

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
СУМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

Дрозденко Алексей Александрович

УДК 621.385.6

**Физика интенсивных электронных пучков
в высокочастотных приборах О-типа**

01.04.01 – физика приборов, элементов и систем

**Диссертация
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук**

Научный руководитель:
Воробьев Геннадий Савельевич
доктор физико-математических наук,
профессор

СУМЫ – 2009

СОДЕРЖАНИЕ

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ	4
ВВЕДЕНИЕ.....	5
РАЗДЕЛ 1 ФОРМИРОВАНИЕ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ ПРИБОРОВ О-ТИПА (ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР).....	13
1.1. Общие вопросы формирования электронных пучков	13
1.2. Основные характеристики электронных пучков	16
1.3. Основные виды электронно-оптических систем СВЧ приборов О-типа.	20
1.4. Выводы	26
РАЗДЕЛ 2 МЕТОДЫ И ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЙ.....	27
2.1. Экспериментальные методы измерения параметров пучков заряженных частиц	27
2.2. Теоретические методы расчета параметров пучков заряженных частиц	33
2.3. Классификация методов исследования и постановка задачи	38
2.4. Выводы	41
РАЗДЕЛ 3 МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЕЙ И ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫХ СИСТЕМАХ	42
3.1. Вычисление аксиально-симметричных электрических полей	42
3.1.1. Расчет поля ЭОС методом зарядовой плотности	42
3.1.2. Расчет поля пространственного заряда.....	47
3.2. Уравнения траекторного анализа	48
3.2.1. Общий подход. Уравнения движения.....	48
3.2.2. Основное траекторное уравнение	49
3.2.3. Метод Эверхарта	51
3.2.4. Задание точности вычислений.....	53
3.3. Построение математической модели и алгоритма вычисления.....	54
3.4. Примеры моделирования электрических полей	57
3.5. Траекторный анализ движения заряженных частиц	61
3.6. Выводы	67

РАЗДЕЛ 4 МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЕЙ И ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ДИОДНЫХ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ...	69
4.1. Построение трехмерной математической модели	69
4.2. Вычисление электрического поля	72
4.3. Вычисление фокусирующего магнитного поля.....	78
4.4. Траекторные уравнения для декартовой системы координат	84
4.5. Результаты численного анализа движения электронов	87
4.6. Выводы	92
РАЗДЕЛ 5 РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И СРАВНЕНИЯ С ЧИСЛЕННЫМ МОДЕЛИРОВАНИЕМ	94
5.1. Методика эксперимента	94
5.2. Экспериментальные установки	100
5.3. Обработка результатов экспериментальных исследований	105
5.4. Результаты сравнительного анализа	107
5.5. Выводы	113
ВЫВОДЫ	114
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	116

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ

- АЭП – анализатор электронного пучка
ГДИ – генератор дифракционного излучения
ЛБВ – лампа бегущей волны
ЛОВ – лампа обратной волны
МСМ – миллиметровые и субмиллиметровые волны
МФС – магнитная фокусирующая система
РОИ – регистрация и обработка изображения
ЭВП – электровакуумный прибор
ЭОС – электронно-оптическая система
ЭП – электронный поток

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время интенсивные электронные пучки (ЭП) стали эффективным инструментом как в промышленных технологических установках для размерной и термической обработки различных материалов [1-4], так и при контроле их физико-химических свойств [5-9]. Пучки нашли широкое использование в диагностической и ускорительной аппаратуре [10,11]. Кроме того, интенсивные протяженные ЭП являются главным рабочим элементом многочисленных и разнообразных по типам вакуумных приборов СВЧ, в которых они выполняют задачу преобразования энергии внешних источников питания в энергию высокочастотных колебаний [12-15]. Все требования к таким приборам связаны с обеспечением наибольшей эффективности процесса преобразования, т.е. получения необходимого уровня колебательной мощности, максимальных значений КПД и коэффициента усиления [16, 17].

Практически важные характеристики электровакуумных приборов (ЭВП) и установок представляют собой некоторые усредненные параметры, зависящие от свойств электронного пучка. Однако знания только макропараметров ЭП, таких, как первеанс, ток пучка, напряжение, усредненные по длине пучка его геометрические размеры недостаточно для получения необходимой информации при оптимизации выходных параметров прибора. Кроме того, требуются сведения о пространственной конфигурации и микроструктуре ЭП, т.е. о распределении электронов или плотности тока по поперечному сечению и о распределении поперечных и продольных компонент скорости электронов в любом поперечном сечении пучка. Эта информация особенно важна при конструировании электронных СВЧ приборов миллиметрового и субмиллиметрового (МСМ) диапазонов волн О-типа: клистроны, ЛОВ, ЛБВ, оротроны и генераторы дифракционного излучения (ГДИ) [18-23]. Для таких приборов поперечное сечение области

взаимодействия между электронами и электромагнитным полем, при переходе к коротким волнам, сокращается пропорционально квадрату длины волны, а объем этой области – пропорционально кубу длины волны. Поэтому для получения высоких значений выходных параметров в МСМ диапазоне необходимо увеличивать концентрацию энергии в ЭП уменьшая сечение области взаимодействия, что возможно только за счет увеличения плотности тока и повышения напряжения питания, т.е. применения интенсивных ЭП малого сечения. Так, например, при переходе в МСМ диапазон требуются пучки с поперечными размерами порядка 0.05–0.1 мм и удельными мощностями от единиц до сотен кВт/см².

Актуальность темы. В настоящее время для получения информации о параметрах пучка существуют различные способы, которые могут быть сгруппированы по двум основным направлениям: экспериментальные и теоретические. Опыт традиционных экспериментальных исследований ЭП достаточно полно изложенный в обзоре [24] показывает, что эффективность применения различных методов измерений параметров пучков во многом зависит от их специфических особенностей. Так, например, в [25] показано, что при исследовании ЭП с поперечными размерами порядка 0.1 мм и удельными мощностями в десятки и сотни кВт/см² становится проблематичным использование одного из основных методов – метода диафрагмы с малым входным отверстием, а также метода получения изображения следа пучка на различных экранах. Малоэффективным является также метод анализа оптического излучения из объема пучка, вызываемого взаимодействием электронов с молекулами остаточного газа. Поэтому в последние годы, при исследовании тонких ЭП высокой удельной мощности, используется переходное излучение оптического диапазона, возникающее при падении электронов на металлическую поверхность [26-30]. Данное явление легло в основу метода определения геометрических размеров, характера распределения и величины плотности тока в поперечном сечении ленточных и аксиально-симметричных ЭП, которые широко используются в

СВЧ приборах О-типа [31-36]. Кроме того следует отметить несколько оригинальных методов диагностики ЭП в конкретных ЭВП, предложенных в последние годы [37,38].

Несмотря на достигнутые успехи в эксперименте, современные численные методы решения уравнений движения электрона в заданных внешних электрических и магнитных полях, с учетом поля пространственного заряда и многих других факторов, позволяют оперативно рассчитывать траектории граничных и внутренних электронов, определять границы ЭП для заданного режима работы пушки и проследивать основные этапы формирования пучка в межэлектродных промежутках [39-42]. Применение численных методов позволяет обеспечить построение алгоритмов на ЭВМ для решения конкретных задач электронной оптики. Широкое распространение нашли конечно-разностные методы для решения уравнения Пуассона в двухмерных и трехмерных областях с различными типами граничных условий, итерационные методы, комбинированные методы последовательности сеток и итераций по подобластям. При условии, что электроды имеют достаточно ровные поверхности во многих случаях рекордно высокую точность вычисления потенциалов можно получить сведением дифференциальной задачи к интегральным уравнениям теории потенциала [43]. От точности расчета и выбора конструкции электронной пушки во многом зависят основные показатели работы прибора: КПД, мощность, долговечность, и т. д., при этом для апробации построенных численных алгоритмов счета желательно также проведение модельного и натурального экспериментов. Поэтому вопросы развития теоретических и экспериментальных методов исследования электронных пушек, формирующих ЭП различных типов являются, актуальными для широкого круга специалистов, работающих в области электроники.

Связь работы с научными программами, планами, темами. Работа выполнена в научно-исследовательской лаборатории «Новые технологии в физике и технике СВЧ» кафедры физической электроники Сумского

государственного университета. Тематика работы соответствует научным программам Министерства образования и науки Украины по фундаментальным исследованиям. Основные результаты работы вошли в отчеты по НИР: госбюджетную тему «Волновые процессы в открытых электродинамических системах при движении нерелятивистских электронов вдоль периодических металлодиэлектрических структур» № 0103U000776 (2003 – 2005 гг.); госбюджетную тему «Физика волновых процессов в открытых волноводно-резонаторных металлодиэлектрических системах с распределенными источниками излучения» № 0106U001931 (2006 – 2008 гг.); госбюджетную тему «Физика формирования потоков заряженных частиц в приборах для диагностики материалов атомной энергетики» № 0109U001378 (2009 – 2011 гг.); а также хоздоговорные темы, выполненные для ИПФ НАН Украины: «Испытания макета энерго- и масс-анализатора источника ионов с индукционно-связанной плазмой» №0106U001025 (2005 г.), «Испытания элементов СВЧ диагностической аппаратуры стенда тестирования источников ионов» №0106U001026 (2005 г.), «Испытания системы газонапуска стенда тестирования масс-спектрометра с индуктивно-связанной плазмой» №0106U013006 (2006 г.).

Цель и основные задачи исследования. Разработка методик анализа физических закономерностей процессов формирования интенсивных ЭП в неоднородных статических полях СВЧ приборов О-типа и выработка практических рекомендаций по оптимизации их электронно-оптических систем (ЭОС).

В соответствии с этим в работе решались следующие научные задачи:

- усовершенствование методик измерений статических характеристик ЭП по переходному излучению электронов и выбор численных моделей для описания физики процессов формирования аксиально-симметричных и ленточных пучков;
- разработка алгоритма для численного анализа неоднородных электростатических полей аксиально-симметричных ЭОС в

приближении эллиптических интегралов;

- траекторный анализ и изучение микроструктуры аксиальных ЭП в реальных ЭОС, используемых в СВЧ приборах О-типа;
- разработка алгоритмов для определения структуры неоднородных физических полей и траекторного анализа движения электронов в диодных ЭОС;
- разработка общей методики численного моделирования физических полей и траекторий движения электронов в ЭОС различных конфигураций;
- экспериментальное исследование микроструктуры ЭП и проведение сравнительного анализа с результатами численных расчетов с целью проверки адекватности разработанных алгоритмов и методик.

Объект исследования – физика процессов формирования ЭП в неоднородных статических полях СВЧ приборов О-типа.

Предмет исследования – ленточные и аксиально-симметричные ЭП приборов миллиметрового диапазона длин волн.

Согласно поставленным задачам используются следующие *методы исследований*.

Теоретические: метод интегральных уравнений (метод зарядовой плотности или метод коллокаций), неявный одношаговый алгоритм Эверхарта, параксиальное приближение, приближение эллиптических интегралов.

Экспериментальные: метод диагностики ЭП высокой удельной мощности по переходному излучению.

Научная новизна полученных результатов.

1. Установлено удовлетворительное согласование результатов экспериментальных исследований микроструктур ЭП на основе анализа переходного излучения с результатами численных расчетов.

2. Впервые проведен траекторный анализ аксиально-симметричных ЭП

с использованием скоростного алгоритма Эверхарта и установленная возможность компенсации влияния пространственного заряда путем повышения ускоряющего напряжения, что позволяет сформировать кроссовер пучка за вторым анодом электронной пушки.

3. Впервые проведено сравнение физических процессов формирования аксиально-симметричного ЭП в три и двухэлектродных пушках, в результате анализа токоосаждения установлена определяющая роль вспомогательного анода при формировании интенсивных пучков.

4. Впервые проанализирована топология формирования пучка в межэлектродном пространстве на основе разработанных алгоритмов численного расчета полей и траекторий движения электронов в трехмерных конфигурациях ЕОС и установлено, что определяющее влияние на форму и микроструктуру пучка оказывает поле анодной линзы: сжатие и растяжение пучка к форме ленты происходит именно в анодной щели.

5. Для задач трехмерных моделей ЕОС получила развитие теория расчета фокусирующих физических полей в приближении метода зарядовой плотности, при этом установлено, что такие модели могут быть использованы для расчета как электростатических таких магнитостатических полей, что подтверждено результатами эксперимента.

Практическое значение полученных результатов. В работе развита методика расчета полей, траекторного анализа электронов и определения плотности тока по диаметру ЭП для произвольной конфигурации аксиально-симметричных электронно-оптических систем. Данная методика может быть использована для следующих практических целей: расчета структуры электрического поля и анализа траекторий движения электронов при заданных потенциалах электродов; подбора оптимальных величин потенциалов управляющих электродов из условия получения максимального тока пучка на выходе электронной пушки; выработке практических рекомендаций по подбору оптимальной конфигурации электродов электронно-оптической системы; анализа влияния теплового разброса

электронов на их траектории движения.

Путем экспериментальных исследований и сравнения с численным траекторным анализом показана целесообразность использования метода переходного излучения при диагностике ЭП с характерным размером сечения пучка порядка 0.1 мм и удельной мощностью от единиц Вт/см² до сотен кВт/см², что может быть использовано при поточном контроле характеристик ЭП различного профиля, используемых в генераторах средней мощности миллиметрового диапазона, технологических установках и для физических исследований. Даны практические рекомендации по выбору типов приемника излучения, которые определяются требованиями, предъявляемыми к точности анализа микроструктуры электронного пучка и скорости получения информации.

Личный вклад соискателя. В работах, выполненных в соавторстве, автор принимал участие в постановке задач, теоретических и экспериментальных исследованиях, обсуждении результатов и написании статей. Лично Дрозденко А.А. принадлежат следующие научные результаты:

- в обзоре [25] – автором проведен анализ литературных источников их систематизация, на основании чего построена структурная схема теоретических и экспериментальных методов исследований;
- в работах [111, 113, 117, 118] – автором проведены уточнения моделей, их компьютерная адаптация, а также показана работоспособность применяемых методик и алгоритмов путем проведения численного моделирования;
- в работах [112, 114-116] – лично автором проведен численный анализ статических характеристик аксиально-симметричных ЭП в приборах СВЧ типа ЛОВ и ЛБВ, рассмотрены вопросы их оптимизации;
- в работах [121, 123] проведена адаптация аксиальной модели в трехмерную ленточного ЭП, предложен и реализован метод сеточного подсчета частиц для проведения анализа распределения

плотности тока в поперечном сечении ЭП;

- в работах [69, 92, 94, 129, 130] – автором проведен анализ устройств регистрации излучения и сопряжения с компьютером, даны рекомендации по применению их в зависимости от решаемых задач. Разработан и реализован алгоритм для компьютерной обработки следа свечения ЭП на металлической мишени, проведен сравнительный анализ результатов численного моделирования и эксперимента.

Работы [93, 115, 118, 122] подготовлены и опубликованы автором самостоятельно.

Апробация результатов диссертации. Материалы диссертации докладывались и обсуждались на 13-й, 15-й – 18-й Международных конференциях «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (Севастополь, 2003, 2005 – 2008 гг.); «Харьковской нанотехнологической Ассамблее-2007» (Харьков, 2007 г.); Международных конференциях студентов и молодых ученых по теоретической и экспериментальной физике «ЕВРИКА» (Львов, 2006, 2008 г.); The Six International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter, and SubMillimeter Waves «MSMW 2007» (Харьков, 2007 г.); конференции молодых ученых и аспирантов „ІЕФ-2007” (Ужгород, 2007 г.); научно-технических конференциях сотрудников, преподавателей и студентов СумГУ (Сумы, 2003-2008 гг.).

Публикации. Основные положения и результаты диссертации опубликованы в 22 научных работах, основными из которых являются 7 статей в специализированных журналах, входящих в перечень ВАК Украины, и 11 тезисов докладов в сборниках научных трудов различных республиканских и международных конференций, форумов и симпозиумов.

РАЗДЕЛ 1

ФОРМИРОВАНИЕ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ ПРИБОРОВ О-ТИПА (ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР)

Equation Section 1

В данном разделе кратко изложены основные принципы формирования аксиально-симметричных и ленточных ЭП, которые широко используются в СВЧ приборах О-типа, описаны характеристики ЭП, определяющие выходные параметры таких приборов и определены особенности конструкций и режимов работы электронных пушек при использовании их в приборах миллиметрового диапазона волн. Некоторые результаты данного раздела обобщены и приведены в обзоре [25].

1.1. Общие вопросы формирования электронных пучков

Электронные пучки являются основой при построении широкого класса ЭВП. В электронно-лучевых трубках, генераторах и усилителях СВЧ, в ускорителях заряженных частиц, в технологических установках по обработке материалов, а также в других областях науки и техники используются ЭП с разнообразными электрическими и геометрическими характеристиками, которые зависят от точности расчета и выбора конструкции электронной пушки.

В зависимости от назначения и класса прибора или устройства определяются функции ЭП в них: при создании усилителей и генераторов СВЧ ЭП преобразует энергию внешних источников питания в энергию высокочастотных колебаний; в электронно-лучевых приборах пучок используется для преобразования электрических сигналов в оптическое изображение (и наоборот); в установках для плавки и сварки металлов в вакууме – для преобразования электрической энергии в тепловую [1-4, 44].

В генераторах и усилителях СВЧ требуются интенсивные протяженные пучки электронов, имеющие по всей длине резко очерченную поверхность и необходимую геометрическую форму: ленточную, цилиндрическую, коническую, трубчатую с ламинарным, по возможности, движением электронов. Величина тока в таких пучках (например, в мощных клистронах и ЛБВ) достигает нескольких десятков ампер, а плотность тока доходит до сотен ампер на квадратный сантиметр. В зависимости от назначения СВЧ прибора – требования к пучкам могут быть самыми разнообразными, и их приходится учитывать при создании (формировании, транспортировке и фокусировке) электронных потоков.

При рассмотрении вопросов создания ЭП, наиболее распространенными являются термины формирование и фокусировка электронного потока.

Формирование электронного потока происходит в специальных эмиссионных устройствах – электронных пушках, простейшая конфигурация электродов которой, в качестве примера, представлена на рис. 1.1 [45, 46].

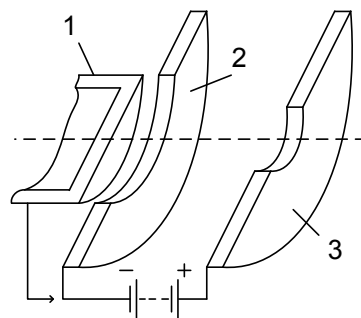


Рис. 1.1. Упрощенная схема электронной пушки с аксиально-симметричной конфигурацией фокусирующих электродов

Электронная пушка состоит из катода 1, эмитирующего электроны, фокусирующего (или управляющего) электрода 2 и анода 3. Катод и фокусирующий электрод в пушках обычно эквипотенциальны, но, иногда, фокусирующий электрод может иметь небольшой отрицательный, относительно катода, потенциал. В этом случае фокусирующий, или управляющий, электрод в электронной пушке служит для регулировки,

управления током и углом сходимости пучка. Изменяя величину отрицательного потенциала, можно регулировать в некоторых пределах величину тока пучка.

Кроме изложенных выше принципов формирования ЭП при проектировании приборов миллиметрового диапазона длин волн следует учитывать и другие факторы, обусловленные значительным уменьшением поперечного сечения области взаимодействия пучка с электромагнитным полем [18]. Поэтому для получения высоких значений выходных параметров в МСМ диапазоне необходимо увеличить концентрацию энергии в ЭП. Так, например, в ЛОВ и ГДИ миллиметрового диапазона длин волн толщина ленточного ЭП должна быть порядка $z = 0,1 - 1,0$ мм при рабочем токе $I_p = 0,1 - 0,5$ А. В субмиллиметровом диапазоне длин волн толщину ЭП следует уменьшать $z \approx 0,05$ мм, так как оптимальная толщина, обеспечивающая минимальное значение произведения пускового тока на пусковую плотность тока, определяется выражением $z = 0,19\beta_e\lambda$ [19, 21], где β_e – относительная скорость ЭП, λ – длина волны излучения. Однако при создании ЭОС с тонкими электронными пучками наталкиваются на ряд трудностей – при уменьшении толщины потока в металлопористых катодах снижается предельное значение плотности тока. Перспективным для повышения плотности тока является, например, использование матричных катодов [47].

Кроме того, в ГДИ и ЛОВ с укорочением длины волны пусковая плотность тока возрастает пропорционально частоте генерации и должна составлять $j_{II} = 1 - 10$ А/см². Для эффективной работы генератора рабочая плотность тока должна быть в несколько раз выше пусковой. При обеспечении этого условия часто идут на уменьшение расстояния между катодом и анодом d_{K-A} , значение которого, например, уменьшается до $d_{K-A} < 1$ мм в диапазоне ускоряющего напряжения $U \approx 2 - 4.5$ кВ. Однако при уменьшении d_{K-A} из-за эффекта анодной линзы сильно возрастают

поперечные составляющие скоростей электронов и для снижения радиусов пульсаций электронов следует повышать индукцию сопровождающего магнитного поля, достигающего в реальных приборах значений $B \approx 0,3 - 0,6$ Тл, что в свою очередь требует увеличения мощности и массы магнитной фокусирующей системы (МФС). Если рост энерго-габаритных показателей допустим при создании лабораторных исследовательских установок, то при промышленном производстве СВЧ-приборов необходимо искать решение проблемы создания компактных и эффективных МФС на базе постоянных магнитов из редкоземельных металлов, например, самарий-кобальт, неодим-железо-бор и др.

1.2. Основные характеристики электронных пучков

Пучок электронов, в зависимости от его применения, должен иметь определенные характеристики, которые задаются как источником электронов, так и конструкцией пушки. Рассмотрим основные из них: величина и плотность тока пучка, компрессия, первеанс, эмиттанс, яркость и интенсивность ЭП.

Величина **тока** в ЭП мощных клистронов и ЛБВ достигает нескольких десятков ампер, а плотность тока доходит до сотен ампер на квадратный сантиметр. В электронных приборах, создающих электронно-оптические изображения, для получения высокой четкости изображения и большей разрешающей способности требуется в первую очередь резко очерченное поперечное сечение пучка в фокусе на плоскости, перпендикулярной к оси пучка. Для этого необходимо, чтобы разброс скоростей электронов и углы, образованные электронными траекториями с оптической осью системы были наименьшими. В устройствах для сварки металлов, наряду с резко очерченным малым пятном в фокальной плоскости, требуется значительная мощность ЭП (порядка десятков, даже сотен киловатт). Поэтому в

зависимости от типа и мощности пучка вводится ряд понятий, соответствующих его характеристикам.

Как правило, *плотность тока* характеризует эмиссионную способность катода, т.е. отношение максимального эмиссионного тока катода к его площади при заданной температуре работы. Большой интерес представляют также характеристики распределения плотности тока в сечениях ЭП. Так, например, имея подобную информацию в заданных сечениях пучка можно проследить изменение внутренней микроструктуры при взаимодействии ЭП с физическими полями: изменение геометрической формы и размеров пучка, относительную резкость границы. Эта информация является ключевой при исследовании новых систем формирования потоков частиц и поисков оптимальных режимов работы существующих.

Электронная пушка должна обладать определенной *компрессией пучка*: отношением диаметра эмитирующей поверхности катода к диаметру электронного пучка в кроссовере или отношением площади эмитирующей поверхности к площади поперечного сечения пучка. Величина компрессии зависит, в основном, от угла сходимости пучка в прикатодной области. Чтобы уменьшить токовую нагрузку на катод, желательно выбирать большую величину компрессии, а значит, и большую величину угла сходимости. Однако при увеличении компрессии трудно согласовать электронную пушку со входной частью фокусирующей системы прибора, при этом также затрудняется фокусировка пучка и ухудшается токопрохождение в пролетном канале.

При получении ЭП высокой мощности используют большие токи, что приводит к резкому увеличению собственного пространственного заряда ЭП, который в свою очередь начинает заметно влиять на движение электронов. Пучки, при расчете которых нельзя пренебречь силами кулоновского расталкивания называются интенсивными. Понятие интенсивных ЭП чисто условное, хотя и очень удобное на практике. Величина пространственного заряда характеризуется отношением тока пучка I к ускоряющему

напряжению $U^{3/2}$ и называется *первеансом* пучка:

$$P = \frac{I}{U^{3/2}} \left[\frac{A}{B^{3/2}} \right]. \quad (1.1)$$

Величина первеанса зависит только от формы электродов и отношения напряжений на них и не зависит от абсолютных значений геометрических размеров и напряжений на электродах пушки. Поэтому первеанс является наиболее удобным параметром для сравнения различных типов пушек.

Так, например, в установках электронной сварки, значение первеанса лежит в пределах $0,01 - 2,0$ мкА/В^{3/2}, в устройствах электронной плавки первеанс ЭП лежит в диапазоне $1 - 10$ мкА/В^{3/2}, в приборах СВЧ первеанс может достигать 20 мкА/В^{3/2}, а в электронно-лучевых приборах он составляет лишь $10^{-4} - 10^{-5}$ мкА/В^{3/2}.

В большинстве случаев стремятся получить пушки с большим первеансом, т. е. в режимах больших токов и меньших ускоряющих напряжениях. Однако при достижении больших значений первеанса пучок становится неустойчивым, токопрохождение нарушается. От величины первеанса зависит также пространственное распределение потенциалов и скоростей электронов в пучке.

Для пушек, формирующих ленточные и трубчатые пучки, следует пользоваться первеансом, отнесенным к площади квадрата, сторона которого равна толщине ленточного или трубчатого пучка.

Кроме первеанса, используют понятие *фазового эллипса*, которое служит для описания качества формируемого пучка, степени упорядоченности его структуры и распределения поперечных скоростей. Фазовый эллипс представляет собой множество точек в поперечном фазовом пространстве r и r' , где r – радиальная координата пучка, $r' = dr/dz$ – наклон каждой из совокупности траекторий, образующих ЭП, движущийся вдоль оси z . Площадь фазового эллипса, деленная на число π , называется

эмиттансом пучка.

Для количественного описания качества неламинарных ЭП используется понятие *среднеквадратичного эмиттанса*, который в электронно-оптических системах с термокатодом рассчитывается по упрощенной формуле [48]:

$$\bar{\varepsilon} = \sqrt{2} r_k \sqrt{\frac{eU}{kT_k}}, \quad (1.2)$$

где r_k – радиус катода, e – заряд электрона, k – постоянная Больцмана, T_k – температура катода.

Достаточно часто используется понятие характеристики сходимости формируемого пучка – *яркость* (микрояркость) – это плотность тока в единице телесного угла, в котором распространяется пучок:

$$B = \frac{dI}{dS \cdot d\Omega}, \quad (1.3)$$

где dI – ток выделенного в ЭП элементарного участка, dS – площадь его поперечного сечения, $d\Omega$ – телесный угол распространения пучка.

В большинстве случаев яркость изменяется по сечению пучка и ее расчет практически затруднен, поэтому часто используются приближенные выражения, базирующиеся на определении яркости через плотность тока на оси ЭП. Например, для расчета яркости пучка в системах с термокатодом используют следующее выражение:

$$B_0 = \frac{J}{\pi} \frac{|e|U_a}{kT_k}, \quad (1.4)$$

где J – плотность тока на оси пучка.

Наибольшие требования к яркости ЭП предъявляют при микроанализе в электронной микроскопии, и лазерах на свободных электронах, где используются очень тонкие пучки [49]. Наибольшие яркости ЭП получают, используя вольфрамовые автоэмиссионные источники [50].

Интенсивность ЭП следует отличать от яркости. Интенсивность – это число испускаемых электронов за единицу времени, отнесенное к единице площади излучающей поверхности, т.е. плотность эмитируемого тока.

Анализ литературы показывает, что наиболее используемыми характеристиками ЭП в СВЧ-приборах являются плотность тока, как мера удельной мощности пучка, и первеанс, как степень его интенсивности.

1.3. Основные виды электронно-оптических систем СВЧ приборов О-типа

В соответствии с принятой классификацией [51] к СВЧ приборам О-типа относятся электронно-лучевые приборы с линейным ЭП, в которых происходит преобразование кинетической энергии электронов в энергию электромагнитного СВЧ поля при торможении их этим полем. Основной отличительной особенностью электронных приборов этого типа является протяженный линейный (или ламинарный) поток электронов, который формируется в коллинеарных электрических и магнитных полях. Требуемое качество формирования ЭП в основном определяется параметрами электронной пушки и МФС.

Исторически первой была разработана пушка Пирса для формирования прямолинейных ламинарных электронных пучков простой конфигурации: ленточного, цилиндрического и конического [52] (рис. 1.2). Благодаря простой конструкции электродов (вогнутого эквипотенциального термокатода 1, широко раскрытого прикатодного электрода 2 и анода 3 с центральным отверстием). Пушки Пирса получили широкое распространение,

так как фокусируют пучки с высоким первеансом и поддаются достаточно точному и простому расчету.

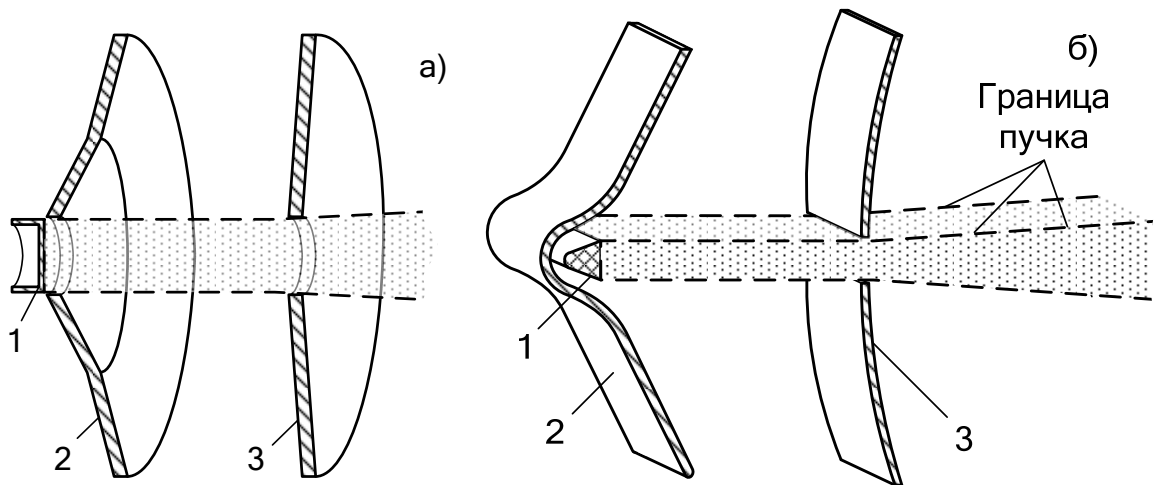


Рис. 1.2. Пушки Пирса, формирующие аксиально-симметричные (а) и ленточные (б) ЭП

Следует отметить, что в диодных пушках Пирса, которые обычно работают в режиме ограничения тока пространственным зарядом, значение первеанса, как следует из закона «степени $3/2$ » для диода, не зависит от анодного напряжения, а определяется только геометрическими размерами пушки.

Характерной особенностью пушек Пирса является относительно небольшое расстояние катод-анод и использование прикатодных электродов закрытых конструкций. Благодаря этому электрические поля пушек более эффективно компенсируют поперечные расфокусирующие силы пространственного заряда, возрастающие по мере повышения первеанса. Но, с другой стороны, при близком расположении электродов отсутствует необходимый тепловой зазор между катодом и фокусирующим электродом. Другим существенным недостатком является сложный профиль электродов, создаваемый совокупностью кривых высших порядков.

Тем не менее, ЭОС на базе пушки Пирса получили широкое распространение с применением различных типов катодов:

термоэмиссионного, фотоэмиссионного и автоэмиссионного [53-58].

Немецкий физик Э. Мюллер, основываясь на стремлении приблизить по форме и расположению эквипотенциальные кривые электрического поля в сферическом диоде к эквипотенциальным кривым сферического конденсатора, предложил свой вид электронной пушки [59]. Однако такая пушка не нашла широкого практического применения из-за сложности своей конструкции, низкой электрической и тепловой прочности, большой неоднородности радиального распределения плотности тока пучка.

Широкое распространение получили конструкции электронных пушек, разработанные Трениной С.Н., которая брала за основу пушку сферического типа, состоящую из катода 1, фокусирующего электрода 2 и анода 3 (рис.1.3).

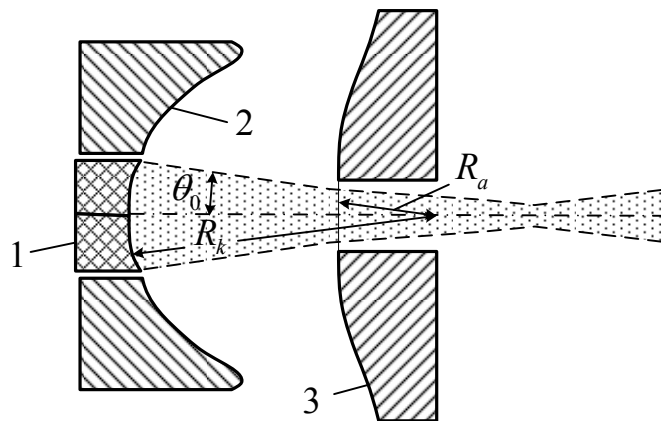


Рис. 1.3. Сферическая пушка Трениной

Пушка Трениной предназначалась для формирования клиновидных и конусообразных сходящихся потоков электронов (сплошных и полых) с различными углами схождения θ_0 . С помощью пушек Трениной можно обеспечить токопрохождение через анодное отверстие порядка 98 – 100 % при нулевом потенциале фокусирующего электрода. При этом распределение плотности тока по сечению пучка для больших значений θ_0 и P примерно такое же, как в пушках Пирса и Мюллера.

Широкое распространение нашли также электронные пушки,

содержащие управляющие электроды различных конфигураций, через которые осуществляется низковольтная модуляция тока ЭП в клистронах и ЛВБ. На рис. 1.4 приведены общие схемы таких ЭОС, простейшей из которых является пушка Пирса (рис. 1.4.а), у которой прикатодный электрод изолирован и используется для управления током. Однако управление пучком при помощи напряжения запирания на прикатодном электроде – малоэффективно, особенно для пучков с большим первеансом [60, 61].

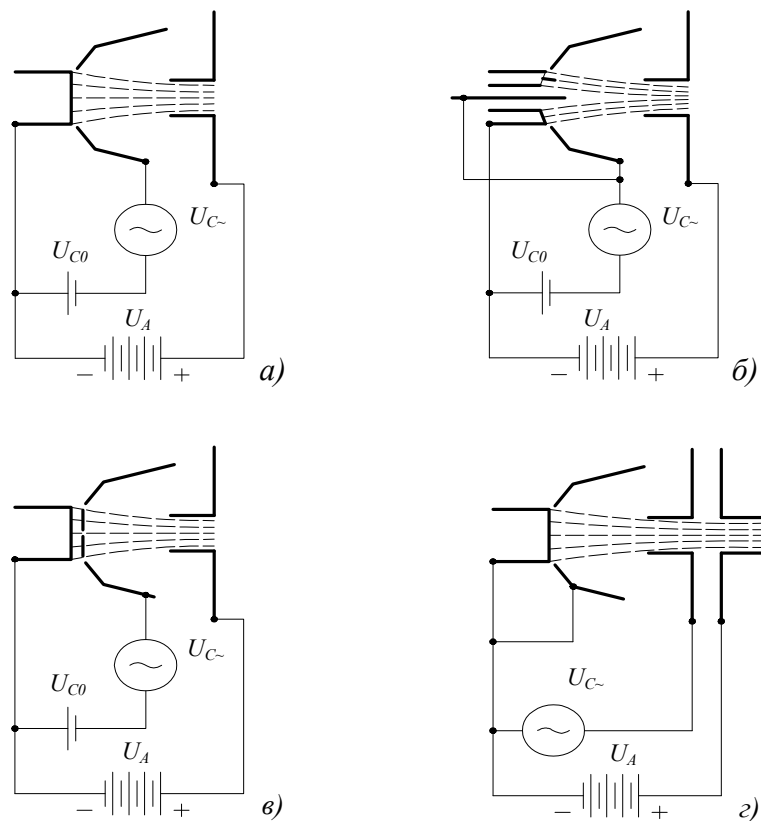


Рис. 1.4. Схемы электронных пушек с управляющими электродами

Повышение эффективности управления ЭП достигается в пушках со специальными управляющими электродами: металлическим штырем, пропущенным через центральное отверстие в катоде и соединенным с фокусирующим электродом (рис. 1.4.б); управляющими сетками (рис. 1.4.в) различных модификаций [62-64] и первичным анодом либо – толстой диафрагмой (рис. 1.4.г).

В целом, применение управляющих электродов позволяет формировать

ЭП с более высоким выходным первеансом, чем в диодных пушках.

Необходимо отметить, что обычно при формировании ленточных пучков толщиной порядка 0,1 мм реальная толщина электродов, а также размеры межэлектродных тепловых зазоров, становятся сравнимыми или даже превышают поперечные размеры формируемого потока. В таком случае имеет место значительное нарушение однородности электрического поля в зоне эмиссии электронов, что существенным образом сказывается на структуре формируемого ЭП: происходит рост поперечных компонент скоростей электронов, что приводит к большим амплитудам пульсаций пучка и нарушению однородности распределения плотности тока в его поперечном сечении [65]. При создании ленточных ЭП с помощью традиционных ЭОС его движение в пролетном пространстве прибора характеризуется периодическими пульсациями потока по толщине. Для пучков с исходной толщиной менее 0,2 мм пульсациями охвачены практически все слои пучка [66]. Вследствие пульсаций участки ЭП, имеющие наибольшую плотность тока при его движении в рабочем пространстве прибора, удалены от поверхности замедляющей структуры на расстояние, примерно сравнимое с амплитудой пульсации. В связи с этим при обеспечении условий, необходимых для возбуждения СВЧ приборов с плоско параллельными системами, имеют место значительные (иногда свыше 50%) потери электронов, вызванные их оседанием на замедляющую структуру.

Отмеченные выше обстоятельства показывают, что решение задачи совершенствования приборов миллиметрового диапазона длин волн требует поиска новых подходов к формированию тонких электронных потоков высокой удельной мощности.

Использование неоднородного электрического поля для формирования ЭП в диодных электронных пушках с магнитным ограничением потока было предложено в ИРЭ НАН Украины и реализовано в оригинальной ЭОС типа инжекторной магнетронной пушки [67]. Предложенный принцип состоит в использовании существенно неоднородного электрического поля для отбора

тока эмиссии с катода и дальнейшего формирования электронного потока в промежутке катод-анод при расположении всей ЭОС в магнитном поле, близком к однородному. Использование L-катода «щелевого» типа, схематически представленного на рис. 1.5, позволяет формировать ЭП с высокой плотностью тока при толщине в десятые и сотые доли миллиметра.

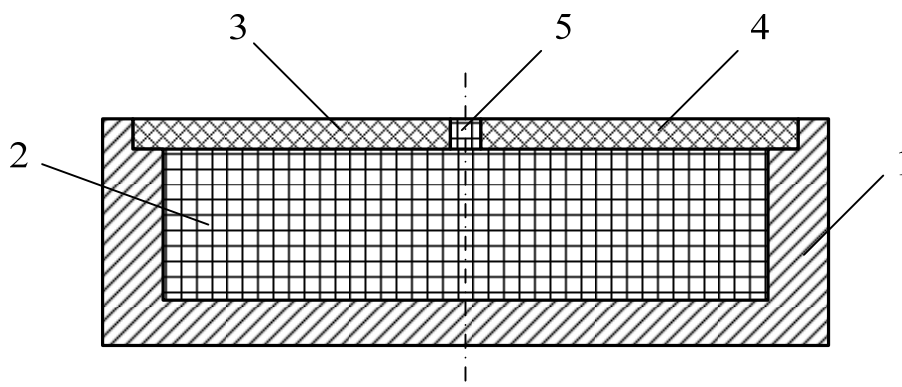


Рис. 1.5. Схематическое представление «щелевого» L-катода

Катод состоит из цилиндрической емкости (чашечки) – 1, заполняемой запасом вещества – 2, обеспечивающего снижение работы выхода рабочей поверхности катода. Данная емкость герметично закрыта сверху двумя электродами, выполненными в виде полуцилиндров – 3 и 4 (соотношение диаметра к высоте цилиндра лежит в интервале $5 \div 10$). Полуцилиндры изготовлены из двух разнородных материалов, один из которых имеет мелкозернистую рекристаллизованную, а второй – пористую структуру. При механическом сжатии полуцилиндров, производимом по их периметру, на участке соединения двух разнородных по составу материалов образуется особая щелевая структура. В данном случае «щель» 5 состоит из ряда сложных по строению каналов, образующихся по линии совмещения поверхностей боковых граней полуцилиндров. Глубина каналов в продольном для совмещаемых поверхностей направлении, а также их размеры в поперечном сечении определяются степенью шероховатости граней полуцилиндров полученных при разрезке исходных цилиндров.

Шероховатости поверхностей боковых граней полуцилиндров зависят от технологии их изготовления и структуры используемых материалов.

Апробация электронных пушек с L-катодами постоянной активации, имеющих поперечный размер менее 0,05 мм при плотности эмиссии 10 A/cm^2 , используемых в ГДИ диапазона 65-80 ГГц показала высокую их эффективность [68].

1.4. Выводы

1. Рассмотрены основные подходы к формированию аксиально-симметричных и ленточных ЭП, их основные характеристики, определяющие параметры электронных СВЧ приборов. Показано, что наиболее широко используются плотность тока и первеанс ЭП.

2. Определены особенности конструкций и режимов работы электронных пушек при использовании их в приборах миллиметрового диапазона волн. Основные конструкции ЭОС базируются на системах Пирса с использованием модификаций и дополнений геометрии для конкретных случаев изменения свойств систем.

3. Показано, что выбор типа ЭОС и параметров ЭП зависит от типа и конструкции электровакуумного СВЧ прибора.

РАЗДЕЛ 2

МЕТОДЫ И ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЙ

Equation Section 2

В данном разделе изложены основные подходы, на основании которых в работе решаются задачи численного моделирования электростатических и магнитных полей, а также движения заряженных частиц в них. Проанализированы экспериментальные и теоретические методы исследования параметров ЭП, разработана схема классификации основных направлений по исследованию характеристик ЭП и определены задачи, решаемые в работе. Основные результаты данного раздела опубликованы в работах [25, 69].

2.1. Экспериментальные методы измерения параметров пучков заряженных частиц

В настоящее время по классическим экспериментальным методам исследования конфигурации и микроструктуры электронных пучков наиболее полным является обзор [24], который базируется на работах [70, 71]. За время, прошедшее после опубликования обзора, появились новые разработки, которые привели не только к значительному техническому совершенствованию, но и к принципиально новым решениям задач исследования ЭП [31-33, 72-78].

По общему подходу к измерению параметров пучков все методы исследований можно разделить на две группы: прямые и косвенные. Первая группа методов основана на измерении характеристик непосредственно самих электронных пучков: тока, плотности тока, энергии, распределения по скоростям и т. д. Косвенные методы основаны на регистрации и анализе электрических и магнитных полей ЭП, либо различных эффектов, происходящих при взаимодействии электронов со средой или объектами, размещенными на пути движения ЭП.

Прямые методы по своей сути являются коллекторными, поскольку

основаны на поглощении электронного пучка (полностью или частично) коллектором измерительного устройства, установленным на пути движения ЭП. Данные методы подразделяются на методы не требующие пространственного разложения ЭП, и методы с разложением пучка на отдельные элементы [43, 24]. Наиболее широкое применение в технике анализа ЭП нашли следующие прямые методы: зондовые методы, метод подвижного коллектора с малым отверстием и щелевого экрана [24, 25, 70].

Косвенные методы могут быть как контактными, так и неконтактными. Контактные методы связаны с эффектами, возникающими при взаимодействии ЭП с веществом: излучательные методы – свечение газов, оптическое излучение возбуждаемого полупроводника, теплового излучения металлической пластинки; и неизлучательные методы, основанные на измерениях электрических и механических свойств мишени (метод стимулированной проводимости полупроводника и ударных акустических волн в мишени). Косвенные неконтактные методы можно разделить на радиационные (эффект Вавилова-Черенкова, синхронного, тормозного и переходного излучений) и полевые (резонаторные методы, методы зондирующего пучка). Наиболее широкое распространение из данных методов в диагностике ЭП нашли следующие: регистрации и анализа тормозного и переходного излучений, зондирующего пучка.

Остановимся подробно на наиболее распространенных прямых и косвенных методах экспериментального исследования параметров ЭП в СВЧ приборах О-типа.

Зондовые методы. Проволочные зонды различной конструкции нашли широкое применение при исследовании распределения плотности тока и контура ЭП [24, 79, 80].

К недостаткам этого метода следует отнести сложность в обработке информации о плотности тока, а также невозможность измерения структуры пучка в пролетном канале СВЧ прибора.

Метод подвижного коллектора с малым отверстием. Сущность метода подвижного коллектора с малым отверстием заключается в последовательном разложении (с помощью движущегося отверстия) поперечного сечения электронного пучка на малые элементы и измерениях

токов этих элементов. Найденная таким образом зависимость тока, прошедшего через отверстие, от местоположения этого отверстия (координат его центра) будет с некоторой погрешностью определять собой функцию распределения плотности тока вдоль линии перемещения отверстия. Таким способом могут быть найдены распределения плотности тока в различных сечениях электронного пучка, размеры этих сечений, изменение этих размеров по длине пучка, определяющих его конфигурацию, эмиттанс и т. д.

Однако при определении абсолютной величины плотности тока имеют место значительные погрешности [81, 82], связанные с конечными размерами отверстия диафрагмы (апертурная ошибка), погрешностями измерительной аппаратуры, а также с искажениями, вносимыми в реальный пучок диафрагмой. При измерении параметров пучка малого диаметра (0,5-1 мм) с максимальной плотностью в центре диафрагмы с отверстием диаметром 0,1 мм ошибка может превышать 15%.

Метод наведенного заряда. Суть метода наведенного заряда заключается в изучении распределения плотности пространственного заряда в электронном потоке [83, 84], что позволяет измерять интегральную плотность пространственного заряда, обусловленную как положительно, так и отрицательно заряженными частицами пучка.

Метод регистрации оптического излучения остаточных газов. Ионизационное свечение газа широко используется для контроля тока, размеров, профиля и эмиттанса электронных и протонных пучков мощных источников излучения [71, 85].

При измерении параметров пучков частиц по ионизационному свечению газа особое внимание уделяется геометрии эксперимента. Необходимо принимать специальные меры для устранения светового фона катода инжектора, экранировать свечение, вызываемое при ударах частиц о поверхности объема, из которого выводится излучение, а также уменьшать количество обратно рассеянных электронов. С этой целью световое излучение коллимируют диафрагмами. Погрешность измерения тока пучка данным методом зависит от применяемой приемной, усиливающей и регистрирующей аппаратуры и составляет 5-10 %.

Переходное излучение в диагностике электронных пучков. Опыт

экспериментальных исследований ЭП с поперечными размерами порядка 0,1 мм и удельными мощностями в десятки и сотни кВт/см² показал, что в МСМ диапазоне становится проблематичным использование диафрагмы с малым входным отверстием. Данный факт стимулировал развитие метода, основанного на использовании явления переходного излучения оптического диапазона, возникающего при падении электронов на металлическую мишень.

Остановимся на основных свойствах переходного излучения при наличии границы вакуум-металл, которое используется при диагностике ЭП.

Если электрон, двигаясь со скоростью $V \ll c$ (где V – скорость электрона, c – скорость света), падает на границу вакуум-металл с высокой проводимостью, то спектральная плотность излучения в вакууме W в направлении φ к нормали телесного угла Ω , исходя из общего соотношения [26], может быть представлена в следующем виде:

$$\frac{dW}{d\Omega} = \frac{Q^2 v_z^2}{4\pi^2 c^2} \sin^2 \varphi, \quad (2.1)$$

где v_z – нормальная к поверхности составляющая скорости электрона.

Упрощенная схема образования переходного излучения на границе вакуум-металл приведена на рис. 2.1

В этом случае оценить интенсивность переходного излучения можно по числу фотонов N , излучаемых в единице телесного угла Ω в интервале частот $\Delta\omega$:

$$\frac{dN}{d\Omega} \Delta\omega = \frac{\alpha}{\pi^2} \beta^2 \sin^2 \varphi \frac{\Delta\omega}{\omega}, \quad (2.2)$$

где $\alpha = \frac{1}{137}$ – константа тонкой структуры;

$\beta = \frac{v_z}{c}$ – относительная скорость электронов.

Выражение (2.2) определяет количество фотонов, излучаемых одной

частицей. Для пучка электронов результат (2.2) надо умножить на $6 \cdot 10^{18} I$, где I – ток пучка в амперах.

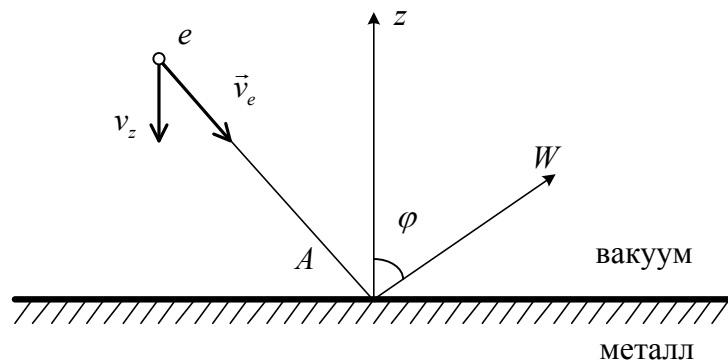


Рис. 2.1. Схема образования переходного излучения на границе вакуум-металл

В ходе экспериментальных исследований переходного излучения [86] определены следующие его свойства:

- прямая пропорциональность интенсивности излучения величине энергии бомбардирующих электронов в диапазоне энергий от 30 эВ до 100 кэВ, полученные значения интенсивности хорошо согласуются с расчетными, основанными на линейном пересчете энергии от 80 эВ до 100 кэВ;
- однородность по структуре на всей поверхности металла, подвергающегося бомбардировке электронами;
- спектр излучения непрерывен в наблюдаемой области длин волн от 400 нм до 600 нм;
- источники излучения локализованы на поверхности металла в области падения на него электронов;
- интенсивность излучения не зависит от давления остаточных газов в рабочем интервале давления установок;
- распределение интенсивности излучения определяется распределением плотности тока в поперечном сечении падающего на мишень пучка;
- при фиксированном ускоряющем напряжении зависимость

интенсивности переходного излучения от плотности тока ЭП имеет линейный характер.

Общий анализ свойств переходного излучения [26] показал, что оно полностью поляризовано. Электрический вектор колебаний, в случае оптически изотропной среды, лежит в плоскости, определяемой нормалью к поверхности раздела двух сред и направлением луча излучения. Этим свойством пользуются для селекции его от других видов излучения. В случае бомбардировки электронами металлической поверхности заметный вклад в излучение может вносить оптическая область частот тормозного излучения и люминесценция, возникающая в поверхностной пленке на металле. Яркость люминесценции уменьшается с увеличением энергии электронов, так как ионизационные потери энергии частицы в поверхностном слое убывают при увеличении ее скорости.

Описанные свойства переходного излучения указывают на возможность его использования для измерения параметров ЭП и послужили основой при реализации диагностики ленточных пучков фотометодом [31], который получил дальнейшее развитие при исследовании статических характеристик аксиально-симметричных ЭП [32, 35, 36]. Как показал анализ свойств излучения, фотометод обладает рядом преимуществ по сравнению с традиционными методами диагностики, основанными на применении зондовых методов или диафрагмы с малым отверстием [24]. Кроме того, возможности получения требуемой информации об исследуемом ЭП во многом определяются спецификой изучаемого прибора. Такой особенностью, например, в ГДИ является движение пучка в области открытого резонатора. Это обстоятельство обуславливает невозможность расположения устройств, анализирующих ЭП, в пролетном пространстве генератора, и является причиной того, что диагностика ЭП в данном генераторе может быть реализована только на выходе пучка из области взаимодействия с высокочастотным полем. Вместе с тем, наличие свободного пространства над областью взаимодействия электронного пучка с электромагнитным полем замедляющей системы может быть использовано для применения фотометода диагностики ЭП по переходному излучению в процессе его

фокусировки магнитным полем.

Описанные свойства переходного излучения легли в основу метода определения геометрических размеров, характера распределения и величины плотности тока в поперечном сечении ЭП [31-33, 87, 75, 87-90]. Дальнейшее развитие данный метод получил в работах [34, 91-94].

2.2. Теоретические методы расчета параметров пучков заряженных частиц

Получение сведений о параметрах ЭП теоретическими методами основано на анализе траекторий движения электронов и их энергий, компонент скоростей, пространственных координат и других параметров, связанных непосредственно с частицами. Вычисление траекторий частиц в однородных полях не составляет трудностей, однако в реальных полях моделирование траекторий значительно усложняется. Прежде чем изучать движения частиц в полях сложной конфигурации, необходимо определить распределения полей в пространстве для заданной геометрии электродов. Традиционно теоретические методы определения распределения полей и траекторий движения электронов можно разделить на аналитические и численные [39-41, 95-98].

Аналитические методы. Идеальным является случай, когда удастся получить точное выражение для описания потенциалов или напряженностей полей. Однако это возможно только для элементарно простых электронно-оптических систем. В реальных же ситуациях при рассмотрении произвольного скалярного электростатического или магнитного потенциала $u(\vec{r})$, как функции пространственных координат, зачастую удобно представлять его в виде ряда Фурье [42, 99, 100]. В случае аксиальной симметрии относительно оси z потенциал будет определяться выражением:

$$u(r, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n u^{(2n)}(z)}{(n!)^2} \left(\frac{r}{2}\right)^{2n}, \quad (2.3)$$

где r и z – радиальная и продольная координаты цилиндрической системы координат.

С помощью ряда (2.3) можно определить поле во всем пространстве аксиально-симметричной системы электродов, если известны компоненты $u^{(2n)}(z)$ на оси системы.

В случае декартовой системы координат произвольное распределение потенциала принимает следующий вид [42]:

$$u(x, y, z) = u_0(z) + u_1(z)x + w_1(z)y + \left(u_2(z) - u_0''(z)/4\right)x^2 - \left(u_2(z) + u_0''(z)/4\right)y^2 + 2w_2(z)xy + \dots, \quad (2.4)$$

где $u_0(z)$ – значение потенциала на оси z , $u_m^{(2n)}(z)$ и $w_m^{(2n)}(z)$ – квадрупольные и мультипольные компоненты;

$m = 1 \dots \infty$ – номер компоненты, определяемый рядом Фурье [99].

После определения электрических и магнитных полей проводится вычисление траекторий движения различными аналитическими методами решения частных случаев.

Однако не всегда возможно выразить распределения полей в реально используемых системах, поэтому, в большинстве случаев, в связи с развитием вычислительной техники, оптимальным является использование численных методов для определения траекторий движения электронов.

Численные методы. Поскольку аналитический подход удобно использовать только в некоторых простых случаях, то в общем случае предпочтительнее являются численные расчеты. Кратко рассмотрим наиболее распространенные из численных методов расчета электростатических полей и траекторий движения электронов: метод конечных разностей, метод конечных элементов, метод зарядовой плотности (интегральный метод или метод интегральных уравнений).

Определение потенциала *методом конечных разностей* основывается на дискретизации уравнения Лапласа. В результате непрерывное

дифференциальное уравнение заменяется системой алгебраических уравнений, которую достаточно легко решить.

Для начала вычисления необходимо покрыть всю область дискретной сеткой (расчетной решеткой). Способ дискретизации системы однозначно не определен, поскольку можно свободно выбирать сетку по типу решаемой задачи, а конечная ширина ячейки может быть переменной. Очевидно, что от выбора формы и размера ячейки зависит точность вычислений. Вычислительная сетка может быть сформирована не только из квадратных или прямоугольных ячеек, а даже из треугольников либо любых других правильных или неправильных геометрических фигур. Построив вычислительную сетку и записав уравнения для всех узлов, можно приступать к численному решению системы линейных алгебраических уравнений прямыми, либо итерационными методами.

Более подробно метод конечных разностей освещен в литературе [43, 101].

Метод конечных элементов основывается на замене уравнения Лапласа набором линейных алгебраических уравнений, связывающих друг с другом значения потенциала в узлах расчетной сетки. Эта связь может быть установлена и другим способом. В методе конечных элементов используется расчетная сетка, состоящая из треугольных элементов переменных размеров, покрывающих всю область, для которой необходимо найти решение уравнения в частных производных. Затем аппроксимируемая вариация потенциала Δu на каждом таком элементе связывается с положением угловых узлов, и строится функционал (интегральная величина, определенная на множестве функций), минимизация которого по значениям потенциала в узлах треугольников эквивалентна решению уравнения в частных производных [101, 102]. Эти два подхода математически эквивалентны, поэтому любая задача, сформулированная в виде уравнения в частных производных, может быть переформулирована в виде вариационной задачи. Конечно-разностная процедура аппроксимирует решение задачи в форме уравнения в частных производных, в то время как метод конечных элементов решает ту же задачу на основе вариационного подхода.

Несомненным преимуществом метода конечных элементов перед методом конечных разностей является простота постановки граничных условий и рассмотрения сложных электродных или полюсных конфигураций, обусловленная возможностью произвольно изменять как форму элементов, так и их плотность, подгоняя их края к границам и увеличивая точность на критических участках.

Очевидным недостатком метода конечных элементов является его относительно низкая точность (особенно в критической области, прилегающей к оси), обусловленная предположением о линейной зависимости потенциала от узловых значений.

Выбор между двумя методами должен зависеть от конкретной задачи. Очевидно, метод конечных элементов больше подходит для нелинейных магнитных задач, в то время как методу конечных разностей следует отдавать предпочтение при вычислении электростатических полей. Однако оба метода эффективны только для закрытых систем. Если фокусирующий или отклоняющий элемент не окружен экраном, в вычислениях появляются большие ошибки.

В оригинальном варианте *метод зарядовой плотности (интегральный метод)* основывался на том простом факте, что статическое поле выталкивается из любой области, занятой проводником. Заряды распределяются по поверхностям всех проводников таким образом, что все они становятся эквипотенциальными. Если потенциалы проводников (электродов) создаются извне, то это эквивалентно созданию определенных распределений заряда на электродах. Можно считать, что эти заряды являются источниками электростатического распределения потенциала в пространстве, окружающем электроды, в том числе и потенциалов самих электродов. Если заменить потенциалы электродов этими поверхностными распределениями заряда на электродах, то не сложно рассчитать потенциал в любой точке на основе принципа суперпозиции полей, не прибегая к использованию сложных расчетных сеток, как в методах конечных разностей или конечных элементов. Метод зарядовой плотности позволяет точно вычислить распределение потенциала на оси и не требует замкнутых границ

в отличии от рассмотренных ранее методов, а также применим для вычисления и магнитных полей при условии возможности использования скалярного магнитного потенциала.

Более подробная информация и усовершенствования метода зарядовой плотности (интегральных уравнений), направленные на уменьшение ошибок округления, изложены в литературе [42, 103–105].

После численного расчета электрических и магнитных полей становится возможным траекторный анализ движения.

Траектории частиц в общем случае полностью определяются системой дифференциальных уравнений второго порядка типа

$$\frac{d^2 y}{dz^2} = f(z, y, y'), \quad (2.5)$$

где y' – дифференцирование по независимой переменной z ;

f – произвольная функция трех переменных, определяемая конкретным видом дифференциального уравнения и зависит от распределений потенциала и магнитной индукции фокусирующих полей.

Наиболее простой путь решения подобных уравнений – применение метода Эйлера, который состоит в аппроксимации кривой последовательностью линейных отрезков. К сожалению, точность этого метода неудовлетворительна. Для того чтобы повысить точность, можно использовать достаточно малый шаг h , что приводит к большому количеству элементарных вычислений, накоплению ошибки округления и к неустойчивости решения. Поэтому более широкое применение при численном решении уравнения (2.5) нашли одношаговые и многошаговые методы аппроксимации.

Одношаговые методы используют информацию о функции $f(z, y, y')$ внутри интервала, на котором ищется решение. Эти методы требуют вычисления значений функции не только в граничных точках интервала, но также и в точках, лежащих внутри. Наиболее распространенный представитель этого класса методов – *явный одношаговый алгоритм Рунге-*

Кутта [106, 107], использующий разложение в ряд Тейлора. Однако с точки зрения быстродействия *метод рациональной экстраполяции Булиша и Штерра* и *метод Эверхарта* [108] более эффективны.

Многошаговые методы основаны на использовании информации о функции $f(z, y, y')$ в более чем одной точке сетки. Очевидно, что при использовании этой информации можно ожидать как повышения скорости, так и улучшения точности вычислительной процедуры. Наиболее известные альтернативные методы этого класса – *алгоритм Адамса-Мульттона*, основанный на методе *предиктора-корректора* и *метод Нумерова* (часто в литературе упоминается как метод *Фокса-Гудвина*). Недостатком таких методов является то, что они требуют экстраполяции, основанной на некоторых полученных ранее значениях опорных точек, а это подразумевает использование какого-либо одношагового метода для начала цикла вычисления. Кроме того, если требуется изменять величину шага, следует снова выполнять начальную процедуру. Таким образом, использование многошаговых методов может оказаться намного сложнее, чем сравнительно простых одношаговых методов. Детальное изложение теории многошаговых методов можно найти в [107].

Характерной особенностью численных методов решения дифференциальных уравнений является высокий порядок аппроксимирующих формул, что позволяет увеличить шаг интегрирования, сокращает затраты машинного времени, а также уменьшает полную погрешность вычислений.

Более подробное изложения результатов исследования эффективности численных алгоритмов можно найти в [109, 110].

2.3. Классификация методов исследования и постановка задачи

На основании проведенного анализа на рис. 2.2 приведена схема классификации теоретических и экспериментальных методов исследования параметров ЭП в приборах СВЧ О-типа. Сопоставительный анализ различных методов позволяет сделать следующие выводы:

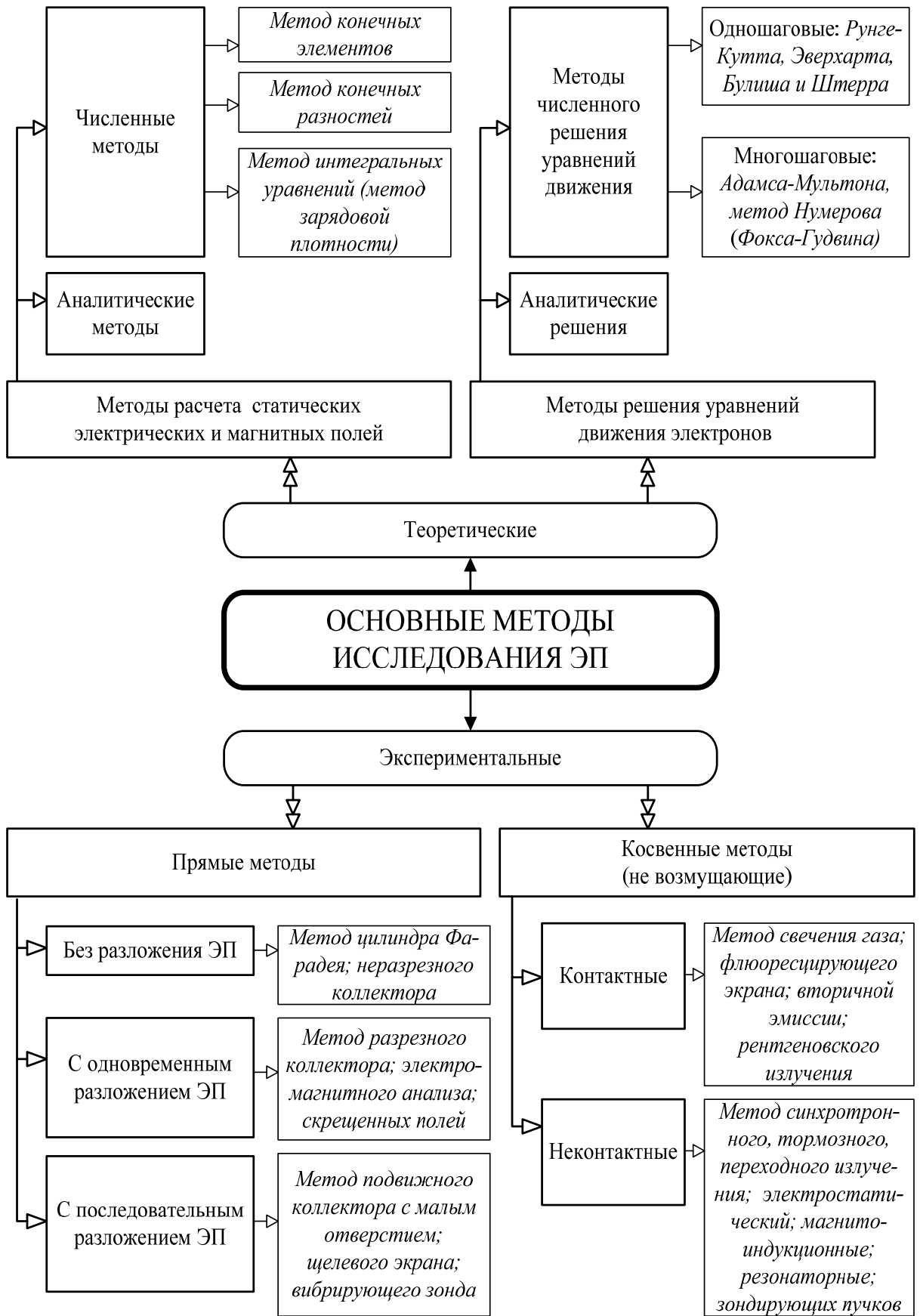


Рис. 2.2. Схема классификации методов исследования параметров ЭП

- анализ методов экспериментальных исследований ЭП показывает, что в приборах МСМ диапазона волн с поперечными размерами порядка 0,1 мм и удельными мощностями в десятки и сотни кВт/см² становится проблемным использование одного из основных методов – метода диафрагмы с малым отверстием;
- при исследовании тонких ЭП высокой удельной мощности целесообразно использовать переходное излучение оптического диапазона, возникающее при падении электронов на металлическую мишень, характеристики которого позволяют определить геометрические размеры и распределение плотности тока в поперечном сечении пучка;
- при численном расчете физических полей в ЭОС целесообразным является использование метода зарядовой плотности (интегральный метод), который по сравнению с конечно-разностным методом и методом конечных элементов не требует замкнутости границ, и, кроме того, подходит также для вычисления магнитных полей;
- высокой точности и скорости вычисления траекторий движения частиц, при соответствующем выборе системы уравнений, порядка метода, шага интегрирования и длины разрядной сетки ЭВМ, можно достичь любым из изложенных в настоящем разделе численных методов. Однако с учетом быстродействия наиболее эффективным практически во всех задачах решения обыкновенных дифференциальных уравнений следует считать метод Эверхарта, на втором месте окажутся метод Булирша и Штера и метод Адамса-Мультон-Коулла, а на третьем алгоритмы Рунге-Кутты.

В соответствии с вышеизложенным в работе поставлены и решены следующие задачи:

Задача 1. Выбор оптимальных методов теоретических и экспериментальных исследований физики формирования аксиально-симметричных и ленточных ЭП в приборах О-типа.

Задача 2. Построение теоретических моделей физических полей в аксиально-симметричных и диодных ЭОС.

Задача 3. Проведение траекторного анализа электронов и численный

расчет статических характеристик ЭП.

Задача 4. Установление адекватности построенных моделей реальным ЭОС путем сравнения результатов численного расчета с экспериментальными исследованиями.

Задача 5. Выработка практических рекомендаций по оптимизации конструкций и режимов работы исследованных ЭОС.

При решении поставленных задач в качестве базовых объектов выбраны аксиально-симметричные и ленточные ЭП, которые нашли широкое применение в СВЧ приборах миллиметрового диапазона волн типа ЛБВ, ЛОВ и ГДИ. Практический интерес при численном моделировании представляют геометрическая конфигурация и внутренняя микроструктура ЭП, обусловленные формирующими электрическими и магнитными полями.

Экспериментальные исследования микроструктуры ЭП основываются на изучении распределения плотности тока вдоль диаметра поперечного сечения для аксиально-симметричных пучков и распределения плотности тока по всему сечению для ленточных пучков. Изучение микроструктуры требуется не только на выходе ЭОС, но и в межэлектродных промежутках, что позволяет проследить топологию формирования ЭП.

2.4. Выводы

1. Проведен выбор методов экспериментального и теоретического исследования параметров ЭП, составлена общая схема их классификации и определены задачи, решаемые в данной работе.

2. Для расчета физических полей в системах формирования ЭП в качестве базового выбран метод интегральных уравнений (метод зарядовой плотности), а для траекторного анализа – одношаговый метод Эверхарта.

3. Экспериментальные исследования статических характеристик и микроструктуры тонких высокоинтенсивных ЭП базируются на использовании метода переходного излучения электронов при падении их на металлическую мишень.

РАЗДЕЛ 3

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЕЙ И ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫХ СИСТЕМАХ

Equation Section (Next)

При моделировании полей и траекторий движения заряженных частиц в фокусирующих полях ЭОС, по сравнению с общими трехмерными случаями, более простыми для математического представления являются системы с аксиальной симметрией, которые находят широкое применение в СВЧ приборах типа ЛОВ, ЛБВ. Численный анализ таких систем позволяет отработать методику моделирования при переходе более сложным трехмерным задачам электронной оптики. В данной главе, для отработки методики моделирования электронных пучков в трехмерном пространстве изложены общие принципы построения и расчета моделей аксиальных электронно-оптических систем.

В качестве примера приведены результаты численного расчета и анализа реальных ЭОС, используемых на практике в ЛБВ.

Основные результаты данного раздела опубликованы в работах [111-118].

3.1. Вычисление аксиально-симметричных электрических полей

3.1.1. Расчет поля ЭОС методом зарядовой плотности

При расчете аксиально-симметричных электрических полей методом интегральных уравнений основную трудность составляет тот факт, что распределение плотности поверхностного заряда σ на начальном этапе расчета неизвестно. По этой причине, для того чтобы сделать расчет потенциала практически возможным, необходимы предварительные сведения о распределении плотности поверхностного заряда, которые можно получить путем решения интегрального уравнения следующего вида:

$$\int_C \sigma \cdot \psi \cdot dC = U_C, \quad (3.1)$$

где U_C – заданный потенциал на контуре электродов C ;

ψ – ядро интегрального уравнения, вид которого зависит от типа решаемой задачи.

Данное уравнение может быть решено численным методом с использованием ЭВМ. Для этого контур электродов разбивается на n элементарных участков протяженностью h_i , а интеграл, содержащий неизвестную σ , заменяется конечной суммой. Используя какую-либо квадратурную формулу, например формулу треугольников [119] получаем:

$$\int_C \sigma \cdot \psi \cdot dC = \sum_{i=1}^n \sigma_i h_i \psi_i, \quad (3.2)$$

где σ_i и ψ_i – среднее значение σ и ψ на i -м элементарном участке контура электродов.

С физической точки зрения применение такого приема равносильно замене непрерывно расположенного поверхностного заряда дискретным. Расположив на контуре области C в точках Q_i с координатами $y_i (r_i) z_i$ n кольцевых ($q_i = 2\pi \cdot r_i \cdot h_i \cdot \sigma$) зарядов и выделив n точек наблюдения P_m с координатами $y_m (r_m) z_m$ можно записать с учетом (3.1) и (3.2) следующую систему алгебраических уравнений, которая связывает потенциал в точках P_m с зарядами q_i и является эквивалентом исходного интегрального уравнения:

$$\sum_{i=1}^n q_i \cdot \varphi_{im} = U_m, \quad (3.3)$$

где U_m - потенциал в точках наблюдения ($m = 1, 2, 3, \dots, n$), в нашем случае это известные напряжения на электродах;

φ_{mi} – значение функции Грина свободного пространства для точек наблюдения P_m и точек расположения зарядов Q_i :

$$\varphi_{mi} = \frac{1}{2 \cdot \pi^2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0} \cdot \frac{K(t_i)}{\sqrt{(r_m + r_i)^2 + (z_m - z_i)^2}} - \text{для аксиально-симметричного поля;}$$

где ε – относительная диэлектрическая проницаемость среды;

$K(t_i)$ – полный эллиптический интеграл [43].

$$\text{Причем } t_i^2 = \frac{4 \cdot r_m \cdot r_i}{(r_m + r_i)^2 + (z_m - z_i)^2}.$$

Полученная система уравнений эквивалентна матричному уравнению:

$$\begin{pmatrix} \varphi_{11} & \varphi_{1i} & \varphi_{1j} & \varphi_{1m} & \varphi_{n1} \\ \varphi_{i1} & \varphi_{ii} & \varphi_{ij} & \varphi_{im} & \varphi_{in} \\ \varphi_{j1} & \varphi_{ji} & \varphi_{jj} & \varphi_{jm} & \varphi_{jn} \\ \varphi_{m1} & \varphi_{mi} & \varphi_{mj} & \varphi_{mm} & \varphi_{mn} \\ \varphi_{n1} & \varphi_{ni} & \varphi_{nj} & \varphi_{nm} & \varphi_{nn} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} q_1 \\ q_i \\ q_j \\ q_m \\ q_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_1 \\ U_i \\ U_j \\ U_m \\ U_n \end{pmatrix}, \quad (3.4)$$

которое в сокращенном виде записывается так:

$$\|\varphi_{mi}\| \cdot \|q_i\| = \|U_m\|. \quad (3.5)$$

Это уравнение может быть разрешено относительно q_i , например, методом Гаусса.

Анализ показывает, что существует взаимное оптимальное расположение точек Q_i и P_i , при котором расчет дает наиболее точные значения элементарных зарядов. Для участков электродов, имеющих гладкий контур, оптимальное размещение точек Q_i и P_i будет таким, при котором

они разнесены на расстояние $0.17h_i$.

После решения системы алгебраических уравнений (3.5) получаем набор величин точечных зарядов q_i с координатами r_i, z_i , что эквивалентно электродам заданной формы и заданным потенциалам. Далее следует рассматривать электрическое поле в электронной пушке, как электрическое поле от набора точечных зарядов q_i . Основной характеристикой поля является напряженность. Для определения напряженности электрического поля рассмотрим рис. 3.1.

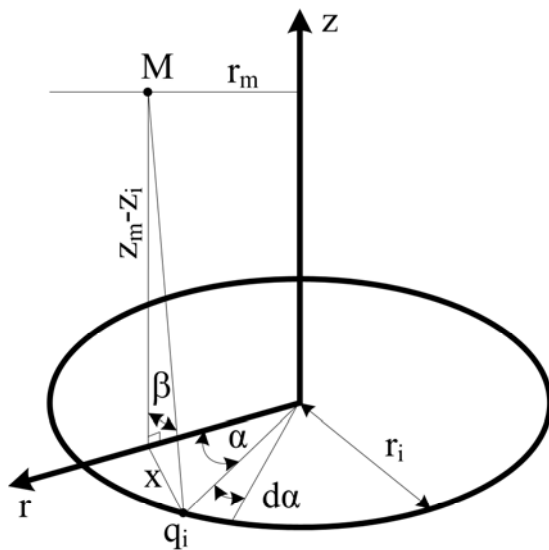


Рис. 3.1. К определению напряженности поля от заряда в точке М

Из рис. 3.1 видно, что каждый q_i -й заряд меридианной плоскости – это не что иное как кольцо зарядов (элементарная заряженная часть аксиально-симметричного электрода). Используя известное выражение для определения напряженности в некоторой точке М через величину заряда q_i и его расстояние до точки М, получаем выражение для радиальной составляющей напряженности от каждого i -го

кольца зарядов:

$$E_{rim} = \frac{q_i}{2 \cdot \pi^2 \cdot \varepsilon_0} \cdot \frac{(r_i + r_m)}{\left((r_m + r_i)^2 + (z_m - z_i)^2 \right)^{3/2}} \cdot K(t_{r1}, t_{r2}), \quad (3.6)$$

где $K(t_{r1}, t_{r2}) = \int_0^{\pi/2} \frac{\sqrt{1 - t_{r1}^2 \cdot \sin^2(\alpha)}}{\sqrt{(1 - t_{r2}^2 \cdot \sin^2(\alpha))^3}} \cdot d\alpha$ – эллиптический радиальный

интеграл с параметрами $t_{r1} = 2 \cdot \frac{\sqrt{r_i r_m}}{r_i + r_m}$; $t_{r2} = 2 \cdot \frac{\sqrt{r_i r_m}}{\sqrt{(r_i + r_m)^2 + (z_i - z_m)^2}}$.

Результирующая радиальная составляющая напряженности в m -й точке будет суммой всех радиальных напряженностей от q_i -х зарядов:

$$E_{rm} = \sum_i E_{rim}.$$

Аналогично определяются выражения для продольных составляющих:

$$E_{zm} = \sum_i \frac{q_i}{2 \cdot \pi^2 \cdot \varepsilon_0} \cdot \frac{(z_m - z_i)}{\left((r_m + r_i)^2 + (z_m - z_i)^2 \right)^{3/2}} \cdot K(t_z), \quad (3.7)$$

где $K(t_z) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\alpha}{\sqrt{(1 - t_z^2 \cdot \sin^2(\alpha))^3}}$ – продольный эллиптический интеграл с

параметром $t_z = t_{r2}$.

Воспользовавшись соотношениями (3.6) и (3.7) для составляющих напряженности электрического поля можно, рассчитать его структуру в необходимых точках для практически любой геометрии аксиально-симметричных электродов.

Необходимо отметить, что информации о распределении вращательно-симметричного электрического поля на оси ЭОС достаточно, в рамках параксиального приближения, для определения электрического поля во всей аксиальной системе. Поэтому на первом этапе рассчитывается структура поля на оси ЭОС, а далее можно определить потенциал поля $U(r, z)$ во всем пространстве с помощью разложения в степенной ряд [42]:

$$U(r, z) = U_0(z) - U_0^{II}(z) \frac{r^2}{4} + U_0^{IV}(z) \frac{r^4}{64} - U_0^{VI}(z) \frac{r^6}{2304} + \dots, \quad (3.8)$$

где $U_0(z)$ – потенциал на оси ЭОС;

$U_0^{(n)}(z)$ – производные n -й степени от потенциала на оси системы $U_0(z)$.

Уравнение (3.8) используется, как правило, непосредственно при вычислениях траекторий электронов с координатами r, z .

3.1.2. Расчет поля пространственного заряда

Учет поля пространственного заряда основывается на понятии суперпозиции электрических полей, а именно считается, что поле ЭОС состоит из составляющей поля электронно-оптических линз (\vec{E}_l), методика которого описана выше, и составляющей поля самого ЭП (\vec{E}_n), вызванного распределением пространственного заряда:

$$\vec{E} = \vec{E}_l + \vec{E}_n, \quad \vec{E}_n = \vec{E}_{n,z} + \vec{E}_{n,r}. \quad (3.9)$$

Для электронно-оптических систем с аксиальной симметрией напряженность поля, создаваемого непрерывным ЭП, не имеет продольной составляющей $E_{n,z}$, поэтому поле, обусловленное пространственным зарядом пучка, в параксиальном приближении может быть представлено соотношением:

$$E_{n,r} = \frac{I \cdot r}{2\pi \cdot R^2 \cdot \varepsilon_0 \cdot [2 \cdot |Q| \cdot (U - \tilde{U}) / m]^{1/2}}, \quad (3.10)$$

где I – ток пучка;

R – радиус огибающей поверхности пучка;

m – масса электрона;

$U - \tilde{U}$ – разность потенциалов, пройденная электронами.

3.2. Уравнения траекторного анализа

3.2.1. Общий подход. Уравнения движения.

Когда формирование пучка электронов осуществляется с помощью электростатических и магнитостатических полей, нерелятивистское движение электронов описывается вторым законом Ньютона при использовании силы Лоренца:

$$m \frac{d^2 \vec{X}}{dt^2} = Q \cdot \left(\vec{E} + \left[\frac{d\vec{R}}{dt} \times \vec{B} \right] \right), \quad (3.11)$$

где \vec{R} – вектор, описывающий положение отдельного электрона в декартовой системе координат;

\vec{E} и \vec{B} – вектора напряженности электрического и индукции магнитного полей в области прохождения пучка.

Для цилиндрической системы координат легко получить соответствующие уравнения движения:

$$\begin{cases} \frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\alpha}{dt} \right)^2 = \frac{Q}{m} \left(E_r + r B_z \frac{d\alpha}{dt} - B_\alpha \frac{dz}{dt} \right), \\ \frac{d}{dt} \left(r \frac{d\alpha}{dt} \right) + \frac{dr}{dt} \frac{d\alpha}{dt} = \frac{Q}{m} \left(E_\alpha + B_r \frac{dz}{dt} - B_z \frac{dr}{dt} \right), \\ \frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{Q}{m} \left(E_z + B_\alpha \frac{dr}{dt} - r B_r \frac{d\alpha}{dt} \right). \end{cases} \quad (3.12)$$

Однако система (3.12) имеет временную зависимость координат заряженной частицы $\vec{X}_i = \vec{X}_i(t)$ в процессе ее движения. Это значит, что траектория частицы задана в параметрическом виде, причем роль параметра играет время t . Известно, что в большинстве случаев предпочтительней задавать траекторию в явном виде, что ниже продемонстрировано для системы с аксиальной симметрией. Для этого выберем в качестве

независимой переменной координату z , а оставшиеся две r и α представим в виде функции от z . Чтобы осуществить такое преобразование, следует дифференцирование по времени заменить дифференцированием по координате z . Таким образом сократится количество переменных на одну, а значит и количество уравнений в системе (3.12).

Исходя из вышеизложенного для цилиндрической системы координат траекторные уравнения будут иметь следующий вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} r'' - r\alpha'^2 = \frac{Q}{mV} [1 + r'^2 + r^2\alpha'^2]^{\frac{1}{2}} \\ \times \left[\begin{array}{l} (1 + r'^2 + r^2\alpha'^2)^{\frac{1}{2}} (E_r - r'E_z)/V - \\ -(1 + r'^2)B_\alpha + r\alpha'(r'B_r + B_z) \end{array} \right] \\ ra'' - 2r'\alpha' = \frac{Q}{mV} [1 + r'^2 + r^2\alpha'^2]^{\frac{1}{2}} \times \\ \times \left[\begin{array}{l} (1 + r'^2 + r^2\alpha'^2)^{\frac{1}{2}} (E_\alpha - r\alpha'E_z)/V + \\ +(1 + r^2\alpha'^2)B_r - r'(r\alpha'B_\alpha + B_z) \end{array} \right], \end{array} \right. \quad (3.13)$$

где штрихи на координатах r и α обозначают дифференцирование по независимой переменной z .

3.2.2. Основное траекторное уравнение

Траекторное уравнение нерелятивистского ЭП в цилиндрической системе координат без магнитного поля легко получить из общего соотношения (3.13), используя закон сохранения энергии, из которого

следует $\frac{q}{mV^2} = \frac{1}{2 \cdot \Delta U}$:

$$\frac{d^2r}{dz^2} = \frac{1 + r'}{2 \cdot \Delta U} \cdot \left(\frac{I \cdot r}{2\pi \cdot R^2 \cdot \varepsilon_0 \cdot V} - E_r(r, z) + r'E_z(r, z) \right). \quad (3.14)$$

В случае, когда поперечные размеры пучка значительно меньше его продольных размеров, компоненты аксиально-симметричного поля представляются в виде степенных рядов в функции от радиуса с коэффициентами, содержащими производные от распределения потенциала на оси прохождения пучка, получаемыми дифференцированием ряда (3.8):

$$\begin{aligned} E_r(r, z) &= U_0''(z) \cdot \frac{r}{2} - U_0^{IV}(z) \cdot \frac{r^3}{16} + \dots \\ E_z(r, z) &= -U_0'(z) + U_0'''(z) \cdot \frac{r^2}{4} - \dots \end{aligned} \quad (3.15)$$

Для определения распределения потенциала и его производных $U_0^{(n)}(z)$ на оси системы применялся численный метод зарядовой плотности теории потенциала [42], преимущество которого заключается в том, что, после определения значений плотности зарядов σ на электродах, вычисление производных от распределения потенциала на оси системы сводится к вычислению интегралов вида:

$$\frac{d^n U_0(z)}{dz^n} = \frac{1}{\pi \varepsilon_0} \cdot \int_G r_i(\tau) \cdot \sigma(\tau) \cdot \frac{d^n}{dz^n} \left(\frac{K(t_i)}{\sqrt{(r_i(\tau))^2 + (z - z_i(\tau))^2}} \right) \cdot d\tau. \quad (3.16)$$

В уравнении (3.14) неопределенным является радиус огибающей пучка R , поэтому построение алгоритма вычислений подразумевает использование итерационного процесса. На первом итерационном шаге считается, что ток пучка равен нулю, а в последующих итерациях уравнение (3.14) имеет вид:

$$\frac{d^2 r_n}{dz^2} = \frac{1 + r_n'}{2(U - \tilde{U})} \cdot \left(\frac{I \cdot r_n}{2\pi \cdot R_{n-1}^2 \cdot \varepsilon_0 \cdot V} - E_r(r_n, z) + r_n' E_z(r_n, z) \right). \quad (3.17)$$

Уравнение (3.17), с учетом соотношения (3.15) и результатов вычислений (3.16), является нелинейным относительно r , поэтому для его решения целесообразно использовать пошаговый метод Эверхарта [108, 118], что было обосновано в разделе 2.

3.2.3. Метод Эверхарта

В работе [108] Э. Эверхартом был предложен метод решения обыкновенных дифференциальных уравнений способом неявных одношаговых алгоритмов типа Рунге-Куты, используя для этой цели ряд по степеням независимой переменной, не являющийся рядом Тейлора.

Суть метода Эверхарта состоит в разложении правой части уравнения типа (3.13) в ряд по степеням независимой переменной z в окрестности $z_1 = 0$, и интегрировании по z :

$$y'' = f(z, y, y') = f_0 + A_1 z + A_2 z^2 + \dots + A_N z^N. \quad (3.18)$$

Степень N определяет порядок метода, а сам полином (3.18) не является отрезком ряда Тейлора, поэтому коэффициенты A_i вычисляются не по известным формулам для коэффициентов ряда Тейлора, а определяются из условий наилучшего приближения при $z = z_0 + h$ конечными разложениями результатов интегрирования (3.18). Методика определения коэффициентов A_i подробно описана в [108].

Дальнейшее нахождение решения уравнения (3.18) сводится к нахождению узлов разбиения z_i с шагом h . Значения $y(z)$ определяются предварительным соотношением:

$$y_i = y_0 + f_0 z_i + \left[\frac{A_1 z_i^2}{2} + \frac{A_2 z_i^3}{3} + \frac{A_3 z_i^4}{4} + \dots + \frac{A_N z_i^{N+1}}{N+1} \right], \quad (3.19)$$

и корректируются уравнением:

$$y(z) = y_0 + f_0 z + \frac{A_1 z^2}{2} + \frac{A_2 z^3}{3} + \frac{A_3 z^4}{4} + \dots + \frac{A_N z^{N+1}}{N+1}, \quad (3.20)$$

которое дает значение решения в конце шага h .

В алгоритме Эверхарта контроль шага интегрирования осуществляется по величине последнего члена в разложении решения (3.20) и регулируется контрольным параметром L , которым определяется требуемая точность вычислений 10^{-L} .

Новый шаг интегрирования h^* определяется формулой:

$$h^* = \left(\frac{10^{-L}}{H} \right)^{\frac{1}{N+1}}, \quad (3.21)$$

где $H = \frac{1}{N+1} \left| \frac{A_N}{z^{N+1}} \right|$.

Эффективность процесса численного интегрирования во многом зависит от выбора начального шага. Для уравнений в нормализованном виде в качестве такого шага предполагается использовать величину, полученную путем предварительного анализа исследуемой системы. Для метода интегрирования порядка N она задается формулой:

$$h_0 = 0.5^{0.4L} \left(\frac{N}{11} \right). \quad (3.22)$$

Оптимальное значение параметра L определяется опытным путем в зависимости от типа интегрируемых дифференциальных уравнений. Если же

L слишком мало, шаг может оказаться слишком большим и это ухудшит сходимость, а также точность метода. Если же L , наоборот, слишком велико, интегрирование будет выполняться точно, но метод будет неэффективен по затратам машинного времени, поэтому выбор оптимальных режимов численного моделирования зависит от задания точности вычислений.

3.2.4. Задание точности вычислений

В основном траекторном уравнении (3.17), неопределенным является радиус огибающей пучка R . Поэтому при построении итерационного процесса вычисления, на первом шаге принято считать, что ток пучка равен нулю. Дальнейший расчет проводился для некоторого начального фазового множества из набора W частиц, которое генерировалось случайным образом в плоскости эмитирующей поверхности (катода):

$$R_n(z) = \max_k(r_{n,k}(z)), \quad k = 1, \dots, W. \quad (3.23)$$

Условие окончания расчета обуславливается достижением достаточной точности вычисления радиуса огибающей пучка. Для этого проводится как минимум два расчета радиуса. После чего сравнивается отличие огибающих $R_{n+1}(z) - R_n(z)$ с заданной точностью ε . Таким образом, расчет траекторий проводится до тех пор, пока не выполниться соотношение:

$$\max_z \| R_{n+1}(z) - R_n(z) \| < \varepsilon. \quad (3.24)$$

Путем серии численных экспериментов установлено, что практическая реализация алгоритма вычисления позволяет проводить расчеты с минимальной погрешностью $\varepsilon \approx 10^{-8} - 10^{-12}$. Однако целесообразными в плане экономии машинного времени являются расчеты с погрешностью $\varepsilon < 10^{-3}$.

3.3. Построение математической модели и алгоритма вычисления

В общем случае, при построении математической модели известными считаются геометрия электродов, образующих ЭОС, их потенциалы и распределение плотности электронного заряда в области, ограниченной контуром электродов, значение тока пучка, распределение плотности тока на эмитирующей поверхности, максимальный разброс электронов по энергии, средняя энергия вылета электронов и их предельные угловые характеристики.

Известно что, аксиально-симметричный ЭП, как правило, формируется трехэлектродной пушкой со сходящейся оптикой и далее вводится в замедляющую систему, где фокусируется периодическим магнитным полем. На рис. 3.2 представлена типичная конфигурация электродов исследуемой системы, состоящей из следующих элементов, на которые подаются соответствующие потенциалы: 1 – термокатод (U_K), 2 – фокусирующий электрод (U_ϕ), 3 – первый анод (U_{A1}), 4 – второй анод (U_{A2}). Пушки такого типа позволяют формировать ЭП с диаметром в кроссовере порядка 0.1-0.25 мм, током пучка $I = 1 - 25$ мА при ускоряющих напряжениях $U_{A2} = 1000 - 6000$ В [120].

Построение модели формирования ЭП для приведенной выше ЭОС является целесообразным в цилиндрической системе координат, а свойство аксиальной симметрии – позволяет упростить модель путем рассмотрения ее в меридианной плоскости. Учитывая также симметрию относительно продольной оси z , достаточно рассмотреть только одну из полуплоскостей.

На рис. 3.3а показана фотография общего вида ЭОС, которая помещена в вакуумную колбу для предварительной проверки работоспособности пушки до установки ее в экспериментальный стенд, и конфигурация

электродов исследуемой ЭОС в параксиальной плоскости соответственно на рис. 3.3б.

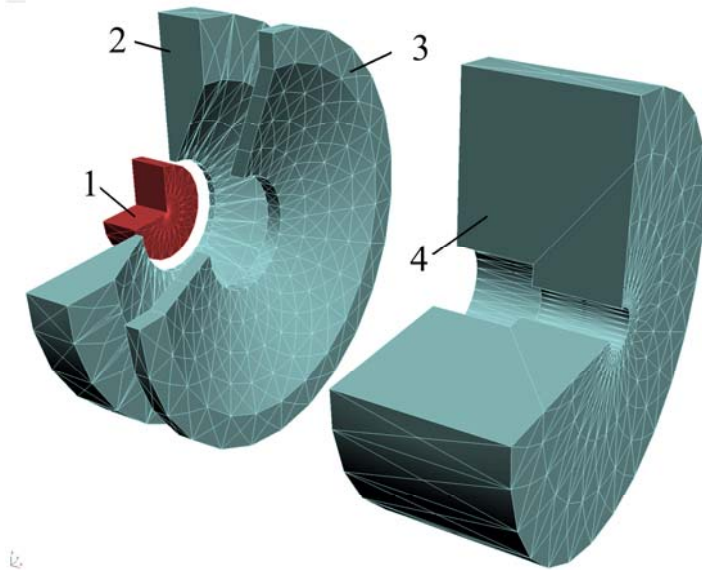


Рис. 3.2. Пространственная конфигурация электродов исследуемой ЭОС

Подготовительный этап создания модели аксиального ЭП заключается в задании пространственной геометрии электродов с указанием точных координат их ключевых точек (начальных, конечных и узлов соединений). Дальнейшее использование метода зарядовой плотности для определения структуры

электрического поля подразумевает разбиение контура электродов на элементарные участки.

Поэтому на подготовительном этапе происходит деление контура электродов. В работе [111] показано, что разбиение электродов на большое количество элементарных участков приводит к замедлению счета, возрастанию относительной погрешности и не рациональному использованию памяти вычислительной машины. Установлено, что оптимальным является вариант укрупнения элементарных участков в центральных областях электродов с последовательным 25% их уменьшением к краям, причем крайние элементарные участки смежных электродов также должны быть соизмеримы друг с другом. Причем размеры элементарных участков должны быть достаточно малыми для представления контура электродов в виде цепочки точечных зарядов при выполнении условий допустимой погрешности вычислений. Такая схема разбиения позволяет достигнуть максимальной точности расчета структуры электрического поля при минимальном количестве элементарных участков, которое для данной системы составляет ≈ 500 участков.

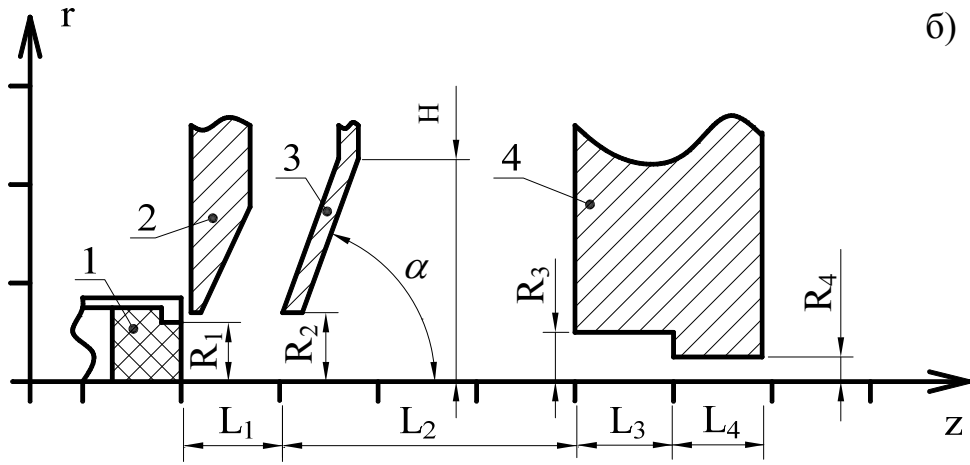
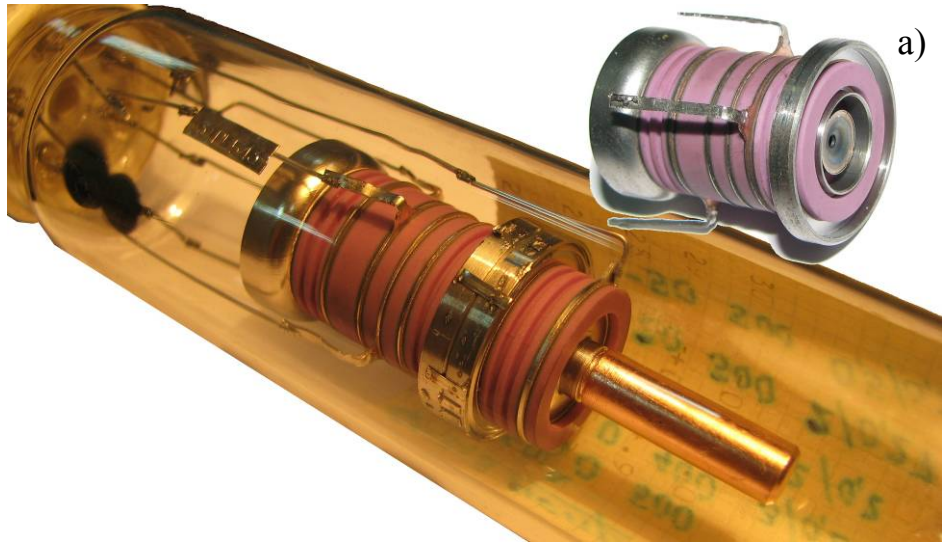


Рис. 3.3. Общий вид исследуемой аксиально-симметричной электронной пушки (а) в вакуумной колбе и плоская конфигурация ее электродов (б)

Алгоритм компьютерной программы на подготовительном этапе подразумевает задание ключевых геометрических точек в плоскости (r, z) , порядок их соединения и параметра плотности разбиения контура. Само разбиение и определение координат точечных зарядов, представляющих элементарные участки, происходит автоматически. Для предупреждения грубых ошибок при задании геометрических условий предусмотрено визуальное сопровождение результатов разбиения электродов ЭОС.

3.4. Примеры моделирования электрических полей

Пример реализации описанной выше методики приводится для реальной ЭОС, плоская конфигурация электродов которой представлена на рис. 3.3б. В таблице 3.1 приведены основные геометрические размеры электродов, определяющих структуру формируемых электрических полей.

Поскольку структура формируемых электрических полей в значительной степени определяется величинами заданных на электродах потенциалов U_ϕ , U_{A1} и U_{A2} , то целесообразно для практических приложений определение интервалов, с точки зрения оптимальной структуры полей при фокусировке ЭП. В частности, для сокращения вариантов численного моделирования интервал значений ускоряющих напряжений $U_{A2} = 1000 - 6000$ В можно разбить на два подинтервала: $U_{A2} = 1000 - 4000$ В – низковольтная область и $U_{A2} = 4000 - 6000$ В – высоковольтная область. Такой подход обоснован различной степенью влияния пространственного заряда при формировании ЭП для различных уровней ускоряющего напряжения.

Таблица 3.1

Основные геометрические размеры моделируемой ЭОС

Параметр	R ₁	R ₂	R ₃	R ₄	H	L ₁	L ₂	L ₃	L ₄	α
Величина, мм, (град)	0.6	0.7	0.5	0.25	2.25	1.0	3.0	1.0	0.9	70°

В результате численного моделирования установлено, что в интервале ускоряющих напряжений $U_{A2} = 1000 - 4000$ В оптимальными для заданной геометрии электродов являются следующие электрические параметры системы фокусирующих электродов: $U_\phi = 0 \div -10$ В, $U_{A1} = 80 - 180$ В.

Один из таких режимов формирования электрического поля представлен на рис. 3.4а.

Данная структура поля практически сохраняется до значений $U_{A1} = 80$ В (рис. 3.4б) и претерпевает существенные изменения в области значений $U_{A1} \approx 0$ В (рис. 3.4в). Из рис. 3.4в следует, что при малых потенциалах второго анода U_{A2} проникновение ускоряющего поля в область катода будет незначительным, в результате чего возникает потенциальный барьер, который препятствует вылету электронов в ускоряющую область поля ЭОС $U_{A1} - U_{A2}$. Существенную роль значения потенциалов U_{ϕ} и U_{A1} играют также при формировании ЭП с более высокими энергиями. В частности, на рис. 3.5а,б представлены типичные структуры электрических полей в области значений $U_{A2} = 6000$ В. В первом режиме $U_{\phi} = 0$ В, $U_{A1} = 80$ В наблюдается неравномерность градиента потенциала в области катод-первый анод, аналогичная режиму рис. 3.4б, которая путем варьирования потенциала на фокусирующем электроде может быть уменьшена до минимума (рис. 3.5б), что позволяет выбрать эти режимы для траекторного анализа формирования пучка с наименьшим энергетическим разбросом.

Установлено также, что при неоптимальном задании режимов потенциалов на электродах ЭОС ($U_{A1} = U_{A2}$), они могут играть роль расфокусирующих линз, в частности, один из таких примеров структуры электрического поля представлен на рис. 3.6.

Для определения роли первого анода при формировании полей в исследуемой ЭОС было проведено моделирование двухэлектродной системы [115], которая представлена на рис.3.7. В результате численного эксперимента установлено, что максимальная энергия пучка, сформированного такой ЭОС, не может превышать 600-800 эВ из-за сильного дефокусирующего эффекта поля в пространстве, за ускоряющим электродом. Вместе с тем наличие сферической формы катода в исследуемой двухэлектродной системе о возможности более оптимальных условий формирования ЭП в пространстве катод-анод.

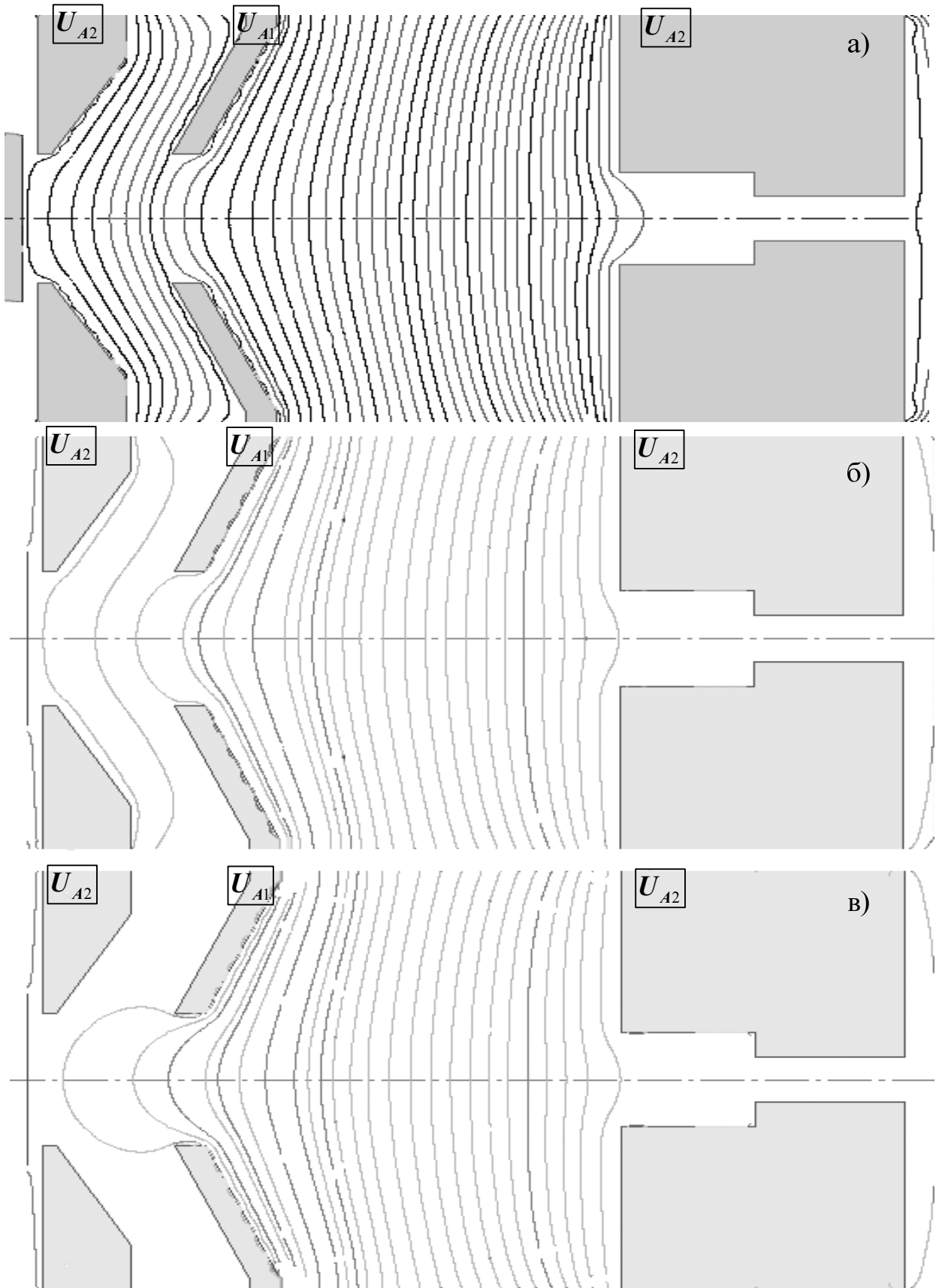


Рис. 3.4. Структура электрических полей ЭОС при $U_{\phi} = 0$ В, $U_{A2} = 4000$ В:

а) $U_{A1} = 180$ В; б) $U_{A1} = 80$ В; в) $U_{A1} = 0$ В

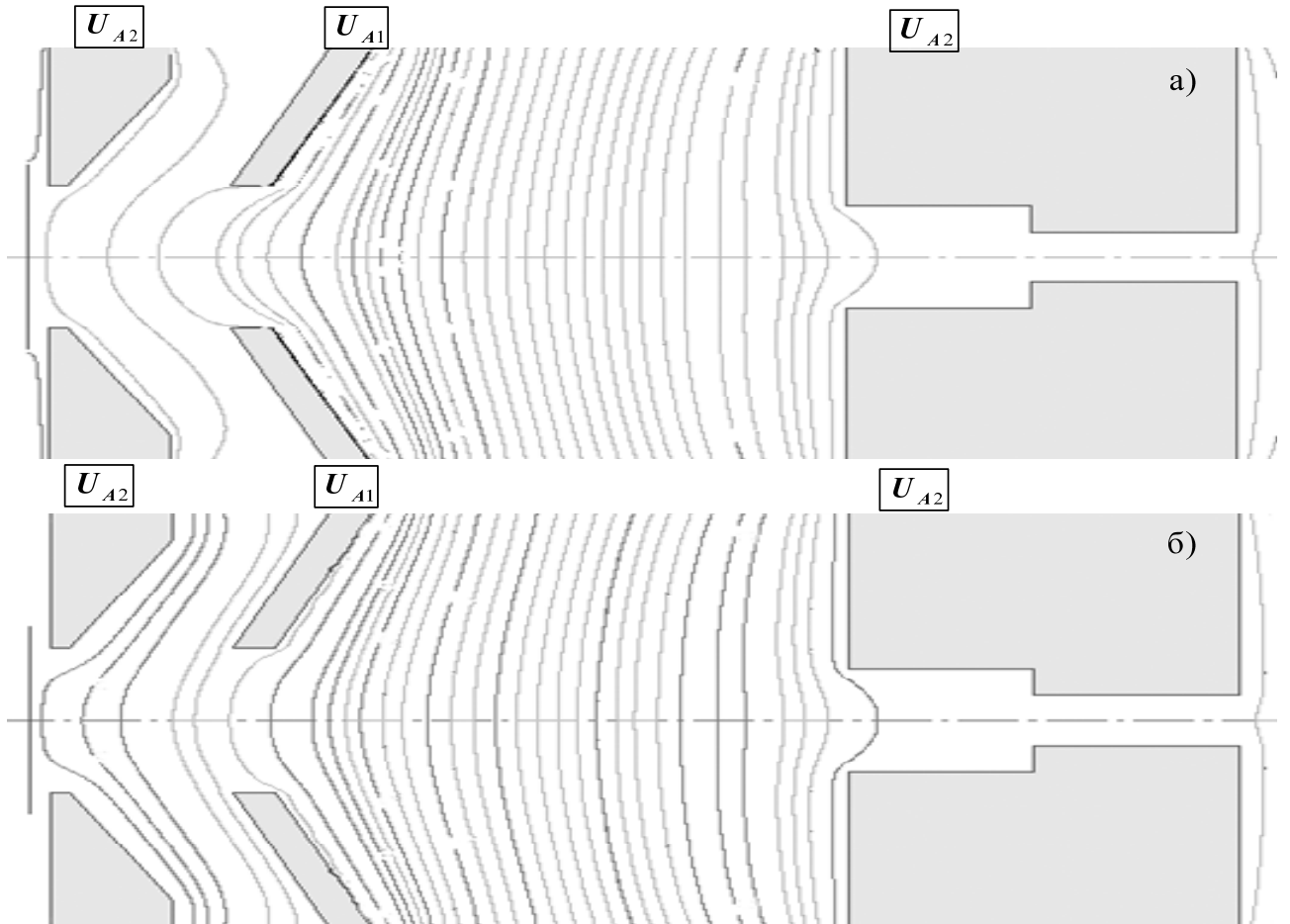


Рис. 3.5. Структура электрических полей ЭОС в области высоких значений

ускоряющего напряжения $U_{A2} = 6000$ В: а) $U_{\phi} = 0$ В, $U_{A1} = 80$ В;

б) $U_{\phi} = -50$ В, $U_{A1} = 290$ В

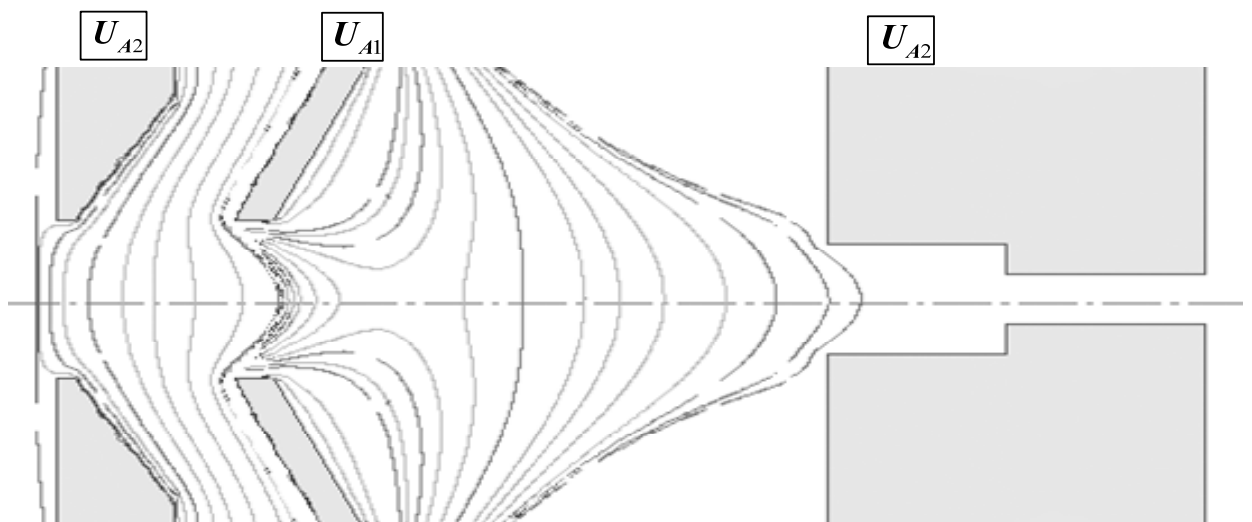


Рис. 3.6. Структура электрических полей ЭОС при расфокусировке ЭП: а)

$U_{\phi} = 0$ В, $U_{A1} = 1200$ В, $U_{A2} = 1000$ В

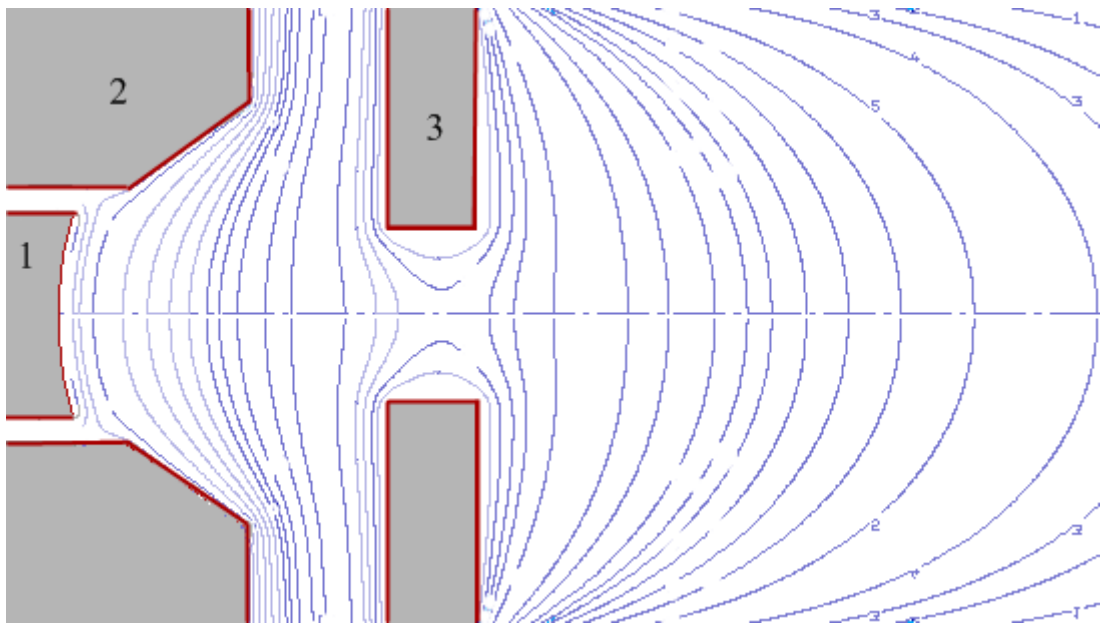


Рис. 3.7. Структура электрического поля в двухэлектродной ЭОС при $U_{\phi} = 10$ В, $U_A = 600$ В: 1 – катод, 2 – фокусирующий электрод, 3 – ускоряющий анод

3.5. Траекторный анализ движения заряженных частиц

В результате проведенного выше анализа структур электрических полей для проведения траекторного анализа выбраны следующие режимы потенциалов электродов ЭОС: $U_{\phi} = 0$ В, $U_{A1} = 180$ В, $U_{A2} = 3200$ В – для низкоэнергетических ЭП и $U_{\phi} = -50$ В, $U_{A1} = 290$ В, $U_{A2} = 6000$ В – для высокоэнергетических ЭП. Также, в качестве сравнения, проведен траекторный анализ двухэлектродной ЭОС при потенциалах электродов $U_{\phi} = 10$ В, $U_A = 600$ В.

При траекторном анализе электроны помещаются («вбрасываются») в область электрического поля катода с некоторой начальной кинетической энергией, определяемой работой выхода катода. Равномерное координатное распределение частиц в пространстве соответствует равномерной эмиссии электронов (в общем случае теоретическая модель предусматривает произвольную плотность эмиссии). Для используемого в ЭОС катода

вольфрам-рениевого состава, с учетом разброса электронов по скоростям, начальная энергия составляет 10–20 эВ и задается в виде $W = 15$ эВ со случайным отклонением $dW = \pm 5$ эВ. Учет разброса электронов по направлениям предполагает, что их максимальное начальное отклонение, относительно оси ЭП, составляет $\pm 10^\circ$.

После определения величин точечных зарядов методом зарядовой плотности, описанным в разделе 2, происходит выделение на оси ЭОС опорных узлов, в которых вычисляются потенциал и его производные, необходимые при определении напряженностей (3.15). Опорные узлы расположены равномерно относительно друг друга, а их количество должно соответствовать условию:

$$\max \left\| \frac{R_i(N)}{R_i\left(\frac{N}{2}\right)} \right\| \leq \varepsilon_{rr}, \quad (3.25)$$

где $R_i(N)$ – радиус пучка в i -м сечении при количестве опорных узлов, равных N ;

ε_{rr} – заданная точность вычислений.

Для моделируемой системы определено, что $N = 1000$ при $\varepsilon_{rr} = 0.001$, с использованием соотношений (3.9) и (3.10) проводится учет пространственного заряда.

На рис. 3.8 представлено семейство огибающих ЭП при $U_\phi = 0$ В, $U_{A1} = 180$ В, $U_{A2} = 3200$ В и $I = 3–10$ мА, из которого видно, что для моделируемой ЭОС при заданном рабочем режиме возможно прохождение ЭП без токооседания на анодах системы вплоть до токов пучка 10 мА.

Рис. 3.9 демонстрирует возможность оптимального режима формирования ЭП при высоких значениях ускоряющего напряжения ($U_{A2} = 6000$ В), что обусловлено уменьшением влияния пространственного

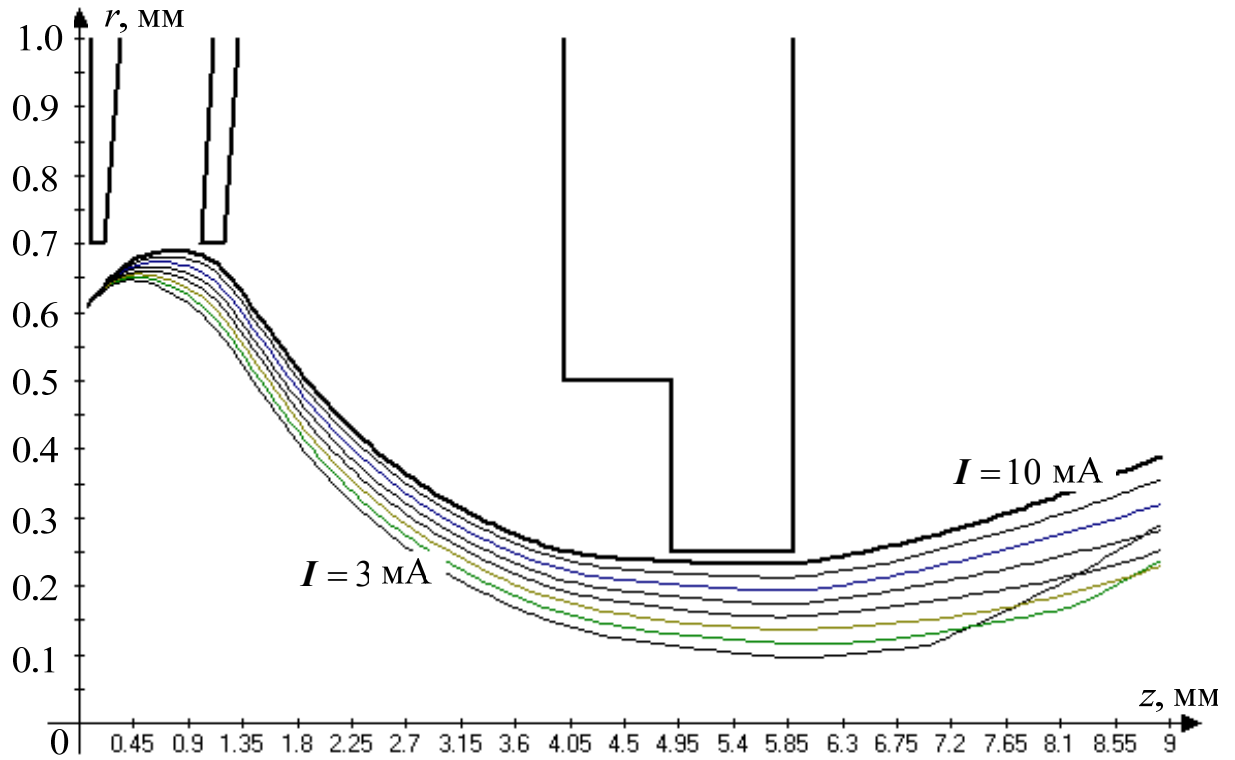


Рис. 3.8. Семейство огибающих ЭП при $U_\phi = 0 \text{ В}$, $U_{A1} = 180 \text{ В}$, $U_{A2} = 3200 \text{ В}$ и $I = 3 - 10 \text{ мА}$

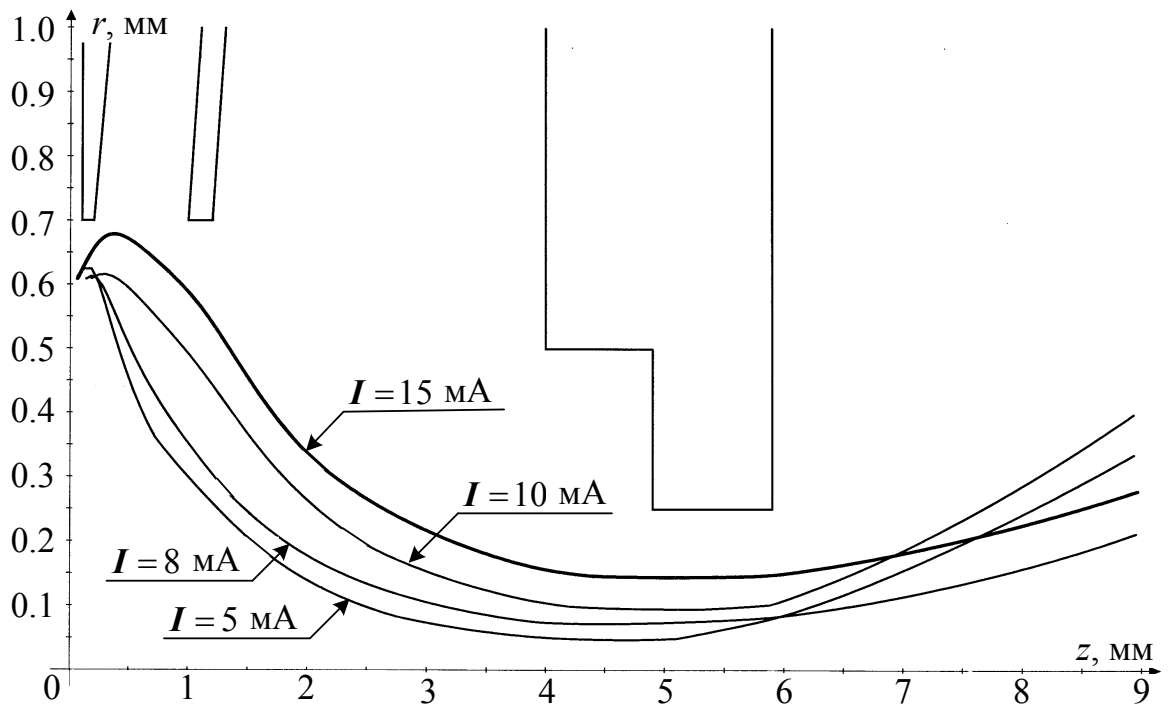


Рис. 3.9. Семейство огибающих ЭП при $U_\phi = -50 \text{ В}$, $U_{A1} = 290 \text{ В}$, $U_{A2} = 6000 \text{ В}$ и $I = 5 - 15 \text{ мА}$

заряда на траектории движения электронов при увеличении U_{A2} .

Результаты траекторного анализа двухэлектродной ЭОС представлены на рис. 3.10, который демонстрирует более сильное расхождение ЭП за анодом системы по сравнению с трехэлектродной ЭОС.

Из анализа токооседания ЭП на электродах, проведенного по методике изложенной в разделе 2, следует, что при токе 12 мА начинается оседание электронов на острие первого анода, а при увеличении тока до 25 мА, оседание составляет 20% в основном на втором аноде (рис. 3.11а). Для двухэлектродной ЭОС оседание электронов начинается уже при токах $I \approx 5$ мА, а при увеличении до 10 мА – достигает 25% на аноде (рис. 3.11б).

Сравнивая результаты моделирования двух систем можно сделать вывод о превосходстве по всем параметрам трехэлектродной системы перед двухэлектродной. При вычислении огибающих ЭП относительная погрешность составляла $\varepsilon < 0.001$ и определялась из условия (3.24).

Используя предложенную методику траекторного анализа проведено исследование зависимости размера и положения кроссовера ЭП от ускоряющего напряжения в трехэлектродной ЭОС. На рис. 3.12а прослеживается рост диаметра пучка в кроссовере из-за увеличения силы тока (сил пространственного заряда) и его уменьшения при возрастании ускоряющего потенциала. Используя рис. 3.12б можно определить положение l кроссовера ЭП относительно наружной границы второго анода, которая принята за начало отсчета на данном графике.

Расчет размера и положения кроссовера проводился при фиксированных потенциалах фокусирующего электрода $U_{\phi} = 0$ В и первого анода $U_{A1} = 180$ В. Значения токов пучка составляли от 1 до 10 мА.

Возвращаясь к заложенной на рис. 3.2 объемной модели исследуемой ЭОС, на рис. 3.13. представлена трехмерная реконструкция оптимальной конфигурации ЭП, полученная путем аксиального вращения относительно продольной оси, которая наглядно демонстрирует топологию формирования пучка в межэлектродных промежутках.

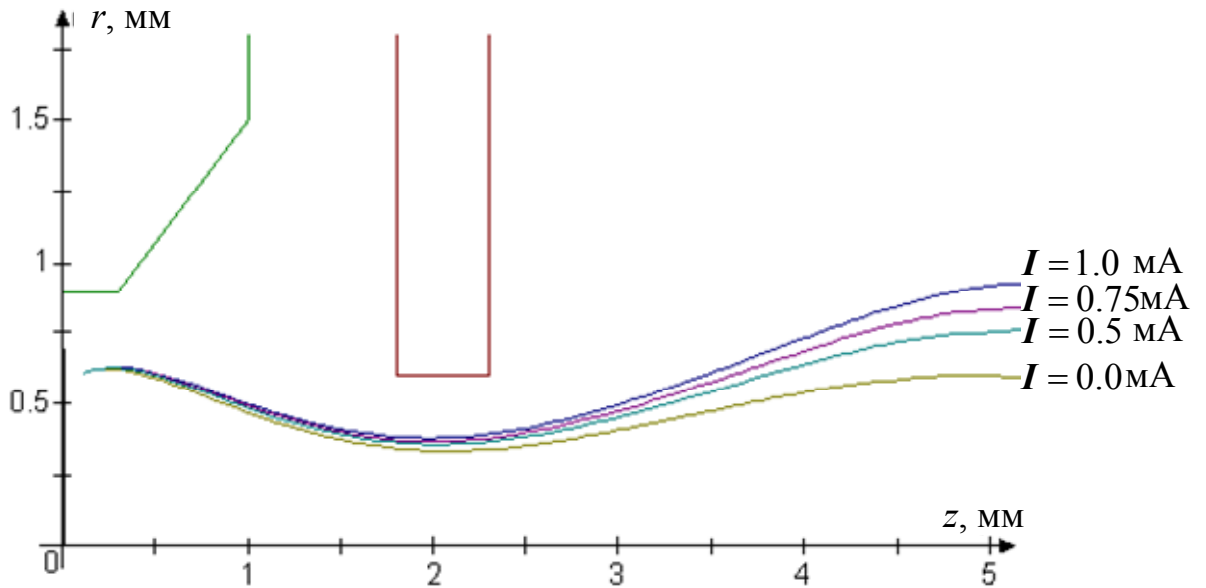


Рис. 3.10. Семейство огибающих ЭП при $U_\phi = 10$ В, $U_A = 600$ В и $I = 0 - 1$ мА

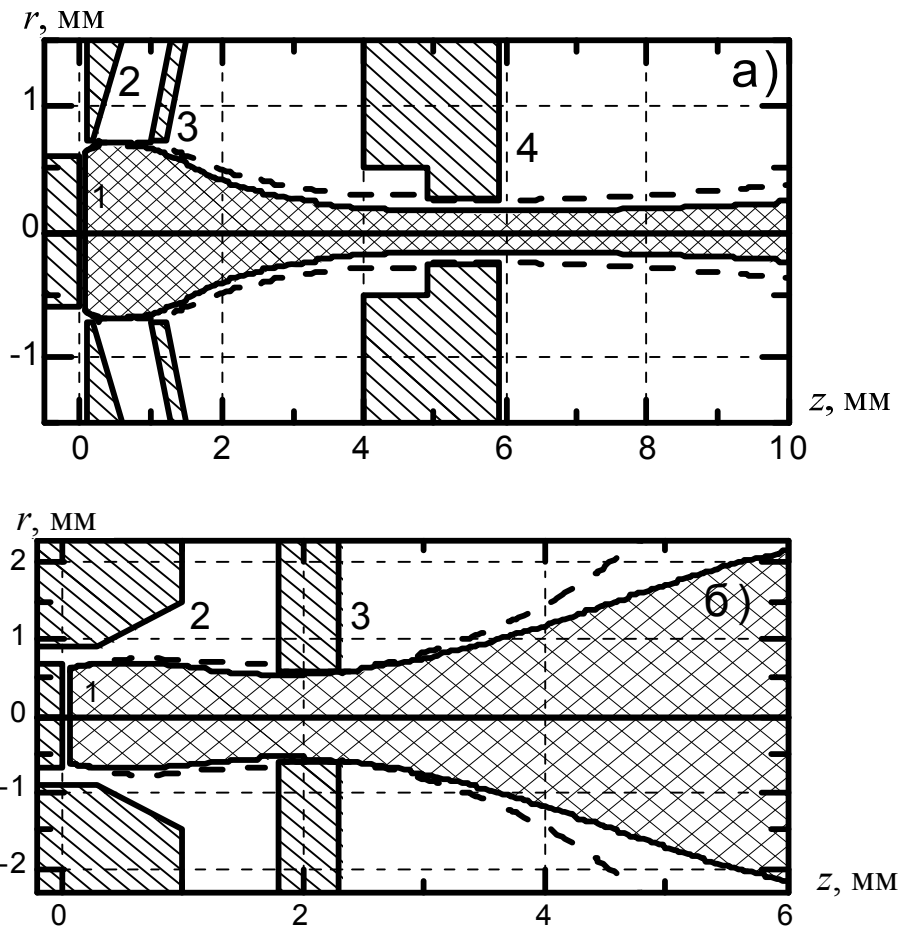


Рис. 3.11. К анализу токооседания пучка на электродах

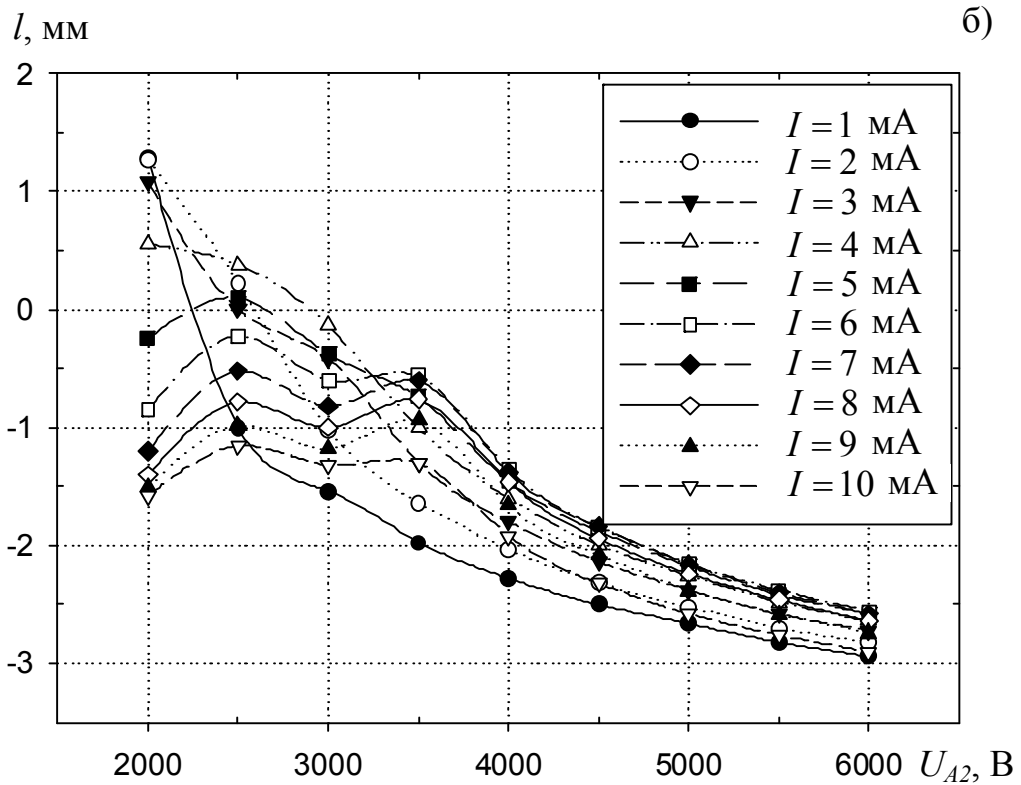
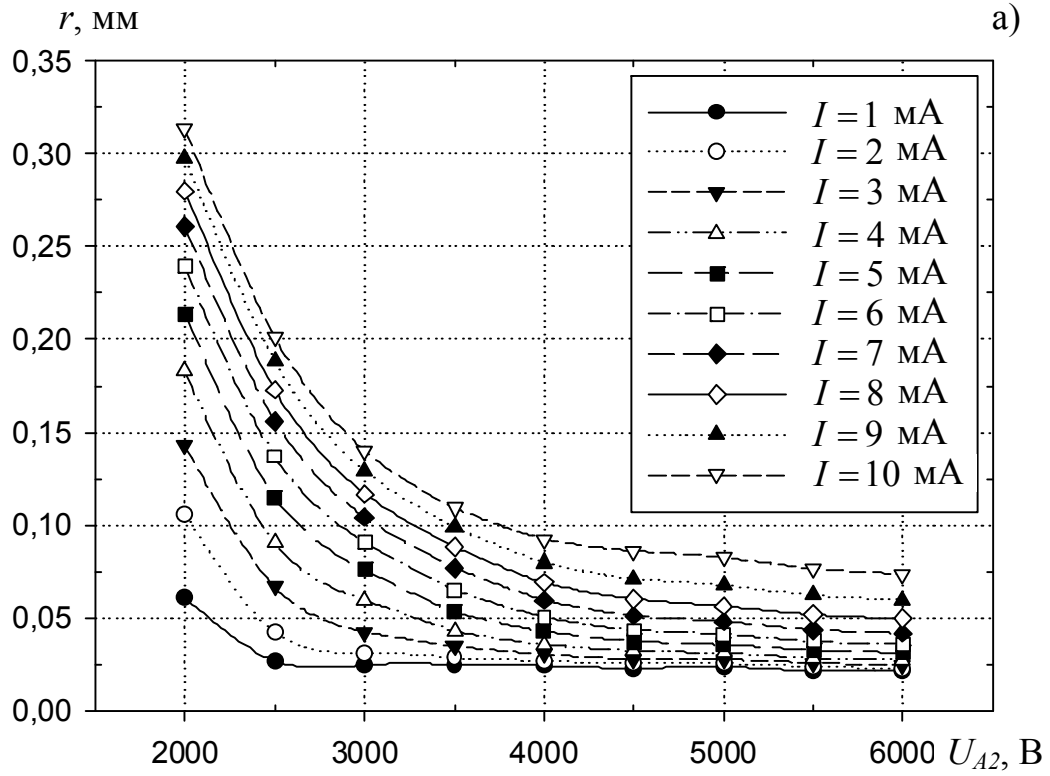


Рис. 3.12. Зависимость радиуса пучка в кроссовере (а) и смещение кроссовера (б) от потенциала второго анода

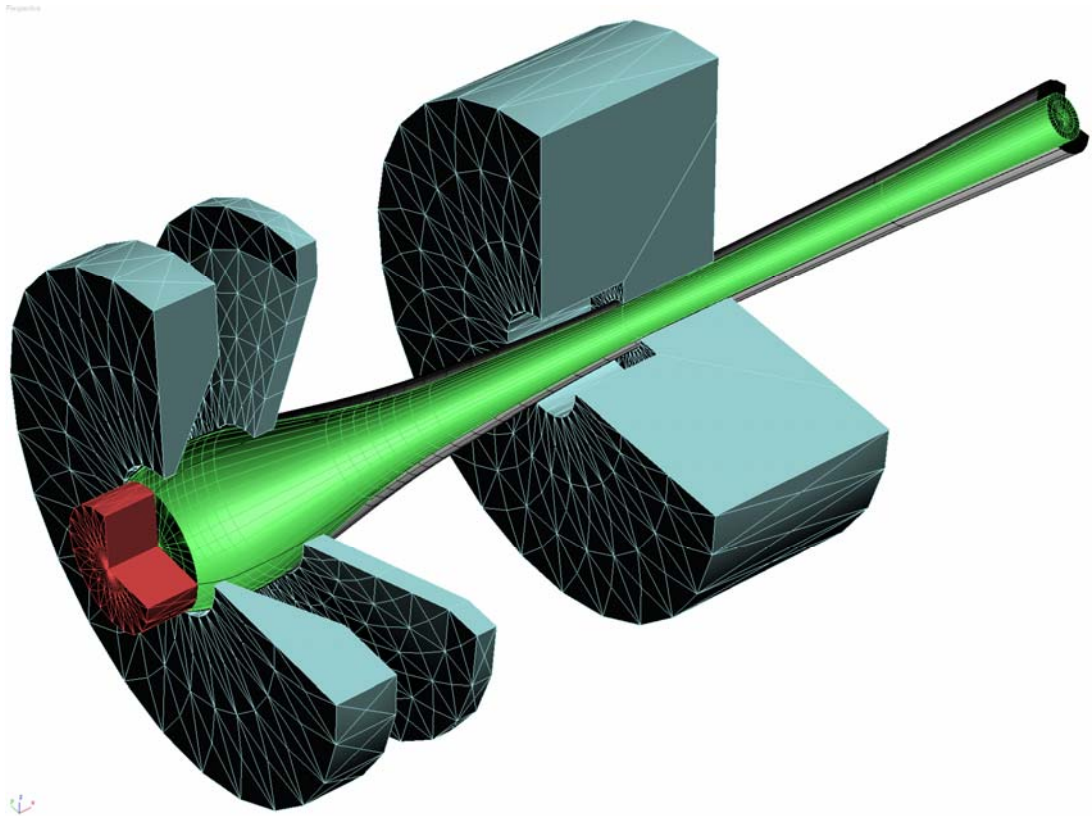


Рис. 3.13. Трехмерная конфигурация рассчитанного ЭП в исследуемой трехэлектродной ЭОС

3.6. Выводы

1. Разработаны методики теоретического исследования физических полей и траекторий движения электронов, основанные на численных методах. Получены основные выражения для определения физических полей и траекторные уравнения для аксиально-симметричных ЭП.

2. На основании свойств аксиальной симметрии описана математическая модель исследуемой ЭОС. Предложена схема перехода в меридианную плоскость.

3. Путем использования уравнений теории потенциалов и траекторных уравнений движения электронов построены математические модели для численного анализа электрических полей и огибающих пучков заряженных частиц, с помощью метода Эверхарта, для аксиально-симметричных систем с

относительной погрешностью $\varepsilon < 0.001$.

4. На конкретных геометриях ЭОС показана работоспособность предложенных алгоритмов численного счета, определены оптимальные интервалы рабочих режимов на электродах пушки: для низкоэнергетических ЭП $U_{A2} = 1000 - 4000$ В, $U_{\phi} = 0$ В, $U_{A1} = 180$ В и высокоэнергетических ЭП $U_{A2} = 4000 - 6000$ В, $U_{\phi} = -50$ В, $U_{A1} = 290$ В.

5. Исследована зависимость радиуса пучка в кроссовере и его смещение от ускоряющего потенциала.

6. Проведен анализ процессов токооседания на электродах ЭОС и показано, что предельно допустимые значения токов составляют $I = 10$ мА в низкоэнергетическом и до $I = 20$ мА в высокоэнергетическом ЭП.

РАЗДЕЛ 4

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЕЙ И ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ДИОДНЫХ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Equation Section 4 Pictures Section 4

Ленточный ЭП, как основной инструмент преобразования энергии, нашел широкое применение в электронных приборах СВЧ типа ЛОВ, ГДИ [16-19, 21]. Поэтому исследование параметров ленточных ЭП представляет значительный интерес при проектировании таких приборов. Опыт создания математических моделей систем с аксиальной симметрией позволяет приступать сразу к построению трехмерной математической модели с последующей корректировкой основных расчетных уравнений. В данном разделе построен и апробирован алгоритм для численного анализа процессов формирования электронного пучка в неоднородном электрическом поле, созданном электродами трехмерной конфигурации. Разработанный алгоритм учитывает тепловой разброс скоростей, угловое отклонение, оседание электронов на электродах с последующим пересчетом тока пучка.

Основные результаты данного раздела опубликованы в работах [117, 121-123].

4.1. Построение трехмерной математической модели

Объектом исследования в данной работе является ленточный ЭП, который формируется двухэлектродной диодной пушкой [46], модифицированной для применения в ЭВП миллиметрового диапазона волн [16-19]. Пушки такого типа позволяют формировать ленточные электронные пучки шириной 3-10 мм и толщиной 0.1-0.25 мм, током пучка $I=10-200$ мА при ускоряющих напряжениях 1000-5000 В [21].

В общем случае, при численном моделировании, как и для аксиально-симметричных систем, известными считаются геометрия электродов,

величины их потенциалов, значения тока пучка, распределения плотности эмиссии, максимальный разброс электронов по энергиям, средняя энергия вылета электронов и их предельные угловые характеристики.

На фотографии (рис. 4.1а) представлен общий вид диодной электронной пушки и схематично основные элементы такой пушки (рис. 4.1б), состоящей из термо-катода 1, выполненного в виде таблетки, и фокусирующего электрода (анода) 2. Эмитирующая поверхность катода представляет собой узкую прямоугольную щель 3. Анод выполнен в виде медной пластины малой толщины (~ 2 мм) с отверстием прямоугольной формы и расположен за катодом таким образом, что нормали к поверхностям электродов, проведенные через их геометрические центры, совпадают. Анод находится под положительным потенциалом относительно катода, величина которого зависит от заданного режима работы пушки.

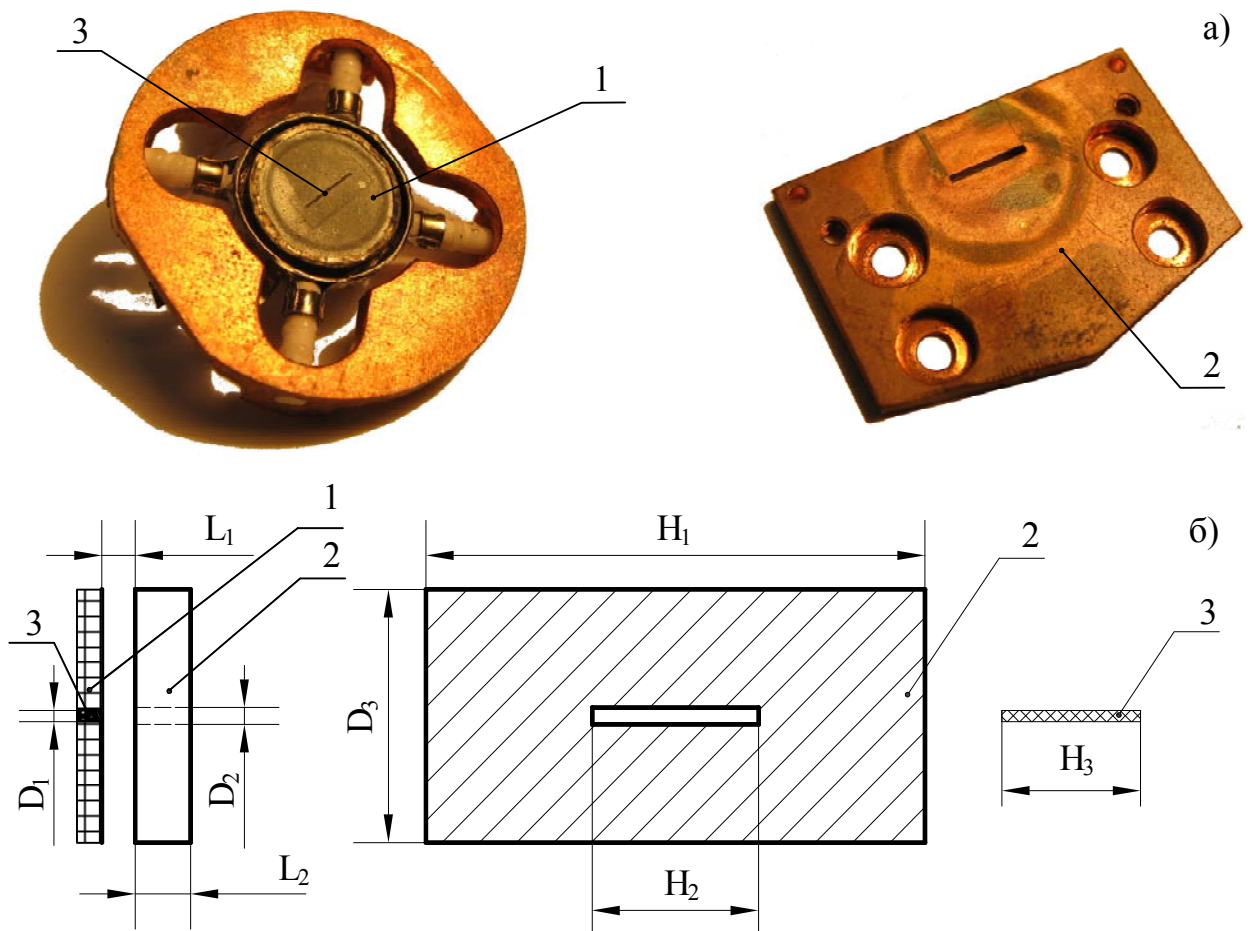
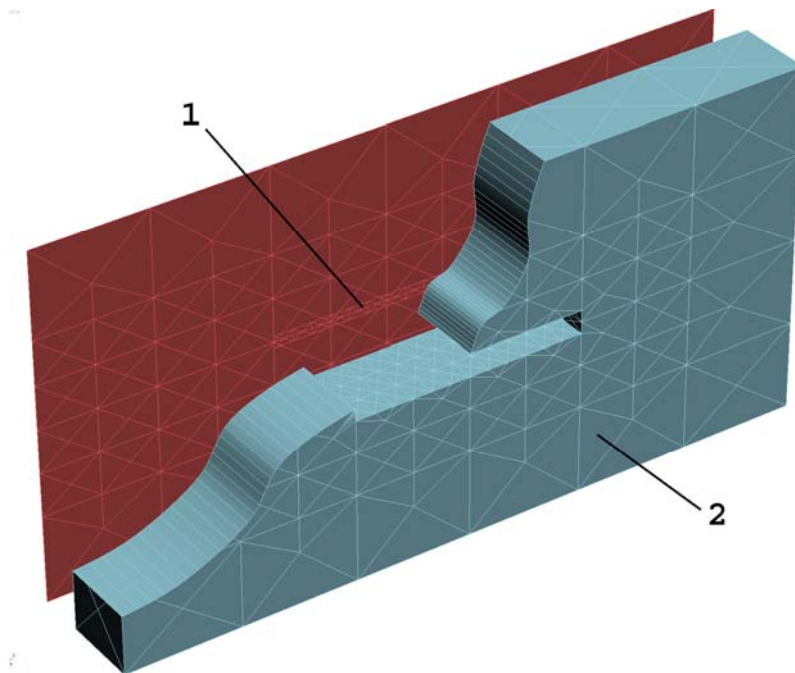


Рис. 4.1. общий вид диодной электронно-оптической системы и ее схема

На первом этапе моделирования проводится создание трехмерной модели диодной электронно-оптической системы. Такую модель наиболее удобно представлять в виде набора элементарных заряженных областей – треугольников, охватывающих контур электродов. Следует отметить, что плотность треугольников необходимо увеличивать в области пролетного канала анода и эмиссионной части катода. Такое нанесение сетки повышает точность определения электростатического поля в этих областях. При этом, что всю поверхность электродов не целесообразно разбивать плотной сеткой мелких треугольников, т.к. увеличение их количества приводит к существенному увеличению времени расчета структуры электрического поля. Такой способ использования треугольной сетки аналогичен методике разбиения контура электродов двухмерной модели на элементарные участки, использованной в разделе 3.

Треугольная ячейка обладает явным преимуществом, перед зачастую используемой прямоугольной ячейкой, т.к. из треугольников можно создать поверхность любой конфигурации с требуемым приближением и, следовательно, написать универсальный алгоритм для поверхностей электродов произвольных форм.

Для создания модели электронной пушки предлагается использовать компьютерную программу типа 3D Studio Max [121], которая обладает наибольшим набором инструментов для решения поставленной задачи. 3D Studio Max позволяет максимально точно моделировать трехмерные объекты любой сложности при удобном визуальном контроле и проводить их дальнейшую обработку. Пример создания трехмерной модели представлен на рис. 4.2 (для наглядности представления треугольной сетки катодной щели проведен криволинейный срез).



трического поля.

После завершения создания трехмерной модели с оптимальной сеткой на электродах 3D Studio Max позволяет экспортировать в файл наборы вершин треугольников, используемые далее при определении структуры элект-

Рис. 4.2. Представление диодной электронной пушки сеточными поверхностями:

1 – катод;

2 – анод

4.2. Вычисление электрического поля

После задания набора вершин треугольников рассчитывается плотность зарядов на их поверхностях методом зарядовой плотности, который предполагает отыскание решения задачи, удовлетворяющего граничным условиям не во всей области, а лишь в конечном наборе точек (в вершинах треугольников, определенных ранее). Суть метода вычисления электрического поля аналогична методу, используемому в разделе 3, однако его реализация усложняется рассмотрением трехмерной задачи.

В данной реализации метода зарядовой плотности применяется кусочно-

линейная аппроксимация распределения плотности поверхностного заряда на электродах (поверхностная плотность заряда в пределах треугольника – линейная функция), при этом на границах отдельных участков функция плотности зарядов должна быть непрерывна, но допускаются разрывы ее производных.

Введем прямоугольную систему координат, начало которой лежит на поверхности треугольника и ее ось Oz перпендикулярна этой поверхности. Тогда, в такой системе координат плотность зарядов на треугольнике, с учетом сделанного выше допущения о ее кусочно-линейном виде, описывается зависимостью:

$$\begin{aligned} \mu(x, y) = & \frac{\mu_1 \left[x \begin{vmatrix} y_2 & 1 \\ y_3 & 1 \end{vmatrix} - y \begin{vmatrix} x_2 & 1 \\ x_3 & 1 \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} x_2 & y_2 \\ x_3 & y_3 \end{vmatrix} \right]}{\Delta} + \\ & + \frac{\mu_2 \left[-x \begin{vmatrix} y_1 & 1 \\ y_3 & 1 \end{vmatrix} + y \begin{vmatrix} x_1 & 1 \\ x_3 & 1 \end{vmatrix} - \begin{vmatrix} x_1 & y_1 \\ x_3 & y_3 \end{vmatrix} \right]}{\Delta} + \\ & + \frac{\mu_3 \left[x \begin{vmatrix} y_1 & 1 \\ y_2 & 1 \end{vmatrix} - y \begin{vmatrix} x_1 & 1 \\ x_2 & 1 \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} x_1 & y_1 \\ x_2 & y_2 \end{vmatrix} \right]}{\Delta} = \\ = & \frac{\mu_1 [xk_{11} + yk_{12} + k_{13}] + \mu_2 [xk_{21} + yk_{22} + k_{23}] + \mu_3 [xk_{31} + yk_{32} + k_{33}]}{d}. \end{aligned} \quad (4.1)$$

где $\Delta = \begin{vmatrix} x_1 & y_1 & 1 \\ x_2 & y_2 & 1 \\ x_3 & y_3 & 1 \end{vmatrix}$;

$\mu(x, y)$ – плотность зарядов на поверхности треугольника;

x_i, y_i – координаты соответствующих вершин треугольника в системе координат с осью Oz нормальной поверхности треугольника;

μ_i – поверхностные плотности зарядов в соответствующих вершинах треугольника;

$i = 1...3$ – номер вершины треугольника;

$k_{11}, k_{12} \dots$ и d – соответствующие определители матриц,

Потенциал в произвольной точке P с координатами (x_p, y_p, z_p) , создаваемый треугольником с распределением плотности поверхностных зарядов $\mu(x, y)$ имеет вид:

$$U(x_p, y_p, z_p) = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \iint_S \frac{\mu(x, y)}{\sqrt{(x_p - x)^2 + (y_p - y)^2 + z_p^2}} dS, \quad (4.2)$$

где S – поверхность треугольника.

Выражение (4.2) с учетом (4.1) можно переписать в виде:

$$U(x_p, y_p, z_p) = \frac{\mu_1 I(k_{11}, k_{12}, k_{13}) + \mu_2 I(k_{21}, k_{22}, k_{23}) + \mu_3 I(k_{31}, k_{32}, k_{33})}{d}, \quad (4.3)$$

где интегралы $I(k_{11}, k_{12}, k_{13})$ определяются как:

$$I(k_1, k_2, k_3) = \iint_S \frac{k_1 x + k_2 y + k_3}{\sqrt{(x_p - x)^2 + (y_p - y)^2 + z_p^2}} dS. \quad (4.4)$$

Следует отметить, что μ_i входит в (4.3) линейным образом, а интегралы (4.4) зависят лишь от геометрии задачи. В случае группы треугольников, потенциал в любой точке будет определяться суперпозицией потенциалов, создаваемых каждым треугольником в отдельности.

Пусть имеется N вершин, для каждой из которых задан потенциал U_i (из краевых условий). Тогда для i -ой вершины воспользовавшись принципом суперпозиции и (4.3) можно записать:

$$U_i = \sum_{j=1}^N \mu_j a_{ij}, i = 1 \dots N, \quad (4.5)$$

Таким образом имеем систему из N уравнений с N неизвестными:

$$A\mu = U, \quad (4.6)$$

где A – квадратная матрица $[N \times N]$;

μ – вектор-столбец из N строк, содержащий неизвестные значения поверхностной плотности зарядов в точках-вершинах треугольников.

Отметим, что значение матрицы A зависит лишь от геометрии, а U – от краевых условий. Решив эту систему и найдя значения плотности поверхностных зарядов в каждой вершине треугольника, можно вычислить значения потенциалов и их производных в любой точке пространства воспользовавшись (4.3) и принципом суперпозиции. Производные потенциала находятся дифференцированием подынтегральной части уравнения (4.4).

Одной из особенностей используемого метода является нахождение квадратной матрицы A системы линейных уравнений, решением которой является вектор-столбец, описывающий плотность зарядов на поверхности электродов. Для решения системы линейных уравнений используется LU-преобразование, что позволяет при изменении потенциалов на электродах (для заданной их конфигурации) не производить это преобразование повторно, что в значительной степени экономит время вычислений.

При вычислении полей в трехмерных декартовых координатах в силу используемого параксиального приближения необходимо выбирать ось координат Oz вдоль направления движения ЭП. Тогда для определения потенциала поля в точке пространства, достаточно приближенной к выбранной оси Oz системы, применяется его разложение в ряд Фурье, по формуле [42]:

$$\begin{aligned}
\tilde{U}(x, y, z) = & U_0(z) + U_1(z)x + W_1(z)y + [U_2(z) - U_0''(z)/4]x^2 - \\
& - [U_2(z) + U_0''(z)/4]y^2 + 2W_2(z)xy + [U_3(z) - U_1''(z)/8]x^3 + \\
& + [3W_3(z) - W_1''(z)/8]x^2y - [3U_3(z) + U_1''(z)/8]xy^2 - \\
& - [W_3(z) + W_1''(z)/8]y^3 + [U_4(z) - U_2''(z)/12 + U_0^{IV}(z)/64]x^4 + \\
& + [4W_4(z) - W_2''(z)/6]x^3y + [U_0^{IV}(z)/32 - 6U_4(z)]x^2y^2 - \\
& - [4W_4(z) - W_2''(z)/6]xy^3 + [U_0^{IV}(z)/64 + U_2''/12 + U_4]y^4 + \dots,
\end{aligned} \tag{4.7}$$

где $U_1(z)$, $U_2(z)$, $U_3(z)$, $U_4(z)$ – мультипольные компоненты электрического поля;

U_0'' и U_0^{IV} – производные от потенциала электрического поля на оси системы;

$W_1(z)$, $W_2(z)$, $W_3(z)$, $W_4(z)$ – мультипольные компоненты магнитного поля;

W_1'' , W_2'' – производные от мультипольных компонент магнитного поля.

При решении уравнений движения заряженных частиц необходимы компоненты напряженности, которые можно получить частным дифференцированием потенциалов (4.7):

$$\begin{aligned}
E_x = -\frac{\partial U}{\partial x} = & -U_1(z) - 2[U_2(z) - U_0''(z)/4]x - \\
& - 3[U_3(z) - U_1''(z)/8]x^2 + [3U_3(z) + U_1''(z)/8]y^2 - \\
& - 4[U_4(z) - U_2''(z)/12 + U_0^{IV}(z)/64]x^3 - \\
& - 2[U_0^{IV}(z)/32 - 6U_4(z)]xy^2 + \dots
\end{aligned} \tag{4.8}$$

$$\begin{aligned}
E_y = -\frac{\partial U}{\partial y} = & +2[U_2(z) + U_0''(z)/4]y + 2[3U_3(z) + U_1''(z)/8]xy + \\
& - 2[U_0^{IV}(z)/32 - 6U_4(z)]x^2y - 4[U_0^{IV}(z)/64 + U_2''/12 + U_4]y^3 + \dots;
\end{aligned} \tag{4.9}$$

$$\begin{aligned}
E_z = \frac{\partial U}{\partial z} = & U_0'(z) + U_1'(z)x + [U_2'(z) - U_0'''(z)/4]x^2 - \\
& - [U_2'(z) + U_0'''(z)/4]y^2 + [U_3'(z) - U_1'''(z)/8]x^3 - \\
& - [3U_3'(z) + U_1'''(z)/8]xy^2 + \dots
\end{aligned} \tag{4.10}$$

При взятии частной производной от потенциала (4.7) по координате z , не удовлетворяющие условию $i + j \leq 3$ произведениями типа $x^i y^j$ можно пренебречь в силу их порядка малости. Соответственно, для потенциала достаточно выполнение условия $i + j \leq 4$.

Определение мультипольных компонент $U_1(z)$, $U_2(z)$, $U_3(z)$, $U_4(z)$ и их производных проводится методом коллокаций, после определения поверхностной плотности зарядов. Вычисленные компоненты напряженности по формулам (4.8)-(4.10) далее используются при решении траекторных уравнений.

Пример реализации описанной выше методики вычисления электрического поля для реальной ЭОС, общий вид и конфигурация электродов которой представлены на рис. 4.1. В таблице 4.1 приведены основные геометрические размеры электродов, формирующих электрические поля, при потенциале катода $U = 4000$ В относительно анода пушки.

Таблица 4.1

Основные геометрические размеры моделируемой ЭОС

Параметр	D ₁	D ₂	D ₃	H ₁	H ₂	H ₃	L ₁	L ₂
Величина, мм	0.4	0.6	9.0	18.0	6.0	5.0	1.2	2.0

Однако трехмерное представление структуры электрического поля в виде эквипотенциальных поверхностей достаточно затруднено. Поэтому в качестве примера апробации методики вычисления структуры электрического поля на рис. 4.3 представлено его распределение на оси исследуемой диодной ЭОС.

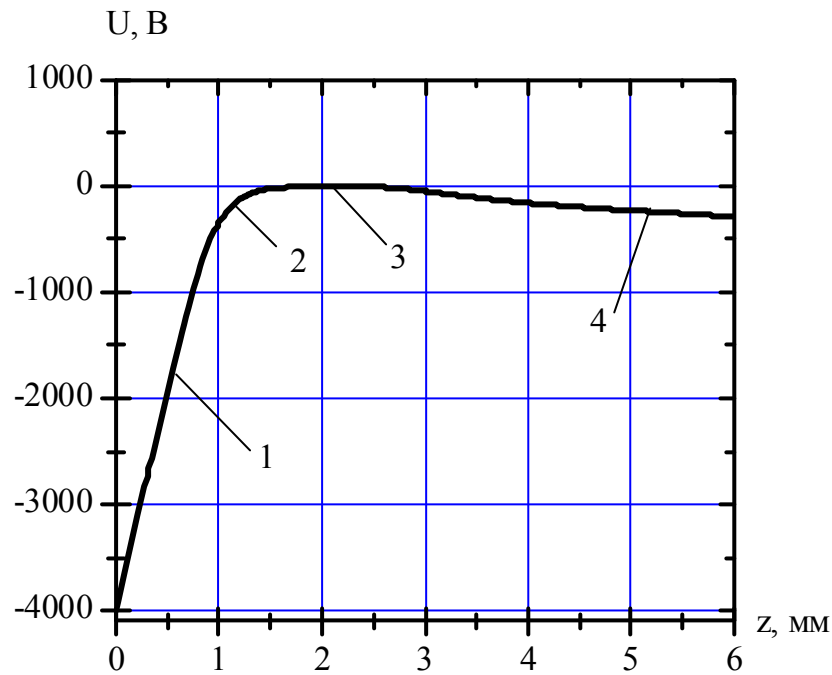


Рис. 4.3. Распределение потенциала на оси диодной пушки

Как видно из рис. 4.3 участок 0-1 мм (внутреннее пространство ЭОС) характеризуется равномерно-возрастающим потенциалом 1 (постоянная напряженность), который ускоряет электроны до 3500 эВ. Далее, в прианодной области 1.0-1.2 мм появляется неоднородность поля 2, обусловленная эффектом анодной линзы. На участке 2 электроны дополнительно получают энергию в 500 эВ, после чего в пролетном канале анода 1.2-2.0 мм дрейфуют в практически эквипотенциальном пространстве 3 за пределы ЭОС. Заанодная область 4 характеризуется небольшим спадом потенциала на оси системы, что объясняется «проникновением» катодного потенциала через пролетный канал анода.

4.3. Вычисление фокусирующего магнитного поля

Фокусирующее магнитное поле в пространстве движения ленточного ЭП создается электромагнитами, которые состоят из магнитопровода и двух катушек с коническими полюсными наконечниками, либо постоянными

самарий-кобальтовыми магнитами аналогичной конфигурации [21]. Геометрия полюсных наконечников, представленная на рис., играет ключевую роль в создании максимально-равномерного магнитного поля в центральной области системы.

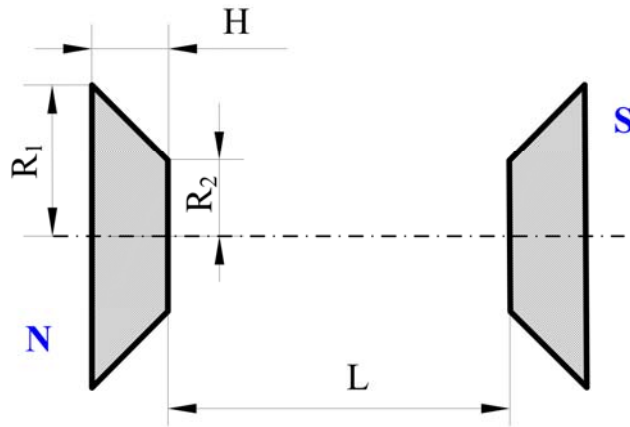


Рис.4.4. Геометрия магнитных полюсных наконечников

Максимальная индукция магнитного поля, которую создаёт электромагнит, достигает 1 Тл при токах порядка 15 А, поэтому в катушки электромагнита для избегания их перегрева заведено водяное охлаждение.

Наряду с использованием электромагнитов широко известны случаи использования постоянных магнитов в качестве МФС в приборах СВЧ [124]. Существенного снижения массы и габаритов МФС достигают за счет применения энергоемких редкоземельных материалов (например: самарий-кобальт, неодим-железо-бор) с постоянной намагниченностью [125].

Для определения магнитных полей возможно использование метода зарядовой плотности (раздел 3), если применить закон Гаусса, в котором электростатическое поле \vec{E} формально заменить вектором намагниченности \vec{M} , а плотность электрического заряда заменить фиктивной «плотностью магнитного заряда» ζ :

$$\operatorname{div} \vec{M} = \zeta / \mu_0. \quad (4.11)$$

Напряженность магнитного поля \vec{H} связана с индукцией \vec{B} известным соотношением:

$$\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}, \quad (4.12)$$

где μ – магнитная проницаемость среды (для вакуума $\mu = 1$);

$\mu_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная.

Тогда, частным дифференцированием ряда (3.8), с учетом соотношения (4.12), получаем выражения для определения компонент индукции магнитного поля:

$$\begin{aligned} B_r(r, z) &= \mu_0 \left[A_0^{II}(z) \cdot \frac{r}{2} - A_0^{IV}(z) \cdot \frac{r^3}{16} + \dots \right], \\ B_z(r, z) &= \mu_0 \left[-A_0^I(z) + A_0^{III}(z) \cdot \frac{r^2}{4} - \dots \right], \end{aligned} \quad (4.13)$$

где A – скалярный магнитный потенциал.

Следует отметить, что использование метода зарядовой плотности теории электрических потенциалов для вычисления магнитного поля подразумевает выполнение следующих условий и допущений:

– магнитное поле создается постоянным током, поэтому отсутствуют индукционные токи;

– пренебрегается влияние тока ЭП на магнитное поле системы в силу его малости;

– относительная проницаемость магнитного материала стремится к бесконечности (магнитный сердечник выполнен из магнитомягкой высоконикелевой стали с относительной магнитной проницаемостью $\mu \approx (5 \div 6) \cdot 10^4$;

– материал магнитного сердечника не доводится до состояния насыщения.

При выполнении этих условий скалярный электростатический потенциал, задающий начальные условия, заменяется на скалярный

магнитный потенциал, а контур электродов на контур полюсов МФС. Таким образом необходимо использовать магнитный потенциал как потенциал наконечников МФС. После чего вычисление магнитного поля ничем не отличается от вычисления электрического [42, 126-128].

Пример реализации описанной выше методики расчета магнитного поля приводится для реальной МФС, конфигурация полюсных наконечников которой представлена на рис. . В таблице 4.2 приведены основные геометрические размеры полюсных наконечников, создающих магнитное поле.

Таблица 4.2

Основные геометрические размеры МФС

Параметр	R_1	R_2	L	H
Величина, мм	62	22	70	25

Поскольку потенциалы полюсных наконечников магнитов изначально неизвестны, то они определяются путем численного перебора и сравнения с экспериментальными значениями. Так, например, на рис. 4.5 показаны распределения индукции магнитного поля вдоль оси системы для магнитных потенциалов, соответствующих различным значениям тока в катушках электромагнита: 10 А, 6 А и 3 А.

Из графиков видно, что для заданной геометрии полюсных наконечников магнитное поле в пространстве формирования ЭП может быть существенно неоднородным. Появление радиальных компонент в распределении магнитного поля будет оказывать влияние на траектории движения электронов в пространстве фокусировки. Хорошая корреляция

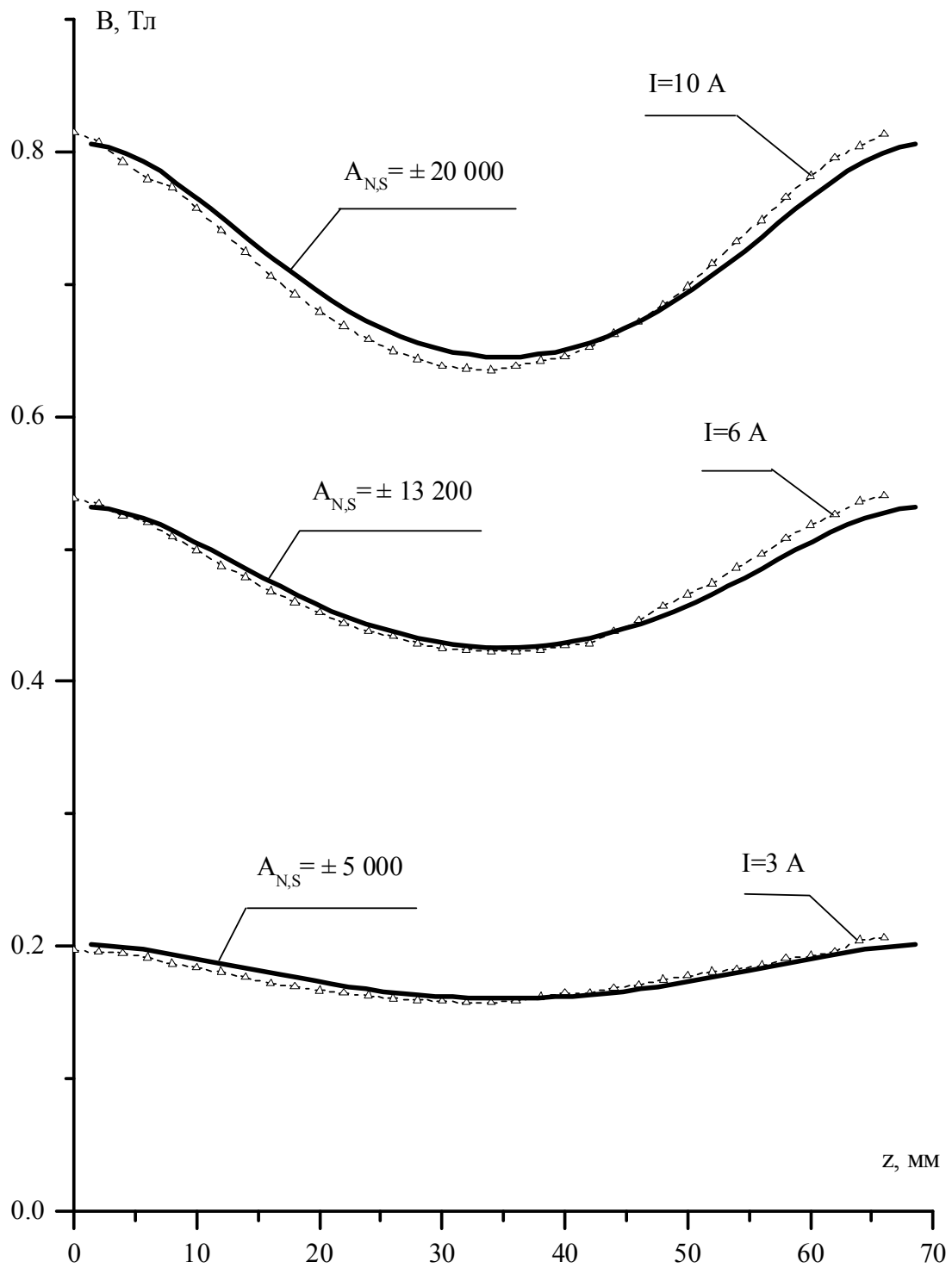


Рис. 4.5. Распределение индукции магнитного поля вдоль оси МФС: (сплошная линия) – рассчитанная индукция; (пунктирная линия) – индукция, измеренная экспериментально

расчетных графиков и с экспериментальными позволяет использовать предложенную методику при решении уравнений движения электронов с учетом магнитного поля.

В качестве примера использования метода расчета структуры пространственных электростатических полей для задачи вычисления произвольного магнитного поля проведен расчет трехмерной конфигурации МФС, применяемой в пакетированных ГДИ [21].

Так, на рис. 4.6 представлены схема такой МФС и распределение индукции магнитного поля на оси системы. Для сравнения здесь же приведено распределение индукции магнитного поля, полученное экспериментально [21]. При расчете величины магнитных потенциалов полюсов составляли $A_{N,S} = \pm 10\,000$.

Сравнение представленного на рис. 4.6 расчетного и измеренного экспериментально распределения индукции магнитного поля на оси показывает удовлетворительную корреляцию результатов. Однако следует помнить о том, что при изготовлении пакетированных ГДИ для МФС используют магнитотвердые материалы, максимальная магнитная проницаемость которых не превышает нескольких тысяч единиц, что значительно меньше условия применения метода зарядовой плотности для расчета магнитных систем. Поэтому данный метод пригоден, как правило, только для качественной оценки МФС из магнитотвердого материала.

Тем не менее, из рис. 4.5-4.6 видно, что МФС обеспечивают неоднородность индукции магнитного поля не более 2% в рабочей области зазора фокусирующей системы 10-15 мм, что дает возможность их применения в СВЧ аппаратуре.

После определения продольных и радиальных компонент индукции магнитного поля B_z и B_r становится возможным решение траекторных уравнений и проведения численного анализа движения электронов.

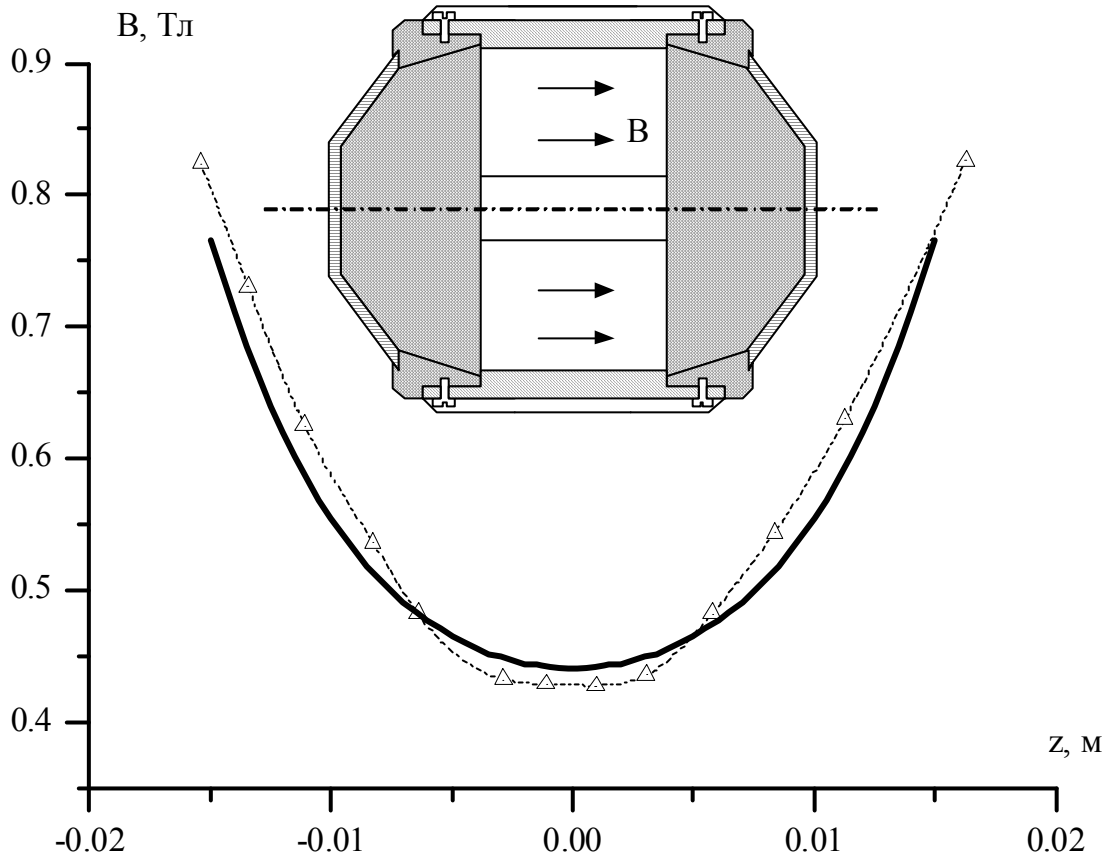


Рис. 4.6. Распределение индукции магнитного поля на оси МФС на основе соединения SmCo: рассчитанная индукция – сплошная линия; индукция, измеренная экспериментально [21] – пунктирная линия

4.4. Траекторные уравнения для декартовой системы координат

Используя выражение (3.11) для декартовой системы координат можно получить нерелятивистские уравнения движения:

$$\begin{cases} \frac{d^2x}{dt^2} = \frac{Q}{m} \left(E_x + B_z \frac{dy}{dt} - B_y \frac{dz}{dt} \right), \\ \frac{d^2y}{dt^2} = \frac{Q}{m} \left(E_y + B_x \frac{dz}{dt} - B_z \frac{dx}{dt} \right), \\ \frac{d^2z}{dt^2} = \frac{Q}{m} \left(E_z + B_y \frac{dx}{dt} - B_x \frac{dy}{dt} \right). \end{cases} \quad (4.14)$$

Целесообразность перехода от уравнений движения к траекторным уравнениям показана в разделе 3, а соответствующие траекторные уравнения в декартовой системе координат будут иметь вид, аналогичный (3.13):

$$\begin{cases} x'' = (Q/m_0V)[1+x'^2+y'^2]^{1/2} \times \\ \times \left[(1+x'^2+y'^2)^{1/2} (E_x - x'E_z)/V - (1+x'^2)B_y + y'(x'B_x + B_z) \right], \\ y'' = (Q/m_0V)[1+x'^2+y'^2]^{1/2} \times \\ \times \left[(1+x'^2+y'^2)^{1/2} (E_y - y'E_z)/V - (1+y'^2)B_x + x'(y'B_y + B_z) \right], \end{cases} \quad (4.15)$$

где штрих так же обозначает дифференцирование по независимой переменной z .

С учетом магнитного поля для нерелятивистских частиц траекторные уравнения в трехмерной системе координат представлены в разделе 2. Делая замену $V = \sqrt{\frac{2q \cdot \Delta U}{m}}$, в уравнениях (4.15), что следует из закона сохранения энергии, получаем следующие уравнения движения:

$$\begin{cases} x'' = \left(Q / m_0 \sqrt{\frac{2q \cdot \Delta U}{m}} \right) [1+x'^2+y'^2]^{1/2} \times \\ \times \left[(1+x'^2+y'^2)^{1/2} (E_x - x'E_z) / \sqrt{\frac{2q \cdot \Delta U}{m}} - (1+x'^2)B_y + y'(x'B_x + B_z) \right], \\ y'' = \left(Q / m_0 \sqrt{\frac{2q \cdot \Delta U}{m}} \right) [1+x'^2+y'^2]^{1/2} \times \\ \times \left[(1+x'^2+y'^2)^{1/2} (E_y - y'E_z) / \sqrt{\frac{2q \cdot \Delta U}{m}} - (1+y'^2)B_x + x'(y'B_y + B_z) \right], \end{cases} \quad (4.16)$$

где ΔU – энергия в электрон-вольтах, состоящая из начальной тепловой

энергии вылета U_T и энергии \tilde{U} , полученной электроном при прохождении разности потенциалов: $\Delta U = U_T + \tilde{U}$.

Система (4.16) является основной для расчета траекторий движения электронов в трехмерных координатах.

Поскольку МФС (рис.) обладает аксиальной симметрией, то при вычислении уравнения (4.16) возможно использовать упрощение $B_x = B_y = B_r$, где B_r – радиальная компонента магнитного поля, определенная численным путем.

При условии, что катод имеет нулевой потенциал, а потенциалы в системе электродов задаются относительно него, можно утверждать, что энергия \tilde{U} электрона, вылетевшего из катода и находящегося в рассматриваемой точке пространства, равна начальной тепловой энергии вылета, определяемой случайным образом из заданного диапазона энергетического разброса.

При вычислении траекторных уравнениях (4.16) необходимо учитывать влияние пространственного заряда. Для этого возможно использовать подход предложенный в разделе 3 при введении соотношения (3.9). А именно: компоненты поля E_x и E_y из системы (4.16) должны содержать слагаемые, обусловленные кулоновским отталкиванием:

$$E_x = E_{l,x} + E_{n,x}, \quad E_y = E_{l,y} + E_{n,y}. \quad (4.17)$$

где $E_{l,x}, E_{l,y}$ – компоненты электрического поля, созданного линзами;

$E_{n,x}, E_{n,y}$ – созданного силами кулоновского отталкивания электронов.

В рамках параксиального приближения считается, что силы пространственного заряда в продольном направлении движения не оказывают воздействия на электроны. Это объясняется компенсированием отталкивания частиц в силу их равного количества вдоль продольной оси

относительно рассматриваемого электрона. Однако такое приближение справедливо только для монохроматического ЭП, что может иметь несоответствие с практически используемыми ЭОС.

Поперечные компоненты поля E_x и E_y определяются из соотношений:

$$E_{n,x} = \pm \frac{I \cdot x}{2 \cdot X_{\max}^2 \cdot \varepsilon_0 \cdot [2 \cdot |Q| \cdot (U - \tilde{U}) / m_0]^{1/2}}, \quad (4.18)$$

$$E_{n,y} = \pm \frac{I \cdot y}{2 \cdot Y_{\max}^2 \cdot \varepsilon_0 \cdot [2 \cdot |Q| \cdot (U - \tilde{U}) / m_0]^{1/2}}, \quad (4.19)$$

где X_{\max} и Y_{\max} – максимальные координаты частиц данного сечения, т.е. его полуширина и полувысота;

знак \pm определяет направление действия кулоновской силы, учитывая выталкивание электронов из середины ЭП к его границам.

Следует отметить, что изначально X_{\max} и Y_{\max} являются неизвестными, поэтому первый этап расчета траекторий проводится без учета пространственного заряда с целью определения примерных границ пучка.

Для вычисления уравнений (4.16), с учетом соотношений (4.18)-(4.19), также используется пошаговый метод Эверхарта, описанный в разделе 3.

4.5. Результаты численного анализа движения электронов

При траекторном анализе, как и в случае аксиально-симметричной системы, электроны помещаются («вбрасываются») в область катода с некоторой начальной кинетической энергией. Для описанного выше катода, с учетом разброса электронов по скоростям, начальная энергия при моделировании составляла 20 ± 5 эВ. Учет разброса электронов по направлениям предполагает, что их максимальное начальное отклонение,

относительно оси ЭП, составляет $\pm 15^\circ$.

Пример реализации описанной выше методики приводится для реальной ЭОС, конфигурация электродов которой представлена на рис. 4.1 (основные геометрические размеры электродов, формирующих электрические поля, приведены в таблице 4.1).

В качестве примера апробации методики расчета движения частиц на рис. 4.7 представлена траектория движения электрона в сложном электрическом поле исследуемой диодной ЭОС в прикатодной области с учетом продольного фокусирующего магнитного поля. Как показывают результаты построения, представление ленточного ЭП в виде набора винтовых траекторий сильно затрудняет визуальное восприятие пучка, а при рассмотрении уже более 100 частиц делает невозможным визуальный анализ его микроструктуры, которую следует формировать минимум из 10^4 частиц на сечение. В качестве подтверждения сложности визуального анализа траекторий электронов в пучке на рис. 4.8 представлено семейство траекторий для 25 электронов.

Таким образом, на первом этапе, без учета пространственного заряда, рассчитываются траектории порядка 1000 частиц, эмитируемых различными участками катода, и формируется информация о приблизительной границе и структуре ЭП. Далее проводится серия пересчетов с большим количеством частиц (до $2 \cdot 10^4$ частиц/сечение), что позволяет получить реальную картину распределения плотности тока в поперечных сечениях. Условие окончания пересчетов обуславливается достижением достаточной точности вычисления границ пучка. Для этого проводится как минимум два расчета, после чего сравнивается отличие огибающих $R_{n+1}(z) - R_n(z)$ с заданной точностью ε . Следовательно, расчет траекторий проводится до тех пор, пока не выполнится соотношение:

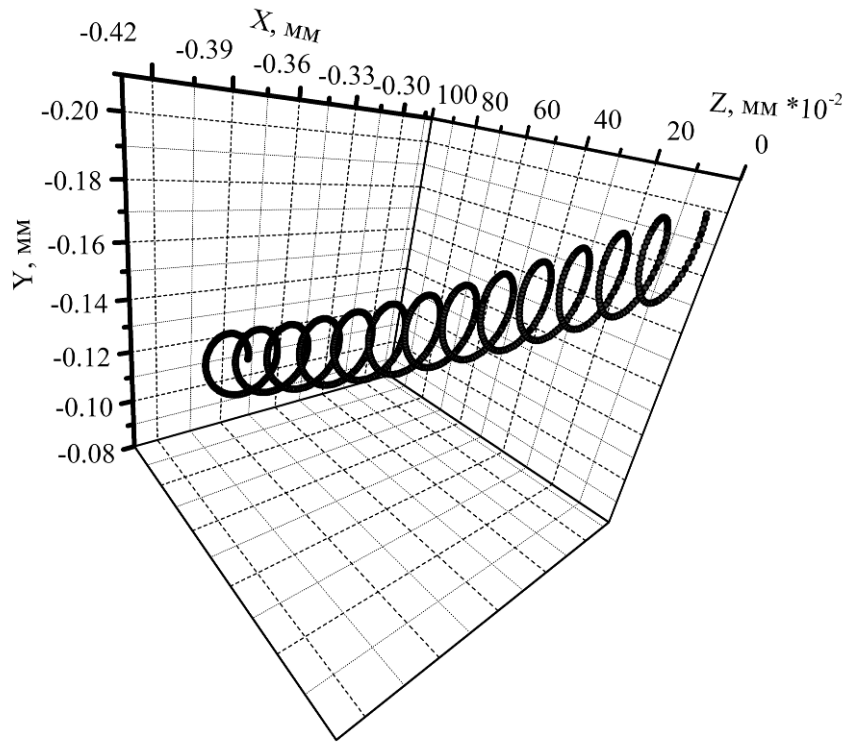


Рис. 4.7. Траектория движения одного электрона в прикатодной области диодной ЭОС

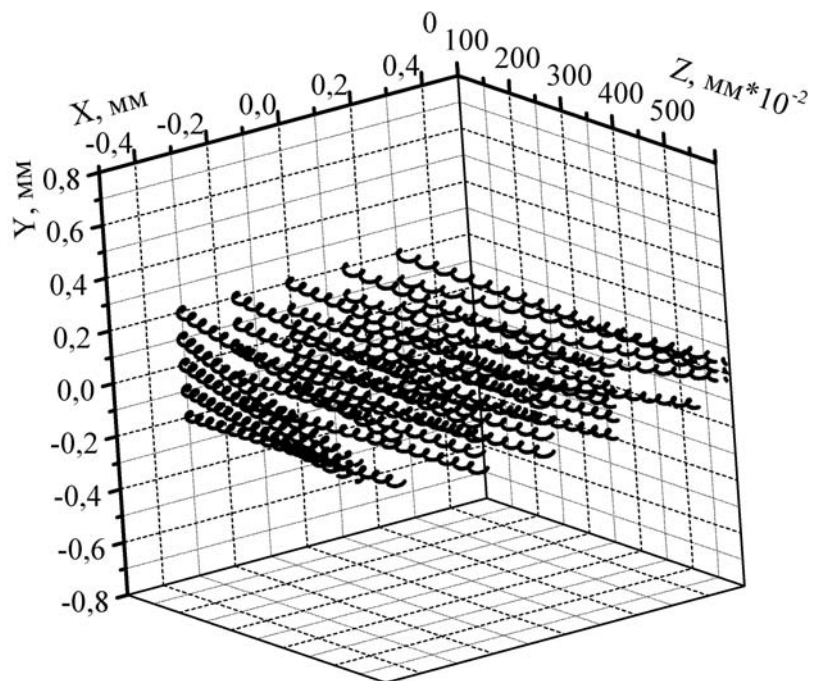


Рис. 4.8. Траектории движения 25 электронов в прикатодной области диодной ЭОС

$$\begin{cases} \max_z \| X_{\max, n+1}(z) - X_{\max, n}(z) \| < \varepsilon \\ \max_z \| Y_{\max, n+1}(z) - Y_{\max, n}(z) \| < \varepsilon \end{cases} \quad (4.20)$$

Путем серии численных экспериментов установлено, что практическая реализация алгоритма вычисления позволяет проводить расчеты с минимальной погрешностью $\varepsilon \approx 10^{-6} - 10^{-8}$. Однако целесообразными в плане экономии времени являются расчеты с погрешностью $\varepsilon < 10^{-3}$ (как и в случае аксиально-симметричного ЭП).

Для определения микроструктуры ЭП предлагается использовать метод сеточной ловушки частиц, суть которого состоит в следующем: продольное направление движения пучка пересекается сеткой в указанном положении; сетка имеет заданные размеры ячеек и их количество; компьютерный алгоритм, анализируя координаты каждого электрона при пересечении сетки, определяет в какую ячейку он попадает и инкрементирует ее значение на 1; после перебора и анализа всех частиц в каждой ячейке сетки остается информация о количестве частиц, прошедших через нее. Т.о. сетка, после прохождения ЭП через нее, представляет собой матрицу с информацией о распределении плотности тока в указанном сечении.

Следует отметить, что сетка обязательно должна быть равномерной, а количество и размер ячеек определяют разрешающую способность метода и контрастность матрицы распределения плотности тока: чем выше разрешающая способность, тем меньше контрастность, однако есть другой способ повышения контрастности – увеличение количества частиц.

В качестве примера методики численного анализа микроструктуры пучка на рис. 4.9 представлен результат «слежения» за наиболее заметным изменением распределения плотности ЭП в поперечном сечении во внутреннем пространстве электронной пушки (катод-анод) при $U_A = 4000$ В.

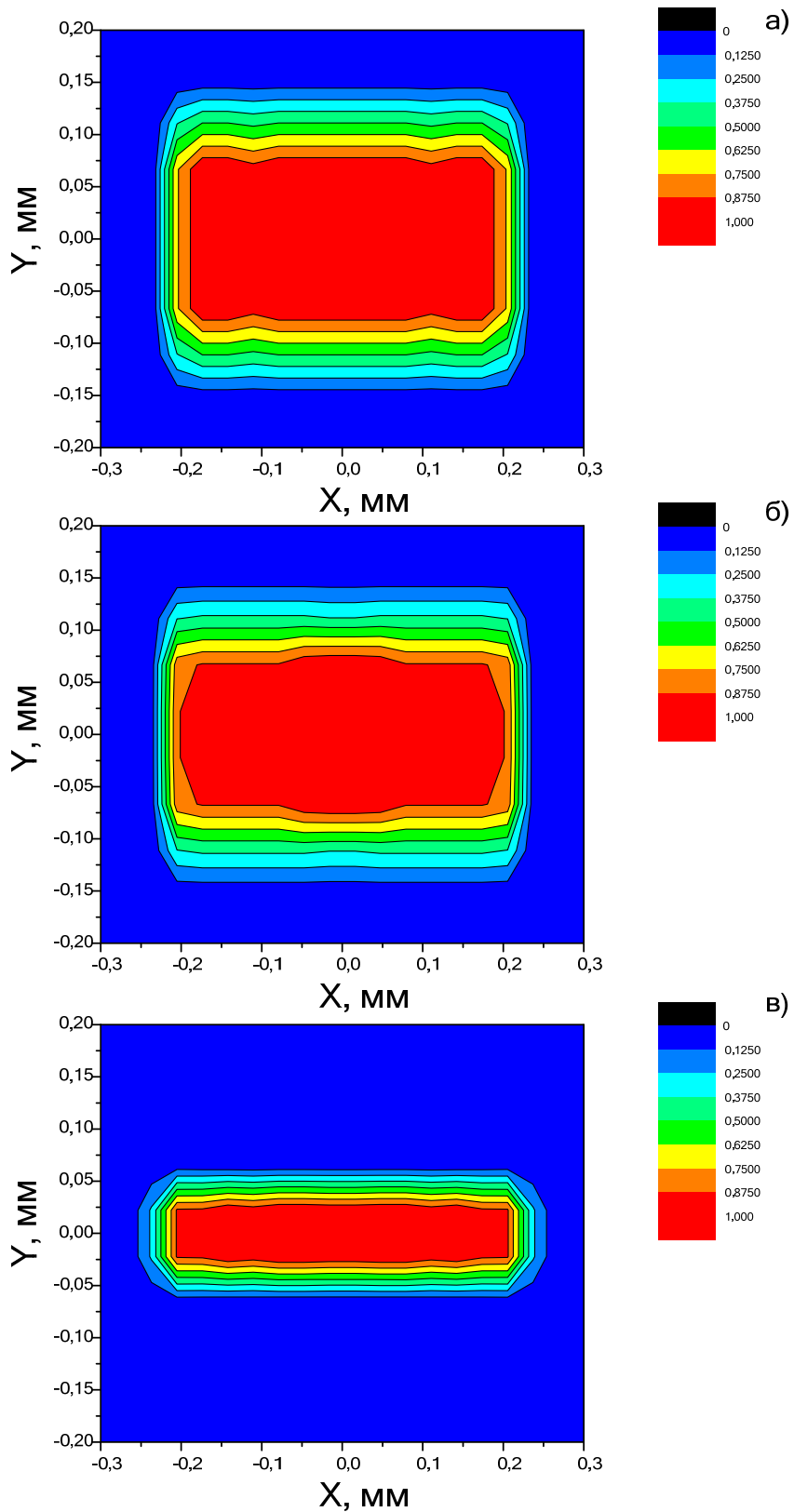


Рис. 4.9. Микроструктура ЭП в поперечных сечениях: а) 0.2 мм от катода – начало формирования пучка; б) 1.0 мм от катода – формирование пучка перед анодной щелью; в) 1.4 мм от катода – пучок после прохождения анодной щели

Из рис. 4.9а следует, что распределение плотности тока в поперечном сечении на расстоянии 0.2 мм от катода практически равномерное с небольшим градиентом по вертикали, что обусловлено в большей степени начальными условиями: плотность эмиссии равномерна по всей поверхности катода, максимальное угловое отклонение эмитированных электронов от оси системы – не более 15° . Дальнейшее формирование структуры ЭП в пространстве пушки, вплоть до входа в анодную щель на расстоянии 1.0 мм от катода (рис. 4.9б), происходит без существенных изменений. Однако, при вхождении в анодную щель заметно значительное воздействие на ЭП фокусирующей линзы анода, которое проявляется в сильном сжатии по вертикали и растяжении по горизонтали ЭП (рис. 4.9в), т.е. окончательном формировании ленточного ЭП перед вхождением в фокусирующее магнитное поле.

4.6. Выводы

1. Путем использования методики анализа аксиально-симметричных пучков построены численные алгоритмы для вычисления электрических полей и огибающих траекторий движения пучков заряженных частиц в произвольных трехмерных системах с относительной погрешностью $\varepsilon < 0.001$.

2. На основании методики определения аксиальных электрических полей предложен метод расчета аксиально-симметричной МФС. Показана удовлетворительная корреляция расчетных и экспериментальных результатов определения индукции магнитного поля при правильном нахождении магнитных потенциалов. Проведен качественный расчет МФС, используемой в пакетированных приборах МСМ диапазона волн.

3. На конкретной геометрии диодной ЭОС показана работоспособность предложенных алгоритмов численного счета полей и траекторий движения

электронов. Расчитано распределение потенциала на оси исследуемой ЭОС. В ходе траекторного анализа, с помощью предложенного метода сеточной ловушки частиц, проанализировано изменение микроструктуры ЭП при прохождении участка катод-анод. Показано, что основным элементом, формирующим ленточный ЭП на входе в пространство фокусировки является анодная щель.

РАЗДЕЛ 5

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И СРАВНЕНИЯ С ЧИСЛЕННЫМ МОДЕЛИРОВАНИЕМ

Pictures Section 5

Применение математического моделирования физики интенсивных ЭП безусловно значительно облегчает задачу исследования их параметров на первом этапе разработки требуемой ЭОС. Однако известно, что при построении математических моделей используются различного рода приближения и упрощения, кроме того численные решения также имеют определенную погрешность. Эти факторы негативно сказываются на адекватности модели по отношению к реальной ЭОС. Таким образом, проведение экспериментальных исследований микроструктуры пучка и сравнения их результатов численного моделирования также является одной из задач при разработке ЭВП СВЧ. В данном разделе описаны методика и конкретные экспериментальные установки и особенности обработки результатов микроанализа ЭП по переходному излучению. Приведены результаты сравнительного анализа численного моделирования с экспериментальными данными на примере аксиально-симметричной системы.

Основные результаты данного раздела опубликованы в работах [69, 92-94, 129, 130].

5.1. Методика эксперимента

В разделе 2 показано, что наиболее перспективным с точки зрения диагностики микроструктуры ЭП является метод регистрации переходного излучения, возникающего при падении электронов на металлическую мишень, который реализован в данной работе при исследовании аксиально-симметричных и ленточных пучков СВЧ приборов О-типа.

В частности на рис. 5.1 приведены две наиболее распространенных структурных схемы реализации данного метода.

Схема рис. 5.1а реализует вариант диагностики ленточного ЭП, который формируется, например, диодной пушкой в сопровождении МФС. Рис. 5.1б демонстрирует схему регистрации при диагностике аксиально-симметричного ЭП со сходящейся оптикой при фокусировке электростатическими линзами.

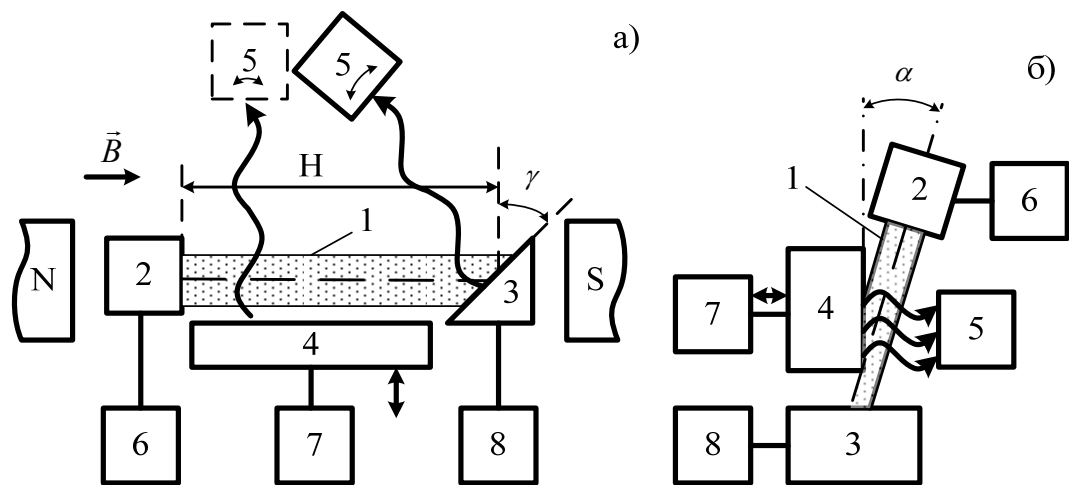


Рис. 5.1 Структурные схемы регистрации переходного излучения на металлической мишени ленточного (а) и аксиально-симметричного (б) пучков: 1 – ЭП, 2 – электронная пушка, 3 – неподвижная мишень, 4 – подвижная мишень, 5 – устройство регистрации излучения, 6, 7 8 – измерители токов.

В первом варианте (рис. 5.1а) плоскопараллельный ЭП 1 формируется электронной пушкой 2 и сопровождается продольным магнитным полем с индукцией \vec{B} . На пути движения электронов на расстоянии H от катода под углом $\gamma=45^\circ$ к направлению оси ЭП установлена полированная медная мишень 3 (значение угла γ определяется удобством вывода излучения из вакуумной камеры, последующей его регистрацией и обработкой информации). Расстояние H – порядка 10-20 длин волн статических пульсаций

пучка, что позволяет путем незначительного изменения анодного напряжения пушки или величины магнитного поля проследить на мишени все фазы пульсаций в поперечном сечении ЭП. Для регистрации излучения в процессе движения ЭП установлена дополнительная подвижная мишень 4. При расстояниях мишени 4 от оси ЭП больших половины максимума амплитуды пульсаций электроны полностью попадают на мишень 3 и возбуждают переходное излучение, интенсивность которого анализируется специальной системой регистрации и обработки изображения (РОИ), установленной с возможностью углового перемещения. С уменьшением расстояния между поверхностью мишени 4 и осью ЭП 1 электроны начинают бомбардировать плоскость металла, также вызывая переходное излучение, угол которого отличен от угла γ . При этом возможна регистрация реальной картины статических пульсаций ЭП в пространстве дрейфа. Фиксирование катодного тока пушки и токов на мишенях 3 и 4 производят измерителями 6, 7 и 8.

Во втором варианте (рис. 5.1б) схема регистрации переходного излучения упрощается за счет осевой симметрии ЭП и отсутствия в области электродов пушки магнитного поля. Аксиально-симметричный ЭП 1 формируется электронной пушкой 2, ось которой установлена под углом $\alpha \geq \arcsin(L/R)$, относительно подвижной мишени 4 (L – длина рабочей поверхности мишени, R – характерный размер пучка по сечению). Как и в предыдущей схеме фиксирование катодного тока и токов на неподвижной 3 и подвижной 4 мишенях осуществляется измерителями 6, 7 и 8, а регистрация переходного излучения системой РОИ 5, тип которой выбирается в зависимости от поставленной задачи.

Схема регистрации функционирует следующим образом. На электродах пушки устанавливаются требуемые рабочие режимы питания, позволяющие сформировать ЭП 1 под углом α относительно плоскости подвижной мишени 4. Посредством общего узла перемещения подвижная мишень 4 и приемник излучения 5 устанавливаются в исходное положение,

определяемое равенством токов на мишенях индикаторами 7 и 8. Равенство токов на индикаторах 7 и 8 соответствует расположению оси (центра) ЭП на нижней кромке подвижной мишени 4. Полученный отсчет является базовым для дальнейших измерений. При этом на объективе системы РОИ устанавливается необходимое фокусное расстояние, которое за счет синхронного перемещения мишени 4 и приемника 5 в дальнейшем остается неизменным.

Выбор типа приемника излучения определяется требованиями, предъявляемыми к точности анализа микроструктуры электронного пучка: погрешности измерений, скорости обработки данных, наглядности получения информации и т.д. К настоящему времени для регистрации переходного излучения с поверхности мишени наиболее широкое применение нашли три типа приемников излучения: фотокамера, видеокамера и цифровая фотокамера.

Основной задачей при измерении параметров электронного пучка фотокамерой является регистрация на фотопленке относительной интенсивности излучения, возникающего на полированной медной мишени. Для этого используются апробированные экспериментальные методы и специальная фотометрическая аппаратура [31, 32, 35]. В частности, на первом этапе измерений фотографируется девяти ступенчатый ослабитель, что позволяет строить характеристическую кривую пленки, т.е. проводить калибровку приемника. При дальнейшей расшифровке экспериментальных данных, отображаемых на фотопленке, применяется измерительный комплекс, содержащий микроденситометр, управляющую ЭВМ, блок сопряжения с микроденситометром. Идентификация плотности почернения фотоматериала с плотностью тока исследуемого пучка и пересчет относительных значений в абсолютные осуществляется с помощью специальных пакетов программ, что позволяет обрабатывать формат 240x180 мм с шагом 5 мкм и получать до 10^4 - 10^5 значений плотности тока ЭП в поперечном сечении с погрешностью, не превышающей 13%.

Телевизионный метод регистрации видеокамерой позволяет исключить из процесса измерения промежуточный этап – специальную обработку фотопленки и ее расшифровку. При этом в качестве приемника излучения может применяться специально разработанная видеокамера на основе охлаждаемой ПЗС матрицы. Для сопряжения видеокамеры с персональным компьютером создан интерфейс, позволяющий оцифровывать видеосигнал для его дальнейшей обработки персональным компьютером, выполненный в виде платы расширения системной магистрали ISA. Пример выполнения такой системы показан на рис. 5.2.

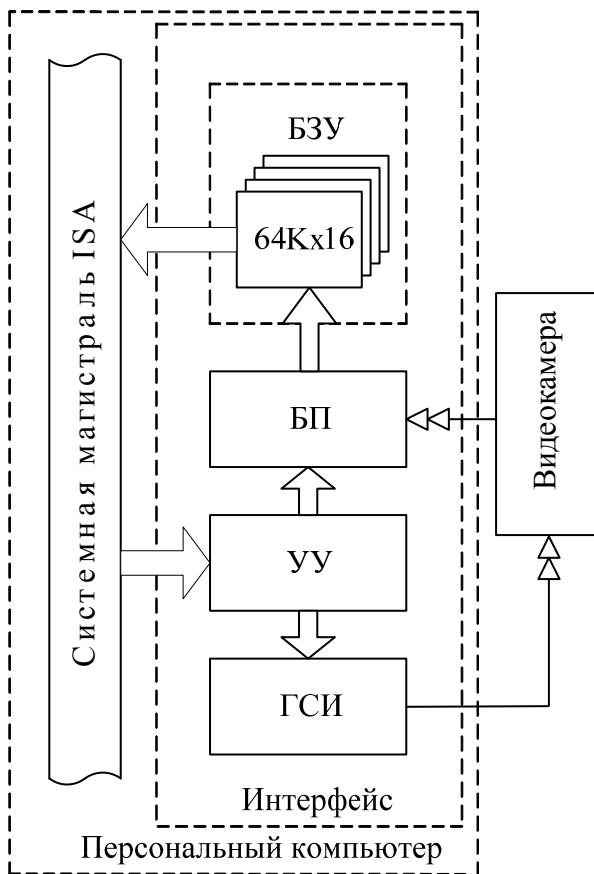


Рис. 5.2 Структурная схема интерфейсной платы сопряжения системы РОИ с персональным компьютером

Блок преобразования (БП) осуществляет оцифровку видеосигнала, поступающего от видеокамеры в 8-битный цифровой код. Накопление оцифрованного кадра происходит в буферном запоминающем устройстве

(БЗУ), имеющем адресацию (со стороны магистрали ISA) 64Kx16. Необходимая световая чувствительность видеокамеры устанавливается путем регулировки кадровой частоты, изменение которой достигается за счет подачи на нее синхроимпульсов, вырабатываемых генератором синхронизирующих импульсов (ГСИ). Устройство управления (УУ), реализует управление функциональными узлами, входящими в состав интерфейса, на основе анализа сигналов системной магистрали ISA.

Тем не менее, видеокамера зачастую не может удовлетворить требованиям точности измерений, особенно в сфере научных исследований. А если речь идет о слабых ЭП (т.е. о низкой интенсивности свечения пучка), то применение видеокамеры становится невозможным.

Скорость анализа интенсивности свечения, при достаточно высокой точности измерений, существенно увеличивается, если для регистрации излучения использовать цифровую фотокамеру, подключенную напрямую к современному высокопроизводительному компьютеру, управляющая программа которого позволяет проводить анализ изображения переходного излучения в автоматическом режиме и накапливать результаты измерений. Однако и этот метод регистрации обладает недостатками, связанными с выбором типа цифровой камеры, которая должна обладать профессионально-качественной оптической системой и линейной, либо программируемой, светочувствительностью матрицы.

Характеристики основных типов приемников, используемых при диагностике ЭП, приведены в таблице 5.1.

Как видно из таблицы максимальная точность анализа изображения свечения ЭП достигается при использовании фотокамеры, однако время обработки информации за счет проявления и сканирования фотопленки достигает нескольких часов. Видеокамера может обеспечить высокую оперативность получения информации, например, при визуальном контроле качества высокоинтенсивных пучков в поточном производстве электронных пушек. Цифровая камера, обладая средним уровнем разрешающей

способности и высокой оперативностью обработки информации, может быть рекомендована при проведении научно-исследовательских работ по разработке новых типов ЭОС.

Таблица 5.1

Основные характеристики приемников оптического излучения

Тип камеры	Фотокамера	Видеокамера	Цифровая фотокамера
Тип приемника	фотопленка	ПЗС (CCD) матрица	КМОП (CMOS) матрица
Тип объектива	Микропланар	Микропланар	MP-E65 f/2.8 1-5x Macro
Увеличение	5x	5x	5x
Эффективное количество точек по сечению ЭП*	10^4-10^5	10^1-10^2	10^2-10^3
Время обработки информации	несколько часов	реальное время	несколько минут

* Под эффективным количеством точек следует понимать не разрешающую способность камеры, а количество точек, составляющих свечение ЭП, которое, как правило, не превышает 25% от разрешающей способности камеры.

5.2. Экспериментальные установки

На рис. 5.3 показана принципиальная схема вакуумной установки по диагностике ЭП.

Макет анализатора электронного пучка (АЭП) с системой РОИ через металлическое уплотнение подключен к измерительной камере (ИК),

содержащей манометрические преобразователи РМ и РТ2. Предварительная откачка объемов ИК-АЭП и магниторазрядного насоса NM до вакуума порядка $5 \cdot 10^{-1}$ Па осуществляется через систему клапанов VH1, VH2 и VH3 механическим насосом NL. При достижении требуемой степени вакуума клапаны VH1 и VH2 перекрываются, и включается магниторазрядный насос NM, обеспечивающий безмасляную откачку в объеме ИК-АЭП до степени вакуума $10^{-5} - 10^{-6}$ Па. Высоковакуумная часть установки с АЭП установлена на юстировочном устройстве, позволяющем осуществлять перемещения измерительного комплекса по координатам x, z с точностью до $\pm 10^{-5}$ м и поворот вокруг оси y с точностью $\pm 0.5^\circ$. Если учесть, что при фокусировке ленточных ЭП магнитное поле является осесимметричным, то данная система юстировки позволяет решить задачу взаимной ориентации пучка и поля с достаточной точностью.

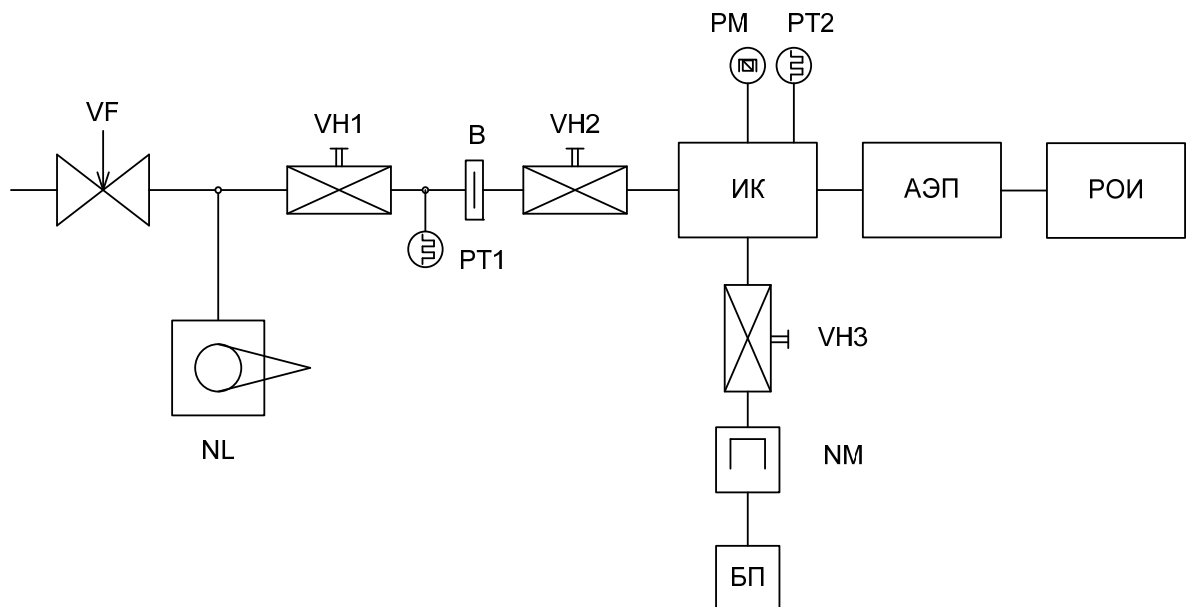


Рис. 5.3 Принципиальная схема вакуумной установки по диагностике электронных пучков: АЭП – анализатор электронных пучков, РОИ – система регистрации оптического излучения, ИК – измерительная камера, РМ, РТ1, РТ2 – манометрические преобразователи, NM – магниторазрядный насос, NL – механический насос, VH1-VH3 – вакуумные клапаны, БП – блок питания магниторазрядного насоса, В – вакуумная ловушка.

На рис. 5.4а схематично показано устройство, а на рис. 5.4б общий вид АЭП, который использовался при проведении серии экспериментов по диагностике аксиально-симметричных пучков.

Анализатор излучения состоит из следующих основных узлов: вакуумной камеры 1, узла крепления электронной пушки 2 и ее блока питания 6, узла синхронного перемещения 5 подвижной мишени 4, вывода излучения через окно 10 и его регистрации 11. В нижней части корпуса расположена неподвижная мишень 4. Мишени 3 и 4 имеют систему принудительного водяного охлаждения, что позволяет проводить анализ микроструктуры высокоинтенсивных ЭП с удельными мощностями вплоть до 100 кВт/см^2 . Индикаторы токов 7 и 8 позволяют юстировать ЭП таким образом, что диаметр пучка располагается на нижней границе мишени 3. Вакуум в системе поддерживается с помощью магниторазрядного насоса 9.

Аналогичный по назначению АЭП при исследовании ленточных пучков имеет существенные конструктивные отличия, которые следуют из сопоставления схем на рис. 5.1. Устройство АЭП, с расположением его относительно электромагнита, изображено на рис. 5.5а, а его общий вид на рис. 5.5б. Анализатор излучения состоит из следующих основных узлов: вакуумированного корпуса 1, узла крепления мишени и пушки 2, узла вывода и регистрации излучения 3. Все элементы и узлы АЭП выполнены из немагнитных материалов. На задней стенке боковой поверхности корпуса имеется патрубок с присоединительным фланцем для подключения к вакуумной системе.

На фланце 2 размещены: система крепления электронной пушки 4 и неподвижной мишени 5, вакуумированный через сильфон микрометрический винт 6, с помощью которого осуществляется перемещение мишени 7. Возникающее на мишенях 5 и 7 излучение выводится через кварцевое окно 8 на систему РОИ 9.

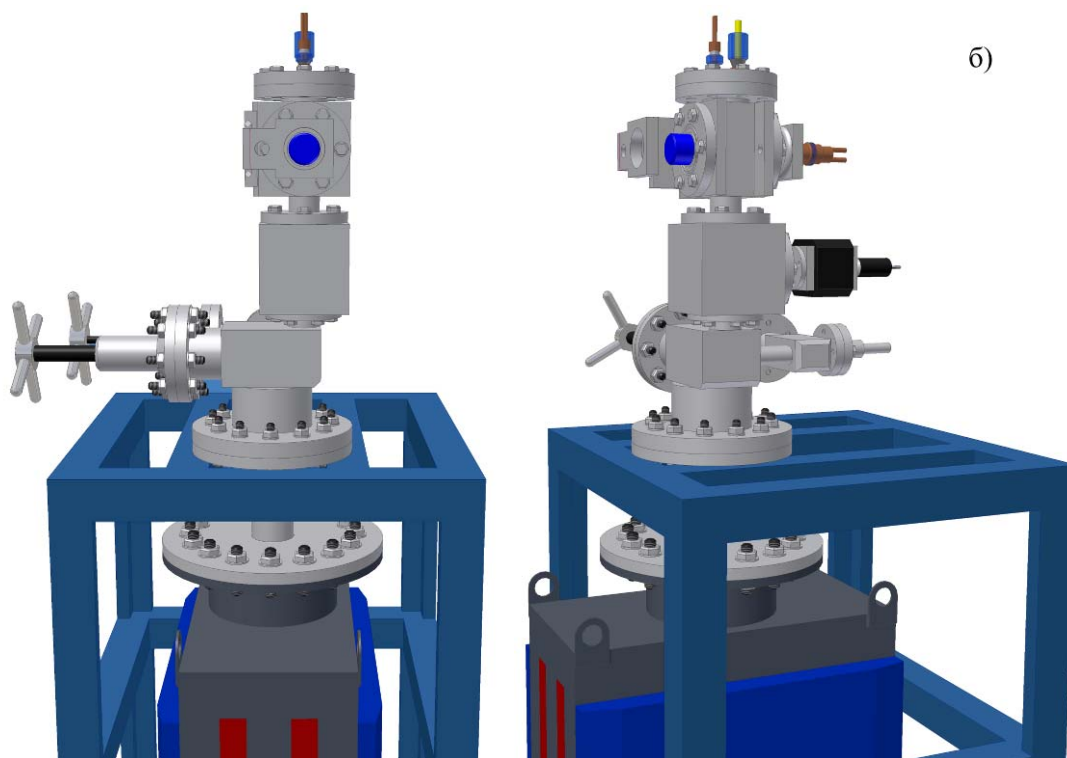
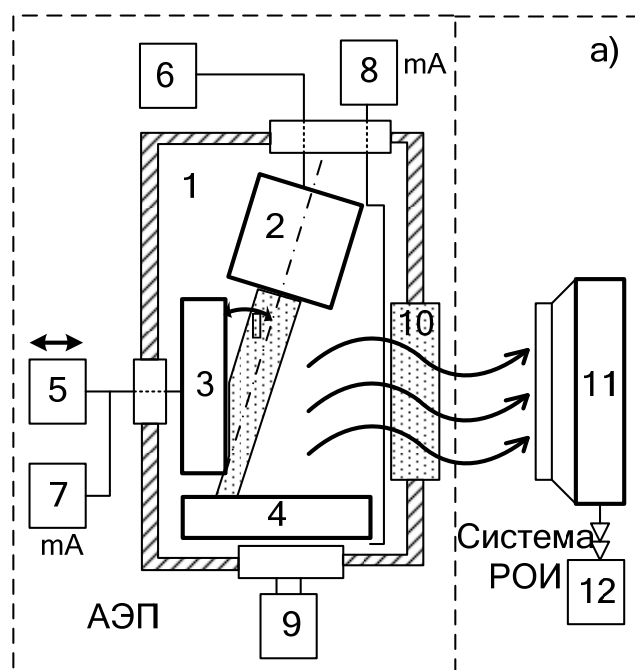
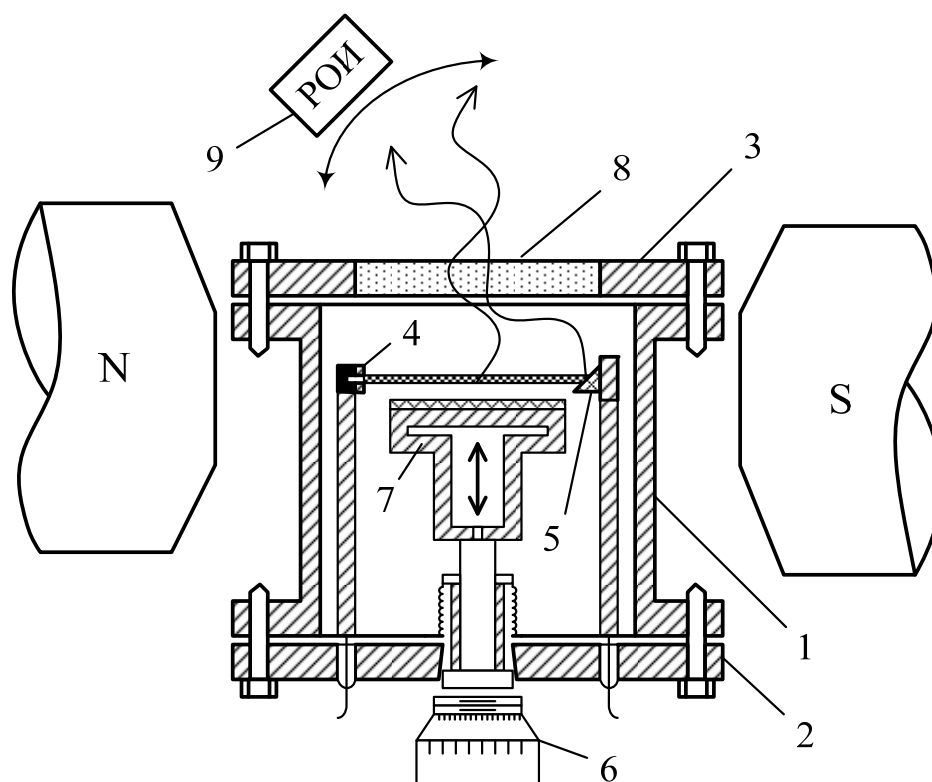
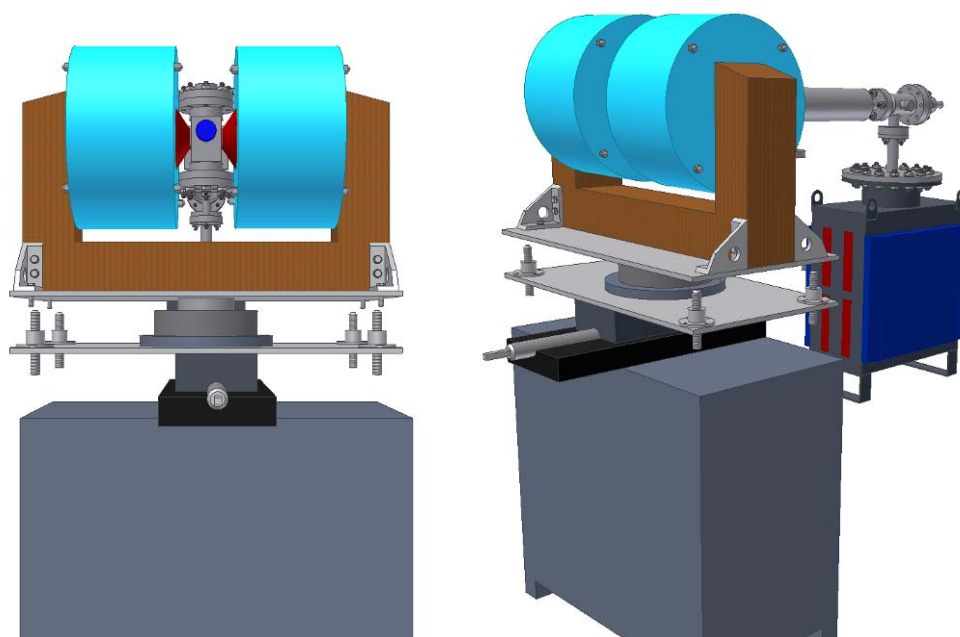


Рис. 5.4 АЭП для диагностики аксиально-симметричных пучков: а – устройство (1 – вакуумная камера; 2 – электронная пушка; 3 – подвижная мишень; 4 – неподвижная мишень; 5 – узел перемещения подвижной мишени; 6 – блок питания электронной пушки; 7,8 – индикаторы токов на мишенях; 9 – вакуумный пост; 10 – смотровое окно; 11 – приемник излучения; 12 – система сопряжения с компьютером), б – общий вид.



а)



б)

Рис. 5.5. АЭП для диагностики ленточных пучков: а – устройство (1 – вакуумная камера; 2 – узел крепления мишени и электронной пушки; 3 – узел вывода излучения; 4 – электронная пушка; 5 – неподвижная мишень; 6 – узел перемещения подвижной мишени; 7 – подвижная мишень; 8 – кварцевое окно; 9 – приемник излучения), б – общий вид

5.3. Обработка результатов экспериментальных исследований

В качестве иллюстрации работоспособности описанных выше установок на рис. 5.6-5.7 приведены фотографии излучения следов ЭП, падающих на металлическую мишень, которые получены на специально разработанных вакуумных установках (рис. 5.4- 5.5) по диагностике ленточных и аксиально-симметричных ЭП. Рис. 5.6 демонстрирует интенсивность свечения аксиально-симметричного ЭП на подвижной мишени 4 (рис. 5.4а) при различных расстояниях от последнего анода пушки: а – интенсивность свечения в области кроссовера пушки; б, в – областях расфокусировки пучка и уменьшения плотности ЭП. На рис. 5.7 представлены результаты регистрации излучения ленточного ЭП на мишени 5 (рис. 5.5а): а, б – минимум и максимум статической пульсации соответственно; в – след свечения пучка с высокой неоднородностью эмиссии; г – след свечения пульсирующего ЭП на мишени 7 (рис. 5.5а).

Данные фотографии, полученные с помощью аналоговой фотокамеры с 5 кратным увеличением, изготавливаются на формате А5, а затем оцифровуются путем сканирования с высоким разрешением (до 600 точек на мм²). После получения фотоматериала в цифровом виде становится возможным его автоматическая компьютерная обработка.

Для достижения этой цели создана программа анализа интенсивности свечения в произвольном сечении фотографии. Первый шаг работы программы заключается в загрузке изображения и создании массивов соответствующих размеров. Далее выбирается положение сечения анализа и его ширина. Максимальной чувствительностью обладает анализ с наименьшей шириной сечения – в 1 пиксель (наименьший элемент

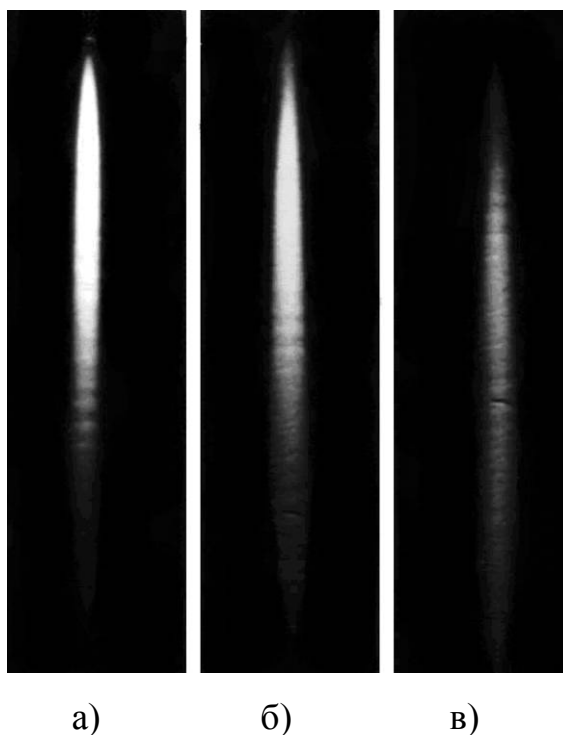


Рис. 5.6. Фотографии следа свечения аксиального ЭП на мишени: а – интенсивность свечения в области кроссовера пушки; б, в – областях расфокусирования пучка и уменьшения плотности ЭП

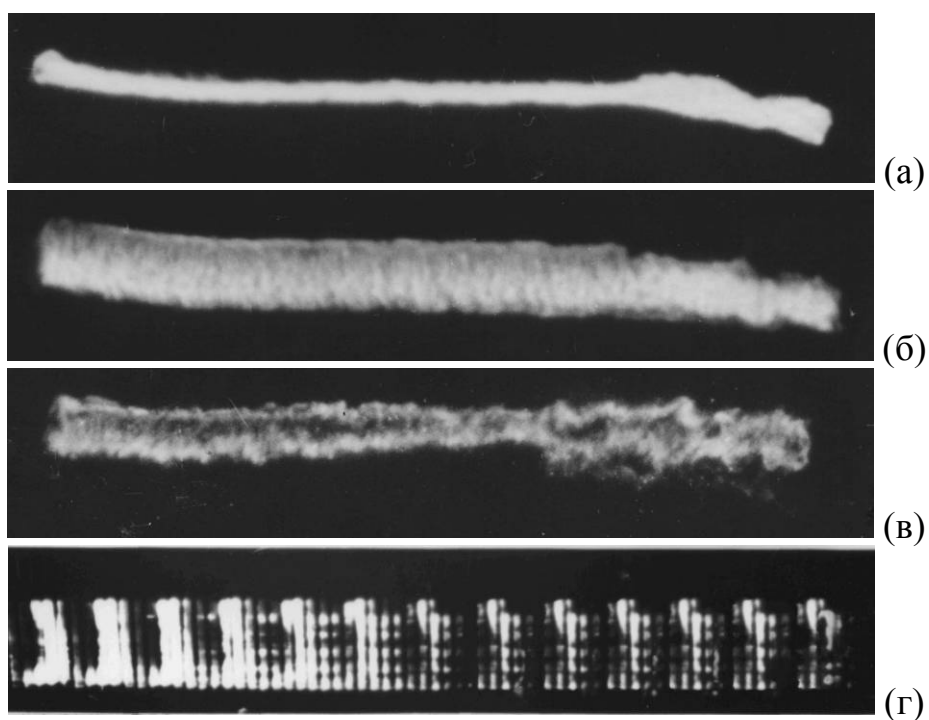


Рис. 5.7. Фотографии следа свечения ленточного ЭП на мишени: а, б – минимум и максимум статической пульсации, соответственно; в – след свечения пучка с высокой неоднородностью эмиссии; г – след свечения пульсирующего ЭП на периодической структуре

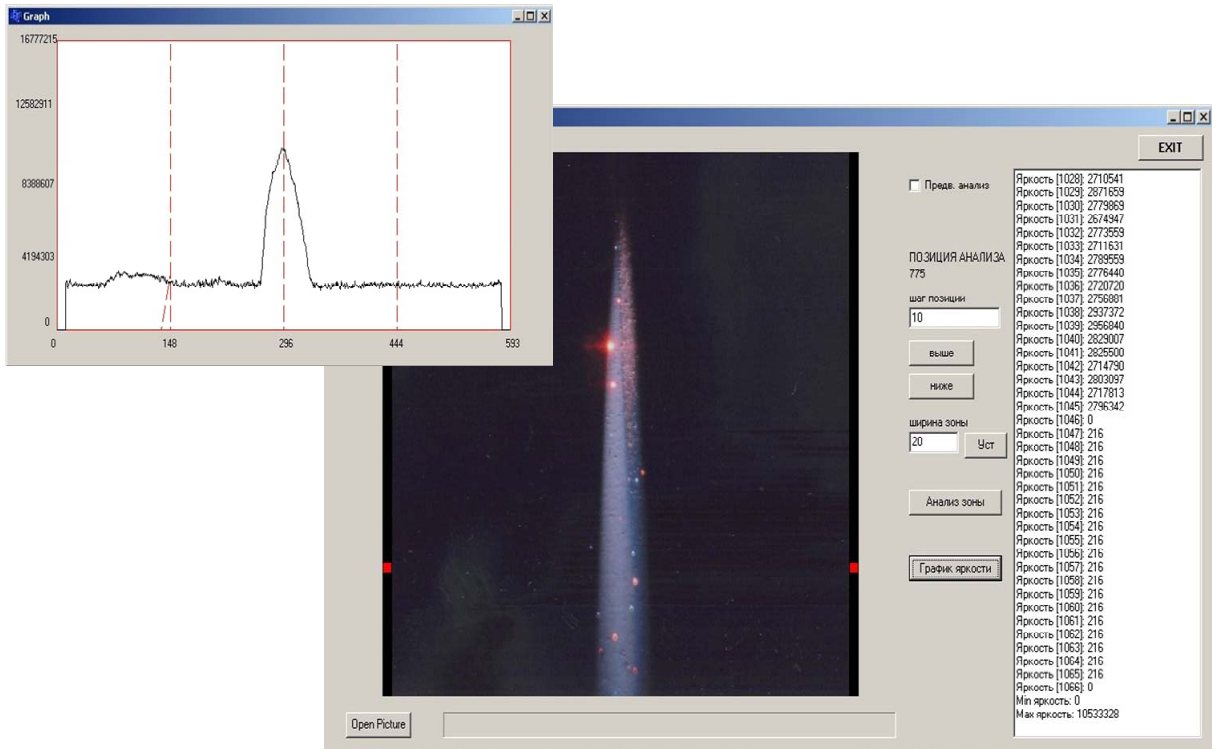
цифрового изображения). Однако присутствие на фотографии микрофакелов, дефектов и прочих неоднородностей проявляется при анализе изображения в виде резких скачков или спадов плотности тока, не соответствующих реальному распределению. Для устранения грубых ошибок такого рода предложено использовать большую ширину зоны анализа и усреднения значений плотности тока в пределах ширины зоны. Установлено, что использование ширины 5–20 пикселей (в зависимости от разрешения сканирования фотографии) является достаточным для избегания грубых ошибок анализа при хорошей разрешающей способности метода. Чувствительность современного цифрового анализа изображений характеризуется способностью различать до 2^{24} (более 16 млн.) цветов и оттенков.

Пример работы программы представлен рис. 5.8, на котором показаны основное окно и результаты анализа двух изображений.

5.4. Результаты сравнительного анализа

При математическом моделировании аксиально-симметричного ЭП для определения распределения плотности тока по диаметру использовался метод сеточного подсчета частиц, суть которого изложена в разделе 4. На рис. 5.9 представлены конфигурация исследуемой в разделе 3 ЭОС (1 – термокатод, 2 – фокусирующий электрод, 3 – первый анод, 4 – второй анод), семейство огибающих ЭП для токов 3-10 мА и результаты численного анализа распределений плотности тока по диаметру ЭП при установлении сетки на расстояниях 4,4 мм (диаграмма а) и 9,9 мм (диаграмма б) от второго анода.

По выше описанной методике проводился анализ распределения плотности тока ленточных и аксиально-симметричных ЭП, экспериментально исследованных фотометодом.



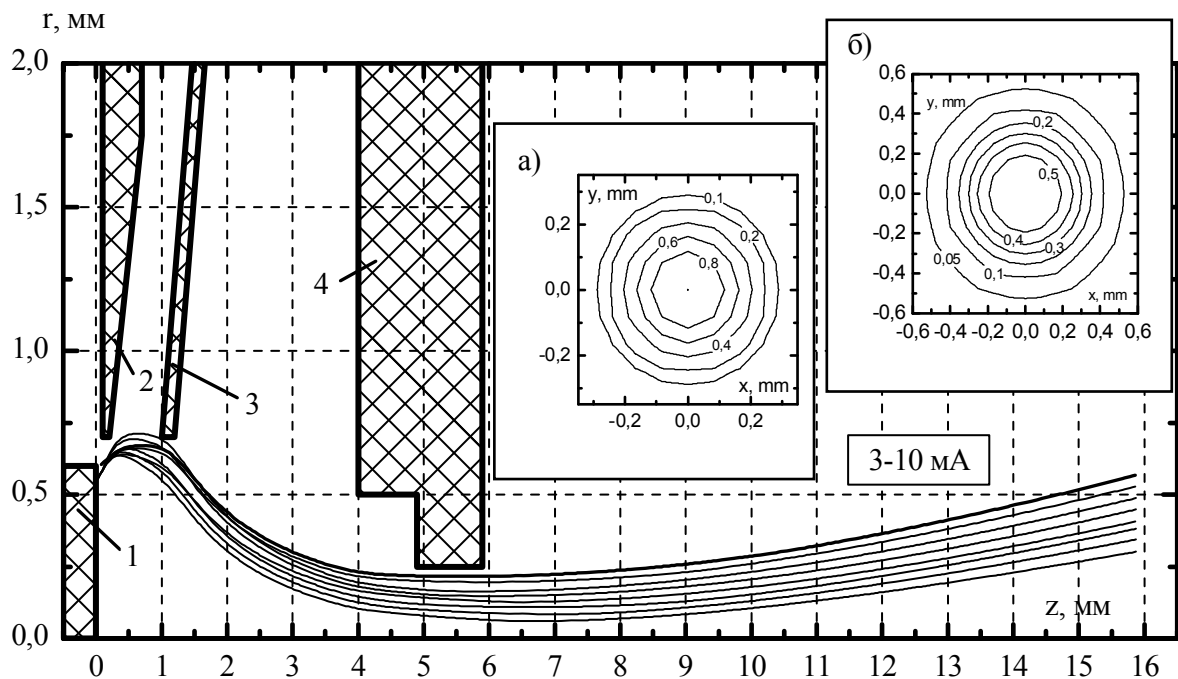


Рис. 5.9. Конфигурация исследуемой ЭОС, границы ЭП и результаты численного анализа распределения плотности тока

В качестве примера на рис. 5.10 представлены типичные экспериментальные распределения плотности тока по толщине ленточного (рис. 5.10а, 1 – минимум, 2 – максимум статической пульсации, 3 – пучок при высокой неоднородности эмиссии) и аксиально-симметричного (рис. 5.10б, для трех сечений при следующих расстояниях от второго анода: 1 – 4.4 мм, 2 – 9.9 мм, 3 – 15.4 мм) пучков электронов. Здесь же приведены фотографии излучения следов ЭП, соответствующих графическим зависимостям, которые обрабатывались по вышеизложенной методике.

С помощью метода сеточного подсчета частиц проводился анализ распределения плотности тока аксиально-симметричных ЭП, моделированных в разделе 3.

Сетка для определения распределения плотности тока по поперечному сечению устанавливалась на расстояниях 9.9 мм и 15.4 мм от катода, что соответствовало условиям экспериментальных исследований.

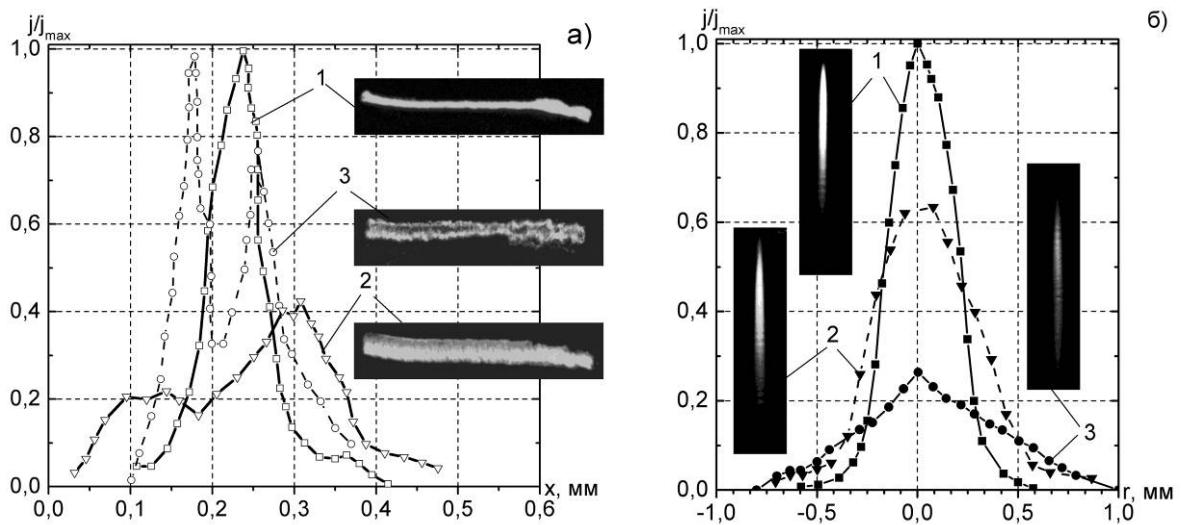


Рис. 5.10. Распределения плотности тока по толщине и соответствующие им фотографии: а) ленточного ЭП; б) аксиально-симметричного ЭП

На рис. 5.11 представлены результаты экспериментальных исследований и численного анализа распределения относительной плотности тока J/J_{\max} в поперечном сечении ЭП. Рис. 5.11а, б, в демонстрирует результаты фиксации видеоизображения свечения ЭП на мишени (а) и экспериментальных данных (б) по распределению относительной плотности тока в сечении ЭП при расстоянии от катода – 9.9 мм, представленных в виде линий равных относительных плотностей. Для данного режима на рис. 5.11в также приведены результаты численного моделирования ЭП и анализа распределения относительной плотности тока в поперечном сечении, которые свидетельствуют о качественном и количественном согласовании с экспериментом. Аналогичные результаты распределения относительной плотности тока в сечении ЭП получены для расстояния от катода 15.4 мм – режим расфокусирования пучка, и представлены соответственно на рис. 5.11г, д, е. При этом электронная пушка работала в следующем режиме: напряжение на фокусирующем электроде – $U_{\phi} = 0$ В, на первом аноде – $U_{A1} = 180$ В, на втором аноде – $U_{A2} = 3200$ В, ток пучка – $I = 5$ мА.

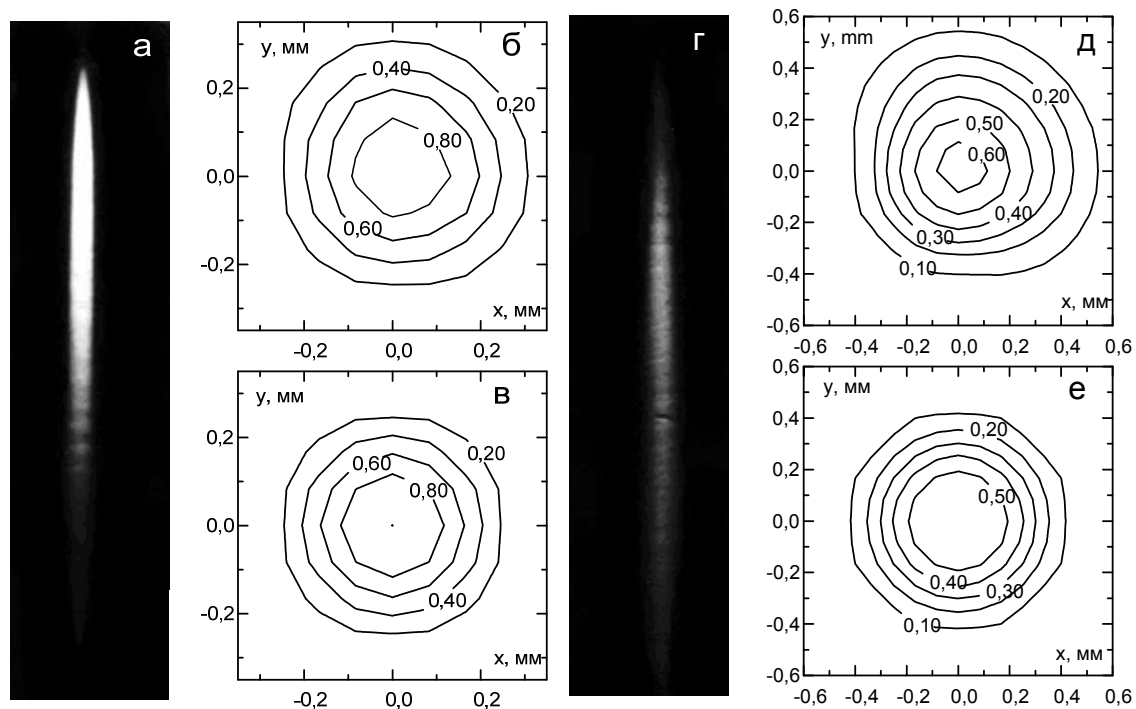


Рис. 5.11. Экспериментальные и теоретические исследования распределения относительной плотности тока в аксиально-симметричной ЭОС

Как видно из рис. 5.11, результаты экспериментальных исследований статических характеристик аксиально-симметричного электронного пучка удовлетворительно согласуются с численным анализом. Кроме того для большей наглядности соответствия разработанной модели реальному ЭП следует провести сопоставление результатов теоретических и экспериментальных исследований распределений плотности тока по радиусу пучка.

На рис. 5.12 представлено сравнение результатов численного расчета (сплошные линии) и экспериментальные данные (пунктирные линии) распределений относительной плотности тока при расстояниях от анода 4.4 мм (1) и 9.9 мм (2).

Из рис. 5.12 видна корреляция результатов численного анализа и экспериментальных данных, что указывает на достоверность полученных результатов.

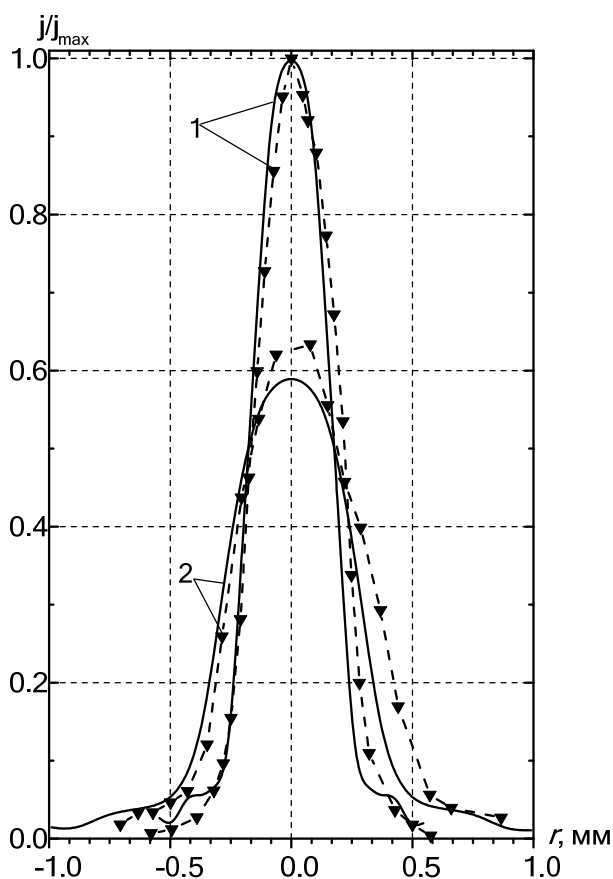


Рис. 5.12. Сравнение теоретических и экспериментальных исследований распределения плотности тока в поперечном сечении аксиально-симметричного ЭП.

Приведенные выше результаты экспериментальных исследований и сравнения их с численным моделированием, позволяют определить ряд ограничений, которые свойственны численным моделям:

- пучок частиц считается ламинарным и нерелятивистским;
- пренебрегается собственное магнитное поле ЭП;
- изначально распределение плотности тока в сечении ЭП считается постоянным или равным нулю, что корректируется последующими пересчетами и приводит к изменению формы ЭП;
- пучок рассматривается как некоторая фаза с очень резкими границами, т.к. поверхность пучка определяется семейством траекторий;
- пренебрегаются как волновые свойства электронов, так и

взаимодействие между отдельными частицами;

- силы пространственного заряда действуют только в поперечных направлениях, что уменьшает размерность задачи учета пространственного заряда.

Указанные допущения применяются к широкому классу СВЧ приборов типа ЛОВ, ЛБВ, ГДИ, и не являются определяющими при общем анализе физики формирования интенсивных ЭП в СВЧ приборах О-типа.

5.5. Выводы

1. Предложены обобщенные структурные схемы регистрации переходного излучения электронов на металлических мишенях.

2. Разработаны и реализованы экспериментальные установки, которые позволяют проводить диагностику микроструктуры аксиально-симметричных и ленточных ЭП.

3. Разработана программа для численного анализа изображения следа свечения ЭП на мишени и нахождения распределения плотности тока в его поперечном сечении. Установлена оптимальная ширина зоны анализа, определяющая минимальную погрешность обработки экспериментальных результатов.

4. Приведены результаты экспериментальных исследований распределения плотности тока в поперечных сечениях аксиально-симметричных и ленточных ЭП, показана корреляция результатов численного анализа и эксперимента для аксиально-симметричных ЭП, что подтверждает корректность выбранных численных методов и адекватность разработанной модели.

5. Проанализированы границы применения предложенных численных моделей при анализе физических полей и траекторий движения электронов в СВЧ приборах О-типа.

ВЫВОДЫ

В диссертационной работе проведено комплексное (теоретическое и экспериментальное) исследование физики формирования ЭП в высокочастотных приборах О-типа миллиметрового диапазона волн, что является важной научной задачей при создании высокоэффективных источников электромагнитных колебаний. При этом автором предложен ряд оригинальных и новых решений как в плане реализации численного моделирования так и при обработке экспериментальных результатов.

1. Проанализированы основные подходы к формированию ЭП и их характеристики, определяющие параметры электронных СВЧ приборов О-типа.

2. Составлена схема классификации методов экспериментального и теоретического исследования параметров ЭП, на основании анализа которой для расчета физических полей в системах формирования пучков выбран метод зарядовой плотности (метод интегральных уравнений), а для траекторного анализа – одношаговый метод Эверхарта, экспериментальные исследования базируются на использовании метода переходного излучения при падении электронов на металлическую мишень.

3. На основании свойств аксиальной симметрии описана математическая модель исследуемой ЭОС. Предложена схема перехода в меридианную плоскость и, путем использования метода зарядовой плотности, построены математические модели для численного анализа электрических полей и траекторий движения заряженных частиц, методом Эверхарта, в аксиально-симметричных системах с относительной погрешностью $\varepsilon < 0.001$. На конкретных геометриях практических ЭОС показана работоспособность предложенных алгоритмов численного счета, определены оптимальные интервалы рабочих режимов на электродах пушки: для низкоэнергетических ЭП $W < 4000$ эВ и высокоэнергетических ЭП $W > 4000$ эВ. Показано, что

предельно допустимые значения токов зависят от ускоряющего потенциала лежат в интервале $I = 10 - 20$ мА.

4. Построены численные алгоритмы для анализа электрических полей и огибающих траекторий движения пучков заряженных частиц в произвольных трехмерных системах. На конкретной геометрии диодной ЭОС, которая нашла широкое применение в приборах МСМ диапазона волн, показана работоспособность предложенных алгоритмов. С помощью предложенного метода сеточной ловушки частиц проанализировано изменение микроструктуры ЭП при прохождении участка катод-анод и показано, что основным элементом, формирующим ленточный ЭП на входе в пространство фокусировки является анодная щель.

5. На основании методики определения аксиальных электрических полей предложен метод расчета аксиально-симметричной МФС и показана удовлетворительная корреляция расчетных и экспериментальных результатов определения индукции магнитного поля при правильном задании магнитных потенциалов.

6. Обобщенные структурные схемы регистрации переходного излучения электронов на металлических мишенях при диагностике аксиально-симметричных и ленточных пучков. Предложены и реализованы экспериментальные электровакуумные установки.

7. Разработана программа для численного анализа изображения следа свечения ЭП. Путем сравнительного анализа показана корреляция результатов численного моделирования и эксперимента для аксиально-симметричных ЭП.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Шипко А.А. Упрочнение сталей и сплавов с использованием электронно-лучевого нагрева / Шипко А.А., Поболь И.Л., Урбан И.Г. – Минск : Наука и техника, 1995. – 280 с.

2. Погребняк А.Д. Термический отжиг с помощью электронного пучка и его влияние на структуру и фазовый состав гибридных покрытий / А.Д. Погребняк, Ю.А. Кравченко, В.С. Кшнякин // Вісник Сумського державного університету. Серія : Фізика, математика, механіка. – 2004. – № 10(69). – С.182-169.

3. Кульментьева О.П. Влияние импульсной плазменной обработки и обработки сильноточным пучком электронов на структуру и свойства покрытий на основе никеля / О.П. Кульментьева, А.Д. Погребняк // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2008. – № 6. – С. 35-56.

4. Установка с импульсным электронным пучком (GESA) для поверхностной обработки материалов / В. Энгелько, Г. Мюллер, А. Андреев [и др.] // Сб. докладов X Международного совещания по применению ускорителей заряженных частиц в промышленности и медицине (г. Санкт-Петербург, 1-4 октября, 2001), М. : ЦНИИ атоминформ. – 2001. – С.412-415.

5. Методы анализа на пучках зараженных частиц / [Ключников А.А., Пучеров Н.Н., Чеснокова Т.Д., Щербин В.Н.]. – К : Наукова думка, 1987. – 152 с.

6. Ермолов И.Н. Методы и средства неразрушающего контроля качества : учеб. пособие [для инженерно-техн. спец. вузов] / И.Н. Ермолов, Ю.Я. Останкин – М. : Высшая школа, 1988. – 386 с.

7. Клюев В.В. Приборы для неразрушающего контроля материалов и изделий. Т.1 / Клюев В.В. – М. : Машиностроение, 1986. – 488 с.

8. Пучково-плазменные процессы в электронно-лучевой аппаратуре промышленного применения : [сб. научных трудов Всероссийского

электротехнического института / под ред. В.И. Переводчикова]. – М. : ВЭИ, 1994. – 182 с.

9. Модификация поверхностных свойств материалов с помощью мощных импульсных электронных пучков / В.А. Глухих, О.П. Печерский, В.И. Энгелько [и др.] //Сб. докладов X Международного совещания по применению ускорителей заряженных частиц в промышленности и медицине (г.Санкт-Петербург, 1-4 октября, 2001).– М. : ЦНИИ атоминформ.– 2001.– С. 445-447.

10. Electron beam probe as a nondestructive single bunch diagnostic tool for circular colliders / P.V. Logatchov, P.A. Bak, A.A. Starostenko [et al]– BINP – Proceedings of RuPAC XIX, Dubna (Russia).– Novosibirsk.– 2004.– P 355-356.

11. Logatchov P.V. Low energy electron beam as a nondestructive diagnostic tool for high power beams / Logatchov P.V., Malyutin D.A., Starostenko A.A. // BINP – Proceedings of RuPAC XIX, Dubna (Russia). – Novosibirsk, 2006.– P 40–42.

12. Вайнштейн Л.А. Лекция по сверхвысокочастотной электронике / Л.А. Вайнштейн, В.А. Солнцев. – М. : Советское радио, 1973.– 400 с.

13. Трубецков Д.И. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. Т.1. / Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов– М. :Наука. Физматлит, 2003. – 496 с.

14. Трубецков Д.И. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. Т.1. / Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов– М. :Наука. Физматлит, 2004. – 648 с.

15. Шматько А.А. Электронно-волновые системы миллиметрового диапазона. Том 1. / Шматько А.А. – Харьков : ХНУ имени В.Н. Каразина, 2008.– 464 с.

16. Вакуумная СВЧ электроника : Сборник обзоров.– Нижний Новгород : Институт прикладной физики РАН, 2002.– 160 с.

17.Электроника сверхвысоких частот : Основы теории и практикум : [учебное пособие / под ред. А.А. Шматько]. – Харьков : Факт, 2003. – 248 с.

18. Голант М.Б. Генераторы СВЧ малой мощности. Вопросы

оптимизации параметров. / М.Б. Голант, Ю.Л. Бобровский. – М. : Советское радио, 1977. – 336 с.

19. Электроника и радиофизика миллиметровых и субмиллиметровых радиоволн / [А.Я. Усикова, Э.А. Канер, И.Д. Трутень и др.]. – Киев : Наукова думка, 1986. – 368 с.

20. Лампы бегущей волны. Коллекторы, выводы энергии, поглощающие устройства, вопросы технологий, схемные вопросы, работы зарубежных фирм в области создания ЛБВ : обзоры по электронной технике / Л.Ф. Тесленко, А.В. Иванова [и др.].– М. : ЦНИИ «Электроника», 1990.– 92 с. – (Сер. 1. Электроника СВЧ).

21. Генераторы дифракционного излучения / под ред. В.П. Шестопалова.– Киев : Наук. думка, 1991. – 320 с.

22. Миллиметровые и субмиллиметровые радиоволны : Электровакуумные приборы, газовая и лучевая спектроскопия, элементы и устройства сверхпроводниковой электроники / Р.П. Быстров, А.П. Выставкин, М.Б. Голант [и др.] // Зарубежная радиоэлектроника. – 1997. – № 11. – С. 3-31.

23. Русин Ф.С. Оротрон : перспективы продвижения в субмиллиметровый диапазон длин волн / Ф.С. Русин, В.Л. Братман, А.Э. Федотов // Вакуумная СВЧ электроника : Сборник обзоров. – 2002. – С. 121 – 124.

24. Методы экспериментального исследования структуры электронных пучков приборов О- и М-типов : обзоры по электронной технике / [Г.И. Александров, Б.М. Заморозков, А.Ю. Калинин и др.].– М. : ЦНИИ «Электроника», 1973. – Вып. 8 (108).– 206 с. – (Сер. 1. Электроника СВЧ).

25. Воробьев Г.С. Методы диагностики и расчета статических характеристик интенсивных нерелятивистских электронных пучков (ОБЗОР) / Г.С. Воробьев, А.А. Дрозденко, К.А. Пушкарев, И.В. Барсук // Компрессорное и энергетическое машиностроение. – 2007. – №3(9). – С. 79-91.

26. Гинзбург В.Л. Переходное излучение и переходное рассеяние / В.Л. Гинзбург, В.Н. Цытович.– М : Наука, 1984.– 260 с.

27. Гинзбург В.Л. Излучение равномерно движущихся источников

(эффект Вавилова-Черенкова, переходное излучение и некоторые другие явления) / В.Л. Гинзбург // УФН. – 1996. – Т.166, №10. – С. 1033-1042.

28. Переходное излучение нерелятивистских электронных сгустков на диафрагмах / В.Н. Болотов, С.И. Кононенко, В.И. Муратов [и др.] // ЖТФ. – 2004. – Т.74 (вып.4).– С.89-93.

29. Шарафутдинов А.Ф. Диагностика электронных пучков низких энергий по переходному излучению : автореф. на соискание научной степени канд. физ.-мат. наук : спец. 01.04.20 “Физика пучков заряженных частиц” / А.Ф. Шарафутдинов. – Томск, 2004. – 21 с.

30. Нанасов Н.Н. Особенности переходного излучения релятивистских электронов в твердотельных мишенях / Н.Н. Нанасов, П.Н. Жукова // ПЖЭТФ. – 2007. – Т.86 (вып.3). – С.236-238.

31. Балаклицкий И.М. Фотометод исследования электронных пучков с высокой удельной мощностью / И.М. Балаклицкий, Е.В. Белоусов, В.Г. Корж // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1982.– Т.25, №5. – С. 38-42.

32. Патент 2008737 СИ Российская Федерация, МКИ H01J-9/42, G01T1/29. Способ определения статических характеристик электронных пучков малого сечения и устройство для его осуществления / Белоусов Е.В., Воробьев Г.С., Корж В.Г., Пушкарев К.А., Чабань В.Я. ; заявитель и патентообладатель Сумский государственный университет. – № 5007898 ; заявл. 09.07.91 ; опубл. 28.02.1994 , Бюлл. РФ «Изобретения» №4.– С. 160.

33. Патент №4086 Украины, 5НОІ 9/42, 01Т 1-29 Спосіб визначення статичних характеристик електронних пучків малого перерізу та пристрій для його здійснення / Білоусов Є.В., Воробйов Г.С., Корж В.Г., Пушкарьов К.О., Чабань В.Я. ; заявник и патентовласник Сумський державний університет. – заявл. 14.03.96 ; опубл. 27.12.97. «Промислова власність» № 6 (1/94).

34. Анализатор электронного пучка / Е.В. Белоусов, Г.С. Воробьев, В.Г. Корж [и др.] // Приборы и техника эксперимента. – 1996. – № 6.– С. 137-138.

35. Фотометод диагностики аксиально–симметричных электронных

пучков / Г.С. Воробьев, Д.А. Нагорный, К.А. Пушкарев [и др.] // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1998. – №6. – С. 59-64.

36. Method for measurement of static parameters of axially symmetric beam in devices of mm-wave band / A.A. Borisenko, Y.V. Belousov, G.S. Vorobyov [et.al.] // International Journal of Infrared and Millimeter Waves.– 1998.– Vol. 19, № 2.– P. 243-250.

37. Экспериментальные исследования электронного пучка в «сжатом» состоянии / С.Я. Беломытцев, А.А. Гришков, С.А. Кицанов [и др.] // ПЖТФ. – 2005. – Т. 31 (вып.22). – С. 74-81.

38. Калинин Ю.А. Экспериментальное и теоретическое исследование влияния распределения электронов по скоростям на хаотические колебания в электронном потоке в режиме образования виртуального катода / Ю.А. Калинин, А.Е. Храмов // ЖТФ. – 2006. – Т.76, (вып.5). – С. 25-34.

39. Новые методы расчета электронно-оптических систем : сб. научн. статей.– М. : Наука, 1983. – 238с.

40. Проектирование электронно-оптических систем ЭВП О-типа с многоскоростным электронным пучком в режиме диалога с ЭВМ. Ч.1. Математическая модель, алгоритмы / С.П. Морев., В.Д. Журавлева, В.А. Филатов [и др.] // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. – 1990. – Вып. 4 (428). – С.37-42.

41. Проектирование электронно-оптических систем ЭВП О-типа с многоскоростным электронным пучком в режиме диалога с ЭВМ. Ч.2. Программа, примеры расчета / С.П. Морев, В.Д. Журавлева, В.А. Филатов [и др.] // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. – 1990. – Вып. 5 (429). – С. 34-37.

42. Силадьи М. Электронная и ионная оптика / М. Силадьи; пер. с англ. И.М. Ахмеджанова, Ф.В. Пригары и В.В. Овчаровой.– М. : Мир, 1990.– 639 с.

43. Молоковский С.И. Интенсивные электронные и ионные пучки / С.И. Молоковский, А.Д. Сушков.– М. : Энергоатомиздат, 1991.– 304 с.

44. Галдецкий А.В., Голеницкий И.И., Духина Н.Г., Сапрынская Л.А.

Многолучевая пушка, формирующая криволинейные электронные лучи с высокой сходимостью // 17-я Международная Крымская конференция “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии” (КрыМиКо'2007). – Севастополь: “Вебер”. – 2007. – С. 133– 134.

45. Григорьев Ю.А., Правдин Б.С., Шестёркин В.И. Электронно-оптические системы с сеточным управлением // Обзоры по электронной технике. Сер. 1. Электроника СВЧ.– 1987.– №7.– 72 с.

46. Алямовский И.В. Электронные пучки и электронные пушки. - М.: Советское радио, 1966. - 452 с.

47. Spindt C.A. Triservice cathode workshop // Appl. Surface Sci. Progr. Cathode Res.– 1983.– P. 268-276.

48. Дж. Лоусон. Физика пучков заряженных частиц. М.: Мир, 1980.– 432 с.

49. Кулиш В.В. Физика лазеров на свободных электронах. Общие положения / ХПИ Сумский филиал. – Сумы, 1990. – 192 с. – Рус. – Деп. в УкрНИИНТИ 5.09.90, №1526 – Ук90. – Реф. в: Гос. респ. научн.-техн. библи. УССР. – 1990.

50. Williams D.B. and Carter C.D. Transmission Electron Microscopy // A Textbook for Materials Science. Plenum Press, New York, London, 1996, 729 p.

51. Лебедев И.В. Техника и приборы СВЧ. Том II. Электрорадиотехнические приборы СВЧ. М.: Высшая школа.– 1972.– 376 с.

52. Пирс Дж.Р. Теория и расчет электронных пучков.– М.: Советское радио, 1956.– 216 с.

53. Srinivasan-Rao T., Fischer J., Tsang T. Photoemission studies on metal using picosecond ultraviolet laser pulses // J. Appl. Phys.– 1991.– Vol. 69.– P. 3291-3296.

54. Srinivasan-Rao T., Fischer J., Tsang T. Optical field enhanced photoemission in copper mirrors // Appl. Phys. Lett.– 1993.– Vol. 63.– P. 1595-1597.

55. Srinivasan-Rao T., Fischer J., Tsang T. Photoemission from Mg irradiated by short pulse ultraviolet and visible lasers // J. Appl. Phys. - 1995. - Vol. 77. - P.

1275-1279.

56. Spindt C.A., Holland C.E., Stowell R.D. Field emission cathode array development for high current density applications // *Appl. Surface Sci.*– 1983.– Vol.16.– P. 268-276.

57. John A.N., Schächter L., Mako F.M., Len L.K., Peter W., Cha-Mei Tang, Srinivasan-Rao T. Advanced in cold cathode physics and technology // *Proceedings of the IEEE.*– 1999.– Vol. 87.– N 5.– P. 865-889.

58. Светликина И.А., Иванова А.В., Кузнецова О.Ф. Электронные пушки. Часть III. Электронные пушки с острыми катодами. Электронные пушки для приборов М-типа, гиротронов, мазеров // *Обзоры по электронной технике. Сер. 1. Электроника СВЧ.*– 1988.– №19.– 43 с.

59. Васильев В.Н. Электронные квантовые приборы СВЧ. – М., Связь, 1972.– 256 с.

60. Sushkov A.D., Molokovsky S.I., Zybin G.P. Investigation of electron guns with Electron Beam Current Control / 3rd Czechosl. Conf. on Electronics Guns and Vacuum Physics Transactions, Academia Publishing House. Prague.– 1967.– P.577-588.

61. Гребенюк А.Ф. // Некоторые конструкции электронных пушек, формирующих дисковые пучки.– 1971.– №17.– С. 14-35.

62. Мощные электровакуумные приборы СВЧ. Часть 1. Под ред. Клэмпитт Л. Пер. с англ. М.: Мир.– 1974.– 32 с.

63. Триодная электронная пушка с теневой сеткой и ячеистым катодом / Ю.В. Лаврентьев, П.В. Невский, О.Т.Кустиков и др. // *Электронная техника. Сер.1 Электроника СВЧ.* 1977. Вып. 5. С. 88-90.

64. Формирование интенсивных многоструйных пучков с низковольтным сеточным управлением / В.Д. Ильюшин, И.И. Галицкий, И.М. Блевайс и др. // *Электронная техника. Сер.1 Электроника СВЧ.* 1980. Вып. 2. С. 19-24.

65. Белоусов Е.В., Корж В.Г. Экспериментальное исследование структуры ленточных электронных пучков генераторов О-типа

коротковолновой части миллиметрового диапазона // Радиофизика и электроника.– Харьков: Институт радиофизики и электроники НАН Украины.– 1999.– т.4, №2 – С. 104-109.

66. Белоусов Е.В., Корж В.Г. Экспериментальное исследование статических пульсаций ленточных пучков приборов коротковолновой части миллиметрового диапазона // Радиофизика и электроника.– Харьков: Институт радиофизики и электроники НАН Украины.– 2000.– т.5, №1.– С.115-120.

67. А.с. 486600 SU 1762675 A1, H01 J 23/06., Электронная пушка для формирования ленточного потока в приборах О-типа миллиметрового диапазона / А.Н. Аверин, Е.В. Белоусов, В.Г. Корж, А.С. Тищенко, Л.В. Удянская / Опубл. 27.02.92.

68. Белоусов Е.В., Завертанный В.В., Нестеренко А.В. Диодная электронная пушка со щелевым L-катодом // Радиофизика и электроника.- Харьков: Институт радиофизики и электроники НАН Украины.- 2006.- т.11, №2 – с.275-280.

69. Перспективы применения переходного излучения в диагностике высокоинтенсивных электронных пучков / Г.С. Воробьев, А.А. Дрозденко, А.Г. Пономарев [и др.] // Компрессорное и энергетическое машиностроение. – 2005. – №2 (2). – С. 93-97.

70. Евтифеева Е.С. Методы экспериментального исследования электронных пучков / Е.С. Евтифеева, Л.А. Кибардина // Вопросы радиоэлектроники. – 1968. – Вып. 8. – С. 54-107. – (Сер. Электроника).

71. Муравьев А.А. Невозмущающий метод исследования структуры электронных пучков / А.А. Муравьев, Б.М. Заморозков // Электронная техника. – 1967. – Вып. 5. – С. 28-40. – (Сер. Электроника СВЧ).

72. А.с. 1426323 СССР, МКИ Н01 J9/42 Установка для определения динамических характеристик электронного потока в приборах СВЧ с дифракционной решеткой / Г.С. Воробьев, А.В. Нестеренко, А.И. Цвык [и

др.]. – заявл. 04.06.82 ; опубл. 18.02.85, Бюл. № 4.

73. Устройство для измерения параметров электронных пушек в производстве вакуумных приборов / Е.В. Белоусов, Г.С. Воробьев, А.Н. Лысенко [и др.] // Контроль и управление в технических системах : 3-я междунар. науч.-техн. конф., 18-21 сентября 1995. – Винница.– 1995.– Т.2.– С.316-317.

74. Аверков Ю.О. Переходное излучение поверхностных электромагнитных волн электронными сгустками в цилиндрическом волноводе / Ю.О. Аверков // ЖТФ. – 2005. – Т. 75 (вып.8). – С. 95-98.

75. Экспериментальное исследование статических параметров осесимметричных электронных пучков малого диаметра / Е.В. Белоусов, Г.С. Воробьев, В.Г. Корж [и др.] // Современные проблемы прикладной физики : [сборник научных трудов / под ред. проф. В.В. Кулиша]. – К. : НМК ВО. – 1992. – С. 87-100.

76. Исследование статических параметров электронных пучков ЛБВ миллиметрового диапазона / Е.В. Белоусов, Г.С. Воробьев, А.Н. Лысенко [и др.] // Физика и техника мм. и субмм. волн Международный Харьковский симпозиум. X. 7-10 июня 1994.– Харьков : ИРЭ НАН Украины, 1994.– Т.3.– С.184.

77. Способ определения статических характеристик осесимметричных электронных пучков / Е.В. Белоусов, Г.С. Воробьев, А.Н. Лысенко [и др.] // Там Т.2. –1994. – С. 184.

78. А.с. 1077501 СССР, МКИ НО1 J9/42 Способ определения коэффициента редукиции плазменной частоты электронного потока в приборах СВЧ / Г.С. Воробьев, А.Я. Кириченко, А.И. Цвык [и др.] ; заявл. 21.10.82 ; опубл. 04.03.85, Бюл. № 7.

79. Butterworth G.I. Beam profile and the potential depression of strip electron beams / G.I. Butterworth // International Journal of Electronics. – 1965. – v.XVIII, N3. – P. 235-253.

80. Павлюченко В.Ф. Панорамный анализатор протяженных электрон-

ных пучков / В.Ф. Павлюченко // Изв. вузов. Радиоэлектроника.– 1968.– №9.– С. 12–15.

81. Минкин А.М. О точности измерения параметров электронного пучка / А.М. Минкин // Вопросы радиоэлектроники. – 1964. – вып.12. – С. 125-136. – (Сер. 1. Электроника).

82. Боровков Ю.И. Об оценке искажений, вносимых диафрагмой с малым отверстием в исследуемый электронный пучок в статическом и динамическом режимах / Ю.И. Боровков, Ю.А. Калинин // Материалы XXXIV науч.-техн. конф., Саратов : СПИ.– 1971.– С. 46–52.

83. А.с. 295 215 СССР, МКИ H05H-7/00. Способ определения распределения плотности пространственного заряда в потоках заряженных частиц / Г.М. Герштейн, М.Г. Медокс (СССР).– №295215 ; заявл. 27.09.67 ; опубл. 04.11.71, Бюл. № 7.

84. Герштейн Г.М., Медокс М.Г. Приведение метода наведенного заряда для изучения структуры протяженных электронных пучков // Труды XXVII научно-технической конференции по узловым проблемам радиотехники и электросвязи.– Ленинград, 1972. – 314 с.

85. Диагностика пучка ионов H⁺ по световому излучению в канале транспортировки / А.С. Артемов, Г.Ф. Астарханчик, Ю.К. Байгачев [и др.] // Журнал технической физики. – 2000. – Т. 70 (вып.1).– С. 117-121.

86. Новое свойство поверхности металла, бомбардируемого потоком электронов / В.П. Гамарский, Г.Г. Гонтарев, А.А. Жучков [и др.] // Электронная промышленность.– 1978.– Вып.1.– С.61-65.

87. Аверин А.Н. Использование фотометода для исследования структуры электронных пучков в генераторах миллиметрового диапазона средней мощности / Аверин А.Н., Балаклицкий И.М., Белоусов Е.В., Корж В.Г.– Харьков : ИРЭ АН УССР, 1983. – 21 с. (Препринт / АН УССР, Ин-т радиофизики и электрон. ; №217).

88 Еремка В.Д. Применение переходного излучения для исследования

динамических характеристик электронных пучков / В.Д. Еремка, А.Я. Кириченко, Л.А. Лысова // Радиотехника и электроника. – 1977. – Т. 22, №1. – С. 153-158.

89. Шарафутдинов А.Ф. Диагностика электронных пучков низких энергий на основе переходного излучения / А.Ф. Шарафутдинов, Г.А. Науменко, А.П. Потылицин, Б.Н. Калинин, Г.А. Саруев // Известия томского политехнического университета.– 2004.– Т. 307, № 2.– С. 15-19.

90. New method of diagnostics for powerful electron beams / Ye.V. Belousov, G.S. Vorobyov, V.G. Korzg [et. al.] // Second International Conference MPSL'96.– Sumy (Ukrainian), June 3-7.– 1996.– P. 54.

91. Диагностика высокоинтенсивных электронных пучков по переходному излучению электронов с поверхности металлов / Е.В. Белоусов, Г.С. Воробьев, В.Г. Корж [и др.] // Вопросы атомной науки и техники. – 1998. – Вып. 6(7), 7(8). – С. 155-157.

92. Воробьев Г.С. Переходное излучение в диагностике высокоинтенсивных электронных пучков / Г.С. Воробьев, А.А. Дрозденко, А.Г. Пономарев // Харьковская нанотехнологическая Ассамблея-2007.– Харьков : ННЦ «ХФТИ», ИПП «Контраст».– 2007.– Т1.– С. 219-223.

93. Дрозденко А.А. Автоматизация исследований параметров и микроструктуры электронных пучков. / А.А. Дрозденко // Конференція молодих вчених та аспірантів ІЕФ-2007. – Ужгород : ІЕФ НАН України, 2007. – С. 123.

94. Система регистрации переходного излучения оптического диапазона для измерения статических параметров электронных пучков в СВЧ приборах / [Воробьев Г.С., Дрозденко А.А., Нагорный Д.А., Рыбалко А.А.] // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 2008. – №7(51). – С. 22-29.

95. Невский П.В. Теория и примеры ее использования при расчете электронно-оптических систем электровакуумных приборов / П.В. Невский, В.Т. Овчарова // Обзоры по электронной технике, 1989. – №15. – 48 с. – (Сер. 1. Электроника СВЧ).

96. Рошаль А.С. Моделирование заряженных пучков / Рошаль А.С. – М. : Атомиздат, 1979. – 224 с.
97. Ильин В.П. Численные методы решения задач электрофизики / Ильин В.П. – М. : Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1985. – 336 с.
98. Мельник И.В. Численное моделирование распределения электрического поля и траекторий частиц в источниках электронов на основе высоковольтного тлеющего разряда / Мельник И.В. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 2005. – №6. – С. 61-71.
99. Кондратюк А.А. Ряды Фурье и мероморфные функции / Кондратюк А.А. – Львов : Вища школа, 1988.–197 с.
100. Будылин А.М. Ряды и интегралы Фурье / Будылин А.М. – СПб. : С-Петербургский государственный университет, 2002.– 51 с.
101. Митчелл Э. Метод конечных элементов для уравнений с частными производными / Э. Митчелл, Р. Уэйт. –М. : Мир, 1981.– 213 с.
102. Стренг Г. Теория метода конечных элементов / Г. Стренг, Дж. Фикс. – М. : Мир, 1977. – 351 с.
103. Манжиров А.В. Методы решения интегральных уравнений : справочник / А.В. Манжиров, А.Д. Полянин.– М. : Факториал, 1999. – 272 с.
104. Арушанян И.О. Численное решение интегральных уравнений методом квадратур : пособие для практикума на ЭВМ / Арушанян И.О. – М. :МГУ, 2002. – 71 с.
105. Полянин А.Д. Методы решения нелинейных уравнений математической физики и механики / Полянин А.Д., Журов А.И., Зайцев В.Ф. – М. : Физматлит, 2005. – 256 с.
106. Деккер К. Устойчивость методов Рунге—Кутты для жестких нелинейных дифференциальных уравнений / К. Деккер, Я. Вервер. – М. :Мир, 1988.– 334 с.
107. Хайрер Э. Решение обыкновенных дифференциальных уравнений.

Нежесткие задачи / Хайпер Э., Нерсетт С., Ваннер Г. – М. : Мир, 1990. – 512 с.

108. Everhart E. Implicit single methods for integrating orbits / E. Everhart // *Celestial mechanics*. – 1974. – V.10. – P. 35-55.

109. Бордовицына Т.В. Современные численные методы в задачах небесной механики / Бордовицына Т.В. – М. : Наука, 1984. – 136 с.

110. Численные и численно-аналитические алгоритмы прогнозирования движения ИСЗ / [Бордовицына Т.В., Быкова Л.Е., Бороненко Т.С. и др.]. – Томск : ТГУ, 1991. – 156 с.

111. Численное моделирование движения электронов в электрическом поле аксиально-симметричных электронно-оптических систем / [Воробьев Г.С., Пономарев А.Г., Дрозденко А.А., Коплык И.В.] // *Вісник Сумського державного університету. Серія : Фізика, математика, механіка*. – 2003. – №10 (56). – С. 135-144.

112. Воробьев Г.С. Численный анализ статических характеристик аксиально-симметричных электронных пучков в приборах СВЧ / Г.С. Воробьев, А.А. Дрозденко, А.Г. Пономарев // *Изв. вузов. Радиоэлектроника*. – 2006. – №6 (49). – С. 11-16.

113. Воробьев Г.С. Расчет структуры электрического поля и траекторный анализ электронного пучка в аксиально-симметричной электронно-оптической системе / Г.С. Воробьев, А.Г. Пономарев, А.А. Дрозденко // 13-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2003). – Севастополь : «Вебер», 2003. – С. 294–295.

114. Воробьев Г.С. К вопросу оптимизации режимов работы трехэлектродной пушки ЛБВ / Г.С. Воробьев, А.Г. Пономарев, А.А. Дрозденко, Ю.А. Крутько // 15-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2005). – Севастополь : «Вебер», 2005. – С. 212–213.

115. Дрозденко А.А. Теоретический анализ аксиальных систем

формирования электронных пучков / А.А. Дрозденко // 16-я Международная Крымская конференция “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии” (КрыМиКо'2006). – Севастополь : «Вебер», 2006. – С. 305–306.

116. Воробьев Г.С. Влияние ускоряющего напряжения на размер и положение кроссовера аксиально-симметричного электронного пучка / Г.С. Воробьев, А.А. Дрозденко, И.В. Барсук // 17-я Международная Крымская конференция “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии” (КрыМиКо'2007). – Севастополь : Вебер», 2007. – С. 143–144.

117. Дрозденко А.А. Методика моделирования электронного пучка в нелинейных электростатических полях / А.А. Дрозденко, И.В. Барсук // XII Международный молодежный форум «Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке». – Харьков : ХНУРЭ, 2008. – С. 310.

118. Дрозденко О.О. Застосування методу Еверхарта в задачах моделювання руху електронів / О.О. Дрозденко // Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики (ЕВРИКА-2006). – Львів : ЛНУ ім. Івана Франка, 2006. – В. 6.

119. Демидович Б.П. Численные методы анализа / Б.П. Демидович, И.А. Марон, Э.З. Шувалова. – М : Наука, 1967. – 196 с.

120. Сравнительный анализ статических характеристик ленточных и аксиально-симметричных электронных пучков / Е.В. Белоусов, Г.С. Воробьев, В.Г. Корж [и др.] // Вісник Сумського державного університету. Серія : Фізика, математика, механіка. –1997. –№1(7). – С. 73-76.

121. Drozdenko A.A. 3-D modeling of electron beam sources / A.A. Drozdenko, D.V. Magilin // The Sixth International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and SubMillimeter Waves (MSMW'07). – Kharkov : IRE NASU, 2007. – P.580–582.

122. Дрозденко А.А. Численное моделирование формирования ленточного электронного пучка в неоднородном поле диодной пушки / А.А. Дрозденко // Вісник Сумського державного університету. Серія :

Фізика, математика, механіка. – 2008. – №1. – С. 115-123.

123. Воробьев Г.С. К вопросу моделирования ленточного электронного пучка / Г.С. Воробьев, А.А. Дрозденко, И.В. Барсук // 18-я Международная Крымская конференция “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии” (КрыМиКо'2008). – Севастополь : «Вебер», 2008. – С. 171–172.

124. Капитонов В.Е. Малогабаритные электронно-оптические системы для электронно-вакуумных приборов миллиметровых и субмиллиметровых волн // Физика и техника миллиметровых и субмиллиметровых волн / В.Е. Капитонов, И.В. Лопатин, А.С. Тищенко. – К., 1983. – С. 168-176.

125. Дерягин А.В. Редкоземельные магнито-жесткие материалы / А.В. Дерягин // Успехи физических наук. – 1976. – № 3. – С. 393-432.

126. Капитонов В.Е. Способ расчета магнитных фокусирующих систем с минимальными массой и габаритами / В.Е. Капитонов // VIII Всесоюзный семинар по методам расчета электронно-оптических систем.– Л., 1986.– С. 24.

127. Капитонов В.Е. Метод синтеза оптимальных магнитных систем / Капитонов В.Е.– Харьков : ИРЭ АН УССР, 1984. – 26 с. (Препринт АН УССР, Ин-т радиофизики и электрон. ; №256).

128. Капитонов В.Е. Оптимизация магнитных фокусирующих систем методом синтеза / В.Е. Капитонов // Электроника миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов.– Киев : Наукова думка.– 1988. – С. 172-178.

129. Воробьев Г.С. Установка для измерения статических характеристик высокоинтенсивных электронных пучков / Г.С. Воробьев, А.А. Дрозденко, Д.А. Нагорный // Приборы и техника эксперимента. – 2009. – №1. – С. 115-118.

130. Барсук І., Дрозденко О.О. Експериментальне дослідження мікроструктури інтенсивних електронних потоків / І.В Барсук, О.О. Дрозденко // Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики (ЕВРИКА-2006). – Львів : ЛНУ ім. Івана Франка, 2008. – Е. 25.