвях I, и II диаграммы Фройнда, мощность генератора не превышала 8 МВт, наблюдались значительные потери тока пучка, сама генерация наблюдалась после незначительного превышения в режиме II (или уменьшения в режиме I) ведущего поля по сравнению с полем циклотронного резонанса.

В работе [13\*] приведены результаты экспериментов, в которых сравниваются по эффективности и спектру результаты по генерации излучения в МСЭ с «обратным» ведущим полем при использовании в цепи обратной связи диафрагм и брэгговских резонаторов. Эксперименты показали, что в МСЭ с брэгговским

резонатором получена существенно (в 15-20) раз меньшая ширина спектра и увеличена выходная мощность генератора по сравнению с МСЭ, в котором использовался резонатор из диафрагм.

Типичный сигнал СВЧ излучения генератора, работающего на связной моде Е<sub>11</sub> в режиме «обратного» ведущего магнитного поля, показан на рисунке 2.13 (верхний луч). Нижний луч на этом рисунке есть осциллограмма тока пучка. Видно, что длительности импульсов тока и СВЧ отличаются весьма незначительно.



Рис. 2.13. Типичные осциллограммы тока пучка (нижний луч, 75 А/дел.) и импульса СВЧ излучения генератора (верхний луч, 8 МВт/дел.). Горизонтальная развертка – 100 нс/дел.

В моделировании работы МСЭ с брэгговскими резонаторами и «обратным» ведущим магнитным полем, как правило, получалась ширина спектра существенно лучшая, чем  $10^{-2}$ . Но поскольку до внедрения гетеродинной методики в эксперименте точность измерения спектра была не лучше  $(1-2)*10^{-2}$ , то и в данной работе, и в первых опубликованных работах по МСЭ с «обратным» ведущим полем приводились значения ширины спектра, равные  $(1-2)*10^{-2}$ .

Как будет показано ниже, в результате тщательного подбора параметров МСЭ генератора с брэгговскими резонаторами удавалось получать ширину спектра излучения на выходе МСЭ от 7 МГц до 15 МГц. Такие спектры соответствовали одномодовому, одночастотному конечному состоянию генератора. Однако в ряде экспериментов наряду с сигналами с узким спектром регистрировались также импульсы излучения, у которых ширина спектра оказывалась в несколько раз шире. Одним из возможных объяснений таких результатов было то, что при разных комбинациях полей ( $B_0$ ,  $B_w$ ) конечное состояние МСЭ генератора могло оказаться как одномодовым, так и многомодовым.

Для проверки этого предположения требовалось найти надежный способ определения и разграничения одномодовых и многомодовых режимов работы генератора. Такая методика была разработана и испытана в последующих экспериментах. Поскольку аппаратуры для прямого наблюдения и измерения частотных характеристик мощных импульсных сигналов в диапазоне десятков ГГц в то время у нас не было, для разграничения указанных режимов работы генератора была выбрана методика регистрации и измерения периодов биений волн с близкими частотами (в случае многомодовой, многочастотной генерации), либо отсутствия биений при одночастотной генерации. Для анализа характеристик сигналов в различных режимах работы генератора использовался осциллограф с временным разрешением 2 нс. Типичные осциллограммы выходной мощности МСЭ генератора в разных режимах работы, полученные с СВЧ детектора, показаны на рис. 2. 14.

Из осциллограмм 1 и 2 видно, что в режиме «обратного» магнитного поля при оптимальной добротности резонатора (около 400-500) в стационарном состоянии генератора регистрируются импульсы с СВЧ детектора без биений амплитуды, следовательно, в стационарном состоянии МСЭ работал в одночастотном режиме. При постепенном увеличении добротности резонатора (осциллограмма 3) наряду с сигналами без модуляции амплитуды стали появляться сигналы с биениями.

Следовательно, при добротности резонатора около 1000 конечное состояние МСЭ генератора могло оказаться и одномодовым, и многомодовым.



Рис. 2.14. Типичные осциллограммы выходной СВЧ мощности в МСЭ с «обратным» ведущим полем (1-4) и с в традиционной схеме МСЭ (5,6). На каждой фотографии указаны длины брэгговских зеркал и регулярного волновода, рабочая частота (31 ГГц или 38 ГГц), добротность резонатора и временная развертка осциллографа.

При дальнейшем увеличении добротности резонатора наблюдалась стабильная многомодовая генерация (осц. 4). При этом выходная мощность генератора несколько уменьшалась. Потери мощности по сравнению с мощностью в одномодовом режиме достигали (30-50) процентов.

В случае работы МСЭ в режиме «согласного» ведущего магнитного поля генерация появлялась только при больших значениях добротности резонатора.

Настроить режим одночастотной генерации в этом режиме удавалось очень редко (осциллограмма 5), обычно наблюдалась многочастотная генерация (осц.5, 6). При этом величина выходной мощности была значительно меньше, чем в случае работы МСЭ с «обратным» ведущим полем, а также имели место потери тока на выходе МСЭ.

Чтобы получить дополнительные доказательства того, что наблюдаемые сигналы биений в данном эксперименте связаны с многомодовым режимом работы МСЭ генератора, были более детально проанализированы измеренные периоды биений при работе генератора на частотах 31 ГГц (связная мода E<sub>11</sub>) и 38 ГГц (связная мода E<sub>12</sub>). Результаты измерений приведены в таблице 2.4. В двух последних строках таблицы приведены результаты измерений периодов биений при работе генератора для трех длин регулярного волновода: 55 см, 70 см и 85 см. В скобках в этих строках указаны значения этих же периодов биений, полученные при моделировании.

Таблица 2.4. Измеренные и расчетные (в скобках) периоды биений для различных длин регулярного волновода брэгговского резонатора.

Рабочая	Длина регулярного волновода, см					
частота / Волна	55	70	85			
обратной связи	Периоды биений: измеренные и расчетные (в скобках), нс					
31 ГГц/ E <sub>11</sub>	5,6 (5,1)	6,0 (5,9)	6,7 (7,1)			
<b>38</b> ГГц/ Е <sub>12</sub>	6,7 (6,4)	7,5 (7,7)	8,0 (9,0)			

Из таблицы видно весьма хорошее количественное согласие экспериментальных данных и результатов моделирования для всех исследованных вариантов.

При сравнении и экспериментальных, и расчетных значений периодов биений для связных мод E<sub>11</sub> и E<sub>12</sub> можно заметить, что для всех трех исследованных длин

регулярного волновода измеренные периоды биений на частоте 38 ГГц получились большими, чем на частоте 31 ГГц. Для объяснения полученного результата нужно учесть, что коэффициенты отражения брэгтовских зеркал для волны обратной связи  $E_{12}$  (диапазон 38 ГГц) примерно в полтора раза выше, чем для волны  $E_{11}$  (частота 31 ГГц). Следовательно, добротность резонатора на моде  $E_{12}$  была примерно в два раза выше, чем на моде  $E_{11}$ . Далее, учтем, что набег фазы волны на длине  $L_0$  гладкой части волновода определяется его длиной и фазовыми скоростями обеих волн: (движущейся вперед со скоростью с $\beta_{фаз+}$  и обратно - со скоростью с $\beta_{фаз-}$ . Следовательно, разность фаз для соседних продольных мод  $\Delta\omega/c$ = ( $\Delta\beta_{фаз+} + \Delta\beta_{фаз-}$ )\*(2  $\pi/$   $L_0$ ). Поскольку для волны обратной связи  $E_{12}$  фазовая скорость больше, чем для волны  $E_{11}$ , то интервал между различными продольными модами на частоте 38 ГГц должен меньше, чем на частоте 31 ГГц. Следовательно, период биений генератора, работающего на частоте 38 ГГц должен быть больше, чем у генератора на частоте 31 ГГц.

Таким образом, результаты измерений и моделирования, приведенные в таблице 2.4, являются важным количественным аргументом обоснования того, что наличие биений в выходных сигналах соответствует многомодовому режиму работы генератора в данном эксперименте.

В эксперименте в отдельных сериях были реализованы импульсы генератора с шириной спектра лучше 10 МГц. Однако, как правило, ширина спектра выходного излучения составляла 25-40 МГц, следовательно, такой генератор не мог обеспечить надежное проведение экспериментов по запитке высокодобротного резонатора.

#### В) МСЭ с брэгговским резонатором со скачком фазы гофрировки.

Суммируя результаты моделирования и пучковых экспериментов по исследованию МСЭ генератора с двухзеркальным брэгговским резонатором и с резонатором в виде регулярного гофрированного волновода, можно отметить, что с помощью этих брэгговских резонаторов в отдельных экспериментах удавалось получить близкую к требуемой ширину спектра выходного излучения (около 0,25% - 0,5%) и неплохую эффективность (около 10%). Но в этих схемах МСЭ генератора остались нерешенными еще две очень важные проблемы: стабильности рабочей частоты и согласования частот генератора и резонатора. Более того, стало ясно, что в рамках этих схем МСЭ получить надежное решение рассматриваемой задачи будет весьма сложно.

В этом разделе рассмотрены результаты исследований МСЭ с третьей схемой брэгговского резонатора [18\*,20\*,21\*,25\*-27\*] – с брэгговским резонатором со скачком фазы гофрировки между зеркалами. Спектральные характеристики этого резонатора, пути повышения эффективности генератора и динамика установления одномодового (многомодового) режима в МСЭ с таким резонатором рассмотрены во втором разделе этой главы.

Традиционно считалось, что этот тип резонатора имеет малую добротность изза малого объема, в котором сосредоточено СВЧ поле. Однако в процессе моделирования и в экспериментах были найдены механизмы регулировки добротности такого резонатора, например, за счет увеличения глубины гофрировки зеркал. Другим недостатком рассмотренных ранее симметричных резонаторов со скачком фазы гофрировки является то, что в них СВЧ мощность почти в равных долях выводится и в направлении движения электронного пучка, и в противоположном направлении.

При использовании в МСЭ брэгговских резонаторов этого типа в них появилась возможность с высокой стабильностью поддерживать рабочую частоту генератора, простым способом осуществлять прецизионную регулировку этой частоты (с погрешностью, не превышающей 0,05%) при весьма большом диапазоне регулировки частоты (около 6%) [28\*-30\*].

Возможность прецизионной подстройки частоты МСЭ генератора, работающего с резонатором со скачком фазы гофрировки, удобно обосновать, рассматривая снова схему двухзеркального резонатора, у которого можно менять длину L<sub>2</sub> регулярного волновода (рис.2.2). Учтем, что собственная частота

резонатора меняется при изменении расстояния между зеркалами, и что резонансное условие будет выполняться, когда фаза усиливаемой волны, прошедшей расстояние от одного зеркала до другого и обратно, будет составлять  $2\pi n$ . Рассмотрим теперь схему двухзеркального резонатора, у которого очень короткая длина гладкого волновода между зеркалами (изменяется от нуля до величины одного периода гофрировки). Поскольку каждое брэгговское зеркало имеет много периодов гофрировки, то в этом случае можно полагать, что изменение длины гладкой вставки просто приводит к изменению сдвига фазы гофрировки между зеркалами, изменением длины резонатора моно пренебречь.

Спектры резонатора, соответствующие разным величинам скачка гофрировки, приведены на рис. рис.2.15.



Рис. 2.15. Спектры мод резонатора при различной величине скачка фазы гофрировки между брэгговскими структурами  $L_{Br1} = 28$  см и  $L_{Br2} = 12$  см: (a)  $\Delta \phi = 0$ , (б)  $\Delta \phi = \pi/2$ , (в)  $\Delta \phi = \pi$ , (г)  $\Delta \phi = 3\pi/2$ .

При величинах сдвига фазы в резонаторе, равных 0 и  $2\pi$ , спектры генератора должны быть одинаковыми и совпадать со спектром регулярного гофрированного волновода. В спектре видны две резонансные частоты вне зоны отражения (рис.2.15а), расположенные симметрично относительно точной брэгговской частоты. Расстояние между этими двумя «боковыми» частотами близко к ширине полосы отражения и зависит от глубины гофрировки зеркал. Если сдвиг фазы увеличивается, спектр становится асимметричным, верхняя «боковая» собственная частота сдвигается вниз, попадая внутрь зоны отражения (рис.2.15б). При сдвиге фазы,  $\pi$ , получается снова хорошо известный тип резонатора: его

собственная частота совпадает с точной брэгговской частотой (рис.2.15в). При дальнейшем увеличении сдвига фазы собственная частота движется к низшему краю зоны отражения (рис.2.15г).

Из рисунка 2.15 следует, что внутри брэгговской полосы при любой величине скачка фазы (кроме «граничных значений» 0 и  $2\pi$ ) существует только одна высокодобротная мода, и высокие селективные свойства резонатора реализуются достаточно широкой частотной полосе. При умеренном превышении В добротности резонатора над пороговым значением в МСЭ с симметричным резонатором ( $L_{Br1} = L_{Br2}$ ) в стационарном состоянии остается одна основная мода частоте точного брэгговского синхронизма при практически полном на отсутствии примеси «паразитных» мод. Приведенные здесь качественные результаты были подтверждены результатами численного моделирования. При проведении моделирования параметры электронного пучка, магнитных полей и брэгговских зеркал выбирались близкими к использовавшимся в пучковых экспериментах.

Кроме этого, в моделировании были рассмотрены (а затем испытаны в экспериментах с пучком) также несимметричные резонаторы со скачком фазы гофрировки, в которых длина входного зеркала (со стороны катода) превышала длину выходного зеркала.

Результаты численного моделирования эффективности генератора (столбец I), спектра излучения (столбец II) и распределения электрического поля (столбец III) при использовании резонатора с брэгговскими зеркалами:  $L_{Br1} = 28$  см и  $L_{Br2} = 12$ см при синусоидальной гофрировке внутренней поверхности зеркал ( $r_1 = 0,8$  мм) показаны на рис. 2.16. Из этого рисунка можно увидеть, что при сдвигах фаз между зеркалами, равных соответственно  $\pi$  (строка а),  $\pi/2$  (строка б), и  $3\pi/2$ (строка в), при оптимизации добротности каждого из резонаторов, стационарному состоянию соответствует работа генератора в одномодовом, одночастотном режиме соответственно на частотах 30,7 ГГц, 31,4 ГГц и 30,1 ГГц.



Рис. 2.16. Моделирование перестройки частоты излучения в МСЭ при изменении величины скачка фазы гофрировки  $\Delta \varphi$  между брэгтовским структурами: (L<sub>Br1</sub> = 28 см и L<sub>Br2</sub> = 12 см, r<sub>1</sub> = 0,8 мм); (а)  $\Delta \varphi = \pi$ , (б)  $\Delta \varphi = \pi/2$ , (в)  $\Delta \varphi = 3\pi/2$ , (I) – эффективность  $\eta$ , II – спектр, III – электрическое поле.

Частота 30,7 ГГц соответствует частоте точного брэгговского резонанса. В предыдущем параграфе было отмечено, что для повышения выходной мощности генератора нужно (в пределах допустимого) увеличивать добротность резонатора и начальную расстройку синхронизма. Увеличение добротности резонатора может быть получено или путем увеличения длин зеркал или глубины их гофрировки. Оба эти способа имеют свои ограничения. Эти ограничения связаны с тем, что при увеличении коэффициента связи волн на брэгговских структурах увеличиваются добротности боковых мод резонатора. В итоге может оказаться,

что стартовые условия для возбуждения боковых мод резонатора также окажутся выполненными (рис.2.17).



Рис.2.17. Моделирование зависимостей выходной мощности генератора с несимметричным резонатором от времени (I), спектра излучения в стационарном состоянии (II) и электрического поля в резонаторе (III) при постепенном увеличении его добротности. Сплошные линии – падающая волна, пунктирные – отраженная.

Из моделирования следует, что в таком резонаторе в переходном режиме происходит возбуждение нескольких мод резонатора. При увеличении глубины гофрировки зеркал (сравнение вариантов «б» и «а») моделирование предсказывает увеличение электрического поля в резонаторе и увеличение выходной мощности генератора. Вместе с этим заметно увеличивается время переходного процесса, в течение которого происходят биения собственных мод резонатора. В варианте «б» превышение добротности над пороговой величиной незначительное, и в конечном состоянии стационарная генерация реализуется на основной моде.

Если продолжать увеличивать добротность резонатора, скажем, за счет увеличения длины входного зеркала (вариант «в»), то генератор может «перейти скачком» на генерацию на нижней боковой моде, причем, эффективность генератора в этом случае снижается, а спектральные характеристики тоже, как правило, ухудшаются.

Измерения сдвига частоты генерации от величины скачка фазы гофрировки в экспериментах по исследованию МСЭ генератора с брэгговским резонатором со скачком фазы гофрировки между зеркалами исследовалось в работах [20\*,21\*, 27\*]. В работах [20\*,27\*] с пучком ускорителя ЛИУ 3000 анализировались режимы генерации при величине скачка фазы π. Резонатор состоял из двух давленых зеркал из тонкостенной (толщина стенки равна 0,3 мм) нержавеющей стали, период гофрировки составлял 5,4 мм, глубина гофрировки – 0,3 мм и длины зеркал соответственно равны  $L_1 = 280$  мм и  $L_2 = 120$  мм. После настройки режимов генератора на максимум мощности в эксперименте при регулировке полей ( $B_0, B_w$ ) отдельно наблюдалась генерация на центральной частоте (30,7 ГГц) и на боковых частотах: 31, 8 ГГц и 28,4 ГГц. В этих экспериментах, на центральной моде была получена высокая выходная мощность генератора, около 25 МВт. При работе генератора на боковых модах эффективность генератора обычно не превышала 8 МВт. Примерно такая же эффективность генератора на верхней и нижней модах в этом сеансе была получена при использовании в цепи обратной связи брэгговского резонатора в виде регулярно гофрированного волновода.

В работах [27\*, 28\*] были проведены измерения зависимости рабочей частоты генератора от величины сдвига фазы гофрировки между зеркалами, и тем самым показана возможность регулировки рабочей частоты в МСЭ с брэгговским резонатором. В этих экспериментах резонатор состоял из зеркал равной длины (170 мм либо 197 мм) с прямоугольной гофрировкой глубины 0,5 мм, период

гофрировки равнялся 5,64 мм. Более детально зависимость частоты от сдвига фазы гофрировки была измерена при настройке генератора на центральную моду (частота 29,9 ГГц). Если генератор был настроен на нижнюю боковую моду (частота 29,0 ГГц), стабильность сигналов была значительно хуже. Результаты измерений приведены на рис. 2.18.



Рис. 2.18. Зависимость рабочей частоты МСЭ генератора со скачком фазы гофрировки от величины скачка фазы гофрировки между зеркалами. Приведены результаты для генератора, работающего на центральной моде и на нижней боковой моде.

Из рисунка видно, что для центральной моды резонатора зависимость частоты генерации от сдвига фазы гофрировки получилась близкая к линейной в широком диапазоне величин сдвига фаз. Экспериментально было определено, что генератор работал более стабильно, если сдвиг фаз гофрировки между зеркалами находится в интервале между  $\pi/2$  и  $3\pi/2$ . При приближении скачка фазы к граничным значениям (0 или  $2\pi$ ) стабильность работы генератора ухудшалась. Таким образом, при ширине полосы брэгговского отражения около 3 ГГц, в этом эксперименте была показана возможность плавной перестройки частоты

генератора на величину около 1,5 ГГц, т. е. около 5% отрабочей часьовы МСЭ генератора [18\*,20\*,21\*].

# 4. Исследование эффекта расщепления рабочей моды в МСЭ с брэгговским резонатором

При оптимизации МСЭ генератора по спектру, стабильности частоты и по мощности лучшие результаты были получены при выборе связной моды  $E_{11}$  и величине скачка фазы гофрировки, равном  $\pi$ . При этом использовались несимметричные схемы резонаторов, в которых длина входного зеркала была примерно в полтора раза больше длины выходного зеркала. Оптимизируя комбинацию полей  $B_0$ , $B_w$ , параметры брэгтовских зеркал и электронного пучка, были получены импульсы СВЧ мощности от 15 до 25 МВт длительностью от 150 до 200 нс с шириной спектра от 5 МГц до 40 МГц. После появления гетеродинной методики измерения частоты и спектра излучения появилась возможность экспериментального определения причин столь значительных изменениях параметров резонаторов и электронного пучка. На рис. 2. 19 и 2.20 показаны типичные «широкополосные» и «узкополосные» сигналы выходного излучения МСЭ.

Заметим, что показанные на осциллограммах 2.196 и 2.206 ширины спектра излучения близки к естественной ширине линии для импульса длительностью около 200 нс.

Однако наряду с сигналами, изображенными на рис. 2.19 и 2.20 а,б иногда можно было наблюдать также так называемые двойные сигналы (осциллограмма 2.20в), спектр которых соответствовал конечному двухчастотному состоянию МСЭ генератора.



Рис. 2. 19. Типичные осциллограммы широкополосного (снимок а) и узкополосного (снимок б) сигналов с СВЧ детектора, измеренные гетеродинным измерителем. Луч 1 – сигнал с детектора, луч 2 – сигнал биений, луч М – спектр излучения.

Появление таких двухчастотных сигналов в спектре излучения МСЭ мы назвали эффектом «расщепления рабочей моды» [27\*,28\*].





Рис. 2. 20. На верхних осциллограммах приведены одночастотные сигналы с выхода МСЭ генератора с шириной спектра около (5-7) МГц. На нижней осциллограмме спектр состоит из двух сигналов с расстоянием около 100 МГц.

Эффект «расщепления» создает принципиальную проблему при запитке от МСЭ высокодобротного резонатора. Обнаруженный режим двухчастотной генерации с фиксированным расстоянием (по частоте) между СВЧ импульсами первоначально интерпретировался как следствие возможной эллиптичности в изготовлении давленных брэгговских зеркал. Некоторым подтверждением такой интерпретации было то, что явление расщепления рабочей моды было вскоре обнаружено также в холодных измерениях практически во всех имеющихся брэгговских резонаторах и со сбоем фазы, и других типов. На рис. 2.21 показан результат холодных измерений спектра одного из брэгговских резонаторов. результаты холодных измерений Оказалось. что (зависимость величины расщепления от глубины гофрировки зеркал) находятся в очень хорошем количественном согласии с результатами пучковых измерений.



Рис 2. 21. Типичный результат холодных измерений частотного спектра брэгговского резонатора.

Пересмотреть интерпретацию природы расщепления рабочей моды СВЧ импульса заставило то, что аналогичный результат с весьма хорошим совпадением частот расщепления был получен также в экспериментах с точенными (без эллиптичности) брэгговскими резонаторами, а также при численном моделировании генерации СВЧ излучения в МСЭ с азимутально симметричными брэгговскими резонаторами [29\*,30\*].

Численное моделирование показало, что в процессе рассеяния участвуют две волноводные моды с различными поперечными распределениями. СВЧ поле внутри брэгговской структуры представлялось в форме четырех парциальных волн: две волны распространяются вперед (в направлении распространения электронного пучка)  $A_1^+ \vec{E}_1^+ e^{i \omega t - i h_1^+ z} + A_2^+ \vec{E}_2^+ e^{i \omega t - i h_2^+ z}$  и две волны –  $A_1^- \vec{E}_1^- e^{i \omega t + i h_1^- z} + A_2^- \vec{E}_2^- e^{i \omega t + i h_2^- z}$ распространяются в противоположном направлении. Предполагалось, что основным является цикл обратной связи  $A_1^+ \leftrightarrow A_2^-$ . Это подразумевает, что пренебрегается рассеянием волн, распространяющихся в одном направлении и
ближайшим по частоте к рабочему циклу будет цикл  $A_2^+ \leftrightarrow A_1^-$ . В условиях брэгтовского резонанса, после усреднения по быстроосциллирующим величинам уравнения, описывающие рассеяние волн на брэгговской структуре, распадутся на уравнения для двух пар волн  $A_1^+ \leftrightarrow A_2^-$  и  $A_1^- \leftrightarrow A_2^+$ . Эти две пары уравнений в резонаторе со скачком фазы гофрировки характеризуют два вырожденных решения на брэгговской частоте ( $\delta = 0$ ): моду, составленную из попутной парциальной волны  $A_1^+$  и встречной парциальной волны  $A_2^-$ , и моду, составленную из волны  $A_2^+$  и волны  $A_1^-$ . Эти моды соответствуют перевороту системы на 180°, т.е. замене  $z \rightarrow -z$ ). Результаты моделирования расщепления представлены на рис.2.22.



Рис.2.22 Моделирование селективных свойств сверхразмерных брэгговских резонаторов со скачком фазы гофрировки в рамках четырехволнового приближения метода связанных волн. Частотные зависимости коэффициента отражения R при различной глубине гофрировки *r*<sub>1</sub>.

Из этого рисунка видно, что при малой глубине гофрировки в центре полосы существует одна мода на брэгговской частоте  $\overline{\omega}$  (a). С увеличением коэффициента

связи волн (т.е. глубины гофрировки) отражение от резонатора и добротность его основной моды растут. Начиная с некоторой глубины (б.в). возникает расщепление основной моды резонатора – в центре полосы становятся различимыми две моды. При умеренной глубине гофрировки добротности этих мод близки между собой, их частоты расположены симметрично относительно брэгговской частоты (г). С дальнейшим увеличением глубины гофрировки добротность «расщепленных» мод растет, частотное расстояние между модами увеличивается. При еще большем увеличении глубины гофрировки модовый состав излучения становится довольно сложным (д, е). Возможные способы устранения «расщепления рабочей моды» будут рассмотрены в следующей главе, когла булет обсуждаться проблема запитки высокодобротного (O≥1000) резонатора.

Для завершения представления результатов по созданию МСЭ генератора с набором близких к рекордным по спектру, стабильности частоты и эффективности выходных параметров на рис. 2.23а-г показаны фотографии нескольких осциллограмм, полученных в разные годы в процессе эксплуатации МСЭ генератора, при проведении экспериментов, связанных с коллайдерной тематикой.





а



Рис.2.23. Типичные осциллограммы спектров МСЭ генераторов с «обратным» ведущим полем и брэгговским резонатором, полученные в 2004-2012 гг.

В течение периода времени порядка 10 лет условия проведения экспериментов существенно менялись: в ускорителе использовались разные катоды, соответственно перестраивался тракт транспортировки электронного пучка, менялась программа экспериментов по генерации излучения. Однако из приведенных осциллограмм импульсов излучения видно, что спектральные характеристики МСЭ на протяжении его многолетней работы оставались на уровне лучше 0,1%.

#### Выводы по главе 2

1. Для дальнейшего значительного уменьшения ширины спектра в МСЭ генераторе предложена и обоснована схема МСЭ генератора с «обратным» ведущим магнитным полем и брэгговским резонатором в цепи обратной связи.

В экспериментах с пучком ускорителя ЛИУ 3000, в численном моделировании 2. экспериментах проанализированы три типа брэгговских И В холодных резонаторов: В виде слабогофрированного регулярного волновода, В конфигурации двухзеркального резонатора и в виде резонатора со скачком фазы гофрировки между зеркалами. Исследованы три основные зоны отражения указанных резонаторов в диапазоне 30 ГГц. Показано, что минимальной

добротностью обладает симметричный резонатор (падающая волна  $H_{11}$  и волна обратной связи  $H_{11}$ ); максимальной добротностью обладает резонатор, имеющий волну обратной связи  $E_{12}$ ); промежуточным является резонатор с волной обратной связи  $E_{11}$ . Исследованы режимы работы МСЭ генераторов и их выходные характеристики МСЭ для всех трех типов брэгговских резонаторов.

- Разработана и экспериментально проверена методика получения одномодовых и многомодовых режимов работы МСЭ и определены условия получения стабильной одномодовой генерации.
- В численном моделировании обоснован режим стартерной моды, как способ увеличения эффективности МСЭ. Проведена экспериментальная проверка МСЭ в этом режиме.
- 5. Обнаружен экспериментально, а затем и в численном моделировании, и в холодных измерениях эффект «расщепления рабочей моды», который приводит к значительному уширению спектра МСЭ генератора и, таким образом, создает серьезные трудности при запитке высокодобротных резонаторов. Экспериментально и в численном моделировании определены физические причины «расщепления» и испытаны несколько вариантов устранения этого эффекта.
- 6. Проведена многопараметрическая оптимизация МСЭ с каждым из трех типов брэгговских резонаторов. Лучшие результаты по спектру, стабильности частоты и по выходной мощности получены в МСЭ с резонатором со скачком фазы гофрировки зеркал. В этой схеме МСЭ полученные результаты: ширина спектра δω/ω<0,5\*10<sup>-3</sup>, нестабильность частоты такого же уровня, выходная мощность ~20 МВт.
- 7. С учетом стабильности полученных результатов и возможности прецизионной подстройки частоты генератора можно сделать вывод, что созданный МСЭ генератор полностью соответствует требованиям таблицы В1 и пригоден для проведения экспериментов по запитке на высоком уровне мощности

высокодобротной СВЧ структуры (Q≥1000) и к проведению физических экспериментов.

### ГЛАВА III

## 3.1. Проблема импульсного нагрева ускоряющей структуры коллайдера. Варианты решения и полученные результаты.

После получения основных проектных параметров МСЭ генератора: ширина спектра меньше 10 МГц и выходная мощность на уровне около 20-25 МВт вместе с высокой стабильностью частоты и возможностью ее плавной перестройки, появилась возможность применить указанный генератор для решения задач, связанных с проектированием коллайдера CLIC. Основываясь на результатах наших публикаций по МСЭ, руководство коллаборации CLIC из ЦЕРНа предложило провести в Дубне эксперименты по исследованию стойкости бескислородной меди к импульсным циклическим нагрузкам на частоте 30 ГГц при больших величинах импульсного нагрева меди [18]. Эта задача ставилась как часть более общей задачи выбора материала, способного обеспечить надежную эксплуатацию высокоградиентной ускоряющей структуры этого коллайдера в течение около 20 лет (т. е. в течение примерно 5\*10<sup>10</sup> рабочих импульсов). Важность решения этой задачи при проектировании ускоряющих структур коллайдеров видна из таблицы 3.1 и рисунка 3.1, взятых из работ [10-12]. В работе [10] сделан анализ экспериментально полученных ограничений на предельную величину ускоряющего поля в диапазоне длин волн от 100 мм до 0,1 мм.

Таблица 3.1.	Асимптотическая	зависимость	0Т	длины	волны	основных
ограничений на	а величину предель	но допустимо	го у	скоряю	щего гра	адиента.

Тип ограничения	Асимптотическая зависимость от дл	ины				
	ВОЛНЫ					
СВЧ пробой	$G_{\text{пробоя}} = (1,1 \ \Gamma \Im B/M) / [\lambda(cM)]^{7/8}.$					
Темновые токи	$G_{T.TOKOB} = (1, 1M \ni B) / [\lambda(cm)].$					
Импульсный нагрев	$G_{имп.нагрева} = [28 Mэв/м*\Delta T^{1/2})/[\lambda(мм)]^{1/8}$					

На основе небольшого числа экспериментальных данных с учетом законов масштабирования для основных ограничивающих факторов: электрический пробой, темновые токи и импульсный циклический нагрев металлических стенок

от действия импульсных магнитных полей приведена зависимость (рис.3.1) предельных ускоряющих градиентов в широком диапазоне длин волн.



Рис. 3.1. Зависимости предельного темпа ускорения от длины волны.

Из этого рисунка видно, что при длинах волн короче 10 мм (при рабочих частотах выше 30 ГГц) ограничения на ускоряющий градиент из-за импульсных циклических нагрузок становятся наиболее жесткими. Физическое объяснение того, что с переходом в частотный диапазон десятков ГГц ограничение из-за импульсного циклического нагрева перешло ИЗ разряда академических ограничений в самые опасные, состоит в следующем. Глубина скинслоя для меди (до перехода в рабочий диапазон десятков гигагерц в качестве материала для изготовления ускоряющих структур обычно выбиралась бескислородная медь) в диапазоне частот от 10 ГГц до 90 ГГц составляет соответственно (0,6-0,2) мкм, а для тепловой диффузии в меди соответствующая глубина слинслоя составляет около (17-3,5) мкм. Следовательно, за время СВЧ импульса, которое составляет обычно от десятков до сотен наносекунд, тепло не успевает распространиться вглубь металла. Практически вся выделенная за импульс энергия расходуется на нагрев тонкого (толщиной около микрона) слоя металла, величина нагрева поверхностного слоя может достигать сотен градусов. При этом между этим нагретым слоем и холодным соседним слоем металла возникают механические напряжения. В результате, даже при незначительных импульсных нагревах в металле накапливаются микроскопические повреждения, которые суммируются с каждым новым импульсом, и при воздействии большого числа N таких импульсов в металле могут возникнуть механические повреждения. Число импульсов, при котором можно наблюдать первые признаки повреждения материала (например, шероховатость), будем обозначать N<sub>пов</sub>, а число импульсов, при котором наблюдаются признаки разрушения материала (например, трещины), будем обозначать N<sub>тр</sub>.

Первые расчеты зависимости N<sub>пов</sub>, и N<sub>тр</sub> от величины импульсного циклического нагрева  $\Delta T$  были выполнены в семидесятых годах прошлого века при изучении характера разрушения коллекторов и других частей микроволновых устройств под действием импульсного нагрева электронным пучком [52]. При сопоставлении механического давления и предела упругости металла, в указанной работе было получено простое выражение для оценки импульсного нагрева, при котором может наступать разрушение металла:  $\Delta T \approx (2\sigma)/(\alpha E)$ . Здесь  $\sigma$  - предел упругости, α - коэффициент линейного расширения, Е – модуль Юнга. Подставляя для меди  $\sigma = 1,2*10^4$  H/см<sup>2</sup>,  $\alpha = 16,5*10^{-6}$ /°C,  $E = 1,31*10^7$  H/см<sup>2</sup>, в получено значение температуры  $\Delta T=110^{\circ}C$ . При сравнении работе [52] рассчитанных механических напряжений с пределом пластичности металла в этой работе было введено (а затем во многих других работах [53,12], посвященных исследованиям стойкости металлов по отношению к импульсным циклическим нагрузкам широко использовалось), понятие величины безопасного нагрева, т. е. нагрева, при котором возникающее в металле напряжение сжатия не превышает предел текучести.

При увеличении импульсного нагрева в металле может возникать пластическая деформация, накопление дефектов, что в конечном итоге может привести к

повреждению и разрушению металла. Понятие безопасной температуры разделяют не все исследователи, которые изучали механизм воздействия на металлы коротких циклических СВЧ или токовых импульсов. Но механизм накопления дефектов в металле с увеличением числа импульсов облучения, а, следовательно, пороговый характер циклического воздействия считается общепринятым.

В работе [53] сделана оценка пороговой температуры для медного образца, облучаемого СВЧ импульсами на частоте 34 ГГц, а также приведены предельные значения ускоряющего поля для указанных выше ограничивающих факторов. Для электрического пробоя и темновых токов получено ограничение на уровне (500-600) МВ/м, для импульсного циклического нагрева ограничение оказалось значительно более жестким - около 250 МВ/м. Это ограничение не сильно меняется в интервале частот от 11 ГГц до 90 ГГц.

Из приведенных выше рассуждений вытекает несколько следствий: 1) результаты расчетов N = N( $\Delta$ T) должны учитывать большое количество характеристик металлов, их зависимостей от частоты, от температуры и пр. При выборе металла (или сплава) кроме проводимости становятся существенными также их механические свойства [53,11,12]; 2) эффект повреждения металла за счет импульсных циклических нагрузок является пороговым эффектом; 3) расчетные зависимости N = N( $\Delta$ T) являются оценочными и не могут быть обоснованием окончательного выбора материала для изготовления ускоряющих структур коллайдеров. Для ответа на вопрос о пригодности выбранного металла или сплава необходимы экспериментальные данные.

С учетом порогового эффекта повреждения металла, для получения одной экспериментальной точки нужно провести с выбранным материалом серию исследований с числом рабочих импульсов, превышающих ресурс работы коллайдера, т. е. обеспечить число импульсов около 10<sup>11</sup>. Очевидно, что таким образом получить требуемую экспериментальную информацию практически нереально, и решение задачи может быть достигнуто только путем проведения

модельных экспериментов. Для получения экспериментальных данных в ряде научных центров (ЦЕРН, SLAC, Yale совместно с Новосибирском и др.) создавались специальные стенды. Параметры проводимых экспериментов (рабочая частота, величина импульсного нагрева, полученное число импульсов) приведены в таблице 3.2. В строке 2 таблицы указаны данные о проектных параметрах структуры коллайдера CLIC.

	Институт, тип эксперимента	Частота, ГГц	Длитель ность им пуль са, нс	Циклич ность, имп/с	Импуль с ный нагрев,° С	Число импуль сов
2	CERN, CLIC, проект	11,994	140	50	56	$2*10^{10}$
3	CLIC, нагрев Ультрафиоле товым лазером	10 <sup>15</sup> , λ = 300 нм	~ 60	25		1*10 <sup>3</sup> - 1*10 <sup>8</sup>
4	CLIC, Ультразвуковые вибрации	-	-	24000	70 – 170 Эквива лент	$1*10^{6} - 5*10^{10}$
5	SLAC 1, СВЧ нагрев	11,424	1500	60	120 82	5,6*10 <sup>7</sup> 8,6*10 <sup>7</sup>
6	SLAC 2, СВЧ нагрев	11,424	.500	60		
7	СВЧ нагрев, ОИЯИ, проект	30	150-180	0,5 -1	~ 200	?

Таблица 3.2. Параметры экспериментов по исследованию стойкости металлов к импульсному циклическому воздействию.

Из таблицы видно, что к настоящему времени экспериментальные результаты по определению порогового числа импульсов от величины импульсного нагрева получены (кроме Дубны) только в двух центрах: в CERNe (на частотах  $10^{15}$  Гц и  $10^4$  Гц) и в SLACe (в CBЧ диапазоне). Хотя со времени создания первых исследовательских стендов прошло уже около 20 лет, а на некоторых установках

эксперименты еще продолжаются, провести достоверное сравнение полученных экспериментальных результатов весьма сложно по ряду причин. Во-первых, эксперименты в CERNe проводились с двумя типами источников: ультразвуковые генераторы и ультрафиолетовый лазер, рабочие частоты которых отличались между собой почти на одиннадцать порядков, а от частоты питания ускоряющей структуры CLIC – каждый почти на пять порядков. Из этого ясно, что методика проведения этих экспериментов очень сильно отличалась, и сравнивать полученные результаты между собой, переносить их на диапазон рабочих частот коллайдера CLIC (около 10<sup>10</sup> Гц) нужно с большой осторожностью. К этому нужно добавить, что применяемые в этих экспериментах системы диагностики числа импульсов, соответствующих повреждению исследуемого металла или сплава, а также критерии повреждения или разрушения также существенно отличались.

В экспериментах[11,54] лазерных В качестве источника мощности использовался ультрафиолетовый лазер с длиной волны около 300 нм, длительностью импульса 60 нс и цикличностью работы 25 Гц. Исследования отдельных образцов проводились до 10<sup>8</sup> импульсов. В этих экспериментах использовалась следующая система диагностики повреждения исследуемого материала. Перед испытаниями образец был отполирован до предельно возможной чистоты поверхности – 0,01 мкм. Испытания прекращались, когда размер шероховатости поверхности достигал 0,02 мкм, зарегистрированное при этом число импульсов принималось за пороговое число импульсов при выбранном импульсном нагреве. В качестве обоснования такого метода определения порогового числа импульсов принималось следующее допущение: зарегистрированное увеличение шероховатости поверхности должно приводить к увеличению площади поверхности образца, следовательно, к увеличению омического сопротивления металла, а это, в свою очередь вызовет увеличение нагрева металла. Таким образом, считалось, что после начала появления первых признаков шероховатости поверхности образца процесс ухудшения его

поверхности (вплоть до разрушения) будет происходить практически лавинообразно. Из анализа результатов лазерных экспериментов был сделан вывод, что коммерчески чистая бескислородная медь при необходимом запасе прочности может не удовлетворять требованиям, предъявляемым при выборе материала для ускоряющей структуры коллайдера CLIC.

В другой серии экспериментов, выполненных в ЦЕРНе, в качестве источника энергии использовались ультразвуковые генераторы [12], работающие с частотой 24 кГц. В таких экспериментах можно было получать и анализировать данные об усталости материала на протяжении очень большого числа рабочих циклов (до  $7*10^{10}$ ) за разумное время (около 30 дней). Пороговое число импульсов в этих экспериментах определялось следующим образом. Считалось, что появление трещин глубиной около 2 мм должно приводить к уходу резонансной частоты более чем на 1 кГц и к выходу из резонанса. Это было сигналом для остановки экспериментах была обнаружена весьма резкая зависимость порогового числа импульсов от давления N = N(P) [12]: при давлении P= 167 МПа появление трещин было зарегистрировано через N =  $2*10^{10}$  импульсов, при уменьшении давления до 151 МПа образец оставался без повреждений при N =  $7*10^{10}$  импульсов. И в лазерных, и в ультразвуковых экспериментах было исследовано большое количество металлов и сплавов.

Для сопоставления результатов, полученных лазерной, ультразвуковой и CBЧ методиками, необходим корректный пересчет напряжения сжатия (compressive stress) и импульсного нагрева, которые определяют результат воздействия на образцы в разных типах экспериментов. Одна из первых попыток сопоставления результатов лазерных и ультразвуковых экспериментов была сделана в 2006 году в работе [12]. На рис. 3.2 приведены взятые из данной работы результаты взаимной калибровки нескольких лазерных и ультразвуковых экспериментов.



Рис. 3.2. Результаты калибровки ультразвуковых и лазерных экспериментов.

### 3.2. Результаты исследований, получаемых в СВЧ диапазоне. Проблема сопоставления результатов.

Первые эксперименты с использованием источников мощности в СВЧ диапазоне были выполнены в SLACe в 1998-2002 годах [56,57]. В этих экспериментах в качестве источников СВЧ мощности использовались клистроны SLAC XL4 50, в которых генерировались СВЧ импульсы с частотой 11,42 ГГц, мощностью 50 МВт и длительностью импульса около 1500 нс. В таблице 3.1 и в тексте эти эксперименты названы SLAC1. Для получения требуемой величины импульсного нагрева исследуемого образца (или определенного участка этого образца) энергия излучения от СВЧ источника накапливалась в специально спроектированном резонаторе. Диаметр резонатора равнялся 4,415 см, его длина была равна 1.9 см. Рабочая мода возбуждалась через круговое отверстие в волноводе, работающем на основной H<sub>10</sub> моде. Время заполнения резонатора

составляло 0,27 мкс. Конструкция резонатора обеспечивала подавление паразитных мод, которые могли приводить к пробоям. В работах [56,57] приведены экспериментальные результаты по определению порогового числа СВЧ импульсов для двух образцов из бескислородной меди. При указанных выше параметрах клистрона предполагалось проведение экспериментов с величиной импульсного нагрева меди до 350°C.

Авторы в процессе экспериментов предполагали использовать различные системы диагностики, с помощью которых можно было определить пороговое число импульсов N. Одна из методик предполагала визуальное (с помощью микроскопа) определение возникших повреждений исследуемого образца. Недостатки этого метода заключались в том, что контроль поверхности образца получался неоперативным (только после остановки процесса облучения и извлечения образца).

Большую информативность авторы ожидали получить от регистрации изменения добротности резонатора в ходе облучения образца с учетом изменения характера его поверхности. Предполагалось, что после появления первых шероховатостей на поверхности исследуемого образца его сопротивление токам Фуко начнет заметно возрастать. Считалось, как и при проведении в ЦЕРНе лазерных и ультразвуковых экспериментов, что после этого разрушение образца будет протекать лавинообразно.

В этих первых работах было получено несколько существенных результатов, которые требовали пересмотра представлений о возможностях получения количественных результатов В ЭТОМ диапазоне. Во-первых, частотном запланированная в качестве основной система определения порогового числа импульсов по изменению добротности системы, оказалась неэффективной вплоть до появления микротрещин в металле изменения добротности резонатора зарегистрировано не было. Во-вторых, предельный импульсный нагрев образцов, реализованный В этих экспериментах, оказался существенно меньше запланированного, т. е. 60°С-120°С вместо 350°С. При попытках увеличить нагрев

исследуемого образца в тракте возникали регулярные пробои. В-третьих, в двух экспериментах с образцами из бескислородной меди при весьма существенном различии в величинах импульсного нагрева -  $\Delta T_1 = 82^{\circ}$ C и  $\Delta T_2 = 120^{\circ}$ C были получены мало отличающиеся предельные количества импульсов, соответственно равные N<sub>1</sub> = 8,6\*10<sup>7</sup> и N<sub>2</sub> = 5,6\*10<sup>7</sup>. Среди возможных причин невысокой точности в определении порогового числа импульсов в проведенных экспериментах авторы считали появление неконтролируемых электрических пробоев.

Заметно отличающиеся результаты были получены в серии экспериментов [58,59], выполненных в SLACe позже другой группой, которую мы назвали SLAC2. В обоих экспериментах (SLAC1 и SLAC2) использовались одинаковые схемы эксперимента, одни и те же клистроны и одинаковые системы диагностики для определения повреждения исследуемых материалов. Соответственно и импульсных нагревов был диапазон величин практически одинаковым. Существенные отличия этих экспериментов состояли в следующем: 1) облучение исследуемых образцов в SLAC2 происходило при фиксированных количествах импульсов: либо в течение 2\*10<sup>6</sup> импульсов, либо при 10\*10<sup>6</sup> импульсах. После количества импульсов исследуемый образец извлекался. указанного И регистрировалось состояние его поверхности; 2) в указанных режимах было проведено сравнение различных металлов, сплавов, испытывались образцы при различных системах подготовки (закаливание нагартовка, отжиг и др.).

В экспериментах обеих групп при исследовании образцов из бескислородной меди в результате облучения были зарегистрированы заметное увеличение шероховатости поверхности образцов, а также появление микротрещин глубиной несколько микрон и длиной более 10 микрон. При одинаковых импульсных температурах в экспериментах SLAC1 и SLAC2 предельные количества импульсов отличались весьма заметно. После завершения экспериментов, при анализе поверхностей исследуемых образцов, на них были обнаружены «некие капли», которые, свидетельствовали о том, что в части импульсов на поверхности образцов имели место электрические пробои, которые могли повлиять на

появление «шероховатости» поверхности образцов. С учетом различий в методике определения порогового числа импульсов в экспериментах SLAC1 и SLAC2, сделать корректное сравнение результатов экспериментов, выполненных этими группами весьма затруднительно.

В работах [57,58] к результатам лазерных и ультразвуковых экспериментов были дополнены результаты СВЧ экспериментов группы SLAC2. Эти данные изображены на рис. 3.3а квадратиками при  $N_1 = 2*10^6$  и  $N_2 = 10*10^6$ .



Рис. 3.3а. Результаты лазерных и ультразвуковых экспериментов с добавлением результатов СВЧ экспериментов группы SLAC2.

На рис. 3.36 к этим данным добавлены результаты экспериментов группы SLAC1. Кроме этого на рисунке 3.36 показана область проектных значений импульсного нагрева медного образца, которую требовалось получить в экспериментах с МСЭ источником в ОИЯИ, в Дубне. Видно, что для экспериментов Дубны был предусмотрен значительно более высокий импульсный нагрев меди (200°С) по сравнению с экспериментами SLAC1 и SLAC2. В 2000 году в коллаборации с ИПФ РАН (Нижний Новгород) по предложению группы СLIС (ЦЕРН) в ОИЯИ началось создание специализированного СВЧ стенда [18]. Ожидаемые параметры источника ОИЯИ приведены в строке 7 таблицы 3.1.



Рис. 3.36. Результаты лазерных и ультразвуковых экспериментов с добавлением результатов СВЧ экспериментов групп SLAC2 и SLAC1. Показаны также проектные параметры эксперимента в ОИЯИ.

### 3.3. Постановка задачи для экспериментов с МСЭ источником ОИЯИ-ИПФ РАН

По своим проектным параметрам установка, которую нужно был создать в ОИЯИ, должна была заметно отличаться от источника SLAC1, на котором в то время проводились эксперименты, и от создаваемого источника SLAC2. Для экспериментов в Дубне предполагалось в качестве источника CBЧ мощности использовать МСЭ генератор, работающий на частоте 30 ГГц с импульсной мощностью около (20-25) МВт, длительностью импульса (150-180) нс и с цикличностью работы (0,5-1) Гц [18]. Сравнение энергии источников ОИЯИ и SLAC показывает, что энергозапас CBЧ источника ОИЯИ (около 3,5 Дж) в 20-25 раз меньше энергозапаса CBЧ источников, использовавшихся в экспериментах в SLACe (75 Дж). В то же время диапазон величин полученных в SLACe значений импульсного нагрева составлял от 60°C до 120°C, а для проектируемых экспериментов в ОИЯИ требовалось получить в два с лишним раза более высокий импульсный нагрев в медном образце.

При проектировании исследовательской установки в ОИЯИ сначала нужно было получить ответ на принципиальный вопрос – можно ли при работе на резонансную нагрузку использовать в качестве источника МСЭ генератор большой мощности. Поэтому параллельно с проектированием СВЧ стенда и началом экспериментов на нем было проведено численное моделирование этой задачи.

В результате многократных обсуждений совместно с коллегами из ИПФ РАН была выработана общая концепция компоновки СВЧ стенда. После этого, в основном силами коллег ИЗ ИΠФ PAH, было сделано необходимое проектирование и изготовление его основных узлов. Как будет видно из дальнейшего изложения, большая часть этих узлов по нескольку раз в процессе проведения экспериментов претерпела существенные изменения, была дополнена новыми элементами, но основные положения концепции оказались жизнеспособными, и их целесообразно здесь перечислить, прежде, чем переходить к обсуждению результатов:

1. Для проведения экспериментов по запитке высокодобротного резонатора излучение МСЭ генератора, имеющее циркулярно поляризованную волноводную моду H<sub>1,1</sub>, нужно преобразовать в гауссов пучок и вывести из вакуумного волновода МСЭ в атмосферу.

2. Для получения необходимого импульсного нагрева медного образца (выбранного участка этого образца) СВЧ пучок, выведенный из МСЭ, используется для запитки специально спроектированного высокодобротного (Q = 1000-1500) резонатора. Рабочей модой этого резонатора (в дальнейшем будем называть его тестовым резонатором) выбрана электропрочная мода  $H_{0,1,1}$  с относительно высоким коэффициентом преобразования СВЧ энергии в тепловую.

3. Тестовый резонатор должен обеспечивать относительно простую прецизионную регулировку собственной частоты для согласования с частотой МСЭ.

4. Тестовый резонатор должен располагаться на значительном расстоянии (один-два метра) от выхода МСЭ, его ось должна быть смещена относительно оси ускорителя и МСЭ. Такая компоновка стенда может позволить размещение в СВЧ тракте необходимых преобразователей мод СВЧ пучка, а также имеет существенное значение для установки различных систем диагностики и борьбы с пробоями в резонаторе и в СВЧ тракте.

5. Транспортировка СВЧ пучка от МСЭ к тестовому резонатору должна осуществляться по воздуху с помощью специально спроектированных зеркал Пучок должен иметь относительно большой регулируемый поперечный размер для устранения воздушных пробоев. После выходного рупора тестового резонатора СВЧ пучок выводится из вакуума в атмосферу и измеряется СВЧ датчиками либо калориметром.

6. В СВЧ тракте, в рабочем режиме, должна быть предусмотрена возможность установки необходимых датчиков: мощности, размера, моды, спектра, длительности импульса и других датчиков падающей и отраженной СВЧ волны.

7. На основе полученных результатов измерений мощности и длительности СВЧ импульсов рассчитывается распределение магнитного поля на поверхности исследуемого образца тестового резонатора. По этим результатам рассчитывается изменение температуры выбранного участка образца как функция времени.

В этом разделе будут обсуждены основные проблемы, которые возникали в процессе получения проектных параметров СВЧ стенда и пути их решения. Главными среди них были электрические пробои и проблемы, связанные с получением требуемых стабильности частоты генерации и ширины спектра. Оказалось, что регулярные пробои начали появляться в разных местах стенда (аналогично результатам экспериментов SLAC1 и SLAC2) при величинах импульсной мощности на уровне около 25% от рабочих значений. В связи с этим, параллельно с экспериментами по наладке стенда в численном моделировании также решалась задача - возможна ли запитка высокодобротного резонатора от МСЭ генератора на высоком уровне мощности.

# 3.3а. Моделирование задачи о возможности использования МСЭ генератора для запитки и тестирования высокодобротного резонатора на высоком уровне мощности.

Нетривиальность сформулированной задачи заключается в том, что при накачке высокодобротной резонансной нагрузки импульсным излучением МСЭ на начальной стадии прихода СВЧ-импульса в нагрузку должно возникать практически полное его отражение. В то же время известно, что большие отражения могут отрицательно сказываться на работе автогенератора, вплоть до срыва генерации. В рамках одномерных нестационарных уравнений в работе [24\*] проведено моделирование работы на резонансную нагрузку импульсного МСЭ-генератора с брэгговским резонатором. Особенностью реализованного МСЭ-генератора является использование брэгговского резонатора со скачком фазы гофрировки в пространстве взаимодействия.

Моделирование работы МСЭ на резонансную нагрузку проводилось в рамках пространственно-временного подхода. Для описания взаимодействия внутри брэгговского резонатора был использован метод связанных волн. СВЧ-поле представлялось в виде попутной  $A_{+}\vec{E}_{+} \, (\vec{e}) \vec{e}^{icot-ih_{z}z}$  и встречной  $A_{-}\vec{E}_{-} \, (\vec{e}) \vec{e}^{iot+ih_{z}z}$  по отношению к электронному потоку парциальных волн с медленно меняющимися во времени и по продольной координате амплитудами. Нанесенная на поверхность брэгговских отражателей неглубокая гофрировка  $r = R_0 + r_1 \cos (\vec{e}z)$ , где  $R_0$  - невозмущенный радиус волновода,  $r_1$  - глубина гофра,  $r_1 \ll \lambda$ ,  $\lambda$  - длина волны, обеспечивает распределенную связь этих двух встречных волн, если постоянная структуры  $\bar{h} = 2\pi/d$  (d - период гофрировки) связана с продольными волновыми числами волн  $h_{\pm}$  брэгговским условием  $\bar{h} \approx h_{+} + h_{-}$ . Предполагается также, что для усиливаемой попутной волны  $A_{+}$  выполнены условия ондуляторного синхронизма  $\overline{\omega} - hv_{\parallel} \approx \Omega_b$  с электронами, движущимися в +z частотой  $\Omega_b = h_w v_{\parallel}$ ,  $h_w = 2\pi/d_w$ ,  $d_w$  – период вигглера. В качестве рабочего режима в МСЭ ОИЯИ-ИПФ выбран режим «обратного» ведущего магнитного поля.

Уравнения связи парциальных волн и уравнения движения электронов написаны в условиях большого доплеровского преобразования частоты, а также в «проскальзыванием» синхронной волны пренебрежении  $A_{\perp}$ относительно Такое электронов, т.е. положено  $v_{\parallel} \approx v_{gr}$ . упрощение эквивалентно предположению, что полоса частот, усиливаемых электронным потоком существенно превосходит ширину полосы отражения брэгговских зеркал (полосу непрозрачности брэгговской структуры). Это соотношение выполнено в условиях экспериментов на ЛИУ-3000.

Расстояние между пластинами резонатора (рис.3.4) принималось равным половине длины волны на частоте точного брэгговского резонанса, т.е.  $l_0 = \pi c / \overline{\omega}$ .



Рис. 3.4. Схема запитки нагрузочного резонатора, на основе ОИЯИ-ИПФ МСЭ.

Настройка тестового резонатора на частоту генерации МСЭ (которая из-за наличия электронной перестройки частоты может отличаться от частоты собственной моды брэгговского резонатора) осуществлялась путем подбора фаз отражения от пластин  $\varphi_{1,2}$ . В работе [24\*] показано, что в случае равенства модулей коэффициентов отражения от зеркал, ( $|R_1| = |R_2|$ ), в условии резонанса:  $2hl_0+\varphi_1+\varphi_2=2\pi n$  в стационарном режиме отражения от нагрузки отсутствуют

(R=0). Однако вопрос влияния отражений на работу МСЭ генератора в процессе накопления энергии в тестовом резонаторе требует детального рассмотрения.

Моделирование работы МСЭ на резонансную нагрузку проводилось при параметрах, близких к условиям экспериментов на ускорителе ЛИУ-3000. МСЭ генератор запитывался электронным пучком с энергией частиц 0.8 МэВ и током 150 А. Брэгговский резонатор, составленный из двух зеркал с длинами 30 см и 15 см, обеспечивал обратную связь для рабочей волны H<sub>1,1</sub> в окрестности 30 ГГц. Раскачка поперечных колебаний электронов осуществлялась в вигглере с периодом 6 см при амплитуде поля вигглера около 1 кГс и «обратном» ведущем магнитном поле ~ -2 кГс.

В области указанных параметров моделирование показывает в отсутствие нагрузки установление одномодового, одночастотного режима генерации. Структура полей парциальных волн в стационарном режиме соответствует возбуждению основной моды резонатора со скачком фазы гофрировки, частота генерации совпадает с брэгговской частотой с точностью до небольшой (на уровне  $\Delta \omega / \overline{\omega} \approx 0.03\%$ ) электронной перестройки частоты.

В моделировании использован резонатор, образованный двумя пластинами с коэффициентами отражения  $|R_{1,2}| = 0,992$ , что соответствует резонатору с добротностью 2000. Расстояние между пластинами равно  $l_0$ . На рис. 3.5 для двух расстояний до нагрузки приведены зависимости от времени эффективностей МСЭ генератора и амплитуд парциальных волн на выходе МСЭ: падающей и отраженной.

Моделирование показало, что при точной настройке тестового резонатора на частоту генерации МСЭ при больших расстояниях до нагрузки (при расстоянии до пластин значительно большем расстояния между пластинами) процесс накопления энергии в тестовом резонаторе сопровождается уменьшением амплитуды отраженной волны. В результате происходит «просветление» нагрузки и установление режима стационарной генерации в МСЭ. Накопленная величина

поля в тестовом резонаторе превосходит амплитуду поля падающей на нее волны примерно в  $\sqrt{Q}$  раз.



Рис. 3.5 Зависимости от времени эффективности (слева) и амплитуд парциальных волн (справа) 1 - волна на выходе МСЭ, 3 - отраженная от нагрузки, 4 – прошедшая через нагрузку. Верхние кривые соответствуют расстоянию до нагрузки 40 см, нижние - 150 см.

В работе [24\*] рассмотрено несколько возможных режимов работы установки (МСЭ+резонатор): при разных расстояниях от МСЭ до резонатора, при учете потерь в тракте, при точном совпадении частот МСЭ и резонатора и с учетом несовпадения этих частот. Здесь ограничимся кратким перечислением полученных результатов моделирования и выводов.

При малых расстояниях до нагрузки важным фактором, влияющим на режим работы МСЭ и процесс накопления в нагрузке ВЧ-энергии, является время задержки прихода отраженного сигнала. Положительным фактором, повышающим стабильность установления одночастотного режима в МСЭ, является наличие потерь в тракте между генератором и нагрузкой. Так, наличие 10%-15% потерь по мощности практически не уменьшает величину наколенного поля в тестовом резонаторе, однако является достаточным, чтобы отраженный сигнал не оказывал существенного влияния на работу МСЭ.

частот резонатора и МСЭ генератора происходит При несовпадении увеличение отражений от тестового резонатора. Это приводит к уменьшению поля, накопленного в тестовом резонаторе. Как уже отмечалось, настройка на частоту генерации МСЭ осуществлялась путем изменения величин  $\varphi_{12}$ . Сдвиг частоты моды тестового резонатора от частоты собственной моды «холодного»  $\Delta \omega / \overline{\omega} \approx \Phi_1 + \varphi_2 / 2\pi$ . Моделирование брэгговского резонатора составляет показывает, что если указанный сдвиг меньше величины обратной добротности тестового резонатора, т.е.  $\Delta \omega / \overline{\omega} \leq Q_{test}^{-1}$ , то отраженный сигнал достаточно мал, и его влияние на КПД генератора незначительно. Таким образом, проведенный эффективной работы МСЭ генератора возможность анализ показал на высокодобротную резонансную нагрузку при достаточно точном согласовании частот.

## 3.4. СВЧ стенд ОИЯИ для исследований ресурса различных металлов при импульсном циклическом нагреве.

Схема стенда приведена на рисунке 3.6. Описание основных особенностей стенда содержится в работах [22\*-26\*, 33\*-35\*].

Электронный пучок после выхода из зоны действия полей  $B_0, B_w$  высаживался на внутреннюю стенку вакуумного волновода под действием поперечного поля магнита (4). СВЧ пучок после преобразователя моды и вывода из вакуума в атмосферу проходил через пару конфокальных зеркал (3). Перед первым зеркалом была установлена тонкая полиэтиленовая диагностическая пленка, прозрачность которой составляла 99,7%. Пленка расположена под углом 45° к оси пучка, отраженное от нее излучение выводилось в измерительную комнату, где анализировались мощность, длительность импульса и спектр излучения на выходе МСЭ. В отдельных экспериментах анализировались также мощность и длительность импульсов отраженной волны. В случае, когда первое (по ходу СВЧ пучка) зеркало было убрано, на его место устанавливался либо калориметр, либо детектор для оперативных контрольных измерений.



Рис. 3.6. Схема СВЧ стенда. 1 – блок тестового резонатора, 2 – магнитная система МСЭ, 3- двухзеркальная линия, 4 – канал высадки электронного пучка, 5 – волновод Тальбо на выходе МСЭ, 6 - волновод Тальбо на входе в блок тестового резонатора, 7 – центральное кольцо тестового резонатора, 8 – токовая спираль вигглера, 9 – брэгговское зеркало, 10 - калориметр.

Для измерений размера СВЧ пучка и для юстировки тракта обычно использовалось табло с наклеенными металлическими опилками. При попадании СВЧ пучка наблюдалось свечение опилок под действием эмиссии. Это давало возможность оперативного контроля геометрии зеркал и определения моды излучения. Визуализация излучения с использованием металлических опилок использовалась ранее в экспериментах, проводимых в ИПФ РАН (Нижний Новгород). После зеркал СВЧ пучок попадал в вакуумный канал блока (6) тестового резонатора (1), который был спроектирован и изготовлен для моделирования тепловых нагрузок, возникающих в ускоряющей структуре коллайдера СLIС.

В блоке тестового резонатора пучок последовательно преобразовывался снова в волноводную моду H<sub>11</sub>, затем в электробезопасную моду H<sub>01</sub>, после чего он

попадал в тестовый резонатор. Фотографии корпуса и отдельных элементов тестового резонатора приведены на рис. 3.7.



а



б

Рис. 3.7. Фотографии корпуса (а), кольца (б) и торцевой вставки (в) тестового резонатора.

В качестве рабочей моды резонатора выбрана электропрочная мода H<sub>0,1,1</sub>, позволяющая наблюдать воздействие тепловых нагрузок в «чистом виде», т.е. в отсутствие нормальных составляющих ВЧ электрического поля, которые могут

В

вызывать поверхностный ВЧ-пробой. Для достижения требуемых значений полей и температуры на поверхности металла нагруженная добротность резонатора  $Q_{load}$  выбрана равной 1500. Моделирование показало, что дальнейшее увеличение добротности резонатора ограничено удлинением переходных процессов.

Профилированная секция резонатора (кольцо) имела узкий поясок - выпуклый участок поверхности с небольшим радиусом кривизны. На этом участке достигалось максимальное значение магнитной компоненты ВЧ-поля, величина которого зависела от локального радиуса кривизны поверхности. Уменьшение радиуса кривизны позволяло увеличивать максимальное значение поля и, соответственно, пиковую температуру нагрева при одновременном сужении нагреваемого участка. Ограничение на радиус кривизны пояска определялось из требования, чтобы ширина рабочей области, в которой температура отличалась бы от максимальной не более, чем на 10%, была не менее 0.5 мм.

Конструкция резонатора предусматривала также простую прецизионную регулировку частоты для согласования с частотой МСЭ генератора. Подстройка частоты осуществлялась путем плавной регулировки расстояния между диафрагмами. Погрешность восстановления резонансной частоты тестового резонатора по показаниям шкалы не превышала единиц МГц. Энергия СВЧ излучения, прошедшего через тестовый резонатор, измерялась калориметром (10) (рис. 3.6). Для измерений длительности импульса на выходе тестового резонатора в тракт СВЧ пучка вводился тонкий пластмассовый волновод.

На рис. 3.8 показаны фотографии различных участков стенда. На вернем снимке показаны: участок вывода излучения из МСЭ, фокусирующие зеркала, участок ввода излучения в блок тестового резонатора и выходное вакуумное окно блока тестового резонатора. На фотографии внизу видны часть ускорителя, участок вывода излучения из МСЭ, ввода в блок тестового резонатора, тестовый резонатор и выходное вакуумное окно блока тестового резонатора.



Рис.3.8. Фотографии СВЧ стенда.

### 3.4а. Устранение пробоев.

В первых экспериментах по наладке стенда при увеличении мощности МСЭ генератора выше уровня 5 МВт в различных участках тракта транспортировки излучения возникали регулярные пробои. На рис 3.9 показана фотография электрического пробоя внутри тестового резонатора, зарегистрированная видеокамерой. Наблюдались регулярные пробои в конверторе и во многих других местах.



Рис. 3.9. Электрический пробой внутри тестового резонатора.

На рис. 3.10а показаны фотографии пробоев на вакуумном окне МСЭ, которые регистрировала камера, установленная на расстоянии около 7 м. за вакуумным окном. Аналогичные пробои регистрировались также на вакуумном окне на входе в блок тестового резонатора. На рисунке 3.10б. видны фотографии пробоев, которые возникали после вывода излучения из вакуумного волновода МСЭ в атмосферу. Регистрация пробоев проводилась двумя камерами, одна из которых устанавливалась на оси системы, другая в плоскости, перпендикулярной траектории СВЧ пучка. Видно, что эти пробои возникали как внутри волновода, за вакуумной пленкой, так и после вывода излучения в свободное пространство.



Рис 3.10а. Фотографии пробоев на вакуумном окне МСЭ генератора



Рис. 3.10б. Фотографии воздушных пробоев на выходе МСЭ.

В процессе исследований были определены основные причины возникновения пробоев, хотя, как правило, их возникновение определялись часто наложением одновременно нескольких причин. Для устранения пробоев требовались и переделки отдельных узлов МСЭ, а иногда и существенные изменения всего СВЧ тракта.

Для ликвидации СВЧ пробоев на выходном окне МСЭ был переделан выходной рупор МСЭ. Результат переделки показан на рис.3.11. На фото 3.11а показано изображение рупора, который использовался в экспериментах по наладке МСЭ генератора и распределение поля в выходном сечении рупора. Из этого рисунка видно, что распределение поля в рупоре МСЭ соответствует моде Н<sub>11</sub> круглого волновода и сосредоточено в малом круге вблизи оси системы. Для экспериментов по выводу из МСЭ большой мощности излучения и для транспортировки ее в тестовый резонатор был рассчитан и изготовлен новый рупор (фото 3.11б), в котором СВЧ энергия была распределена в круге значительно большего радиуса. Все же такое масштабирование плотности энергии оказалось недостаточным для устранения пробоев на вакуумном окне.



Рис.3.11. Моделирование рупоров: использовавшегося при наладке МСЭ генератора (а) и в экспериментах по запитке тестового резонатора (б).

Более радикальным решением оказалось увеличение длины волновода МСЭ и использование эффекта непрерывного изменения распределения мощности по сечению волновода в зависимости от продольной координаты (эффект Тальбо). В этом случае начальное распределение СВЧ поля воспроизводилось на некотором расстоянии, которое зависело от диаметра волновода [25\*,26\*,29\*,30\*]. Суть предложения основана на том, что различные типы волн распространяются в различными фазовыми скоростями. При преобразовании волноводе С волноводной моды H<sub>11</sub> в гауссов пучок к ней была добавлена мода E<sub>11</sub> (соотношение 87% к 13%). С учетом этого в процессе движении пучка по волноводу распределение поля волны в поперечном сечении непрерывно менялось. На рис. 3.12 показано рассчитанное распределение поля в сечении волновода для нескольких значений координат по ходу распространения волны.



Рис. 3.12. Рассчитанное распределение поля в сечении тальбо-волновода для нескольких координат по ходу распространения волны.

Из рисунка видно, что в эксперименте с волноводом диаметром 72 мм начальное распределение поля повторилось примерно  $L_T = 90$  см. Из рисунка 3.12 видно также, что на некотором промежуточном участке волновода поперечное распределение поля оказалось близким к однородному. Этот участок оказался удобным для установки вакуумного окна с целью предотвращения пробоя на нем. И наконец, относительно большая длина используемого сверхразмерного волновода, в котором использовался эффект Тальбо, позволила также выбрать удобное место для сброса электронного пучка на его внутреннюю стенку и этим защитить вакуумное окно от высадки на него электронного пучка, прошедшего волновод МСЭ. Подобные рассуждения, но с несколько другими исходными требованиями, определили установку подобного волновода также после второго зеркала, перед входом в блок тестового резонатора.

#### 3.46. Проблемы, связанные с эффектом расщепления рабочей моды.

Третья причина возникновения пробоев в тракте связана с тем, что для запитки резонатора с добротностью около полутора тысяч требуется обеспечить и спектральную ширину импульса МСЭ генератора не больше десяти МГц, и прецизионное согласование частоты МСЭ с частотой тестового резонатора. Во многих экспериментах сигналы с СВЧ детекторов, расположенных за МСЭ генератором, регистрировали импульсы мощностью 15-25 МВт, длительностью около 150 нс-200 нс с шириной спектра от 5 МГц до 10 МГц. Настройка параметров МСЭ генератора осуществлялась регулировкой параметров электронного пучка, зависела от типа и параметров брэгговского резонатора и от значений полей B<sub>0</sub>, B<sub>w</sub>. Полученная в этих экспериментах ширина спектра оказалась близкой к естественной ширине линии. Однако в некоторых сериях экспериментов наблюдались сигналы со значительно большей шириной спектра от 20 МГц до 60 МГц, при этом мощность генератора, как правило, незначительно уменьшалась (рис.3.13).



Рис. 3.13. Два типа СВЧ сигналов на выходе МСЭ генератора (с узким спектром – (а) и с широким спектром (б)). Луч 1- импульс мощности на выходе МСЭ, луч 2 - сигнал биений и луч М - спектр импульса.

В некоторых режимах работы генератора наряду с сигналами типа (3.13а,б) и (314а) наблюдалась двухчастотная генерация (рис. 3.14б). Расстояние между

частотами генератора с различными брэгговскими резонаторами (от 15 МГц до 60 МГц) составляло всего доли процента от рабочей частоты. Однако даже такие малые отличия в частотах оказывались больше ширины спектра тестового резонатора, и одна из двух частот при двухчастотной генерации (или при перескоке рабочей частоты генератора в одночастотном режиме) практически полностью отражались. Это явление, названное нами эффектом «расщепления рабочей моды», коротко обсуждалось в предыдущей главе [23\*,27\*,28\*]. Указанный эффект создает принципиальную проблему при запитке от МСЭ высокодобротного резонатора.



Рис. 3.14. Осциллограммы одночастотного (а) и двухчастотного (б) режимов работы МСЭ-генератора.

Для устранения расщепления в моделировании исследованы два варианта профилирования гофрировки брэгговских зеркал. В одном варианте профилирования менялась по определенному закону глубина гофрировки зеркал. Между секциями по-прежнему обеспечивался скачок фазы гофрировки π. Результаты моделирования в рамках метода связанных волн (четырехволновое приближение) показали, что профилирование амплитуды может обеспечить более быстрое (по сравнению с гофрировкой постоянной амплитуды) спадание паразитных коэффициентов взаимной трансформации парциальных волн в соседних брэгговких полосах. Этот способ позволял уменьшить влияние соседних

зон брэгговского резонанса на рабочую полосу. В результате, при глубинах гофрировки вплоть до  $r_1 = 0.6$  мм эффект расщепления рабочей моды отсутствовал, и в центре рабочей брэгговской полосы наблюдалось одна высокодобротная мода.

В качестве альтернативного варианта был исследован резонатор для работы в окрестности частоты 30 ГГц на цикле обратной связи  $H_{1,1} \leftrightarrow H_{1,1}$ . В соответствии с рассмотренным механизмом расщепления рабочей моды, этот эффект в резонаторе, работающем на попутной и встречной волнах одного типа, отсутствует. Однако возбуждению этой связки мод в МСЭ мешает соседняя брэгговская полоса  $H_{1,1} \leftrightarrow E_{1,1}$ , в которой реализуется большая связь волн, т.е. большая добротность соответствующих мод, и, соответственно, более низкие стартовые токи.

Оба способа устранения расщепления рабочей моды в МСЭ с брэгговским резонатором были испытаны в экспериментах с пучком. В режиме со связной модой Н<sub>11</sub> генератор работал без расщепления рабочей моды, но его мощность, как правило, не превышала 5-8 МВт. При попытках оптимизации мощности генератора часто наблюдался перескок на режим работы со связной модой Е11 с соответствующим скачкообразным изменением рабочей частоты. Следовательно, ориентироваться на получение стабильных результатов по запитке высокодобротного резонатора в этой схеме МСЭ не представлялось простой задачей. При профилировании вигглера по длине в пучковых экспериментах регистрировались импульсы без расщепления рабочей моды, но выходная мощность генератора в этих экспериментах также была на уровне 5-7 МВт.

С учетом полученных результатов было решено начать эксперименты по запитке тестового резонатора с обычным брэгговским резонатором со скачком фазы гофрировки. Для обеспечения одночастотной работы генератора предполагалось путем тщательного подбора рабочих полей и настройки пучка получить устойчивый режим работы МСЭ генератора и при необходимости поддерживать этот режим малой коррекцией магнитных полей МСЭ.

### 3.5 Экспериментальные результаты.

### 3.5.а. Режим технического пуска стенда.

В экспериментах по исследованию на СВЧ стенде стойкости медных образцов по отношению к импульсным циклическим воздействиям можно выделить три этапа. Задача первого этапа формулировалась как технический пуск СВЧ стенда и набор в этом режиме около 100000 импульсов. На этом этапе решалась задача получения выходных параметров ускорителя, МСЭ и стенда в целом (кроме величины импульсного нагрева исследуемого образца), близких к проектным параметрам. Имелось в виду получение выходной мощности МСЭ около 20 МВт, ширины спектра излучения МСЭ менее 10 МГц и согласование по частоте МСЭ и тестового резонатора с погрешностью не более нескольких МГц. Отличие этого режима от рабочего режима состояло только в том, что для данного сеанса тестовый резонатор был изготовлен с большим радиусом кромки исследуемого кольца. С учетом этого при рабочих параметрах стенда импульсный нагрев кромки не должен превышать (40-50)°С. Результаты этих экспериментов приведены в работах [31\*-34\*].

Цели этого этапа состояли в испытании надежности и стабильности работы узлов стенда в режиме работы на высокодобротную нагрузку, в сравнении и согласовании результатов измерений, получаемых разными системами диагностики. Особое внимание предполагалось уделить настройке режима узкочастотной (не более 10 МГц), одномодовой генерации, при котором не будет пробоев в тестовом резонаторе. Отдельно рассматривалась задача определения долговременной стабильности выбранного режима генерации и возможности его оперативной коррекции с учетом показаний диагностических систем. Кроме этих задач представлялось важным отладить систему прецизионного согласования частот МСЭ и тестового резонатора, сравнить импульсы излучения на выходе МСЭ и тестового резонатора. Для решения этих задач предполагалось набрать статистику около 10<sup>5</sup> импульсов. При столь незначительном импульсном нагреве
в исследуемом образце при 10<sup>5</sup> импульсах не должно быть усталостных повреждений. С учетом этого, если бы в конце сеанса на исследуемом образце были обнаружены следы повреждений, полученный результат свидетельствовал бы о наличии пробоев в тестовом резонаторе.

Основные результаты этого этапа наладки стенда изображены на рис. 3.17-3.21. На верхних снимках рисунка 3.17 показаны фотография калориметра и типичный сигнал с него. При установке калориметра в разных участках СВЧ тракта вместе с сигналами с СВЧ детекторов осуществлялись измерения мощности и длительности импульсов: на выходе МСЭ, на входе в блок тестового резонатора и за ним. На нижней части рисунка 3.17 показаны фотография гетеродинной системы, используемой для измерения частоты и спектра импульсов, и типичный сигнал с гетеродинного измерителя. Из нижней осциллограммы рисунка 3.17, по сигналу биений и по сигналу спектра видно, что МСЭ работает в режиме одномодовой генерации. В показанной на рисунке осциллограмме зафиксирована предельно узкая измеренная ширина спектра – около 4,25 МГц, что соответствует практически предельной ширине линии для импульса около 200 нс. В большинстве импульсов измеренная ширина спектра

При настройке на оптимум сигналов с калориметра устойчивая работа МСЭ была получена при энергии на выходе генератора, равной 3,6 Дж. Полученный результат при длительности импульса 180 нс соответствовал мощности генератора 20 МВт. Более стабильная работа регистрировалась при сигналах с МСЭ генератора около (2,5-3,2) Дж/имп. Результаты измерений с калориметра хорошо соответствовали измерениям мощности, получаемым при помощи калиброванных кристаллических детекторов.

В экспериментах регистрировались и обрабатывались данные каждого рабочего импульса. Набор статистики по запитке тестового резонатора проводился сериями по 10000-15000 импульсов. В некоторых сериях экспериментов были успешно

испытаны системы оперативной коррекции выходных импульсов по результатам, получаемым из диагностических систем.



Рис. 3.17. Верхние фотографии: калориметр (слева) и типичный сигнал с калориметра (справа). Нижние снимки: (слева) основные элементы гетеродинного измерителя (задающий генератор, осциллограф и смеситель) справа осциллограммы с гетеродинного датчика. Луч 1 – сигнал с СВЧ детектора на выходе МСЭ генератора, луч 2 – сигнал биений, луч м - спектр.

На рис. 3.18 показана типичная осциллограмма тока электронного пучка на выходе ускорителя (луч 1) и СВЧ сигналов. Средний луч (луч 3)- сигнал СВЧ мощности на выходе МСЭ, нижний луч (луч 4) – сигнал с детектора на выходе тестового резонатора. Из этих осциллограмм видно, что длительности импульса на выходе тестового резонатора и на выходе МСЭ отличаются весьма незначительно.

Для оперативного измерения профиля волны использовались системы визуализации излучения [32\*]. Такие системы, испытанные ранее в ИПФ РАН, в нашем эксперименте были выполнены в виде отдельных табло - тонких пластин из плексигласа, на которые густо насыпаны и наклеены металлические опилки диаметром от десятков до сотен микрон.



Рис. 3.18. Осциллограммы тока электронного пучка на выходе ускорителя (луч 1), сигнала СВЧ мощности на выходе МСЭ (луч3), сигнала с детектора на выходе тестового резонатора (луч 4).

Металлические опилки являлись центрами воздушных разрядов в поле электромагнитной волны высокой плотности, таким образом, их свечение позволяло наглядно контролировать поперечное распределение поля в волне. В качестве примера на рис 3.19 показаны фотографии светящихся опилок для случаев, когда табло размещалось за МСЭ генератором (фото (а), мода H<sub>11</sub>) и после тестового резонатора (фото (б), мода H<sub>01</sub>).



a

б

Рис. 3.19. Фотографии СВЧ пучка на выходе МСЭ (а) и за тестовым резонатором (б), полученные с использованием табло из металлических опилок.

Приведенные фотографии являются дополнительным подтверждением удовлетворительного качества работы конвертора и отсутствия пробоев в тракте.

Для получения более достоверной оперативной информации об отсутствии пробоев в СВЧ тракте и в тестовом резонаторе проводился периодический визуальный контроль выходного кольца тестового резонатора. На (рис.3.20) показаны фотографии сегмента кольца, сделанные между СВЧ импульсами (снимок слева) и во время облучения (снимок справа). Эти снимки убедительно показывают отсутствие пробоев во время облучения (можно сравнить с рисунком 3.9).





Рис. 3.20. Фотография выходного кольца тестового резонатора между импульсами (снимок слева) и во время импульсов (снимок справа).

В дополнение к указанным нескольким системам контроля отсутствия пробоя в СВЧ тракте эффективным оказался также регулярный контроль длительности СВЧ импульса после тестового резонатора. При возникновении пробоя одновременно с уменьшением сигнала импульсного нагрева с калориметра, расположенного за тестовым резонатором, регистрировалось также укорочение длительности СВЧ импульса с датчика, расположенного за тестовым резонатором.

В режиме технического пуска было зарегистрировано 1,3\*10<sup>5</sup> импульсов. Режим облучения тестового резонатора состоял из серий по 10<sup>4</sup> импульсов. После завершения этого цикла предварительных испытаний было сделано сравнение чистоты поверхности кольца до и после облучения. Фотография кольца после облучения показана на рис. 3.21. Как и ожидалось, следов повреждения кольца не было обнаружено.



Рис.3.21. Фотография центрального кольца тестового резонатора после 10<sup>5</sup> импульсов при величине импульсного нагрева около 40°С.

На этапе технического пуска стенда были опробованы как режимы без коррекции параметров МСЭ генератора во время серии, так и с коррекциями. В некоторых сериях измерений был обнаружен плавный «уход» настроенного режима генерации, из-за которого собранная в серии статистика по температуре импульсного нагрева, либо по длительности импульса на выходе тестового резонатора имела значительную дисперсию. В ходе эксперимента было незначительная коррекция рабочего установлено, ЧТО режима позволяла существенно улучшить качество полученных в серии результатов. Возможность плавной коррекции режима работы МСЭ в отдельных случаях использовалась нами также и в процессе получения итоговых результатов, которые будут представлены в разделах 3.56 и 3.5в.

# 3.56. Режим импульсного нагрева до 200°С

В этом разделе будут обсуждаться результаты экспериментов, полученные при увеличении импульсного нагрева до 200°С [36\*-39\*]. Результаты, полученные в этом цикле после  $3,0*10^4$  импульсов облучения, приведены на рис. 3.22.



a

Рис.3.22. Фотографии выделенного участка кольца (вблизи кромки) до облучения (а) и после облучения (б). Величина импульсного нагрева кромки кольца равна 200°С, число импульсов облучения 3\*10<sup>4</sup>.

В этих экспериментах решались следующие задачи: во-первых, обеспечение без пробоев, работы стенда стабильной. при значительном увеличении импульсного нагрева кромки исследуемого образца; во-вторых, определение количества импульсов облучения, после которых будут заметны последствия циклического СВЧ воздействия. На рис. 3.22а показана микрофотография участка ДО облучения. В правой части фотографии показан кольца, сделанная исследуемый участок кольца. На фотографии 3.226 показан тот же образец после 3,0\*10<sup>4</sup> импульсов при величине импульсного нагрева исследуемого участка кольца 200°С. Из сравнения этих фотографий видно, что вблизи кромки кольца отчетливо заметны следы повреждения поверхности, а именно, видны следы появления шероховатости. Полученный результат позволил сделать следующие выводы: во-первых, для выбранной величины импульсного нагрева определено число импульсов, при котором возникают (становятся заметными) повреждения поверхности металла; во-вторых, стало понятно, что при некотором увеличении

величины импульсного нагрева (если это удастся сделать без электрических пробоев) на созданном стенде станет реальной возможность получить более полную информацию о развитии процесса повреждения медного образца (вплоть до его разрушения).

С учетом полученных результатов были проведены облучения медных образцов при величинах импульсного нагрева 250°С, а затем 300°С. Хотя в этих испытаниях электрические пробои не возникали, получение экспериментальных результатов при величине импульсного нагрева для меди до 300°С и выше мы сочли некорректным. При наблюдении за кольцом во время облучения при нагреве 300°С было замечено проплавление отдельных участков медного образца. Основываясь на результатах этих наблюдений, мы определили для меди предельную величину импульсного нагрева 250°С.

### 3.5в. Режим импульсного нагрева до 250°С.

Для экспериментов с импульсным нагревом меди  $250^{\circ}$ C были определены следующие задачи: во-первых, экспериментально проанализировать процесс повреждения металла от первых признаков повреждения до начала его разрушения. Исходя из оценочного числа требуемого числа импульсов облучения  $3*10^4$ -1, $0*10^5$ , было решено останавливать облучение и проводить с помощью микроскопа анализ поверхности различных участков образца через  $1,6*10^4$  импульсов. Во-вторых, представляло интерес определить экспериментально физическую или техническую причину, которая ограничит в условиях указанного эксперимента предельное число импульсов для выбранного импульсного нагрева. Результаты экспериментов, выполненных при величине импульсного нагрева  $250^{\circ}$ C, приведены в работах [36\*-43\*] и показаны на рис.3.23 - 3.27.

При первом извлечении исследуемого образца (после 1,6\*10<sup>4</sup> импульсов облучения при импульсном нагреве 250°С) было обнаружено (рис.3.23а), что следы повреждений имеются только на наиболее прогреваемой кромке образца.

187



Рис.3.23. Фотографии выделенного участка кольца вблизи его кромки после облучения 1,6\*10<sup>4</sup> импульсами (а) и после облучения 4,8\*10<sup>4</sup> импульсами (б). Величина импульсного нагрева кромки кольца равна 250°С.

Из приведенной фотографии (при увеличении 160 раз) видно, что по периметру кромки появилось значительное количество повреждений в виде острых микровыступов различной формы с размером от долей микрона до единиц микрон. На рис. 3.236 показана фотография этого участка кольца после третьего вскрытия (число импульсов равно 4,8\*10<sup>4</sup>). Видно, что характер повреждения этого участка кольца в процессе облучения меняется очень мало – видно незначительное увеличение размеров острых кромок. Несмотря на довольно острую форму этих микровыступов, их появление не приводило к пробоям, повидимому, из-за их малого количества и из-за того, что на кромке электрическое поле волны практически отсутствовало.

При увеличении числа импульсов облучения появились повреждения исследуемого образца на участках поверхности, удаленных от центральной кромки, причем характер повреждений этих участков отличался от повреждений кромки. На рис.3.24 показаны сделанные с помощью оптического микроскопа фотографии кольца до облучения (а) и после облучения 5\*10<sup>4</sup> импульсами (б).



Рис. 3.24. Фотографии участка поверхности медного образца вблизи центральной кромки, полученные с помощью оптического микроскопа. Фотографии, приведенные на рис.3.24а и 3.24б сделаны до облучения и после 5\*10<sup>4</sup> импульсов соответственно.

При облучении нового медного кольца основное внимание уделялось исследованиям динамики повреждения меди. При втором и последующих извлечениях кольца были обнаружены повреждения его поверхности в сечениях, расположенных на некотором расстоянии от кромки. Характер этих повреждений качественно отличался от повреждений кромки кольца. Динамика развития повреждений участков медного кольца, удаленных от наиболее прогреваемой кромки, показана на рис. 3.25-3.27. На рис. 3.25а,6 приведены микрофотографии отмеченных участков кольца после 3,2\*10<sup>4</sup> и 4,8\*10<sup>4</sup> импульсов облучения соответственно.

Из этих фотографий видно, что поврежденные, удаленные от кромки, области кольца представляют собой участки шероховатой поверхности с чередующимися выступами и кратерами, имеющими относительно гладкую форму. Основное отличие поверхности образца, показанной на снимке «3.25б» от поверхности, изображенной на левом снимке «3.25а» состоит в увеличении площади шероховатой поверхности.

189



Рис.3.25. Фотографии выделенного участка кольца, удаленного от кромки, после облучения 3,2\*10<sup>4</sup> импульсами (а) и после облучения 4,8\*10<sup>4</sup> импульсами (б). Величина импульсного нагрева кромки кольца равна 250°С.

Эта тенденция сохранилась и после четвертого извлечения образца, после 6,0\*10<sup>4</sup> импульсов. С учетом результатов наблюдений за поверхностью кольца было решено продолжить облучение до 1,0\*10<sup>5</sup> импульсов с увеличением числа остановок облучения и измерений.

Однако ситуация резко изменилась при достижении 6,3\*10<sup>4</sup> импульсов облучения: сразу две системы диагностики показали резкое отличие измеряемых параметров по сравнению с обычными сигналами: а) в одном из импульсов было зарегистрировано резкое (в четыре раза) уменьшение сигнала с калориметра, расположенного за тестовым резонатором; б) одновременно с этим сигнал с СВЧ детектора, расположенного за тестовым резонатором, показал также примерно в четыре раза укорочение длительности СВЧ импульса, хотя сигнал с детектора на выходе МСЭ генератора практически не изменился. Эти резкие изменения сигналов, измеряемых с датчиков, расположенных за тестовым резонатором, могли быть вызваны появлением пробоя в нем. При установке за тестовым вместо калориметра в двух резонатором видеокамеры импульсах было пробоя, подобных изображенным рис. 3.9. зарегистрировано два на Отличительной особенностью этих пробоев от пробоя, показанного на рис. 3.9, было то, что оба зарегистрированных пробоя оказались на существенно

отличающихся азимутах, хотя точка пробоев на рис. 3.9 не менялась. Анализ поверхности образца после внепланового пятого извлечения показал резкое отличие его поверхности от повреждений, зарегистрированных при предыдущих вскрытиях: в разных местах поверхности исследуемого кольца появились трещины, которые имели длины от десятков до сотен микрон. Эти трещины местами имели значительные ветвления (рис. 3.26).



Рис.3.26. Фотографии выделенного участка кольца после облучения 6,3\*10<sup>4</sup> импульсами. Величина импульсного нагрева кромки кольца равна 250°С.

Появление в облучаемом образце микротрещин и связанных с ними электрических пробоев определили предельное число импульсов, после которого продолжение эксперимента по исследованию циклического воздействия на исследуемый образец могло привести к искажениям результатов.

На рис. 3.27а приведена фотография выделенного участка медного кольца до облучения, на рис. 3.27б показана фотография этого участка кольца после 50000 импульсов при импульсном нагреве кромки кольца 250°С (до появления пробоев).

На фотографию 3.276 наложена линейка с расчетным распределением температуры в зависимости от расстояния от кромки кольца. Из этой фотографии можно сделать вывод, что при указанном числе импульсов начало повреждений бескислородной меди заметно при величине импульсного нагрева около 180°С.



б

Рис.3.27. Фотографии выделенного участка кольца до облучения (а) и после облучения (б). Величина импульсного нагрева кромки кольца равна 250°С, число импульсов облучения 5,0\*10<sup>4</sup>.

# 3.6. Обсуждение результатов по исследованию стойкости меди по отношению к импульсному циклическому нагреву. Сравнение полученных результатов с результатами других групп.

На рис.3.28 на диаграмму Хейкинена добавлены результаты проведенных в Дубне экспериментов. В круге, отмеченном стрелкой и надписью «ОИЯИ», показаны результаты экспериментов, проведенных при величинах импульсного нагрева 200°С и 250°С.

Из этих данных следует, что повреждения меди при импульсном нагреве 200°C были заметны после  $3*10^4$  импульсов облучения. При увеличении импульсного нагрева до 250°C повреждения были обнаружены после  $1,6*10^4$  импульсов облучения и проанализирована динамика процесса развития повреждения меди до  $6*10^4$  импульсов облучения. При  $6,3*10^4$  импульсов облучения фаза повреждения перешла в фазу разрушения, которая отразилась в появлении в меди микротрещин, которые резко ослабили электрическую прочность резонатора, после чего в тестовом резонаторе начались пробои.



Рис.3.28. Представление результатов, полученных в ОИЯИ, с использованием диаграммы Хейкинена.

В заключительной части этой главы приведем сравнение результатов, полученных в ОИЯИ с использованием МСЭ источника, с несколькими результатами, полученными другими экспериментальными группами.

1. При больших величинах импульсного нагрева (200°C 250°C) И экспериментальные результаты были получены только в ЦЕРНе [11] при использовании в качестве источника импульсного нагрева ультрафиолетового Полученные В ОИЯИ результаты измерений числа лазера. ИМПУЛЬСОВ, соответствующие повреждению меди, незначительно превышают данные, полученные в ЦЕРНе для таких же величин импульсных нагревов. Однако если экспериментах [11] регистрировалось учесть, что В число импульсов, самому началу повреждения (появление соответствующее металла шероховатостей размером 20 нм), то можно сделать вывод о неплохом количественном согласии результатов этих экспериментов, которые существенно отличаются и по методике, и по системам диагностики, и по используемым критериям повреждения. При этом надо учесть, что результаты [11] получены на частоте, отличающейся от рабочей частоты коллайдера CLIC (12 ГГц) и от частоты экспериментов, проведенных в ОИЯИ (30 ГГц), почти на 5 порядков. Из этого, в частности, следует, что для данной задачи отличие в 2,5 раза частот коллайдера CLIC и мазера ОИЯИ несущественны.

2. Представляется интересным сравнение полученных нами результатов при больших величинах импульсного нагрева с результатами, полученными группами SLAC1 и SLAC2 при малых величинах импульсного нагрева (70°C-120°C) на частоте 11,4 ГГц. Если при таком сравнении использовать асимптотические кривые, приведенные в [11,12], то видно неплохое количественное согласие полученных в Дубне результатов с результатами группы SLAC1.

3. В совместном исследовании трех институтов: SLAC, КЕК и ЦЕРН были проанализированы (рис.3.29) внутренние поверхности волноводов 50 МВт и 75 МВт-ного клистронов, работавших на частоте 11,4 ГГц. Из этих фотографий видно, что поверхность волноводов клистронов сильно повреждена. Сравнение фотографий повреждений рабочей поверхности клистронов с приведенными нами результатами по повреждению медного кольца тестового резонатора (до появления пробоев) показывает, что характер повреждений в обоих случаях практически одинаков. Эти повреждения поверхности похожи на зарегистрированные нами повреждения меди, после которых наступают растрескивание металла и пробои. Из этого сравнения следует, что результаты, полученные в ОИЯИ с использованием МСЭ м качестве источника мощности, могут быть полезны также разработчикам новых мощных СВЧ приборов.

194



Рис. 3.29. Фотографии поверхности 50 МВт клистрона (а) и 75 МВт –ного клистрона (б).

### Выводы по главе III.

1. В ОИЯИ с использованием МСЭ создан специализированный СВЧ стенд для проведения исследований металлических образцов по отношению к мощным импульсным циклическим нагрузкам Программа исследований и диапазон рабочих параметров согласовывались разработчиками коллайдера CLIC.

2. Проведена серия экспериментов по исследованию процесса повреждения поверхности медного резонатора при многократном воздействии мощного СВЧ излучения. Эксперименты проведены при значениях импульсного нагрева, сильно превышающих предельные значения, достигнутые в других СВЧ экспериментах. Первые признаки разрушения наблюдались после 1.6\*10<sup>4</sup> импульсов с нагревом до 250°C.

3. Проанализирована динамика процесса повреждения меди до ее разрушения. После 6,3\*10<sup>4</sup> импульсов повреждения поверхности из бескислородной меди привели к появлению регулярных пробоев внутри тестового резонатора.

4. Проведено сравнение полученных экспериментальных данных с данными других групп, полученных при сильно отличающихся параметрах экспериментов.

5. Полученные экспериментальные данные могут быть полезны не только для разработки ускоряющей структуры коллайдера, но и при создании мощных микроволновых приборов, в которых пристеночное магнитное поле вызывает значительный импульсный нагрев.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

#### Основные результаты диссертации

1. Показано, что для запитки и тестирования высокоградиентных ускоряющих суперколлайдеров структур нового поколения мощным излучением миллиметрового диапазона длин волн могут быть эффективно использованы (МСЭ). мазеры на свободных электронах Такие источники способны одновременно обеспечить узкий спектр излучения  $(\Delta f/f < 10^{-3}),$ высокую стабильность рабочей частоты ( $\Delta f/f < 10^{-3}$ ), выходную мощность более 10 МВт и длительность СВЧ-импульсов не менее 150 нс при высоком уровне стабильности мощности и длительности импульсов излучения ( $\Delta(W \tau)/(W \tau) < 0,1$ ) и ресурсе работы более 10<sup>5</sup> импульсов.

2. Предложен и на базе линейного индукционного ускорителя ЛИУ-3000 впервые создан новый тип релятивистского электронного СВЧ-генератора: МСЭ с «обратным» ведущим магнитным полем, который обладает значительно меньшей чувствительностью к энергетическому и скоростному разбросам электронов, МСЭ. Экспериментально чем «традиционные» продемонстрировано и подтверждено численным моделированием, что «обратное» направление ведущего поля позволяет существенно улучшить выходные параметры МСЭ. В МСЭ с «обратным» полем и двухзеркальным резонатором типа Фабри-Перо полечено уменьшение ширины спектра излучения в 20 раз и увеличение выходной мощности в 2 - 3 раза по сравнению с «традиционными» схемами МСЭ.

3. В МСЭ-усилителе с «обратным» магнитным полем на частоте 34.6 ГГц получена выходная мощность 6 МВт при коэффициенте усиления около 20 дБ и ширине спектра излучения около 1%,. Профилирование периода вигглера по длине системы с целью поддержания условий синхронного взаимодействия электронов с попутной волной позволило увеличить выходную мощность усилителя до 20 - 25 МВт.

4. Впервые реализован ряд модификаций МСЭ-генератора с «обратным» полем и брэгговскими резонаторами различных типов. При использовании в МСЭ с «обратным» полем брэгговского резонатора со скачком фазы гофрировки и электронного пучка ускорителя ЛИУ-3000 с энергетическим разбросом в несколько процентов на частоте 30 ГГц получена мощность излучения 20 - 25 МВт при стабильности частоты около 0,01% и ширине спектра 5 - 8 МГц, близкой к предельному значению для импульса длительностью 150 - 200 нс.

5. На основе реализованного МСЭ-генератора создан стенд для тестирования элементов СВЧ-структур электрон-позитронного коллайдера CLIC по отношению к импульсному циклическому воздействию большой мощности. В качестве высокодобротной имитатора ускоряющей структуры, моделирующей температурный режим структуры CLIC, использован двухзеркальный резонатор с добротностью около 1500. Созданы: система вывода СВЧ излучения из вакуумного волновода МСЭ в атмосферу, система транспортировки его к тестовому резонатору (нагрузке), необходимые преобразователи мод. СВЧ тракт оснащен системами диагностики спектра, частоты, длительности и энергии импульсов. В отсутствие электрических пробоев осуществлена запитка высокодобротного тестового резонатора полной мощностью излучения МСЭгенератора и достигнут рекордный импульсный нагрев участка медного резонатора до температуры 300°С.

6. Исследованы стойкость меди по отношению к импульсному циклическому воздействию на частоте 30 ГГц и динамика разрушения ее поверхности в процессе облучения при температурах нагрева 200 - 250 °C и числе импульсов до 60000. При импульсном нагреве до температуры 250°C и числе импульсов 63000 зарегистрирован переход медного образца из фазы повреждения в фазу разрушения. При этом на поверхности металла обнаружено большое количество микротрещин, которые резко снижают электрическую прочность резонатора и

198

инициируют электрические пробои. Показано, что число облучающих СВЧимпульсов, соответствующих началу повреждения и началу разрушения металла, отличается более, чем в четыре раза. Результаты экспериментов противоречат модели, в соответствии с которой после появления первых признаков повреждения разрушение металла должно развиваться лавинообразно. Полученные результаты существенно дополнили имеющиеся экспериментальные данные по исследованию ресурса металлов по отношению к импульсным нагрузкам и могут быть полезны при проектировании как ускоряющих структур, так и мощных СВЧ приборов. Результаты экспериментов, проведенных при величинах импульсного нагрева 250°С и выше в отсутствие электрических пробоев, свидетельствуют о возможности успешного тестирования на стенде более тугоплавких (по сравнению с медью) металлов и сплавов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Veksler V.I. Coherent principle of acceleration of charged particles. //Proc. Symp. CERN, 1956, v.1, p. 80; Атомная энергия, 1957, т.5, с. 427.

2. Саранцев В.П., Перельштейн Э.А. В кн: «Коллективное ускоренре ионов электронными кольцами», Москва, Атомиздат, 1979, 216 стр.

3. Sessler A.M. The free electron laser as a power source for a high-gradient accelerating seructure.// AIP conf. proc. No 91, American Institute of physics, New York, 1982.

4. Hopkins D.B. and Kuenning R.W. The two-beam accelerator: structure studies and 35 GHz experiments// IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-32, No.5. October 1985, p. 3476 – 3480.

5. Palmer R.B. The interdependence of parameters for TeV linear colliders// SLAC-pub-4295, April 1987 (A) p. 1-36.

6. Hopkins D.B., Hoyer E.H., Hallbach K. et all. An FEL power source for a TeV linear collider//LBL 25936, October, 1988, p 1-32.

7. Hopkins D.B. and Sessler A.M. Status of LBL/LLNL FEL research for two beam accelerator applications // LBL- 26932, march,1989, p. 1-5.

- Orzechowsky T.J., Sharlemann E.T., Anderson B.R. et. al. *High-gain free-electron laser using induction linear accelerators* // IEEE J. Quant. Electr. 1985. V.QE-21, no.3. P.344-356.
- Orzechowsky T.J., Anderson B.R., Clark J.C. el. al. High-efficiency of microwave radiation from tappered-wiggler free-electron laser // Phys. Rev. Lett. 1986. V.57, no.17. P.2172-2174.
- 10. Wilson P.B. RF Power Sources for 5-TeV 15-TeV Linear Colliders, SLAC-PUB-7256 (1996), 12pp.
- 11. Calatroni S., Neupert H., Taborelli M/ Fatigue testing of materials by UV pulsed laser irradiation// Proceeding of EPAC 2004, Lucerne Switzerland.
- 12. Heikkinen S, Calatroni S., Neupert H, Wuensch W. Status of the fatigue studies on the CLIC accelerating structures// CERN-AB-2006-031, CLIC Note 678.
- 13. Corsini R., Delahaye J.P. The CLIC multi- drive beam scheme// CLIC Note 331 1999.
- 14. Braun H., Corsini R., D'Amico T. et al. A new method of power generation for two-beam linear colliders// Proc. of European Particle Accelerator Conf. "EPAC-1998", P.248-252.
- 15. Braun H.H., Dobert S., Groening L. High-power testing of 30 GHz accelerating structures at the CLIC test facility (CTF II).CLIC Note 475, Cern/PS 2001-2009 (AE).
- 16. Dobert S. Status and future prospects of CLIC// CLIC-Note-768, CERN-BE-2009-001.
- Schnell. W. TheCLIC study of an Electron-positron Collider//CERN SL/92-51(RFL), CLIC Note 184, 1992..

- 18. Agreement K723-PS. Experimental study of the effects of surface heating of copper cavities by multiple high power 30 GHz RF pulses.//CERN European organization for nuclear research, 2001.
- 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. Вып.1. С.157-216.
- 20. Братман В.Л., Денисов Г.Г., Офицеров М.М. Мазеры на циклотронном авторезонансе миллиметрового диапазона волн // В кн.: «Релятивистская высокочастотная электроника», Горький: ИПФ АН СССР, 1983. Вып.3. С.127-159.
- Bratman V.L., Denisov G.G., Ofitserov M.M., Samsonov S.V., Arkhipov O.V., Kazacha V.I., Krasnykh A.K., Perel'stein E.A., Zamrij A.V. Cyclotron AutoResonance Maser with high doppler frequency up-conversion // Int. J. IR and MM Waves. 1992. V.13, no.12. P.1857-1873.
- 22. Rullier J.L., Alberti S., Danly B.G. et al. High power CARM and harmonic gyro-amplifier experiments// NIM A 341 (1994), p. 93-97.
- 23. Peskov N.Yu., Samsonov S.V., Ginzburg N.S., Bratman V.L. Comparative analysis of electron Beam quality on the operation of a FEM with axial guide magnetic field and a CARM // Nuclear Instr. and Meth. in Phys. Research A. 1998. V.A407, P.107-111.
- 24. Granatstein V. and Lawson W. Gyro-amplifiers as candidate RF drivers for TeV linear colliders// IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 24, No.3. June 1996, p. 648 665.
- 25. Анацкий А.И., Богданов О.С., Букаев П.В. и др. Линейный индукционный ускоритель//Атомная Энергия. Т. 21, № 6. 1966. С. 439-445.
- 26. Sprangle P. and Smith R.A. Теория лазеров на свободных электронах //Phys. Rev. A. 21 1980, р 293.
- 27. Варфоломеев А.А. Лазеры на свободных электронахи перспективы их развития.- М.: ИАЭ, 1980, 117 с.
- 28. Генераторы на свободных электронах. Под редакцией А.А. Рухадзе, М., Мир, 1983. 259 стр.
- 29. Sprangle P., Smith R.A., Granatsein V.L. Free electron laser and stimulated scattering from relativistic electron beams// NRL Memorandum Report 391, 1978, Washington, D.C., p.70.
- 30. Freund H.P., Jounston S., Sprangle P. Three-dimensional theory of free-electron laser with axial guide field // IEEE J. of Quant. Electr. 1983. V.QE-19, no.3. P.322-327.
- 31. McDermot D.B., Marshall T.C., Sclesinger S. et. al. High-power free-electron laser on stimulated Raman backscattering // Phys. Rev. Lett. 1978. V.41, no.5. P.1368-1371.
- 32. Grossman A.A. and Marshall T.C. A free electron lasers oscillator based on a cyclotronundulator interaction//IEEE J. of Quant. Electr.1983. V.Qe-19, no.3. P. 334-327.
- Jackson R.H., Gold S.H., Parker R.K. et all. Design and operation of a collective millimeter-wave free-electron laser//IEEE J. Quant. Electr. 1983. V.QE-19, no.3. P.346-354.
- 34. Маршал Т. Лазеры на свободных электронах.//Москва. Мир. 1987. 238 стр.
- 35. Parker R.K., Jackson R.H., Gold S.H. et all. Axial magnetic field effects on the operation of a millimeter-wave free electron laser.// NRL, Washington, D.C. 20375, 1981, p. 923-930.

- 36. Freund H.P. and Sprangle P. Collective effects on the operation of free-electron laser with an axial guide field.// Phys. Rev. A, Vol.26, No. 4 October 1982, p. 2004-2015.
- 37. Карбушев Н.И., Рухадзе А.А.,Шаткус А.Д. К линейной теории лазеров на свободных электронах в цилиндрических объемах взаимодействия// ЖТФ, 1984, т. 54, № 3, с. 534-541.
- 38. Diament.P. Electron orbits and stability in realizable and unrealizable wigglers of free electron lasers// Phys. Rev. A., vol. 48, p. 2537-2552, 1981.
- 39. Freund H.P. Nonlinear analysis of the free-electron-laser amplifiers with axial guide fields//Phys. Rev. A. Vol. 27, No. 4. 1983, p. 1977-1988.
- 40. Roberson C.W., Sprangle P. A review of free-electron lasers // Phys. Fluids. 1989. V.1, no.1. P.3-67.
- 41. Conde M.E., Bekefi G. Experimental study of a 33.3 GHz free electron laser amplifier with a reversed axial guide magnetic field // Phys. Rev. Lett. 1991. V.67, no.22. P.3082-3088.
- 42. Chu K.R., Lin A.T. Harmonic gyroresonance of lectrons in combined helical wiggler and axial guide magnetic fields// Phys. Rev. Lett. 1991. V.67, no.23. P. 3235-3238.
- 43. Гинзбург Н.С., Новожилова Ю.В. О дисперсионном уравнении ЛСЭ с комбинированным ондуляторным и однородным магнитным полем // Изв. ВУЗов: Радиофизика. 1987. Т. XXX, №11. С.1371-1378.
- 44. Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю. Увеличение эффективности ЛСЭ с однородным продольным магнитным полем // ЖТФ. 1991. Т.61, №10. С.147-153.
- 45. Кролл Н., Мортон Н., Розенблют М. Лазеры на свободных электронахс переменными параметрами.//В книге «Генераторы на свободных электронах». Под редакцией А.А. Рухадзе, М., Мир, 1083, Free-electron lasers with variable parameter wigglers IEEEJ. of QE, Vol. QE.17. No. 5 1991. P.1436-1440.
- 46. Кролл Н., Мортон Н., Розенблют М. Увеличение эффективности лазера на свободных электронах с помощью адтабатического уменьшения резонансной . энергии //В книге «Генераторы на свободных электронах». Под редакцией А.А. Рухадзе, М., Мир, 1083.
- 47. Zambon P., Witteman W.J., Van der Slot P.J.M. Comparison between a FEL amplifier and oscillator // Nuclear Instr. and Meth. in Phys. Research A. 1994. V.341. P.88-92.
- 48. Ковалев Н.Ф., Петелин М.И. Селекция мод в высокочастотных релятивистских электронных генераторах с распределенным взаимодействием// В кн. : Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с. 62-100.
- 49. Денисов Г.Г., Резников М.Г. Гофрированные цилиндрические резонаторы для коротковолновых релятивистских СВЧ генераторов//Известия вузов. 1982, том XXV № 5, с. 562-569.
- Братман В.Л., Денисов Г.Г., Офицеров М.М. Мазеры на циклотронном авторезонансе миллиметрового диапазона длин волн// В кн. : Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с. 127-159.
- 51. Bratman V.L., Denisov G.G., Ginzburg N.S., Petelin M.I. FEL's with Bragg reflection resonators: cyclotron autoresonance masers versus ubitrons // IEEE J. Quant. Electr. 1983. V.QE-19, no.3. P.282-296.
- 52. Коваленко В.Ф. Теплофизические процессы и электровакуммные приборы. М.: Сов. Радио. 1975. 216 с.

- 53. Nezhevenko O.A. On the limitations of accelerating gradient in linear colliders due to the pulse heating//Omega-P, Inc., 202008 Yale Station, New Haven, CT 06520
- 54. Petelin M., Fix A. Comparison of metals in their steaness to pulse-periodic microwave heating fatigue//Vacuum electronics conference, 2009, IVEC 2009, p. 163-164.
- 55. Heikkinen S. Pulsed surface heating: Ultrasonic and laser experiments// High gradient Workshop 2006, CERN, Geneva Specialized experiments., Proceeding of PAC'97.
- 56. Pritzkau D.P., Bowden B ,Gordon R., Menegat Al, H.Siemann R.H. Possible high power limitations from RF pulsed heating//SLAC PUB 8013,1998.
- 57. Pritzkau D.P., R.H.Siemann R.H. Experimental study of rf pulsed heating on oxygen free electronic copper//Physical review special topics accelerators and beams, vol. 5, 112002 (2002).
- 58. Tantawi S. High-power RF tests results: SLAC2 // CLIC-09 Int. Workshop, CERN, Geneva, Switzerland, 2009.
- 59. Laurent L., Tantawi S., Dolgashev V. et all. Experimental study of rf pulsed heating.//Physical review special topics accelerators and beams, vol. 14, 041001 (2011). P.1-21.
- 60. Jong R.A., Stone R.R. Induction –linac based free electron laser amplifier for fusion applications// Nuclear Instr. and Meth. in Phys. Research A. V. 285. 1989. P.387-394.
- 61. Jong R.A and Scharlemann E.T. High gain free electron laser for heating and current drive in the alcator-c tokamak// Nuclear Instr. and Meth. in Phys. Research A. V. 259. 1987. P.254-258.
- 62. Throop A.L., Fawley W.M., Jong R.A. et al. Experimennal results of high gain microwave FEL operating at 140 GHz. // Nuclear Instr. and Meth. in Phys. Research A. V. 272. 1988. P.15-21.
- 63. Jong R.A., Scharlemann E.T. and ., Fawley W.M. Wiggler taper optimization for free electron laser amplifiers with moderate space-charge effects // Nuclear Instr. and Meth. in Phys. Research A. V. 272. 1988. P.99-105.

64. Аносов В.Н., Богач А.В., Данилов В.И. и др. Измерение эмиттанса пучка ионного источника на линии с ЭВМ ЕС-1010.//Сообщение ОИЯИ, 9-12361, Дубна, 1979.

- 65. Капчинский И.М. Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях.- М.: Атомиздат, 1966.
- 66. Lee E.S., Cooper R.K. // 1976, v.7, No. 7, p. 83.Particle accelerators, 1976, v. 7, No. 7, p. 83.
- 67. Xiao-Li Huang, Shi-Jian Wang, Yong-Gen Xu et al. Equilibriuum electrons in free electron lasers with a 3D helical wiggler and a guide magnetic field: Nonlinear simulations// Physical Review Special Topics Accelerators and Beams. 2012. V.15. P.120702.
- 68. Shi-Chang Zhang. Focusing effect and modulation mechanism of the beam self-fields on the electron's Larmor rotation in a free-electron laser with an axial guide magnetic field//Physics letters A 3777 (2013) 319-322.

#### Основные публикации автора по теме диссертации

- 1\*. Викторов Ю.Б., Каминский А.К., Косухин. В.В. и др. Формирование плотного электронного пучка и его транспортировка в поле соленоида// Сообщение ОИЯИ 9-89-388 1989, с. 1-8.
- 2\* Викторов Ю.Б., Каминский А.К, Рубин С.Б. Саранцев В.П., Сергеев А.П. Эксперименты по усилению в ондуляторе излучения миллиметрового диапазона// Труды XI всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна,1989, т. II, с. 95-98.
- 3\* Kaminsky A.A., Kaminsky A.K., Rubin S.B., Sarantsev V.P., Sergeev A.P. Experiments on the efficiency increase of FEL amplifier on the base of LIU 3000// Particle Accelerators, vol. 33, p. 189-194, 1990.
- 4\*. Каминский А.А., Каминский А.К, Рубин С.Б. Саранцев В.П., Сергеев А.П.. Эксперименты по повышению эффективности ЛСЭ-усилителя на базе ЛИУ-3000//ВАНТ, серия: ядерно-физические исследования, выпуск 6(14) 1990, с. 75-78.
- 5\*. Викторов Ю.Б., Драганов А.Б., Каминский А.К., Коцаренко Н.Я., Рубин С.Б. Саранцев В.П., Сергеев А.П., Силивра А.А. Экспериментальное и теоретическое исследование параметрической неустойчивости волн в РЭП//ЖТФ. Т.61, в.4.1991, с. 133-140.
- 6\*. Kaminsky A.A., Kaminsky A.K., Rubin S.B., Sarantsev V.P., Sergeev A.P., Kotsarenko N.Ya., Silivra A.A. Investigation of FEL with strong helical pump and backward guide field//Third International Workshop on Linear Colliders, LC 91, Protvino, V. 3, p. 228-240.
- 7\*. Каминский А.А., Каминский А.К., Рубин С.Б., Саранцев В.П., Сергеев А.П., Коцаренко Н.Я., Силивра А.А. Исследование ЛСЭ с сильной спиральной накачкой и обратным ведущим полем// Релятивистская высокочастотная Электроника. Вып. 7 / ИПФ АН СССР. Горький, 1992. С. 60-80.
- 8\*. Kaminsky A.A., Kaminsky A.K., Sarantsev V.P. I Sedykh S.N., Sergeev A.P. Investigation of a microwave FEL with a reversed guide field//NIM A 341 (1994) 105-108.
- 9\*. Viktorov Ju.B, Draganov A.B., Kaminsky A.K., Kotsarenko N.Ya., Rubin S.B., Sarantsev V.P., Sergeev A.P., Silivra A.A. Broadband instability in free electron lasers//Optics communications. Vol. 79, No 1.2, 1990, p. 81-87.
- 10\*. Kaminsky A.A., Kaminsky A.K., Karbushev N I., Sarantsev V.P., I Sedykh S.N., Sergeev A.P., Silivra A.A. Cyclotron resonance in a FEL with a spiral undulator and an inverse axial magnetic field.// NIM A 331 (1993) 531-534.
- 11\*. Ginzburg N.S., Kaminsky A.K., Kaminsky A.A., Peskov N.Yu., Sedykh S.N., Sergeev A.P., Sergeev A.S.Theoretical and experimental comparison of FEL-oscillators with conventional and reversed guide field // IEEE Trans. on Plasma Science. 1998. V.26, no.3. P.536-54. Theoretical and experimental comparison of the FEL-oscillators with the convenient and reversed guide field// Inventional workshop on high power microwave generation and pulse shortening. Edinburg. 1997, p. 203-207.
- 12\*. Ginzburg N.S., Kaminsky A.K., Kaminsky A.A., Peskov N.Yu., Sedykh S.N., Sergeev A.P., Sergeev A.S.. Single- mode operation conditions in JINR-IAP

millimeter-wave FEL-oscillator//. IEEE, Plasma science, Vol.26, No.3, June 1998, p. 542-547, International Workshop on High Power Microwave Generation and Pulse Shortening, Edinburg, 1997, Digest of Technical Papers, 239-243

- 13\*. Kaminsky A.K., Ginzburg N.S., Kaminsky A.A., Peskov N.Yu., Sergeev A.P., Sarantsev V.P., Sedykh S.N., Sergeev A.S. High-efficiency FEL-oscillator with Bragg resonator operated in reversed guide field regime // Nuclear Instr. and Meth. in Phys. Research A. 1996. V.A375. P.215-218.
- 14\*. Ginzburg N.S., Kaminsky A.K., Kaminsky A.A., Peskov N.Yu., Sedykh S.N., Sergeev A.P., Sergeev A.S. Experimental observation of mode competition and single mode operation in JINR-IAP millimeter-wave FEM-oscillator // Nuclear Instr. and Meth. in Phys. Research A. 1998. V.A407. P.167-171.
- 15\*. FilinS.V., Ginzburg N.S., Kaminsky A.K., Laziev E.M., Peskov N.Yu, Puzynin A.I., Sedykh S.N., Sergeev A.P., Sergeev A.S. Bunch Dynamics in mm-Wave FEL-Oscillator.//Proceedings of 21st Free-Electron Laser Conference (FEL'99), Hamburg, Germany, August 23-26, Elsevier Science B.V., 2000, part II, p. 25-26.
- 16\*. Ginzburg N.S., Elzhov A.V., Kaminsky A.K., Perelstein E.A., Peskov N.Y., Sedykh S.N., Sergeev A.P., Sergeev A.S. Starting mode regime in an FEM oscillator with a Bragg resonator // Nuclear Instr. and Meth. in Phys. Research A. 2002. V.A483. P.225-230.
- 17\*. Елжов А.В., Гинзбург Н.С., Каминский А.К., Перельштейн Э.А., Песков Н.Ю., Седых С.Н., Сергеев А.П., Сергеев А.С. Режим стартерной моды в МСЭ-генераторе с брэгговским резонатором // Труды IV Научного семинара памяти В.П. Саранцева. Дубна, ОИЯИ, 2002, с. 33–39.
- 18\*. Ginzburg N.S., Elzhov A.V., Ilyakov E.V., Ivanov I.N., Kazacha V.I., Kaminsky A.K., Perelstein E.A., Peskov N.Y., Sedykh S.N., Sergeev A.P., Sergeev A.S. JINR-IAP FEM oscillator with Bragg resonator// Problems of Atomic Science and Technology. Series "Nuclear Physics Investigations" (39), 2001, № 5, p. 60–62.
- 19\*. Ginzburg N.S., Kaminsky A.K., Kaminsky A.A., Peskov N.Yu., Sedykh S.N., Sergeev A.P., Sergeev A.S. Efficiency optimization of the JINR-IAP narrow-band millimeter wavelength FEL- oscillator// Proceedings of II Asian Symposium on Free Electron Lasers, Novosibirsk, 1996, p. 232–239.
- 20\*. Ginzburg N.S., Kaminsky A.A., Kaminsky A.K., Peskov N.Yu., Sedykh S.N., Sergeev A.P., Sergeev A.S. High-efficiency single-mode Free-Electron Maser oscillator based on a Bragg resonator with step of phase of corrugation // Phys. Rev. Lett. 2000. V.84. P.3574-3577.
- 21\*. C.A.Goldenberg C.A., .Ginzburg N.S., .Kaminsky A.K., .Peskov N.Yu., Sedykh S.N.,Sergeev A.P. Precise Frequency Tuning in the Millimeter-wave FEL-oscillator with the Bragg resonator// Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A445, 2000, 257-260.
- 22. Kaminsky A.K., Elzhov A.V., Ivanov I.N., Kazacha V.I., Kosukhin V.V., Perelstein E.A., Sedykh S.N., Sergeev A.P., Denisov G.G., Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Laziev E.M. JINRactivity in microwave sources for future linear colliders// Proc. of 7<sup>th</sup> European Particle Accelerator Conference, Viena,2000,p. 2075-2077.
- 23\*. Elzhov A.V., Ginzburg N.S., Gorbachev E.V. et all. Status of 30 GHz facility for experimental investigation of the copper cavity lifetime (CLIC collider project)// Proceeding of 26<sup>th</sup> free electron laser conference (FEL 2004), Trieste, Italy, August 29-September 3, 2004, p. 318-321. PDF file.

- 24\*. Elzhov A.V., Ginzburg N.S., Kaminsky A.K., Kuzikov S.V., Perelstein E.A., Peskov N.Yu., Petelin M.I., Sedykh S.N., Sergeev A.P., Sergeev A.S., Syratchev I.V., Zaitsev N.I. Test facility for investigation of heating of 30 GHz accelerating structure imitator for the CLIC project // Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. A. 2004. V.A528. P.225-230.
- 25\*. Богаченков В.А., Гинзбург Н.С., Каминский А.А., Каминский А.К., Песков Н.Ю., Саранцев В.П., Седых С.Н., Сергеев А.П., Сергеев А.С. Высокоэффективный узкополосный ЛСЭгенератор с брэгговским резонатором и обратным ведущим полем (начальные эксперименты).// Письма в ЖТФ, 1995, т. 21, вып. 22, с. 44–50.
- 26\*. Elzhov A.V., Ginzburg N.S., Ilyakov E.V., Ivanov I.N., Kazacha V.I., Kaminsky A.K., Kulagin I.S., Perelstein E.A., Peskov N.Yu., Sedykh S.N Sergeev A.P., Sergeev A.S Zaitsev N.I. JINR-IAP FEM oscillator with Bragg resonator: experimental investigation and application// Strong Microwaves in Plasmas, Nizhny Novgorod, IAP RAS, 2003, v. 1, p. 190–194.
- 27\*. Ginzburg N.S., Goldenberg C.A., Kaminsky A.K., Peskov N.Yu., Sedykh S.N., Sergeev A.P. Millimeter-wave FEL-oscillator with a new type Bragg resonator: advantages in efficiency and selectivity // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research A. 2000. V.A445. P.253-256.
- 28\*. Ginzburg N.S., Elzhov A.V., Ilyakov E.V., Ivanov I.N., Kazacha V.I., Kaminsky A.K., Kulagin I.S., Perelstein E.A., Peskov N.Yu., Sedykh S.N Sergeev A.P., Sergeev A.S., Zaitsev N.I. Experiment on precise frequency tuning in the FEM-oscillator with the Bragg resonator// Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A483, 2002, 231-234.
- 29\*. Вихарев А.А., Каминский А.К., Кузиков С.В., Перельштейн Э.А., Песков Н.Ю., Сергеев А.С. Эффект расщепления рабочей моды в брэгговском резонаторе со скачком фазы гофрировки.// Тезисы докладов Всероссийского семинара по радио-физике миллиметровых и субмиллиметровых волн. Нижний Новгород, ИПФ РАН, 2007, стр.19.
- 30\*. Peskov N.Yu., Kaminsky A.K., Kuzikov S.V., Perelstein E.A., Sedykh S.N., Sergeev A.S. Splitting Mode Effect in FEM with Oversized Bragg Cavity // Proc. of VII Int. Workshop «Strong Microwaves: Sources and applications», N.Novgorod, Russia, 2009. V.1. P.224-**229.**
- 31\*. Елжов А.В., Гинзбург Н.С., Зайцев Н.И., Иванов И.Н., Иляков Е.В., Каминский А.К., Косухин В.В., Кузиков С.В., Кулагин И.С., Песков Н.Ю., Перельштейн Э.А., Петелин М.И., Седых С.Н., Сергеев А.П., Сергеев А.С., Сырачев И.В. Стенд для исследования ресурса имитатора ускоряющей структуры коллайдера СLIС при воздействии мощного импульсного излучения на частоте 30 ГГц // Письма в Журнал «Физика элементарных частиц и атомного ядра». 2005. Т.2, №3 (126). С.102-105.
- 32\*. Гинзбург Н.С., Каминский А.К., Кузиков С.В., Перельштейн Э.А., Песков Н.Ю., Седых С.Н., Сергеев А.П., Сергеев А.С. // О возможности использования МСЭ с брэгговским резонатором для тестирования высокодобротных резонансных структур // ЖТФ. 2006. Т.76, №7. С.69-75.
- 33\*. Elzhov A.V., Ginzburg N.S., Ivanov I.N., Kaminsky A.A., Kaminsky A.K., Kuzikov S.V.,Kazacha V.I., Kosukhin V.V., Laziev E.M., Perelstein E.A., Peskov N.Yu., Sedykh S.N., Sergeev A.P.,Shalyapin V.N., Sumbaev A.P., Tiutiunnikov S.I., Vardanyan A.O. Recent experiments on free-electron maser for two-beam accelerators// Proceedings of XVII International Conference on High Energy Accelerators, Dubna, 07–12 September 1998, p. 160–162.
- 34\*. A.V. Elzhov, A.K. Kaminsky, A.P.Kozlov, E.A. Perelstein, S.N. Sedykh, A.I.Sidorov N.S. Ginzburg, S.V. Kuzikov, N.Yu. Peskov. JINR-IAP-CLIC experiment on copper cavity heating//High gradient RF 2006 Workshop, CERN, Geneva, 2006.

- 35\*. Danilov Yu.Yu., Ginzburg N.S., Golubev I.I.,Gorbachev E.V., Kaminsky A.K., Kozlov A.P., Kusikov S.V., Lebedev N.I., Perelstein E.A., Peskov N.Yu., Petelin M.I., Pilyar N.V., Rukoyatkina T.I., Sedykh S.N., Sergeev A.P., Sergeev A.S., Vikharev A.A., Zaitsev N.I. Progress in CLIC-JINR-IAP RAS experiment on 30 GHz copper cavity heating// Report at CLIC Meeting 2006.
- 36\*. Danilov Yu.Yu., Ginzburg N.S., Golubev I.I. Kaminsky A.K., Kozlov A.P., Kuzikov S.V., Perelstein E.A., Peskov N.Yu., Petelin M.I., Sedykh S.N., Sergeev A.P., Sergeev A.S. Vikharev A.A., Zaitsev N.I.First full-scale result in CLIC-JINR-IAP RAS experiment on 30 GHz copper cavity heating// Strong Microwaves: sources and applications, IAP RAS, Nizhny Novgorod, 2009, v.1, pp. 230-235.
- 37\*. Danilov Yu.Yu., Ginzburg N.S., Golubev I.I. Gorbachev E.V., Kaminsky A.K., Kozlov A.P., Kuzikov S.V., Lebedev N.I., Perelstein E.A., Peskov N.Yu., Petelin M.I., Pilyar N.V., Rukoyatkina T.I., Sedykh S.N., Sergeev A.P., Sergeev A.S. Tarasov V.V., Vikharev A.A., Zaitsev N.I. Recent result of JINR-IAP experiment on RF cavity heating // CLIC08 Workshop, CERN, 14-17 October2008, <u>http://indico.cern.ch/getFile</u>. py/access? contribId= 190& sessionId=59&resId=1&materiaIId=slides&confId=30383
- 38\*. Каминский А.К., Перельштейн Э.А., Седых С.Н., Гинзбург Н.С., Кузиков С.В., Песков Н.Ю., Сергеев А.С. Демонстрация работы мощного 30-ГГц МСЭ на резонансную нагрузку // Письма в ЖТФ. 2010. Т.36, №5. С.37-46.
- 39\*. Вихарев А.А., Гинзбург Н.С., Голубев И.И., Данилов Ю.Ю., Зайцев Н.И., Каминский А.К., Козлов А.П., Кузиков С.В., Перельштейн Э.А., Песков Н.Ю., Петелин М.И., Седых С.Н., Сергеев А.П., Сергеев А.С. Эксперименты по импульсному циклическому нагреву медной поверхности на основе мощного 30 ГГц МСЭ // Письма в ЖТФ. 2011. Т.37, №3. С.16-22.
- 40\*. Kaminsky A.K, Ginzburg N.S., Golubev I.I., Koslov A.P., Kratko A.F., Kuzikov S.V., Perelstein E.A., Peskov N.Yu., Petelin M.I., Sedykh S.N., Sergeev A.P., Sergeev A.S., Vikharev A.A., Zaitsev N.I. JINR-IAP experiment on the RF heating: Results and data analysis// Proc. of 8<sup>th</sup> Int. Workshop «Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and applications», N.Novgorod, Russia, 2011. P. 313-314.
- 41\*. Вихарев А.Ф., Гинзбург Н.С., Голубев И.И., Данилов Ю.Ю., Зайцев Н.И., Каминский А.К., Козлов А.П., Кузиков С.В, Перельштейн Э.А., Песков Н.Ю, Петелин М.И., Седых С.Н., Сергеев А.П., Сергеев А.С. Эксперименты по импульсному циклическому нагреву медной поверхностина основе мощного 30 ГГц МСЭ//23.07.12 см. СЕМИНАР 2009, есть статья и презентация в Дубках.
- 42\*. Vikharev A.A., Ginzburg N.S., Golubev I.I., Danilov Yu.Yu., Zaitsev N.I., Kaminsky A.K., Kozlov A.P., Kusikov S.V., Perelstein E.A., Peskov N.Yu., Petelin M.I., Sedykh S.N., Sergeev A.P., Sergeev A.S. Pulsed cycling heating of copper surface using high-power 30-GHz freeelectrjn maser//ISSN 1063-7850, Technical Physics Letters, 2011, V.37.N2. p.102-105.
- 43\*. Ginzburg N.S., Golubev I.I., Kaminsky A.K., Koslov A.P., Kuzikov S.V., Perelstein E.A., Peskov N.Yu., Petelin M.I., Sedykh S.N., Sergeev A.P., Sergeev A.S., Vikharev A.A., Zaitsev N.I. Experiment on pulse heatingand surface degradation of a copper cavity powered by powerfull 30 GHz free electron maser// Physical Review ST- AB 14, 2011. V.14. P.041002.