

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ  
СУМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

**Барсук Иван Владимирович**

УДК 621.385.6

**Моделирование процессов формирования электронных пучков в  
аксиально-симметричных системах электронно-лучевых приборов**

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 – 2013

## СОДЕРЖАНИЕ

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ .....	4
ВВЕДЕНИЕ .....	5
РАЗДЕЛ 1 ФОРМИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ В СТАТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЯХ .....	13
1.1. Общие вопросы формирования потоков электронов .....	13
1.2. Основные типы электронно-оптических фокусирующих систем .....	15
1.3. Новые направления в разработке электронных пушек .....	17
1.3.1. Однолучевые ЭОС .....	17
1.3.2. Многолучевые ЭОС .....	18
1.4. Магнитные фокусирующие системы .....	20
1.5. Методы численного моделирования фокусирующих электромагнитных полей .....	22
1.6. Методы траекторного анализа потоков заряженных частиц в статических электромагнитных полях .....	26
1.7. Экспериментальные методы диагностики ЭП в аксиально- симметричных полях .....	27
Выводы к разделу 1 .....	30
РАЗДЕЛ 2 ВЫБОР ОБЪЕКТОВ ИССЛЕДОВАНИЙ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИСХОДНЫХ ПАРАМЕТРОВ ДЛЯ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ .....	31
2.1. Геометрические и электрические параметры объектов исследований ....	31
2.2. Развитие методики диагностики ЭП по переходному излучению .....	38
2.2.1. Общий анализ переходного излучения .....	38
2.2.2. Анализ механизмов свечения поверхности металлов.....	40
2.2.3. Основные характеристики переходного излучения.....	47
2.2.4. Схемы регистрации переходного излучения и экспериментальные установки их реализации.....	51
2.2.5. Приемники излучения и методы обработки информации.....	55
2.2.6. Результаты экспериментальных исследований .....	57
Выводы к разделу 2.....	60
РАЗДЕЛ 3 МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫХ ПОЛЕЙ ...	61

3.1. Особенности метода конечных интегралов при моделировании статических аксиально-симметричных полей .....	61
3.2. Методика моделирования электростатических полей .....	66
3.3. Расчет модуляционной характеристики .....	71
Выводы к разделу 3 .....	76
<b>РАЗДЕЛ 4 ТРАЕКТОРНЫЙ АНАЛИЗ</b> .....	<b>77</b>
4.1. Анализ влияния потенциала фокусирующего электрода на коэффициент токопрохождения .....	77
4.2. Анализ положения кроссовера в зависимости от фокусирующего потенциала .....	82
Выводы к разделу 4 .....	89
<b>РАЗДЕЛ 5 ПРИМЕНЕНИЕ РАЗРАБОТАННЫХ ЧИСЛЕННЫХ МОДЕЛЕЙ ДЛЯ АНАЛИЗА ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В ПРАКТИЧЕСКИХ СХЕМАХ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ</b> .....	<b>90</b>
5.1. Математическая модель ленточного ЭП для приборов типа ЛОВ, ГДИ. 90	
5.1.1. Исходные данные математических моделей .....	90
5.1.2. Моделирование магнитного поля в пространстве взаимодействия .....	93
5.1.3. Анализ формирования ЭП в промежутке катод-анод диодной пушки .....	98
5.1.4. Динамика формирования ЭП в процессе его движения вдоль периодической структуры .....	99
5.1.5. Анализ результирующего сечения плотности тока ЭП при его поступлении на коллектор электронов .....	102
5.2. Численное моделирование параметров трехэлектродной аксиально-симметричной ЭОС для источников электронов в микрорентгеновской аппаратуре .....	104
5.2.1. Постановка задачи и исходные данные .....	104
5.2.2. Анализ упрощенной модели конфигурации электродов .....	107
5.2.3. Моделирование параметров ЭОС для практической схемы микрорентгеновского источника .....	112
Выводы к разделу 5 .....	120
<b>ВЫВОДЫ</b> .....	<b>122</b>
<b>СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ</b> .....	<b>124</b>

## ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ

- АЭП – анализатор электронного пучка  
ГДИ – генератор дифракционного излучения  
ЗС – замедляющая система  
ЛБВ – лампа бегущей волны  
ЛОВ – лампа обратной волны  
FIT – the Finite Integration Technique  
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

Пучки заряженных частиц различных уровней интенсивности в настоящее время находят широкое применение в различных областях науки и техники: диагностике материалов (бетатроны, линейные ускорители, микротроны), дефектоскопии, при неразрушающем контроле качества изделий и т.п. [1 - 3]. Электронные и ионные пучки стали эффективным инструментом в промышленных технологических установках для размерной и термической обработки различных материалов: резки, сварки, плавки и распыления металлов, нанесения и модификации покрытий, получения новых структур, полимеризации пластмасс и др. [4 - 6].

Кроме того, в связи с появлением новых областей применения мощных и сверхмощных электровакуумных приборов СВЧ (клистронов, магнетронов, ЛОВ, ЛБВ, генераторов дифракционного излучения (ГДИ) и др. [7 - 10]), возрос интерес к изучению особенностей поведения потоков заряженных частиц, движущихся в пространстве взаимодействия с электромагнитными полями и являющихся их главным рабочим элементом. Все требования к таким приборам связаны с обеспечением наибольшей эффективности процесса преобразования энергии электронов в СВЧ излучение, т.е. получения необходимого уровня колебательной мощности, максимальных значений КПД и коэффициента усиления [7, 9, 11].

Возрастающие требования к выходным характеристикам таких приборов обуславливают необходимость разработки и совершенствования математических моделей систем формирования и фокусировки, а также методик оптимизации геометрии пучков в пространстве взаимодействия. Решение такого рода задач связано с численным анализом данных о пространственной конфигурации и микроструктуре самого потока частиц, т.е. о распределении плотности тока, поперечных и продольных компонент скорости частиц в любом поперечном сечении пучка. Эта информация особенно важна при конструировании электровакуумных приборов с

протяженными интенсивными пучками достаточно высоких энергий. Наиболее широкое применение в этом плане нашли аксиально-симметричные пучки, которые используются как в СВЧ-приборах типа ЛОВ, ЛБВ, так и при создании технологических установок. В настоящее время данные о параметрах пучка можно получить как с помощью экспериментальных методов исследования, так и путем численного анализа. Однако стремительный прогресс в области вычислительных методов и технологий делает численный расчет на предварительном этапе исследований предпочтительным, существенно увеличивая эффективность получения и обработки информации.

**Актуальность темы.** В настоящее время к электронно-оптическим системам (ЭОС) предъявляются жесткие требования по формированию пучков с большой плотностью тока (до десятков и сотен  $A/cm^2$ ) при достижении необходимых выходных параметров: величины удельной мощности и компрессии формируемых потоков частиц. Как правило, решение указанных вопросов связано с необходимостью проведения оптимизации режимов работы ЭОС, оказывающих решающее воздействие на качество и параметры электронных пучков (ЭП). Как следствие, возникает необходимость в анализе и оптимизации режимов формирования потоков электронов при их движении во внешних статических электрических и магнитных полях различных конфигураций. Таким образом, вопросы эффективного анализа и получения высокоточных данных, увеличения скорости обработки информации, повышения экономичности и оптимизации методик численных и экспериментальных исследований ЭП различных уровней интенсивности и конфигураций в настоящее время представляют значительный интерес для широкого круга специалистов и исследователей как в области электроники СВЧ, так и при разработке эффективных электрофизических устройств различного назначения.

Анализ экспериментальных методов исследования потоков заряженных частиц [12 - 15] показывает, что выбор оптимального метода для измерения

параметров ЭП в различных типах ЭОС не представляется возможным: области применения методов существенно зависят от специфики работы исследуемых приборов. Кроме того, применение экспериментальных методов – достаточно трудоемкий и дорогостоящий процесс, поэтому на стадии начального исследования характеристик конкретного ЭП целесообразным является его численный анализ.

Как правило, численное моделирование системы, основным рабочим элементом которой является поток электронов, проводится в два этапа путем расчета структуры электромагнитных полей с последующим траекторным анализом заряженных частиц. При этом многообразие численных алгоритмов и мощности современных вычислительных систем обеспечивают гибкость в выборе того или иного метода и возможность индивидуального подхода в решении вопросов моделирования и оптимизации режимов работы ЭОС различного типа. Поэтому вопросы выбора и реализации эффективных численных алгоритмов для оптимизации параметров ЭП различных конфигураций являются актуальными.

**Связь работы с научными программами, планами, темами.** Работа выполнена в научно-исследовательской лаборатории «Новые технологии в физике и технике СВЧ» кафедры наноэлектроники 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 «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.); госбюджетную тему «Электромагнитные явления в низкоразмерных планарных периодических металлодиэлектрических

системах миллиметрового-инфракрасного диапазонов волн» № 0112U001379 (2012 г.).

**Цель и основные задачи исследования.** Разработка и усовершенствование методов моделирования и анализа процессов формирования интенсивных ЭП в статических аксиально-симметричных полях.

В соответствии с этим в работе решались следующие научные задачи:

- выбор и экспериментальное исследование базовых аксиально-симметричных систем, которые являются основой при постановке численных экспериментов;
- обобщенный анализ механизмов свечения поверхности металла при бомбардировке его потоком электронов;
- развитие методики диагностики ЭП по переходному излучению;
- развитие методик численного моделирования аксиально-симметричных полей и траекторного анализа формирования потоков электронов;
- численное моделирование конфигурации электростатических полей;
- численное моделирование траекторий движения электронов;
- определение оптимальных режимов формирования ЭП на выходе из ЭОС и сравнение их с результатами эксперимента.
- оценка эффективности разработанных методик при численном моделировании трехмерных электронных пучков и ЭОС в микрорентгеновской аппаратуре.

*Объект исследования* – процессы формирования ЭП в статических аксиально-симметричных полях.

*Предмет исследования* – физические характеристики пучков электронов, формируемых аксиально-симметричными ЭОС электровакуумных приборов.

Согласно поставленным задачам используются следующие *методы исследований*.



Теоретические: метод конечных интегралов (the Finite Integration Technique), метод геометрической оптики, метод сеточной ловушки.

Экспериментальные: метод диагностики ЭП по переходному излучению, а также методы фотометрирования и цифровой обработки видеоизображения.

**Научная новизна полученных результатов.** В работе впервые предложен подход экспериментально-численного моделирования процессов формирования потоков электронов в электронно-лучевых приборах, который основан на получении исходных данных для построения численной модели из анализа натурального эксперимента для заданного типа ЭОС с последующей численной оптимизацией ее параметров. Данный подход апробирован на примере аксиально-симметричных систем и может быть использован для ЭОС произвольных конфигураций и различных режимов их работы.

В результате разработки методики моделирования получены следующие новые результаты.

1. Впервые предложена методика построения модифицированной математической модели аксиально-симметричной ЭОС, которая основана на использовании тестовых экспериментов пушек такого типа и метода конечных интегралов, что позволило в значительной степени сократить объемы численного анализа.

2. Получил дальнейшее развитие метод численного моделирования ЭОС приборов СВЧ среднего уровня мощности с энергиями электронов до 6 кэВ и устройств микрорентгеновской томографии с энергиями ЭП до 30 кэВ.

3. На основании разработанных методик численного моделирования впервые для ЭП ленточного типа обоснован эффект S-образного искривления траекторий электронов в процессе их движения в фокусирующем магнитном поле ЭОС.

**Практическое значение полученных результатов.** Разработанная методика численного моделирования электростатических полей в аксиально-симметричных ЭОС электронно-лучевых приборов и определения

оптимальной геометрии ЭП в таких системах может быть использована для решения следующих практических задач: определения оптимальных с точки зрения токопрохождения потенциалов электродов в ЭОС, использующих интенсивные ЭП с высоким значением первеанса; определения комбинации потенциалов для получения кроссовера пучка в области дрейфа (область равных потенциалов); оптимизации микроструктуры ЭП в поперечном сечении с учетом теплового разброса электронов по скоростям путем анализа плотности тока по диаметру и значений эмиттанса пучка.

Описанная методика позволяет учитывать требования к значениям потенциалов конкретных электродов ЭОС, что в некоторых случаях дает возможность существенно упростить конструкцию системы блоков питания установок.

Проведенный в работе анализ свечения металлических поверхностей при электронной бомбардировке подтвердил доминирующий вклад в механизмы возникающих световых эффектов переходного излучения, что, таким образом, позволяет эффективно использовать экспериментальный метод на базе данного вида излучения для исследований структуры ЭП различных уровней интенсивности (от единиц Вт/см<sup>2</sup> до сотен кВт/см<sup>2</sup>), используемых в генераторах средней мощности миллиметрового диапазона, технологических установках и для физических исследований.

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

- в работах [12, 14, 15] – автором проведен литературный обзор основных экспериментальных и теоретических методов формирования и анализа ЭП, на основании которого определены методы, являющиеся наиболее перспективными в настоящее время, сформулированы рекомендации по их применению;

- в работе [75] – автором проанализированы основные физические процессы, которые могут влиять на характер свечения поверхности металла при бомбардировке потоками электронов различной мощности в импульсном и непрерывном режимах, установлена доминирующая роль переходного излучения в возникающих световых эффектах;
- в работах [63 – 65, 71, 116] – автором описана обобщенная методика экспериментального исследования структуры ЭП, проанализированы основные виды приемников переходного излучения, на основании которого предложен алгоритм распознавания плотности тока по поперечному сечению аксиально-симметричных ЭП;
- в работах [79, 89 – 91] – автором предложена и реализована методика моделирования и оптимизации режимов работы аксиально-симметричных ЭОС, позволяющая формировать ЭП с кроссовером в области выхода электронной пушки;
- в работах [92, 93] – автором реализован комбинированный экспериментально-численный метод анализа и оптимизации микроструктуры ЭП в области дрейфа ЭОС;
- в работе [88] – автором предложен алгоритм расчета модуляционной характеристики на основе методики для электронных ламп, адаптированной для конкретной геометрии аксиально-симметричной электронной пушки;
- в работах [97, 100, 101] – автором проведена адаптация описанной методики для систем ГДИ и аппаратов микрорентгеновской томографии.

**Апробация результатов диссертации.** Материалы диссертации докладывались и обсуждались на 20 – 22-й Международных конференциях «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (Севастополь, 2010 – 2012 гг.); 16-м Международном молодежном форуме «Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке» (Харьков, 2012 г.); Международной конференции

студентов и молодых ученых по теоретической и экспериментальной физике «ЕВРИКА» (Львов, 2008 г.); конференции молодых ученых и аспирантов «IEF-2011» (Ужгород, 2011 г.); 6-й, 7-й Международных молодежных научно-технических конференциях «Современные проблемы радиотехники и телекоммуникаций» (Севастополь, 2010, 2011 г.); научно-технических конференциях сотрудников, преподавателей и студентов СумГУ (Сумы, 2011, 2013 г.); 1-й Международной конференции «Наноматериалы: применение и свойства» (Алушта, 2011 г.), Международной конференции «Radiation Interaction With Material and Its Use in Technologies 2012» (Kaunas, 2012).

**Публикации.** Основные положения и результаты диссертации опубликованы в 19 научных работах, основными из которых являются международная коллективная монография издательства InTech «Solutions and applications of scattering, propagation, radiation and emission of electromagnetic waves» (Chapter 8), 6 статей в специализированных научных журналах и 7 тезисов докладов в сборниках научных трудов различных республиканских и международных конференций, форумов и симпозиумов; 6 работ опубликованы в изданиях, которые индексируются наукометрической базой данных Scopus.

## РАЗДЕЛ 1

# ФОРМИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ В СТАТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

В данном разделе освещены общие принципы формирования пучков электронов в статических электрических и магнитных полях. Рассмотрены традиционные, а также новые перспективные разработки электронно-оптических и магнитных систем. Анализируются вопросы фокусировки и транспортировки пучков заряженных частиц на уровне современных технологий, а также рассмотрены теоретические и экспериментальные методы исследования их параметров. Особое внимание уделяется численным методам анализа потоков заряженных частиц как одного из наиболее распространенных и перспективных способов исследования, проектирования и оптимизации ЭОС различных конфигураций.

Некоторые результаты данного раздела обобщены и приведены в обзорах [12, 14, 15].

### **1.1. Общие вопросы формирования потоков электронов**

Потоки электронов являются основой при построении широкого класса электровакуумных приборов (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 типа и назначения ЭВП требования к их выходным параметрам могут различаться. Так, в электронно-лучевых приборах, электронных микроскопах серьезное внимание уделяется максимальной фокусировке пучка на мишени, поскольку основное назначение таких

приборов – получение высокого разрешения или формирование четкого изображения. В таких системах используются пучки малых токов (порядка  $10 \div 100$  мкА) с низким первеансом. В то же время в приборах СВЧ электроники ЭП используются для преобразования энергии внешних источников питания в энергию СВЧ колебаний, и все требования к таким приборам связаны с обеспечением наибольшей эффективности процесса преобразования. В таких системах используются ЭП с большими значениями токов (до нескольких десятков ампер), что формирует свою специфику требований как к системам формирования и фокусировки пучков, так и к самим пучкам.

Современные тенденции в развитии СВЧ техники и электроники непосредственно связаны с уменьшением поперечного сечения области взаимодействия ЭП и электромагнитного поля, ужесточением допусков на все определяемые рабочими частотами геометрические размеры. При этом для сохранения требуемых уровней энергетических характеристик необходимо увеличение концентрации энергии в пучках электронов, достаточное для компенсации уменьшения поперечного сечения объема взаимодействия, что достигается лишь за счет увеличения либо плотности тока, либо ускоряющего напряжения. Это обуславливает возникновение ряда требований к современным системам формирования и фокусировки потоков электронов:

- необходимость обеспечения высокого токопрохождения (порядка  $95 \div 98\%$  в динамическом режиме);
- необходимость учета при проектировании ЭОС достаточно большого влияния поперечных тепловых скоростей ЭП;
- высокие значения токоотбора с катода (до  $10$  А/см<sup>2</sup>);
- высокие уровни аксиальных полей МФС ( $0.3 \div 0.8$  Тл).

Кроме того, актуальной является задача определения оптимального соотношения между токовой нагрузкой катода и компрессией электронного пучка, поскольку при малых диаметрах пучка возникает целый ряд проблем,

связанных с необходимостью учета влияния поперечных составляющих тепловых скоростей электронов на катоде [16]. Причем техническое решение этих проблем усложняется с повышением компрессии (сходимости по площади) ЭП и с увеличением температуры катода, что приводит к неустойчивости пучка в пространстве взаимодействия при малых изменениях его диаметра и положения кроссовера, возможным отклонениям его от оси в области входа в МФС.

## **1.2. Основные типы электронно-оптических фокусирующих систем**

Процессы создания направленного потока электронов требуемой формы и интенсивности осуществляются при помощи электронных пушек.

Структуру ЭОС в общем случае можно представить в виде двух функциональных узлов. Первый узел – электронная пушка, формирующая пучок для заданных значений первеанса, эмиттанса и конфигурации. Второй блок – фокусирующая система, главной задачей которой является транспортировка ранее сформированного пучка определенной геометрии от электронной пушки до коллектора с минимальным токооседанием на электродах [17]. Основные виды классических электронных пушек и их модификации представлены на рис. 1.1.

Исторически первой была разработана пушка Пирса для формирования прямолинейных электронных пучков простой конфигурации (рис. 1.1 а, б), которая содержала термокатод 1, прикатодный электрод 2, анод 3 с центральным отверстием. Пушки Пирса получили широкое распространение с применением различных типов катодов: термоэмиссионного, фотоэмиссионного и автоэмиссионного [18, 19].

Следует отметить также электронные пушки, разработанные Трениной С.Н., которая брала за основу пушку сферического типа, состоящую из катода 1, фокусирующего электрода 2 и анода 3 (рис. 1.1 в).

Пушка Тренивой предназначалась для формирования клиновидных и конусообразных сходящихся потоков электронов.

Аксиально-симметричный ЭП, как правило, формируется трехэлектродной пушкой со сходящейся оптикой и далее вводится в электродинамическую систему, где фокусируется периодическим магнитным полем. На рис. 1.1 г представлена типичная конфигурация электродов аксиально-симметричной системы, состоящей из следующих элементов: термокатод 1, фокусирующий электрод 2, первый анод 3, второй анод 4. Пушки такого типа позволяют формировать ЭП с диаметром в кроссовере порядка  $0.1 \div 0.25$  мм, током пучка  $1 \div 25$  мА при ускоряющих напряжениях  $1000 \div 6000$  В [20].

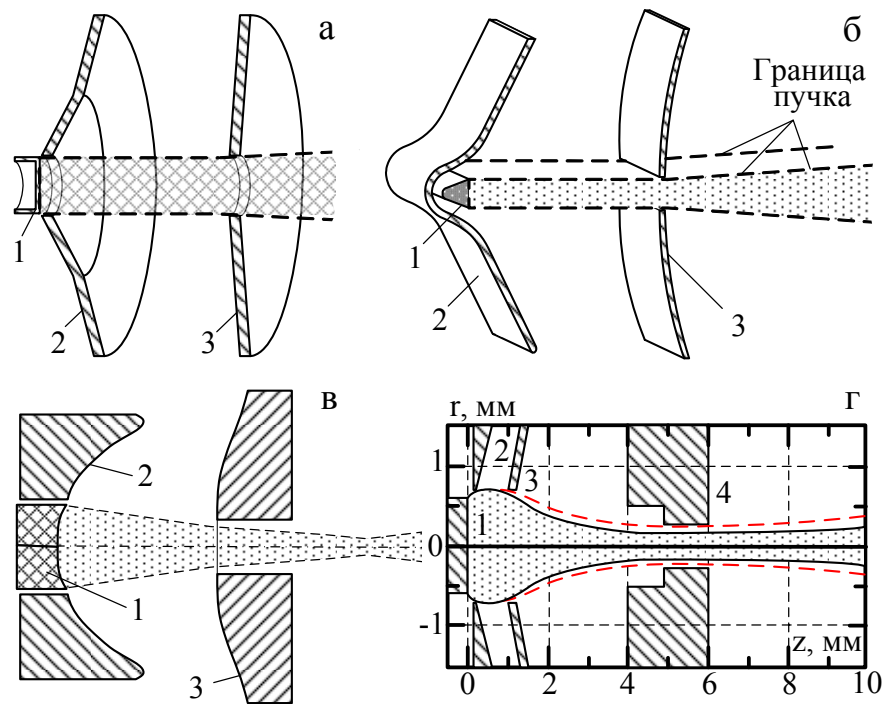


Рис. 1.1. Примеры конструкций классических электронных пушек: пушки Пирса (а, б), пушка Тренивой (в), типичная модификация электродов аксиально-симметричной электронной пушки (г)

Наряду с аксиально-симметричными ЭП, ленточные пучки также нашли широкое применение в электронных приборах СВЧ типа ЛОВ и ГДИ [9, 11,



21]. Одной из типичных систем, формирующих ленточный ЭП, является двухэлектродная диодная пушка, модифицированная на основе системы рис. 1.1 б для применения в ЭВП миллиметрового диапазона волн. Пушки такого типа позволяют формировать ленточные ЭП шириной  $3 \div 10$  мм и толщиной  $0.1 \div 0.25$  мм, током пучка  $10 \div 200$  мА при ускоряющих напряжениях  $1000 \div 5000$  В [21].

### 1.3. Новые направления в разработке электронных пушек

#### 1.3.1. Однолучевые ЭОС

Попытки улучшения микропараметров ленточных ЭП, а также их миниатюризация привели к появлению новой разработки щелевого катода в ИРЭ НАН Украины. Было предложено использование неоднородного электрического поля для формирования ЭП в диодных электронных пушках с магнитным ограничением потока, что было реализовано в оригинальной ЭОС типа инжекторной магнетронной пушки [22].

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. 1.2 а, позволяет формировать ЭП с высокой плотностью тока при толщине в десятые и сотые доли миллиметра.

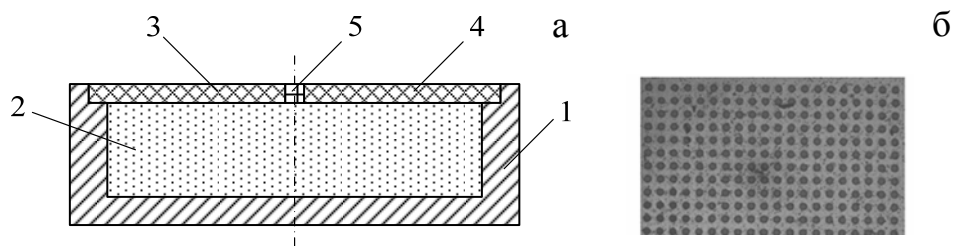


Рис. 1.2. Конструкция щелевого L-катода (поперечное сечение) (а) и микрофотография поверхности полевого автоэмиссионного катода (ПЭК) (б)

Катод состоит из цилиндрической емкости (чашечки) – 1, заполняемой запасом вещества – 2, обеспечивающим снижение работы выхода с поверхности катода. При механическом сжатии полуцилиндров 3, 4, производимом по их периметру, на участке их соединения образуется особая щелевая структура 5.

Апробация электронных пушек с L-катодами постоянной активации, имеющих поперечный размер менее 0.05 мм при плотности эмиссии  $10 \text{ A/cm}^2$ , используемых в ГДИ диапазона  $65 \div 80 \text{ ГГц}$ , показала их высокую эффективность [23].

Современным направлением в настоящее время является создание ЭОС на базе матриц ПЭК, рис. 1.2 б. Такие системы обладают целым рядом преимуществ по сравнению с термоэмиссионными аналогами, поскольку потребляют существенно меньше энергии, практически безынерционны, обладают более узким энергетическим спектром эмиттируемых электронов [24 – 26].

Кроме ПЭК на основе углеродных нанотрубок перспективными являются автоэмиссионные катоды на основе тонких полимерных покрытий [27], специальных полупроводниковых пленок [28]. В ряде работ также сообщается об увеличении эмиссионного тока кремниевых, молибденовых и вольфрамовых острий при покрытии их алмазоподобными пленками [29].

### 1.3.2. Многолучевые ЭОС

СВЧ-приборы диапазона миллиметровых волн (ЛБВ, клистроны) с высоким уровнем выходной мощности широко используются в передающей аппаратуре систем связи, РЛС и оборудовании средств радиопротиводействия. Поэтому развитию и совершенствованию ЭОС таких приборов уделяется особое внимание [30, 31].

В этом отношении выгодно отличаются конструкции СВЧ усилителей, использующие низковольтный многолучевой ЭП [31, 32] с криволинейными осями лучей и многорядным расположением катодов.

Данная идея была предложена и реализована в модификации многолучевой электронной пушки с однорядным расположением катодов, формирующей криволинейные электронные лучи с отклонением их осей на угол  $90^\circ$  с помощью электростатического поля [33], что позволило улучшить технологичность и точность изготовления пушки, а также исключить сложную систему поворота электронных лучей, сопровождаемых магнитным полем.

Типичная многолучевая пушка радиального типа состоит из 8 индивидуальных катодных узлов, анода и отражателя. Обязательным условием работы такой пушки является ее полная экранировка от магнитного поля, создаваемого в пролетных каналах. Конфигурация электродов одной ячейки пушки показана на рис. 1.3.

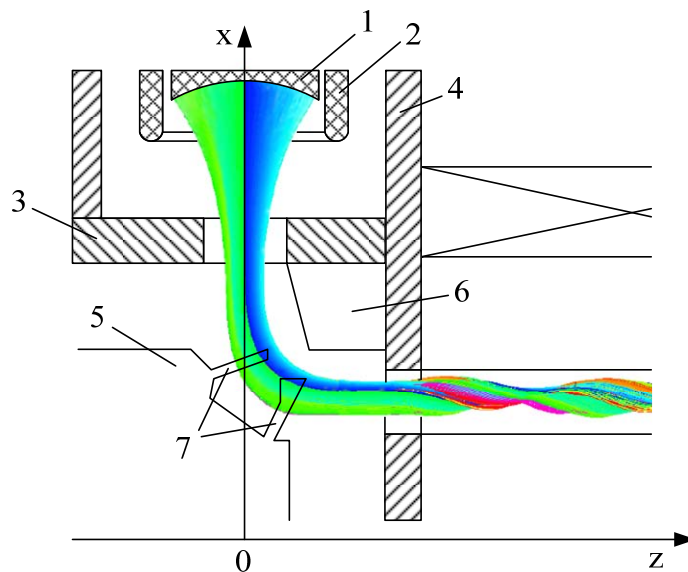


Рис. 1.3. Конфигурация электродов одной ячейки многолучевой электронной пушки радиального типа

Каждый катодный узел состоит из сферического катода 1, окруженного цилиндрическим фокусирующим электродом 2 под потенциалом катода. Входная часть анода представляет собой цилиндрическую трубу 3, ось которой совпадает с общей осью симметрии пушки. Торец трубы закрыт катодным полюсным наконечником 4 в виде диска с отверстиями. В анодной

полости установлен отражатель 5 и кольцевой электрод 6, между которыми создается электростатическое поле, отклоняющее электронные лучи на угол  $90^\circ$  и обеспечивающее оптимальное вхождение их в пролетные каналы. Для устранения «расплывания» лучей в азимутальном направлении и уменьшения разброса скоростей электронов отклоняющий электрод 5 должен иметь дополнительные выступы 7.

Описанная модификация многолучевой электронной пушки с криволинейными электронными лучами и электростатическим отклонением лучей на угол  $90^\circ$  выгодно отличается конструктивной простотой и возможностью обеспечения компрессии пучков на уровне однолучевых пушек.

Принципиально новые возможности для построения мощных низковольтных СВЧ усилителей открываются при применении нескольких многолучевых электронных пушек, расположенных вдоль цепочек связанных многозазорных резонаторов [31].

#### **1.4. Магнитные фокусирующие системы**

Основной задачей на выходе ЭП из ЭОС является его сопровождение в пространстве взаимодействия с СВЧ полями заданного типа электродинамической системы. Для этих целей используются различного рода магнитные фокусирующие системы (МФС). Простейшие МФС с фокусировкой потоков электронов однородным магнитным полем впервые были исследованы и применены для фокусировки протяженных аксиально-симметричных и ленточных пучков еще в сороковых-пятидесятых годах прошлого столетия [34].

В настоящее время широкое распространение получили многореверсные МФС [30]. Применение реверсивных систем магнитной фокусировки представляется целесообразным для построения мощных приборов бегущей волны в диапазоне миллиметровых волн. В таких приборах, как правило,

используются в качестве замедляющей системы (ЗС) цепочки связанных резонаторов, разделенных на каскады. Причем фокусирующую реверсивную систему выполняют из секций, сопряженных с секциями ЗС. Такое совмещение фокусирующей и замедляющей систем позволяет максимально оптимизировать конструкцию и значительно уменьшить габариты ЭВП.

Периодическая фокусировка широко применяется в ЭВП с распределенным взаимодействием.

Применяя в многолучевых ЛБВ фокусировку ЭП однородным магнитным полем, реализуемым системой постоянных магнитов, получить удовлетворительные массогабаритные характеристики самих ламп можно только при их малой длине, что не позволяет получить большое усиление. В связи с этим возникло направление по созданию мощных усилителей в виде цепочки двух ЛБВ: предварительной традиционной ЛБВ с фокусировкой периодическим магнитным полем и выходной односекционной «прозрачной» ЛБВ с фокусировкой пучка постоянным магнитным полем [35]. Вместе с тем поиск других альтернативных и более приемлемых способов фокусировки многолучевых электронных потоков в миниатюрных многолучевых ЛБВ и усилительных клистронах миллиметрового диапазона длин волн привел к появлению конструкции ЭОС ЛБВ с фокусировкой многолучевого ЭП полем однореверсной магнитной системы на постоянных продольно намагниченных магнитах [36].

По другому пути создания мощных усилителей пошли разработчики НИИ «Орион» (Украина), разработав и внедрив в производство многолучевые секционированные ЛБВ с большим усилением и фокусировкой ЭП периодическим магнитным полем, что позволяет кардинально решить проблему снижения массогабаритных характеристик и, следовательно, длины ЛБВ при увеличении усиления [37, 38].

## 1.5. Методы численного моделирования фокусирующих электромагнитных полей

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 получить информацию о распределении 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].

Идеальным является случай, когда удастся получить точное выражение для описания потенциалов или напряженностей полей. Однако это возможно только для элементарно простых ЭОС. 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].

После определения электрических и магнитных полей проводится вычисление траекторий движения различными аналитическими или численными методами решения конкретных задач. В большинстве случаев, в связи с развитием вычислительной техники, оптимальным является использование численных методов. Кратко рассмотрим наиболее распространенные в настоящее время численные методы расчета электростатических полей.

*Метод конечных разностей* основывается на дискретизации уравнения Лапласа [43]. В результате непрерывное дифференциальное уравнение

заменяется системой алгебраических уравнений, решение которой достаточно тривиально.

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 [44]. Очевидно, что от выбора формы и размера ячейки зависит точность и скорость вычислений. Построив вычислительную сетку и записав уравнения для всех узлов, можно приступить к численному решению системы линейных алгебраических уравнений прямыми, либо итерационными методами [17, 42]. Метод конечных разностей используется в современных программных пакетах QuickWave-3D (Concerto), Fidelity, XFDTD, CST Microwave Studio и др.

**Метод конечных элементов** основывается на использовании расчетной сетки, состоящая из треугольных элементов переменных размеров, покрывающих всю область, для которой необходимо найти решение уравнения в частных производных [44, 45]. Затем аппроксимируемая вариация потенциала  $\Delta u$  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 [46]. 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) и скорость расчета.

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.

Самыми известными пакетами электромагнитного моделирования, построенными на базе метода конечных элементов, являются пакеты HFSS, Multiphysics, ANSYS, Dynamic Finite Element Program Suite и FEMLAB.

**Метод зарядовой плотности (интегральный метод)** основывается на том, 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 отличие от рассмотренных ранее методов, а также применим для вычисления и



магнитных полей при условии возможности использования скалярного магнитного потенциала [47, 48].

*Метод конечных интегралов* впервые был предложен Вейлэндом в 1977 году [49] (в литературе известен как FIT – the Finite Integration Technique). В настоящее время данный алгоритм в различных модификациях широко используется в акустике, динамической теории упругости, при моделировании электромагнитных полей, пьезоэлектрических эффектов и др. В отличие от большинства численных алгоритмов, FIT основан на использовании системы уравнений Максвелла не в дифференциальной, а в интегральной форме. Дискретизация уравнений осуществляется по двухсеточной схеме: помимо основной сетки, покрывающей расчетную область, формируется вторичная сетка, расположенная ортогонально основной.

Механизм дискретизации уравнений Максвелла заключается в последовательной замене аналитических операторов ротора и дивергенции их дискретными аналогами, что позволяет сформировать систему так называемых сеточных уравнений Максвелла [50]. Следует отметить, что дискретные операторы несут исключительно топологическую информацию и сохраняют важнейшие свойства векторного поля в пределах исследуемого пространства.

Метод FIT выгодно отличается своей универсальностью, поскольку может быть реализован как во временной, так и в частотной области моделирования. Кроме того данный метод не накладывает никаких ограничений на тип используемой сетки дискретизации пространства: наряду со структурированной сеткой в декартовой системе координат поддерживаются неортогональные сетки, что позволяет проводить моделирование трехмерных конфигураций систем любой сложности. Численный алгоритм FIT был успешно реализован в программных пакетах CST MAFIA и CST Studio Suite.

## 1.6. Методы траекторного анализа потоков заряженных частиц в статических электромагнитных полях

После численного расчета электрических и магнитных полей становится возможным траекторный анализ движения электронов. Траектории частиц в общем случае полностью определяются системой дифференциальных уравнений второго порядка типа

$$\frac{d^2 y}{dz^2} = f(z, y, y'), \quad (1.1)$$

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 [42]. К сожалению, точность этого метода неудовлетворительна. Поэтому более широкое применение при численном решении уравнения (1.1) 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-Кутты [51], использующий разложение в ряд Тейлора. Однако с точки зрения быстродействия метод рациональной экстраполяции Булирша и Штера и метод Эверхарта [52] 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-Мультона, 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 сравнительно простых одношаговых методов.

### **1.7. Экспериментальные методы диагностики ЭП в аксиально-симметричных полях**

В настоящее время по классическим экспериментальным методам исследования конфигурации и микроструктуры ЭП наиболее полными являются обзоры [12 - 15].

По общему подходу к измерению параметров пуков все методы исследований можно разделить на две группы: прямые и косвенные. Прямые методы по своей сути являются коллекторными, поскольку основаны на поглощении ЭП (полностью или частично) коллектором измерительного устройства, установленным на пути движения частиц. Наиболее широкое применение в технике анализа ЭП нашли следующие прямые методы: зондовые, метод подвижного коллектора с малым отверстием и щелевого экрана [13].

Косвенные методы могут быть как контактными, так и неконтактными. Контактные методы связаны с эффектами, возникающими при взаимодействии ЭП с веществом. 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 методы регистрации и анализа тормозного и переходного излучений.

**Зондовые методы.** Проволочные зонды различной конструкции в свое время нашли широкое применение при исследовании распределения плотности тока и контура ЭП [13]. До настоящего времени используются зонды-сканеры с полным отбором тока пучка. Однако существенные недостатки данного метода, такие как сложность обработки информации, невозможность измерения структуры пучка в пролетном канале СВЧ прибора и большие погрешности, существенно сузили границы его применения.

**Метод подвижного коллектора с малым отверстием.** Суть метода подвижного коллектора с малым отверстием заключается в последовательном разложении (с помощью движущегося отверстия) поперечного сечения пучка электронов на малые элементы и измерении токов этих элементов.

Однако при определении абсолютной величины плотности тока при таком методе имеют место значительные погрешности, 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 регистрации оптического излучения остаточных газов.** Ионизационное свечение газа широко используется для контроля тока, размеров, профиля и эмиттанса электронных и протонных пучков мощных источников излучения [53].

При измерении параметров пучков частиц по ионизационному свечению газа особое внимание уделяется геометрии эксперимента. Погрешность

измерения тока пучка данным методом зависит от применяемой приемной, усиливающей и регистрирующей аппаратуры и составляет 5 – 10 %.

*Метод регистрации переходного излучения на мишени.* Опыт экспериментальных исследований ЭП с поперечными размерами порядка 0.1 мм и удельными мощностями в десятки и сотни кВт/см<sup>2</sup> показал, что для таких пучков становится проблематичным использование метода 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 [54].

Описанные в [55] свойства переходного излучения легли в основу метода определения геометрических размеров, характера распределения и величины плотности тока в поперечном сечении ЭП [54 - 57]. Дальнейшее развитие данный метод получил в работах [58 - 62].

## Выводы к разделу 1

1. В данном разделе освещены основные принципы построения ЭОС различных конфигураций для формирования ЭП в приборах электровакуумной техники. Анализ таких систем показал, что к настоящему времени для практических приложений наиболее актуальной является задача оптимизации параметров аксиально-симметричных ЭП, которые нашли широкое применение как в электронике СВЧ, так и в электрофизических технологических установках по обработке материалов и их диагностике. Поэтому поставленная в работе задача разработки методики моделирования и анализа процессов формирования ЭП в статических аксиально-симметричных полях является актуальной.

2. Рассмотрены традиционные и новые разработки систем формирования и фокусировки потоков электронов в СВЧ-приборах типа ЛБВ, ЛОВ, ГДИ.

3. Проведен анализ классических и актуальных в настоящее время численных и экспериментальных методов исследования параметров ЭП, на основании которого показана целесообразность использования метода переходного излучения в эксперименте и метода конечных интегралов при численном моделировании.

## РАЗДЕЛ 2

### ВЫБОР ОБЪЕКТОВ ИССЛЕДОВАНИЙ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИСХОДНЫХ ПАРАМЕТРОВ ДЛЯ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для проведения численного моделирования конкретной геометрии ЭОС с последующим траекторным анализом на начальном этапе исследования необходимо определение исходных параметров системы: геометрических характеристик и режимов работы, позволяющих получать параксиальные осесимметричные потоки с кроссовером в области выхода электронной пушки. Для выполнения поставленной задачи был выбран конкретный тип базовой типичной ЭОС в трехэлектродном исполнении, проведено экспериментальное моделирование режимов работы пушки, позволяющее использовать полученные данные при проведении численного анализа и оптимизации объемов машинного счета. Предложен численный алгоритм распознавания плотности энергии переходного излучения на металлических мишенях, который позволяет усовершенствовать методику экспериментального анализа структуры ЭП.

Основные результаты данного раздела опубликованы в работах [63 – 65, 71, 75].

#### **2.1. Геометрические и электрические параметры объектов исследований**

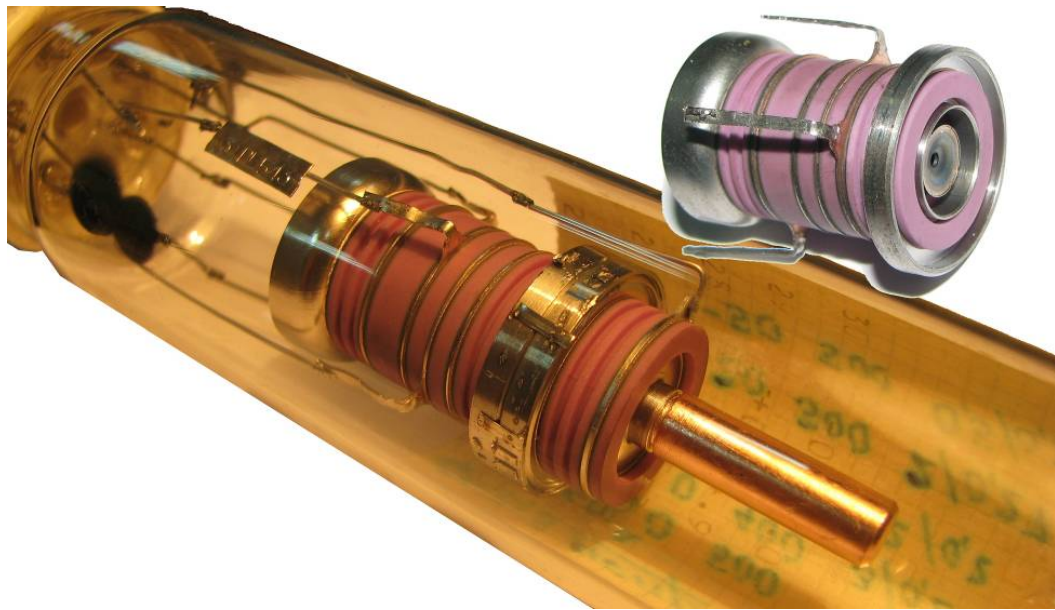
В электронно-лучевых приборах, предназначенных для получения на экране видимого изображения, в электронных микроскопах и т.п. основные требования к пучку электронов связаны с качеством изображения, т.е. четкостью, яркостью, разрешающей способностью. В свою очередь в приборах СВЧ используются токи ЭП на несколько порядков выше, чем токи пучков в электронно-лучевых трубках. Таким образом, логично разделить

рассмотрение ЭОС различных конфигураций на два этапа: исследование систем с интенсивными потоками электронов (первая  $P \approx (10^{-8} \div 10^{-7}) \text{ A/V}^{3/2}$ ) и систем формирования высокоэнергетичных ЭП низкой интенсивности ( $P < 10^{-8} \text{ A/V}^{3/2}$ ). Электрические поля с аксиальным типом симметрии в таких системах могут быть сформированы ЭОС различной геометрии с различным числом фокусирующих электродов. Однако наиболее распространенным вариантом реализации электронных пушек для формирования аксиально-симметричных ЭП является трехэлектродная модель ЭОС, содержащая помимо катода и ускоряющего электрода также модулятор (фокусирующий электрод) и дополнительный анод [66].

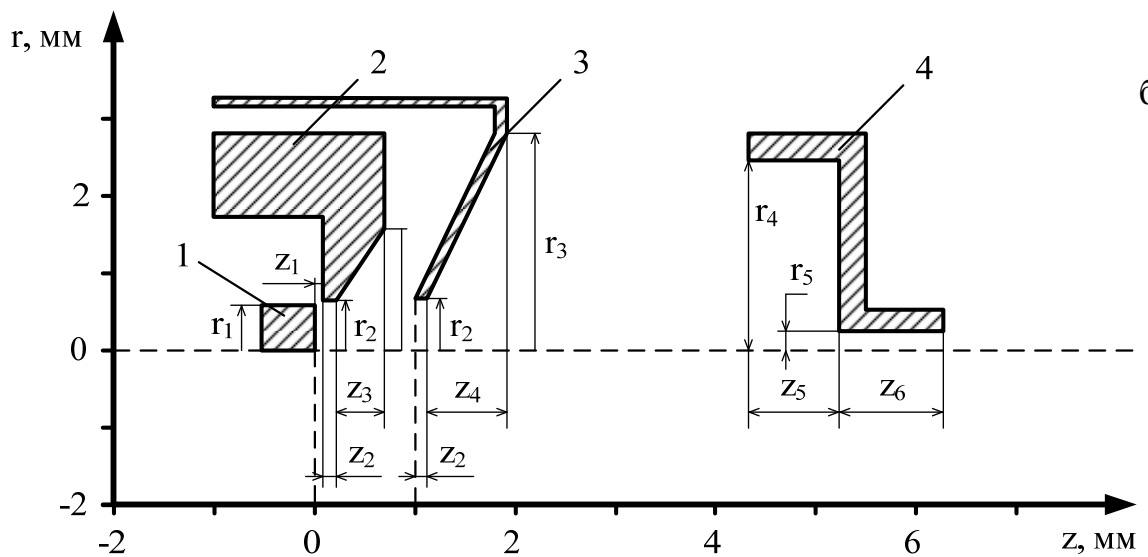
Таким образом, в качестве объекта исследований была выбрана типичная конфигурация аксиально-симметричной электронной пушки, состоящей из трех электродов. На рис. 2.1 а представлена фотография общего вида ЭОС, которая помещена в вакуумную колбу для предварительной проверки работоспособности пушки до установки ее в экспериментальный стенд. На рис. 2.1б показано схематическое изображение конструкции исследуемой трехэлектродной электронной пушки, формирующей аксиально-симметричный ЭП, где: 1 – термокатод ( $U_c$ ), 2 – фокусирующий электрод ( $U_f$ ), 3 – первый анод ( $U_{a1}$ ), 4 – второй анод ( $U_{a2}$ ). В таблице 2.1 приведены основные геометрические размеры электродов ЭОС. Пушки такого типа, используемые в приборах типа ЛБВ, ЛОВ и других приборах СВЧ электроники, позволяют формировать ЭП с диаметром в кроссовере порядка 0.05 – 0.5 мм, током пучка 5 – 30 мА при ускоряющих напряжениях до 6000 В.

Для установления зависимости тока коллектора от режима работы электронной пушки на начальном этапе моделирования ЭОС был проведен экспериментальный анализ вольт-амперных характеристик системы, помещенной в отпаянную колбу (рис. 2.1 а). В ходе эксперимента для устранения возмущающего действия фокусирующего потенциала на кромку





а



б

Рис. 2.1. Общий вид исследуемой аксиально-симметричной электронной пушки в вакуумной колбе (а) и плоская конфигурация ее электродов (б)

Таблица 2.1

**Основные геометрические размеры исследуемой ЭОС**

Параметр	$r_1$	$r_2$	$r_3$	$r_4$	$r_5$	$z_1$	$z_2$	$z_3$	$z_4$	$z_5$	$z_6$
Значение, мм	0.6	0.7	2.82	2.55	0.25	0.1	0.1	0.5	0.77	1.15	1.35

катода в качестве исходного было взято значение  $U_f = 0$  В, ток накала вольфрам-рениевого катода для всей серии опытов был постоянным – 0.7 А, что соответствует начальному току эмиссии катода  $I_{cat} \approx 2.4 \div 6$  мА (в зависимости от выбранного режима работы).

Полученные экспериментально графические зависимости демонстрируют закономерный рост анодного тока при увеличении ускоряющего потенциала, однако для различных значений напряжения на первом аноде динамика и скорость этого роста различны. Так, из рис.2.2 а видно, что при увеличении  $U_{a1}$  скорость роста анодного тока в области потенциалов  $U_{a1} = (40 \div 80)$  В замедляется, а область насыщения тока анода достигается при более высоких потенциалах  $U_{a2}$ , который соответствует режиму оптимального отбора тока катода и минимальному токооседанию электронов на выходе пучка из второго анода.

Полученные зависимости могут быть объяснены при рассмотрении графической характеристики токооседания на втором аноде (рис. 2.2 б), который при определенных режимах работы выполняет функцию диафрагмы, обрезая пучок и принимая на себя часть эмиссионного тока. Как видно из рисунка, увеличение  $U_{a1}$  приводит к росту тока эмиссии и, как следствие, пространственного заряда ЭП в области катода, ограничение которым тока пучка может быть скомпенсировано увеличением ускоряющего потенциала. Таким образом, значения  $I_{a2}$ , соответствующие оптимальному с точки зрения токопрохождения режиму работы электронной пушки, закономерно смещаются в область больших значений ускоряющего потенциала.

Аналогичные эффекты наблюдаются и в области значений  $U_{a1} = (100 \div 140)$  В (рис. 2.2 в, г), однако в заданном интервале ускоряющих потенциалов  $U_{a2} = (0 \div 3)$  кВ при  $U_{a1} > 100$  В удовлетворительная фокусировка пучка не может быть достигнута. Более наглядное представление вольт-амперных характеристик с точки зрения определения оптимальных значений  $U_{a1}$  относительно  $U_{a2}$  приведено на рис. 2.3.

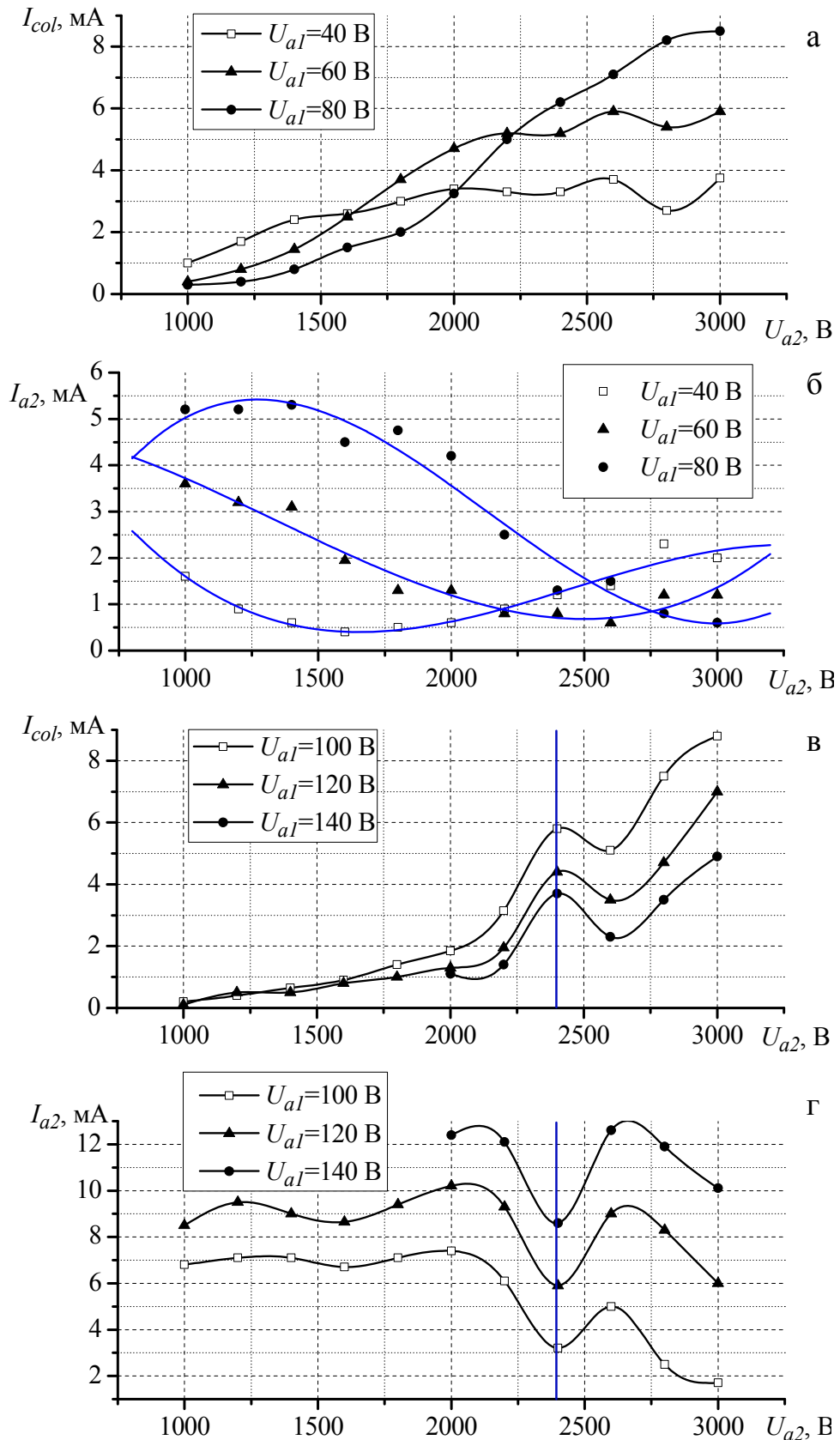


Рис. 2.2. Вольт-амперные характеристики типичной трехэлектродной ЭОС, помещенной в вакуумную колбу: а, в – зависимость тока коллектора ( $I_{col}$ ) от ускоряющего напряжения  $U_{a2}$ ; б, г – токооседание на втором аноде ( $I_{a2}$ ) с изменением ускоряющего напряжения

Как видно, максимальное токопрохождение наблюдается при  $U_{a1} = (90 \div 95)$  В и  $U_{a2} = 3$  кВ.

Однако говорить об оптимальном режиме работы ЭОС с точки зрения наилучшего прохождения потока электронов по каналу дрейфа можно только после сравнительного анализа значений тока ЭП, рассеянного на электродах пушки и тока, осевшего на коллекторе.

Результаты таких измерений показали, что при увеличении ускоряющей разности потенциалов  $U_{a2}$  коэффициент токопрохождения возрастает и при  $U_{a2} = 3$  кВ достигает 93.4% при оптимальном  $U_{a1}$ , что соответствует значению тока  $I_{col} = 9.1$  мА. Однако дальнейшее увеличение потенциалов  $U_{a2}$  и  $U_{a1}$  приводит к стремительному росту эмиссии электронов с катода ( $I_{cat} > 15$  мА), значительному разогреванию элементов пушки, бомбардируемых электронами, что при отсутствии системы охлаждения существенно нарушает стабильность работы прибора и приводит к появлению ошибок при измерениях.

Из рис. 2.4 видно, что токопрохождение максимально при ускоряющих потенциалах  $U_{a1} = 80$  В и  $U_{a2} = 3$  кВ. Таким образом, данный режим работы ЭОС можно считать базовым при дальнейшем численном моделировании аксиально-симметричных полей без учета изменения напряжения на фокусирующем электроде  $U_f = 0$  В.

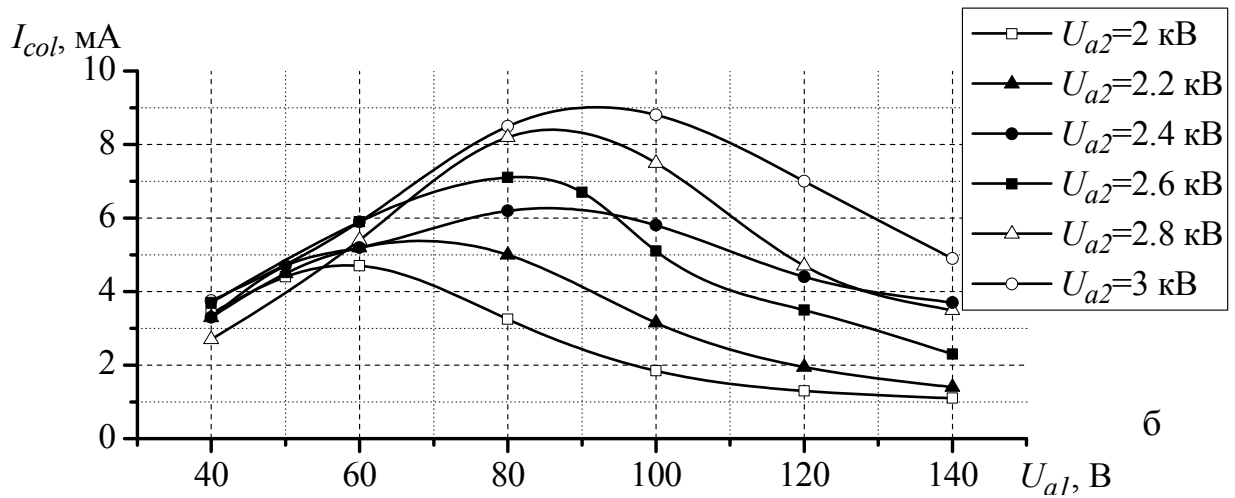
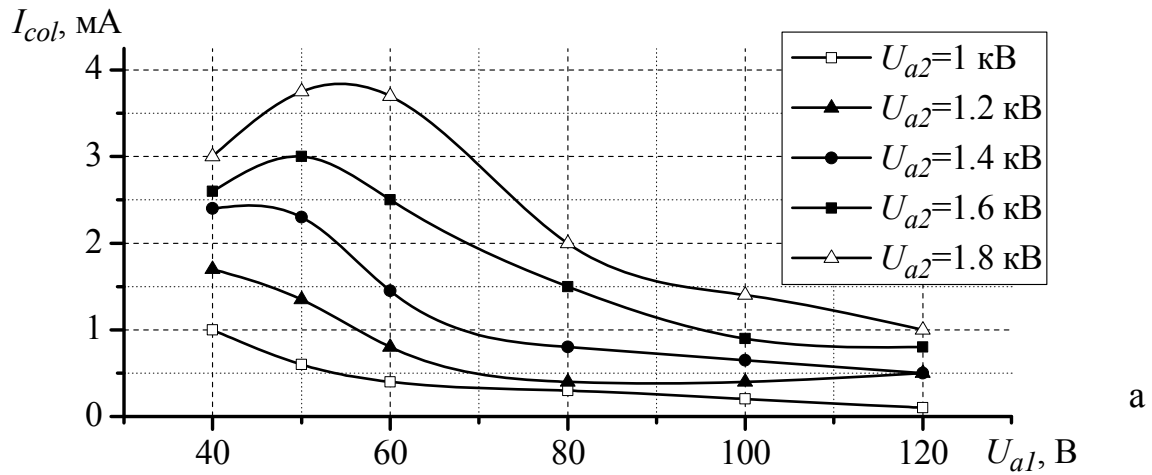


Рис. 2.3. Зависимость тока коллектора от потенциала на первом аноде при различных значениях ускоряющего напряжения:  $U_{a2} = (1 \div 1.8)$  кВ (а);  $U_{a2} = (2 \div 3)$  кВ (б)

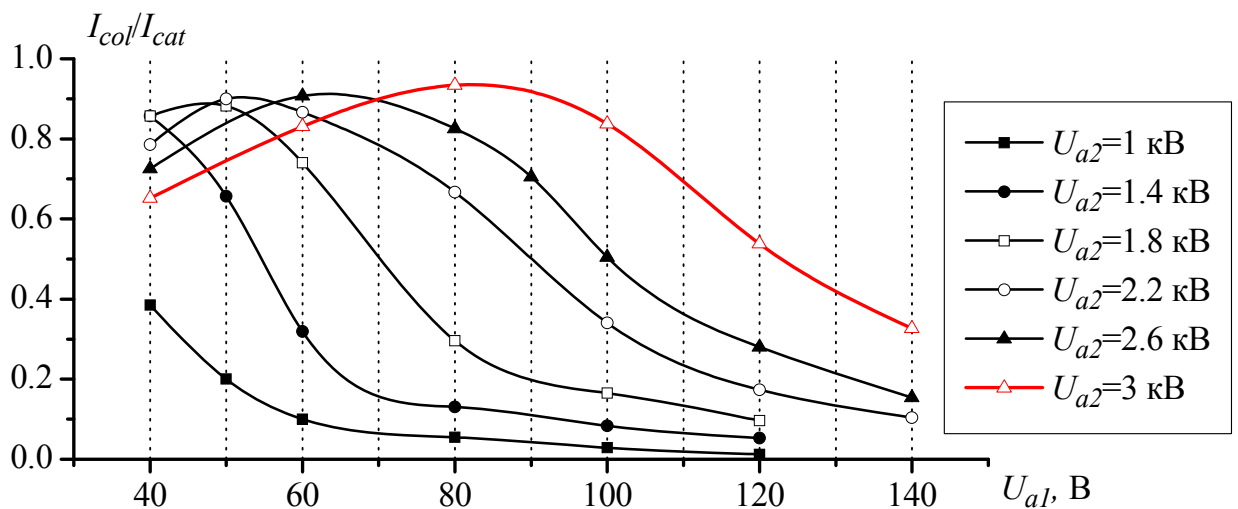


Рис. 2.4. Относительный коэффициент токопрохождения при различных значениях потенциалов  $U_{a1}$  и  $U_{a2}$

## 2.2. Развитие методики диагностики ЭП по переходному излучению

### 2.2.1. Общий анализ переходного излучения

Как показывают экспериментальные исследования ЭП с поперечными размерами порядка 0.1 мм и удельными мощностями в десятки и сотни кВт/см<sup>2</sup> использование диафрагмы с малым входным отверстием в МСМ диапазоне становится проблематичным. Данный факт способствовал развитию метода диагностики, основанного на явлении переходного излучения оптического диапазона длин волн, возникающего при падении электронов на поверхность металла.

В своей первой работе по переходному излучению Гинзбург и Франк рассмотрели случай движения заряда из вакуума в идеальный проводник (рис. 2.5). Поле внутри проводника равно нулю, а вне его определяется зарядом  $+q$  и индуцированными им отрицательными зарядами на поверхности проводника. Как известно, поле индуцированных зарядов в вакууме равно полю заряда  $-q$ , являющегося зеркальным отражением заряда  $+q$  (рис. 2.5).

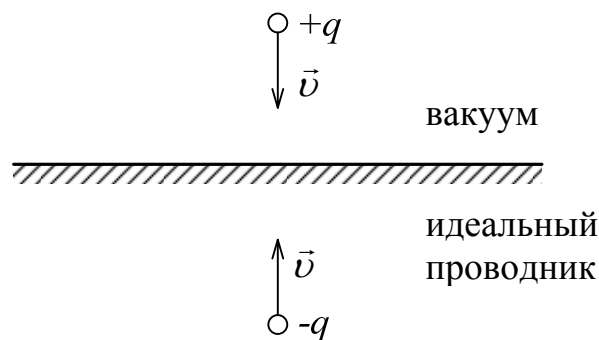


Рис. 2.5. К образованию переходного излучения при пересечении зарядом поверхности проводника

Таким образом, поле вне проводника равно сумме полей зарядов  $+q$  и  $-q$ , движущихся навстречу друг другу. На границе вакуум-проводник заряды аннигилируют, что эквивалентно их мгновенной остановке. При этом, как

при всяком движении заряда с ускорением, произойдет излучение электромагнитной волны. Очевидно, излучение возникнет и при переходе заряда из проводника в вакуум. Оно будет таким же, как излучение зарядов  $+q$  и  $-q$ , мгновенно стартующих с границы раздела в разные стороны.

Переходное излучение возникает и при пересечении зарядом границы двух диэлектриков с разными диэлектрическими проницаемостями  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$ . Наглядно это можно представить себе как резкую остановку заряда на границе раздела в веществе с  $\varepsilon_1$  и одновременно его мгновенный старт в веществе с  $\varepsilon_2$ . Однако в действительности никаких остановок и стартов заряда не происходит: он движется с постоянной скоростью.

На самом деле при пересечении границы двух сред скачком меняется фазовая скорость распространения электромагнитных волн: она равна  $c/n_1$  в первом диэлектрике и  $c/n_2$  во втором ( $c$  – скорость света в вакууме,  $n = \sqrt{\varepsilon}$  – показатель преломления). Таким образом, излучение происходит не только при изменении скорости частицы  $v$ , но и при изменении скорости света, а точнее, при изменении их отношения. Поскольку скорость света зависит от свойств среды, то любое изменение этих свойств в пространстве или времени будет приводить к излучению находящегося в среде заряда. В частности, будет излучать и покоящийся заряд, если в среде, например, распространяется волна диэлектрической проницаемости, то есть диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$  среды меняется со временем пропорционально  $\sin\omega t$  или  $\cos\omega t$ . Это излучение было названо переходным рассеянием: волна диэлектрической проницаемости как бы рассеивается на заряде. Вообще если равномерно и прямолинейно движущийся заряд излучает в лабораторной системе координат, то излучение будет существовать и в любой другой инерциальной системе отсчета, в том числе и той, где заряд покоится.

### 2.2.2. Анализ механизмов свечения поверхности металлов

Особый интерес в производстве электровакуумных приборов представляют вопросы формирования и диагностики ЭП с заданными параметрами, которые в значительной мере зависят от механизмов поверхностных явлений на металлических элементах изделий при бомбардировке их ЭП.

В [67] было показано, что основным доминирующим механизмом свечения при падении электронов из вакуума на поверхность металла является переходное излучение, которое было использовано в работе [68] для диагностики ЭП малых энергий. Дальнейшие экспериментальные исследования поверхностных свойств металлов при бомбардировке их ЭП [69] привели авторов к выводу о новом физическом явлении, не связанном с переходным излучением: возможностью устойчивого преобразования энергии электронов в энергию плазмы, локализованной по поверхности. Таким образом, выдвинутая в работе [69] гипотеза в какой-то мере ставит под сомнение фундаментальные результаты природы возникновения излучения при бомбардировке поверхности металла электронами [67].

Вместе с тем, последующие исследования данного явления в работах [55, 70, 71] показали, что доминирующими механизмами возникновения излучения на поверхности металлических мишеней являются переходное излучение или переходное рассеяние. Поэтому вопрос сравнительного анализа результатов работы [69] и работ [55, 67, 70, 71] является актуальным с точки зрения определения и констатации фундаментальных представлений физики возникновения свечения на поверхности металлов при их бомбардировке ЭП, что является одним из определяющих факторов при диагностике поверхности металлов и ЭП.

В электровакуумной технике сорбционные явления играют важную роль, существенно влияя на степень вакуума в приборах. Поэтому еще на первых стадиях технологического процесса изготовления любых типов ЭВП встает вопрос о тщательной очистке их внутренних поверхностей.



Существуют различные виды очистки поверхностей электродов: химическая, термическая, откачка и тренировка приборов электровакуумной техники и др. Однако очищенные детали неизбежно покрываются тонкими окисными пленками, на их поверхности в структурных дефектах адсорбируются компоненты воздуха. Строение и химический состав поверхностей еще больше усложняется при обезгаживающем нагреве в процессе откачки: примеси, содержащиеся в объеме металлов, диффундируют к поверхности, в результате чего на окисной пленке или в ее объеме появляются новые вещества, а это приводит к существенному изменению механических и электрических свойств приповерхностных слоев металлов [72].

При бомбардировке таких «загрязненных» металлических поверхностей электронами происходит резкий всплеск десорбируемых газовых компонентов самого различного состава. Для ряда объектов десорбция с их поверхности, а в некоторых случаях и разрушение самих объектов, происходят при энергиях электронов, меньших 50 эВ (так называемая электронно-стимулированная десорбция [73]).

Обильная десорбция газов с деталей наблюдается уже при низких энергиях электронов порядка  $10 \div 15$  эВ. Причем газовыделение, вызванное электронной бомбардировкой, обычно в несколько раз, а иногда более чем на порядок, превышает газовыделение этих же деталей, но при обычном термическом обезгаживании, хотя в обоих случаях температура обезгаживаемых деталей может быть одинакова, что продемонстрировано на рис. 2.6. При этом в начальный момент бомбардировки очищенной поверхности металла может возникать газовый разряд [74]. Логично предположить, что подобные десорбционные процессы происходили и при экспериментальных исследованиях, описанных в статье [69]. А если принять во внимание, что в статье нет ни одного упоминания о степени вакуума в камере, то данное предположение является вполне закономерным. Поэтому объяснимы ионизационные процессы, возникающие в прианодной области и локальный характер образования плазмы. Как бы тщательно не была

обработана поверхность металла, она содержит выступы различной величины. Так, при наивысшем, 14-м классе чистоты обработки высота неровностей на поверхности составляет в среднем 0.5 мкм. Фактически металлические образцы, применяемые в экспериментах авторами статьи, имеют значительно большие неровности (6 – 11 класс).

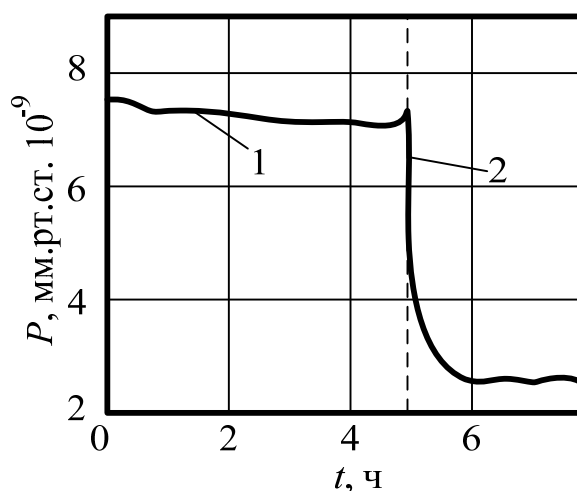


Рис. 2.6. Равновесное давление газов в экспериментальной электровакуумной установке, возникающее при электронной бомбардировке анода (кривая 1) и нагреве его отдельным нагревателем (кривая 2)

Локальный разогрев дефектов поверхности, имеющих ограниченный контакт с массивом образца, способствует увеличению сублимации микрочастиц материала, возрастанию вторичной электронной эмиссии за счет снижения работы выхода, возрастанию диффузионных процессов в зонах неоднородностей, что неизбежно приводит к ионизации «облака газа» и образованию плазменного факела в области дефекта поверхности.

Следует также отметить некоторые неточности авторов статьи [69] в трактовке механизмов излучения плазменных факелов на поверхности металлических образцов. Так, в разделе о предполагаемом механизме явления авторы говорят об отсутствии каких-либо опубликованных материалов, объясняющих возникающее свечение анодных поверхностей при электронной бомбардировке. Ссылаясь на статью Гинзбурга [67], авторы

делают вывод о невозможности трактовки явления с позиций переходного излучения, который, однако, является некорректным. В той же статье можно найти детальное описание явления переходного рассеяния, имеющего место для случая с плазмой. Природа указанных явлений одинакова с той лишь разницей, что переходное излучение образуется движущимся зарядом, в то время как переходное рассеяние возможно при рассеянии волны проницаемости на неподвижном заряде. Как будет показано ниже, именно последнее вносит существенный вклад в механизм возникновения излучения плазменных факелов.

Плазменное излучение носит гораздо более сложный характер, чем указано в статье [69], поскольку основные механизмы излучения определяются не только индивидуальными свойствами заряженных и нейтральных частиц, образующих плазменную систему, но также и коллективными – колебательно-волновыми характеристиками. Более того, специфика плазмы, в частности её отличие от нейтрального газа, связана как раз с волновыми процессами. Помимо механизмов излучения, связанных с наличием плазменных волн (в статье Гинзбурга [67] – обычное рассеяние, оно же томсоновское рассеяние), в плазме присутствует еще и так называемое переходное рассеяние – рассеяние волны проницаемости на неподвижном заряде. При этом волны данных типов интерферируют, что еще более усложняет картину формирования излучения.

При рассеянии на ионах, десорбированных под действием электронной бомбардировки с поверхности исследованных образцов, обычное рассеяние оказывается ничтожно мало из-за большой массы иона. Переходное же рассеяние вообще не зависит от массы частицы [67]. Отсюда ясно, что рассеяние плазменных волн на ионах – практически чисто переходное. Данный факт подтверждается также и тем, что интенсивность наблюдаемого свечения практически не зависела от материала бомбардируемых образцов.

При облучении металлических мишеней интенсивными ЭП помимо образования плазменных факелов, излучение которых имеет достаточно

сложную природу, должно иметь место и переходное излучение. Вопрос заключается только в механизме его регистрации и общем вкладе в фиксируемое излучение. Как показали результаты исследований [55], появление такого излучения неизбежно при использовании ЭП с плотностью мощности в диапазоне от единиц Вт/см<sup>2</sup> до десятков кВт/см<sup>2</sup>.

Подобные визуальные эффекты свечения поверхности мишени наблюдались в экспериментах по измерению статических параметров интенсивных аксиально-симметричных пучков по переходному излучению, описанных в работе [70]. В ходе экспериментов электронной бомбардировке подвергалась медная мишень с качеством поверхности порядка 9 – 10 класса чистоты обработки материала (зеркальное полирование). Давление в вакуумной камере анализатора достигало ( $10^{-8} \div 10^{-9}$ ) мм.рт.с., плотность мощности непрерывного аксиально-симметричного ЭП – ( $1.3 \div 17.3$ ) кВт/см<sup>2</sup> (энергия электронов варьировалась в диапазоне ( $2.5 \div 4.5$ ) кэВ в зависимости от режима работы электронной пушки). Следует отметить, что в связи с особенностями методики исследования микроструктуры ЭП, поток электронов падал на мишень под углом  $\alpha = 5^\circ$ , распределяя мощность по поверхности площадью 4.7 мм<sup>2</sup> (площадь полуэллипса, образованного следом свечения ЭП с диаметром 1 мм в месте контакта с поверхностью).

Было установлено, что излучение, возникающее при наклонном падении заряда на границу раздела двух сред, обладает рядом важных свойств, отличных от нормального падения: поляризовано в двух взаимно перпендикулярных направлениях, а полная плотность излучения определяется суммой ее продольной и поперечной составляющих. В то же время, при рассмотрении нерелятивистских частиц (в нашем случае данное приближение применимо, поскольку при ускоряющих потенциалах  $U = (10^3 \div 10^4)$  В релятивистский корень дает отклонение всего в ( $0.196 \div 1.965$ ) %) переходное излучение оказывается поляризованным так же, как и при нормальном падении. Указанное свойство является чрезвычайно важным при детектировании переходного излучения, поскольку

позволяет отделить его от всевозможных шумов и побочных эффектов. Кроме того, в [55] экспериментально были установлены и другие свойства переходного излучения: прямая пропорциональность интенсивности излучения величине энергии бомбардирующих электронов в диапазоне энергий от 30 эВ до 100 кэВ; однородность по структуре на всей поверхности металла, подвергающегося бомбардировке электронами; спектр излучения непрерывен в наблюдаемой области длин волн от 350 нм до 600 нм; излучение локализовано на поверхности металла в области падения на него электронов и его интенсивность не зависит от давления остаточных газов в рабочем интервале давления в приборе; распределение интенсивности излучения определяется распределением плотности тока в поперечном сечении падающего на мишень пучка.

В качестве примера на рис. 2.7 представлены фотографии следов свечения ЭП, полученных при бомбардировке металлических мишеней импульсным (2.7 а, б) [69] и непрерывным (2.7 в, г) ЭП. В последнем случае для регистрации излучения нами использовалась фотокамера с эффективным количеством точек по сечению ЭП  $N = (10^4 \div 10^5)$  (эффективное количество точек, составляющих свечение ЭП, как правило, не превышает 25% числа пикселей камеры). Если энергетические характеристики потока и плотность мощности на поверхности металла соответствовали режиму работы импульсного ЭП с длительностью импульса  $\tau = (1 \div 10^2)$  с [69], на поверхности металла также происходило образование локальных источников плазменного излучения. На рис. 2.7 в на фоне экспериментально зарегистрированного следа пучка, образованного переходным излучением, четко просматриваются микрофакелы, распределенные по площади контакта ЭП с поверхностью. В детектируемом излучении появлялись существенные неоднородности, что приводило к значительным погрешностям в измерениях. Однако при снижении мощности ЭП до единиц кВт/см<sup>2</sup> плазменные факелы исчезали и наблюдалось исключительно переходное излучение (рис. 2.7 г), что свидетельствует о четкой зависимости появления

плазменных образований от энергетических характеристик потока электронов, бомбардирующего поверхность мишени.

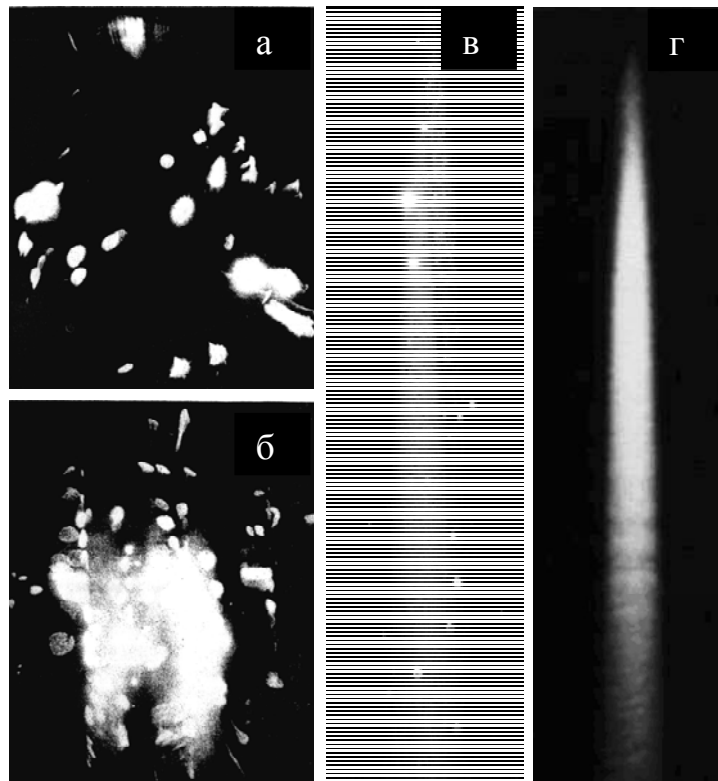


Рис. 2.7. Свечение поверхности металла при электронной бомбардировке: а, б – фотографии, полученные авторами [69] (молибденовая и медно-вольфрамовая мишени соответственно); в, г – фотографии следа свечения аксиально-симметричного ЭП на медной мишени при значениях мощности пучка  $17.3 \text{ кВт/см}^2$  и  $1.6 \text{ кВт/см}^2$ , соответственно [75]

Таким образом, в ходе сравнительного анализа результатов работ [69] и [55, 67, 70, 71, 75] установлено, что явления устойчивого преобразования энергии электронного потока на поверхности металла в энергию плазмы [69] находят объяснение в рамках классических представлений переходного излучения и его разновидности – переходного рассеяния, что подтверждает фундаментальность изложенных в работе [67] выводов и подтверждается приведенными ниже характеристиками переходного излучения.

### 2.2.3. Основные характеристики переходного излучения

Переходное излучение широко применяется в настоящее время для регистрации ультрарелятивистских ( $\gamma = E/m \gg 1$ ) заряженных частиц, и в основном для электронов. В области высоких (рентгеновских) частот диэлектрическая проницаемость веществ  $\varepsilon$  следующим образом зависит от частоты излучения  $\omega$ :

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad \omega \gg \omega_p, \quad (2.1)$$

При этом используется излучение только в области рентгеновских частот  $\omega \gg \omega_p$ . Поэтому ниже будут рассмотрены свойства рентгеновского переходного излучения, вызванного ультрарелятивистскими частицами.

Полная энергия, излученная при пересечении частицей с зарядом  $ze$  и лоренц-фактором  $\gamma$  границы между вакуумом и средой с плазменной частотой  $\omega_p$ , может быть представлена в виде

$$W = \frac{\alpha z^2 \gamma \hbar \omega_p}{3}, \quad (2.2)$$

где  $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$  – постоянная тонкой структуры. Половина энергии уносится рентгеновскими фотонами с частотами в интервале от  $0.1\gamma\omega_p$  до  $\gamma\omega_p$ . Средняя энергия фотона в этом интервале составляет около  $\gamma\hbar\omega_p/4$ , а число излученных фотонов

$$N_p \approx \frac{1}{2} \frac{\alpha z^2 \gamma \hbar \omega_p / 3}{\gamma \hbar \omega_p / 4} \approx \frac{2}{3} \alpha z^2 \approx 0.005 z^2. \quad (2.3)$$

Конечно, число фотонов не может быть дробным. Поэтому  $N_p$  надо рассматривать как среднее число фотонов или вероятность излучения

фотона. Из (2.3) следует, что вероятность испускания рентгеновского фотона очень мала – для частицы с зарядом  $e$  она составляет всего 0.5%.

В общем случае угловое распределение переходного излучения описывается достаточно сложной формулой. Однако для ультррелятивистских частиц оно сосредоточено вблизи малого угла

$$\theta \approx \frac{1}{\gamma} \quad (2.4)$$

относительно траектории частицы.

Приведенные выше формулы относятся к пересечению частицей одной границы раздела. Малая вероятность излучения фотона в этом случае долгое время служила препятствием не только для применения, но и для экспериментального обнаружения переходного излучения. Ситуация существенно изменилась после того, как была разработана теория переходного излучения в пластинке и стопке пластинок. Важную роль в этой теории играет понятие длины формирования электромагнитной волны.

Длина  $L$  формирования электромагнитной волны представляет собой отрезок пути частицы, на котором разность фаз излученных в данном направлении электромагнитных волн не превышает  $\pi$ , или, что то же самое, оптическая разность хода волн, испущенных из крайних точек отрезка, равна  $\lambda/2$ . Таким образом, все волны, излученные на длине формирования, будут усиливать друг друга. Пользуясь рис. 2.8, легко показать, что разность хода волн, излученных частицей в точках  $A$  и  $B$ ,

$$\Delta = AB \frac{v_c}{v} - AB \cos \theta,$$

где  $v$  – скорость частицы и  $v_c$  – скорость света в среде. По определению длины формирования,  $AB = L$  при  $\Delta = \lambda/2$ , и простые преобразования позволяют получить



$$L = \frac{\pi v}{\omega(1 - \beta n \cos \theta)}. \quad (2.5)$$

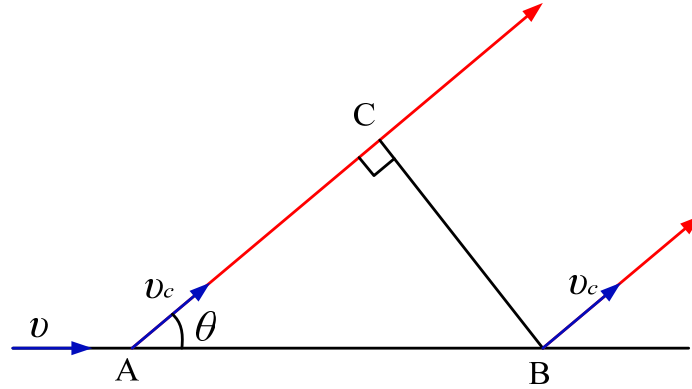


Рис. 2.8. К выводу формулы для длины формирования излучения

Здесь  $\beta = v/c$  и  $n = \sqrt{\varepsilon} = c/v_c$  – показатель преломления среды. В интересующем нас случае излучения рентгеновских фотонов ( $\omega \gg \omega_p$ ) ультрарелятивистской частицей ( $\gamma \gg 1$ )  $\beta$ ,  $n$  и  $\cos \theta$  могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned} \beta &= \left(1 - \frac{1}{\gamma^2}\right)^{1/2} \approx 1 - \frac{1}{2\gamma^2}, \\ n &= \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega^2}, \\ \cos \theta &\approx 1 - \frac{\theta^2}{2}. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Подставив (2.6) в (2.5), получим следующие формулы для длин формирования излучения в среде ( $L_m$ ) и вакууме ( $L_v$ ):

$$L_m = \frac{2\pi v}{\omega \left( \frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 + \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)}, \quad L_v = \frac{2\pi v}{\omega \left( \frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 \right)}. \quad (2.7)$$

При выводе (2.7) было учтено, что в вакууме  $\omega_p = 0$ . Если положить  $\theta = 1/\gamma$ ,  $\omega = \omega_p \gamma$  и  $v = v_c = c$ , то

$$L_v = \frac{3}{2} L_m = \frac{\pi c \gamma}{\omega_p}. \quad (2.8)$$

Формулу (2.8) часто используют для оценок длин формирования.

Для большинства материалов, используемых в счетчиках рентгеновского переходного излучения,  $\hbar\omega_p = 20$  эВ и  $c/\omega_p = 0.01$  мкм, и, например, для частиц с  $\gamma = 10^5$  длины формирования излучения с частотой  $\omega_p\gamma$  составляют доли сантиметра. Электроны с энергией около  $5 \cdot 10^{10}$  эВ, вполне доступные на современных ускорителях, имеют лоренц-фактор  $10^5$ .

Рассмотрим теперь переходное излучение, возникающее в плоскопараллельной пластинке толщиной  $a$ . Как отмечалось в предыдущем разделе, излучение будет иметь место как при входе заряженной частицы в пластинку, так и при выходе из нее. Если поглощением излучения в пластинке можно пренебречь и толщина пластинки  $a$  много меньше длины формирования излучения  $L_m$ , то волны, излученные от границ пластинки, будут в значительной степени «гасить» друг друга и интенсивность переходного излучения от пластинки будет много меньше, чем от одной границы. Качественно это легко объяснить, пользуясь аналогией между тормозным и переходным излучениями.

Точные расчеты показывают, что для тонкой пластинки ( $a \ll L_m$ ) интенсивность переходного излучения пропорциональна малой величине  $(a/L_m)^2$ , а для толстой пластинки ( $a \gg L_m$ ) интенсивности излучения от обеих границ просто складываются. Таким образом, интенсивность излучения в толстой пластинке вдвое больше, чем от одной границы раздела. В промежуточном случае  $a = L_m$  имеют место сложные интерференционные эффекты, которые мы рассматривать не будем.

Из изложенного выше и формул (2.2) и (2.8) следует, что при лоренц-факторах частицы  $\gamma \geq 3\omega_p a/2\pi c$  граничная частота и полная энергия переходного излучения практически перестают зависеть от  $\gamma$ , оставаясь приблизительно равными  $3\omega_p^2 a/2\pi c$  и  $\alpha z 2\hbar\omega_p^2 a/2\pi c$  соответственно.

Теперь нетрудно понять особенности переходного излучения в стопке из  $N$  пластин. Если толщины пластин и расстояния между ними много больше длин формирования излучения в веществе пластин и среде между ними, то суммарная интенсивность переходного излучения будет равна интенсивности излучения на одной границе, умноженной на число границ, то есть интенсивность увеличится в  $2N$  раз. В противоположном случае тонких пластин и/или малого расстояния между ними необходимо учитывать интерференцию электромагнитных волн, испущенных с разных границ.

#### 2.2.4. Схемы регистрации переходного излучения и экспериментальные установки их реализации

Экспериментальные исследования переходного излучения с поверхности металлической мишени подтвердили прямую пропорциональность его интенсивности на заданной длине волны величине энергии бомбардирующих электронов и слабую зависимость интенсивности от материала металлической мишени. Это послужило основой реализации фотометода для диагностики ленточных пучков [55], который получил дальнейшее развитие при исследовании статических характеристик аксиально-симметричных пучков [54, 56].

Рассмотрим структурные схемы регистрации переходного излучения, возникающего при падении электронов на металлическую мишень, которые использовались в данной работе при экспериментальных исследованиях [75]. Схема на рис.2.9 а реализует диагностику ленточного ЭП, который формируется, например, диодной пушкой в сопровождении магнитного фокусирующего поля. Схема на рис.2.9 б предназначена для диагностики аксиально-симметричного сходящегося ЭП при его фокусировке электростатическими линзами [54].

В первом варианте (рис. 2.9 а) плоскопараллельный ЭП 2 формируется электронной пушкой 1 и сопровождается продольным магнитным полем с индукцией  $\vec{B}$ , которое определяет проявление пульсаций в пространстве

движения. На расстоянии  $H$  от катода под углом к оси ЭП установлена полированная медная мишень 3 (значение угла  $\gamma$  определяется удобством вывода излучения из вакуумной камеры для последующей его регистрации и обработки информации, а также уровнем удельной мощности ЭП).

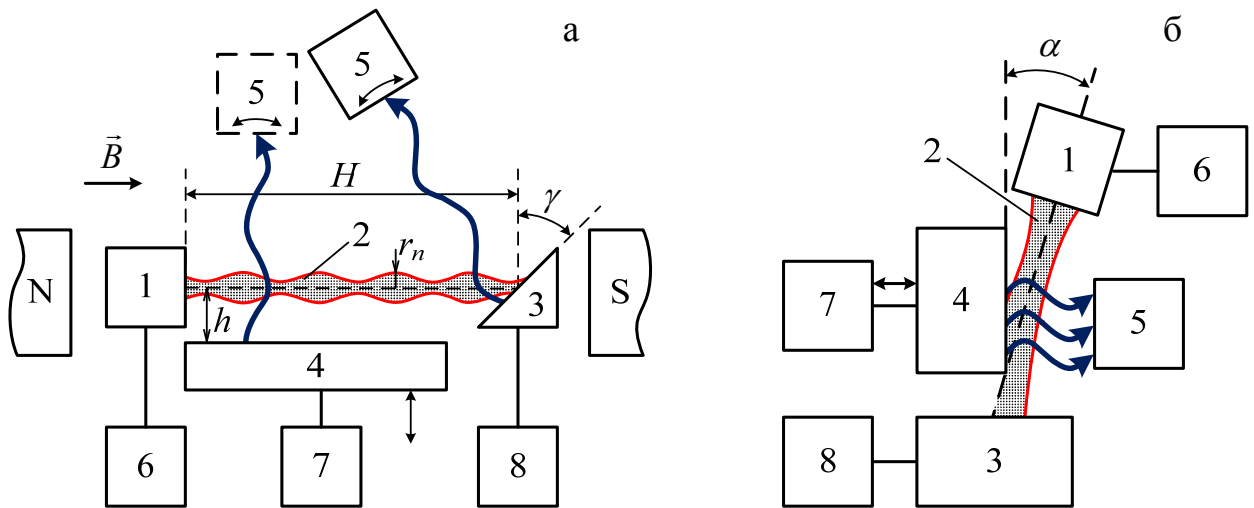


Рис. 2.9. Структурные схемы регистрации переходного излучения для ленточных (а) и аксиально-симметричных (б) ЭП

Расстояние  $H$  – порядка 10-20 значений длины волны статических пульсаций пучка, что позволяет путем незначительного изменения анодного напряжения пушки или величины магнитного поля проследить на мишени все фазы пульсации ЭП в его поперечном сечении. Для регистрации излучения в процессе движения ЭП вдоль электродинамической системы установлена дополнительная подвижная мишень 4, которая в реальных приборах СВЧ может представлять собой, например, плоскую периодическую структуру различных модификаций. Если расстояние  $h$  от мишени 4 до оси ЭП больше радиуса  $r_n$  амплитуды пульсаций электронов в продольном магнитном поле (см. рис. 2.9 а), то электроны, не оседая на ее поверхности, полностью попадают на мишень 3 и возбуждают переходное излучение, интенсивность которого регистрируется приемником 5, установленным с возможностью углового перемещения. Радиус  $r_n$

определяется известным в электронной оптике соотношением радиуса пульсаций электронов в продольном магнитном поле [76, с. 55]:

$$r_n = \sqrt{\frac{2m}{e} \frac{\sqrt{U}}{B} \operatorname{tg} \gamma_0},$$

где  $m$ ,  $e$  – соответственно масса и заряд электрона,  $U$  – ускоряющее напряжение,  $B$  – магнитная индукция,  $\gamma_0$  – угол влета электронов в магнитное поле на выходе из анода. С уменьшением расстояния  $h$  до значений, меньших  $r_n$ , электроны начинают бомбардировать плоскость мишени 4, также вызывая переходное излучение под углом, который отличен от угла  $\gamma$ . При этом возможна регистрация реальной картины статических пульсаций ЭП в пространстве дрейфа, что показано в [55]. Фиксирование катодного тока пушки и токов на мишенях 3 и 4 производят измерителями 6, 7 и 8.

Во втором варианте (рис. 2.9 б) схема регистрации переходного излучения упрощается за счет осевой симметрии ЭП и отсутствия магнитного поля в области электродов пушки [56]. Сходящийся аксиально-симметричный ЭП 2 формируется пушкой 1, установленной с возможностью углового перемещения относительно плоскостей неподвижной 3 и подвижной 4 мишеней. Значение угла  $\alpha$  определяется из условия  $\alpha \geq \arcsin(L/R)$ , где  $L$  – длина рабочей поверхности мишени 4;  $R$  – характерный размер пучка в сечении. Для заданного режима работы пушки подвижную мишень устанавливают в исходное положение, определяемое равенством токов на ней и на неподвижной мишени, что свидетельствует о расположении нижней границы мишени на оси пучка. Устанавливая подвижную мишень в месте заданного сечения электронного пучка, производят фиксирование катодного тока и токов на обеих мишенях измерителями 6, 7 и 8, регистрируя интенсивность переходного излучения приемником 5. Подробное описание вакуумной системы макета анализатора ЭП, показанного на рис. 2.9 б, приведено в [54, 77].

Приведенные схемы регистрации переходного излучения при диагностике аксиально-симметричных пучков при соответствующей модификации могут быть также использованы для диагностики ЭП других профилей.

Представленные на рис. 2.10 результаты фоторегистрации излучения ленточного и аксиально-симметричного ЭП наглядно демонстрируют качественное распределение плотности тока пучка в его поперечном сечении. Рис. 2.10 а, б показывают профиль пучка в минимуме и максимуме пульсаций, соответственно. Рис. 2.10 в соответствует режиму работы пушки с высокой неоднородностью эмиссии катода, которая может быть связана как с длительностью работы катода, так и с его дефектами.

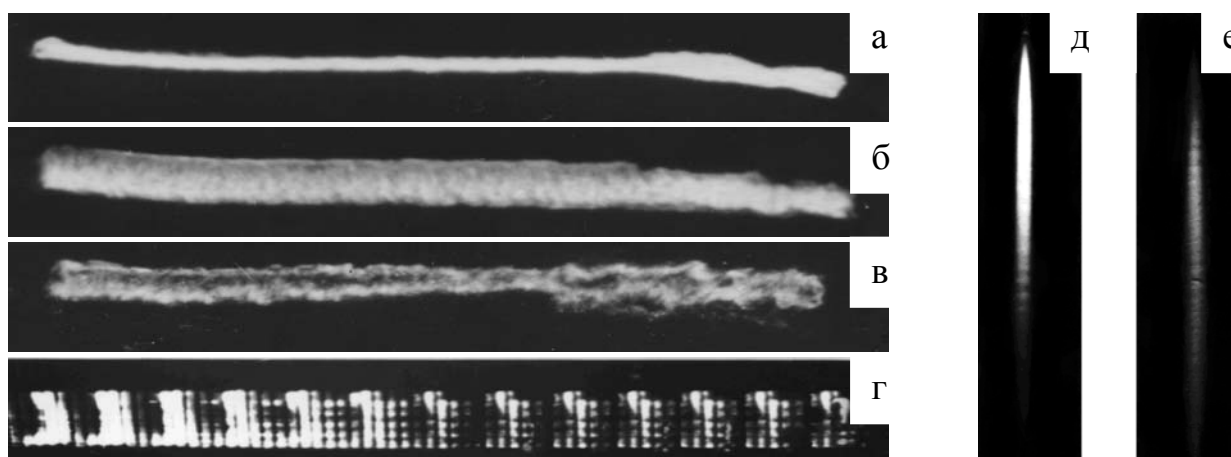


Рис. 2.10. Фрагменты изображения фоторегистрации свечения ленточного ЭП на мишенях 3, 4 (а – г) и аксиально-симметричного ЭП на мишени 4 (д, е)

Рис. 2.10 г получен в процессе пульсаций ЭП на подвижной мишени при сопровождении его магнитным полем на металлической периодической структуре. Интенсивность свечения аксиально-симметричного ЭП на подвижной мишени показана для двух предельных расстояний от последнего анода пушки – в области кроссовера пучка (рис. 2.10 д) и в области его расфокусировки и уменьшения плотности (рис. 2.10 е). Приведенные на

рис. 2.10 фрагменты изображений следа свечения пучков были получены традиционной фотокамерой. Вместе с тем к настоящему времени нашли применение и другие виды приемников излучения, использование которых в зависимости от задач исследования может быть более предпочтительным.

#### 2.2.5. Приемники излучения и методы обработки информации

Выбор типа приемника излучения определяется требованиями, предъявляемыми к точности анализа микроструктуры ЭП: 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 – фотокамера, видеокамера и цифровая фотокамера.

Основной задачей при измерении параметров ЭП фотокамерой является регистрация на фотопленке относительной интенсивности излучения, возникающего на полированной медной мишени. Для этого используются апробированные экспериментальные методы и специальная фотометрическая аппаратура [54 – 56, 77], что позволяет с максимальной точностью определять микроструктуру пучков электронов.

Телевизионный метод регистрации видеокамерой [60] позволяет исключить из процесса измерения промежуточный этап – специальную обработку фотопленки и расшифровку изображений на ней. 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 сохранении 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 у этого метода регистрации есть недостатки, связанные с выбором типа цифровой камеры, которая должна иметь профессионально-качественную оптическую систему и линейную либо программируемую светочувствительностью матрицы.

В таблице 2.2 представлены сравнительные параметры различных регистраторов излучения в оптическом диапазоне длин волн.

Таблица 2.2

### Основные типы приемников переходного излучения

Параметры	Фотокамера	Видеокамера	Цифровая фотокамера
Приемный элемент	фотопленка	ПЗС (CCD)-матрица	КМОП (CMOS)-матрица
Объектив	Микропланар	Микропланар	MP-E65 f/2.8 1-5× Macro
Увеличение	×5	×5	×5
Эффективное количество точек по сечению ЭП	$10^4-10^5$	$10-10^2$	$10^2-10^3$
Время обработки информации	несколько часов	реальное время исследований	несколько минут

Под эффективным количеством точек (см. таблицу 2.2) следует понимать количество точек, составляющих свечение ЭП (рис. 2.10), которое, как правило, не превышает 25% от разрешающей способности камеры.

Видеокамера может обеспечить высокую оперативность получения информации, например, при визуальном контроле качества высокоинтенсивных пучков в поточном производстве электронных пушек. Цифровая камера обладает средним уровнем разрешающей способности и высокой оперативностью обработки информации, и ее использование может быть рекомендовано при проведении научно-исследовательских работ по разработке новых типов ЭОС.

Таким образом, наиболее высокую точность измерения обеспечивает фотокамера, позволяющая фиксировать излучение на фотографии с



накоплением, через увеличение экспозиции. Нижний предел разрешающей способности фотокамеры обусловлен временем экспонирования, не превышающем минуты, и может быть существенно снижен за счет увеличения светосилы оптической системы. Применение цифровой камеры позволяет значительно ускорить и частично автоматизировать обработку изображений переходного излучения с достаточно высокой точностью результатов измерения. При использовании видеокамеры обработка информации происходит практически в реальном времени, однако при этом разрешающая способность уменьшается в несколько десятков раз по сравнению с цифровой камерой.

#### 2.2.6. Результаты экспериментальных исследований

Апробация методик диагностики ЭП с применением описанных выше трех типов приемников переходного излучения была проведена путем измерения статических параметров ленточных и аксиально-симметричных пучков, используемых в вакуумных СВЧ-приборах среднего уровня мощности.

Так, например, в устройствах типа ГДИ и ЛОВ применяются ленточные ЭП, формируемые ЭОС диодной пушки с магнитным сопровождением потока [21, с. 14]. Поскольку такая ЭОС полностью помещается в магнитное поле, векторы скорости электронов в пучке под воздействием тех или иных причин уже на выходе из катода имеют составляющие, перпендикулярные магнитному полю, их движение происходит по винтовым траекториям, а контур ЭП периодически пульсирует относительно некоторого равновесного уровня. Поэтому информация о пучке важна как в максимуме, так и в минимуме статических пульсаций.

Аксиально-симметричные ЭП в основном используются в усилителях СВЧ-диапазона волн со спиральными ЗС и на цепочках связанных резонаторов. В таких устройствах пучок формируется трехэлектродной пушкой со сходящимся потоком и вводится в ЗС, где фокусируется

периодическим магнитным полем. Поскольку в таких устройствах для оптимальной фокусировки пучка ввод его в магнитную систему должен осуществляться в области кроссовера, информация о статических параметрах ЭП за вторым анодом является особенно важной при конструировании прибора.

Проведенные исследования распределения плотности тока ЭП на примере описанных выше систем формирования показали, что плотность тока существенно неоднородна по площади поперечного сечения пучков. Причиной такой неоднородности является поперечная составляющая вектора скорости электронов, что может быть вызвано тепловыми эффектами, линзовыми эффектами анодного отверстия, силами пространственного заряда и перекосом электродов пушки.

Так, из приведенных на рис. 2.11 а экспериментальных графиков видно, что даже в случае использования катода, не имеющего дефектов (кривые 1 и 2), плотность тока существенно неоднородна, что особенно проявляется в максимуме статической пульсации. Подобное явление наблюдается как при работе катода в режиме ограничения тока пространственным зарядом, так и в режиме полного отбора тока. Следовательно, неоднородность распределения плотности тока по сечению пучка может быть обусловлена и неоднородностью эмиссии катода, и расслоением пучка в пространстве дрейфа, усиливающимся с ростом плотности тока (кривая 3). Этот факт указывает на то, что в тонких пучках с высокой плотностью тока одним из основных факторов, определяющих структуру пучка, являются силы пространственного заряда.

В значительно меньшей степени перечисленные факторы влияют на неоднородность плотности тока аксиально-симметричных ЭП, что связано со спецификой их формирования – наличием аксиально-симметричной оптики и отсутствием магнитного поля в области формирования пучка [60, 56, 77]. В частности, на рис. 2.11 б представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований распределения плотности тока в

поперечном сечении аксиально-симметричного ЭП: численный расчет – сплошные линии, эксперимент – пунктирные линии (расстояния от анода 4.4 мм (1) и 9.9 мм (2)). Из рис. 2.11 б видна корреляция результатов численного анализа и экспериментальных данных, что указывает на достоверность приведенных результатов.

Таким образом, реперное сравнение эксперимента с численным моделированием траекторий движения аксиально-симметричных ЭП, проведенное по методике, изложенной в [78], подтвердило достоверность полученных результатов.

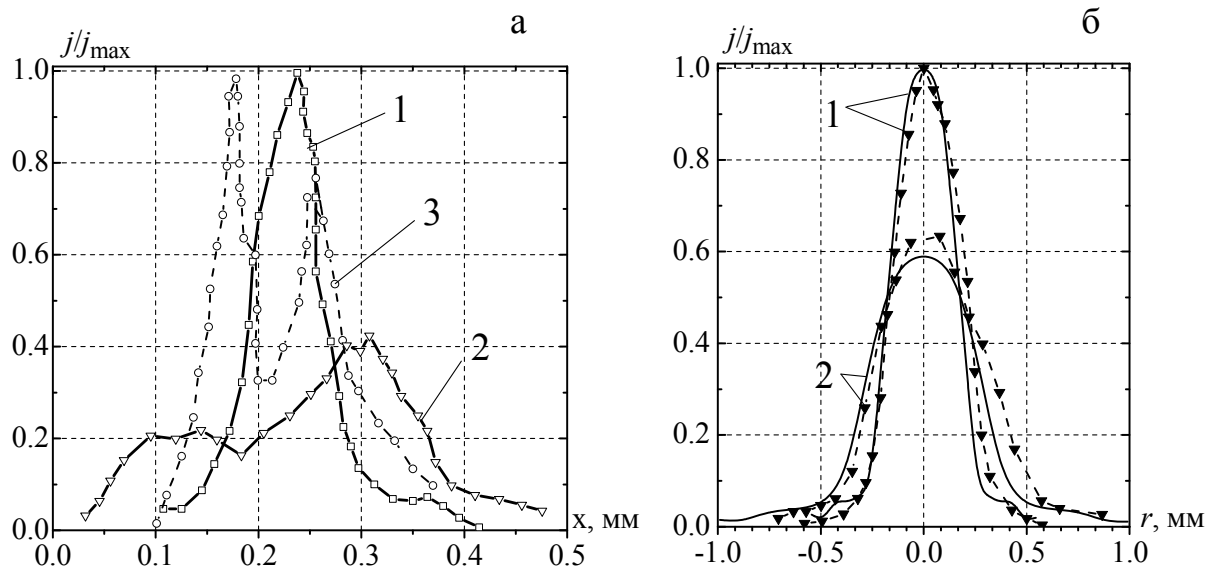


Рис. 2.11. Распределение плотности тока по толщине ЭП: а – ленточный пучок; б – аксиально-симметричный пучок в различных сечениях (пунктирная линия – эксперимент, сплошная линия – численный расчет)

## Выводы к разделу 2

1. Экспериментально на вакуумированных макетах трехэлектродных ЭОС определены оптимальные режимы минимальных потерь электронов на фокусирующих электродах системы, которые при напряжении первого фокусирующего электрода  $U_f = 0$  В имеют следующие значения: напряжение первого анода  $U_{a1} = 80$  В, второго анода – 3 кВ. Данные режимы, как предельный интервал, заложены в основу дальнейшей численной оптимизации исследуемых ЭОС.

2. Путем экспериментальных исследований и общего теоретического анализа показано, что при падении электронов на металлическую мишень преобладающим фактором в возникающем излучении является переходное излучение. На основе данного вида излучения развита методика диагностики ЭП с точки зрения методов его регистрации и использования в ЭВП.

3. Проведена апробация методов диагностики ЭП по переходному излучению, которая продемонстрировала его эффективность и корреляцию с численным анализом.

### РАЗДЕЛ 3

## МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫХ ПОЛЕЙ

В данном разделе представлены результаты моделирования режимов работы трехэлектродной аксиально-симметричной электронной пушки, которая нашла широкое применение в усилителях типа ЛБВ, а также в электрофизических установках различного назначения. Проведена серия численных экспериментов на базе метода конечных интегралов для определения структуры статических электрических полей, что позволяет оптимизировать значения потенциалов электродов ЭОС, необходимые для получения потоков электронов оптимальной геометрии. Рассчитана модуляционная характеристика электронной пушки, что позволяет усовершенствовать методику траекторного анализа в области отрицательных значений потенциала фокусирующего электрода  $U_f \leq 0$  В.

Основные результаты раздела апробированы в [79, 89].

### 3.1. Особенности метода конечных интегралов при моделировании статических аксиально-симметричных полей

Метод конечных интегралов (FIT), впервые был предложен Вейлендом в 1976/1977 г. [49]. Этот численный метод обеспечивает универсальную схему пространственной дискретизации, которую можно применять при решении различных задач электромагнитного моделирования: от определения компонент статического поля до высокочастотных расчетов во временной и частотной областях. Ниже рассмотрены основные особенности этого метода, и показана возможность его применения для различных способов расчета относительно рассматриваемых в работе объектов.

В отличие от большинства численных алгоритмов, FIT основан на использовании системы уравнений Максвелла не в дифференциальной, а в интегральной форме:

$$\left\{ \begin{array}{l} \oint_S D \cdot dS = \int_V \rho \cdot dV \\ \oint_S B \cdot dS = 0 \\ \oint_l E \cdot dl = -\frac{d}{dt} \cdot \int_S B \cdot dS \\ \oint_l H \cdot dl = \int_S j \cdot dS + \frac{d}{dt} \int_S D \cdot dS \end{array} \right. , \quad (3.1)$$

где  $D, B$  – индукции электрического и магнитного поля соответственно;  $E, H$  – напряженности электрического и магнитного поля соответственно;  $S$  – двумерная замкнутая поверхность, ограничивающая объем  $V$ ;  $l$  – замкнутый контур, ограничивающий поверхность  $S$ .

Для численного решения этих уравнений необходимо определить замкнутую область расчета. Специальная сеточная система разбивает эту область на множество элементов или ячеек сетки. Для простоты, рассмотрим вначале ортогональную сетку с гексагональной ячейкой.

Пространственная дискретизация уравнений Максвелла осуществляется по двухсеточной схеме: ортогонально основной строится дополнительная сетка. Как видно из рис. 3.1, компоненты напряженности электрического поля (вдоль ребер ячейки)  $e$  и магнитной индукции (вдоль граней ячейки)  $b$  распределяются по первичной сетке  $G$ . В свою очередь, компоненты электрической индукции (вдоль граней ячейки)  $d$  и напряженности магнитного поля (вдоль ребер ячейки)  $h$  распределяются по вторичной сетке  $\tilde{G}$ . На следующем этапе уравнения Максвелла записываются отдельно для каждой грани ячейки, алгоритм данной процедуры представлен на рис. 3.2. Рассматриваемый закон Фарадея (замкнутый интеграл в левой части уравнения) может быть безошибочно переписан в виде суммы четырех напряженностей. Соответственно, производная по времени магнитного потока, определенного по замкнутой грани ячейки первичной сетки, образует правую часть уравнения (см. рис. 3.2).

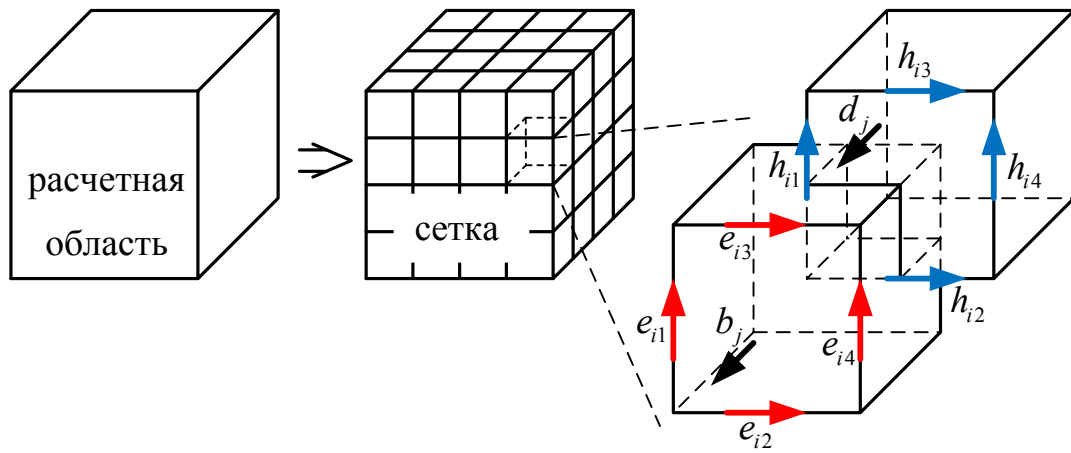


Рис. 3.1. Поля в ячейке ортогональной сетки.  $e_i$ ,  $h_i$  – компоненты напряженностей электрического и магнитного полей соответственно,  $b_j$ ,  $d_j$  – компоненты электрической и магнитной индукции соответственно.

$$\oint_{l_0} E \cdot dl = -\frac{d}{dt} \int_{S_0} B \cdot ds \quad \Rightarrow$$

$$e_{i2} + e_{i4} - e_{i3} - e_{i1} = -\frac{\partial}{\partial t} b_n; \quad \Leftarrow$$

Рис. 3.2. К алгоритму построения сеточных уравнений Максвелла

Если повторить описанную процедуру для всех граней ячейки, алгоритм расчета может быть представлен в матричном виде путем введения топологической матрицы  $C$  как дискретного аналога аналитического оператора ротора:

$$\begin{pmatrix} \cdot & \cdot & \cdot \\ 1 & \cdot & 1 & \cdot & -1 & \cdot & -1 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ e_{i2} \\ \cdot \\ e_{i4} \\ \cdot \\ e_{i3} \\ \cdot \\ e_{i1} \end{pmatrix} = -\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \cdot \\ \cdot \\ b_n \\ \cdot \end{pmatrix} \equiv Ce = -\frac{\partial}{\partial t} b; \quad (3.2)$$

Если описанную схему применить к закону Ампера на вторичной сетке, получим соответствующий дискретный оператор циркуляции  $\tilde{C}$ . Похожим образом дискретизация оставшихся уравнений дивергенции дает дискретные операторы  $S$  и  $\tilde{S}$ , соответствующие индукции, принадлежащие первичной и вторичной сетке соответственно. Эти дискретные матричные операторы состоят только из элементов 0, 1 и -1 и несут исключительно топологическую информацию о моделируемой системе. Окончательно имеем полностью дискретизированный набор так называемых сеточных уравнений Максвелла:

$$\left\{ \begin{array}{l} Ce = -\frac{d}{dt}b \\ \tilde{S}d = q \\ \tilde{C}h = \frac{d}{dt}d + j \\ Sb = 0 \end{array} \right. \quad (3.3)$$

Сравнивая уравнения в двух вариантах записи, сходство между ними очевидно. Опять-таки, все преобразования эквивалентны и не содержат упрощений или допусков. Важной особенностью метода FIT является сохранность свойств операторов градиента, ротора и дивергенции в сеточном пространстве:

$$\left\{ \begin{array}{l} SC = \tilde{S}\tilde{C} = 0 \\ C\tilde{S}^T = \tilde{C}S^T = 0 \end{array} \right\} \Leftrightarrow \left\{ \begin{array}{l} div \cdot rot \equiv 0 \\ rot \cdot grad \equiv 0 \end{array} \right. \quad (3.4)$$

Следует отметить, что использование даже численных методов для пространственной дискретизации может обуславливать появление так называемой долговременной неустойчивости. Однако, основываясь на существующих базовых соотношениях, FIT является устойчивым к проблемам подобного характера, поскольку набор сеточных уравнений



Максвелла обеспечивает выполнение сохранения заряда и энергии [80]. Отсутствие материальных уравнений неизбежно приведет к появлению численной погрешности в ходе пространственной дискретизации. Определяя необходимые соотношения между напряженностями и индукциями электромагнитного поля, их интегральные величины должны быть аппроксимированы по длине ребер и по площади ячеек сетки соответственно. Как следствие, итоговые коэффициенты зависят от усредненных материальных параметров и от пространственного разрешения сетки и группируются в соответствующую матрицу:

$$\begin{cases} \vec{D} = \varepsilon \vec{E} \\ \vec{B} = \mu \vec{H} \\ \vec{J} = \sigma \vec{E} + \vec{J}_s \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} d = M_\varepsilon e \\ b = M_\mu h \\ j = M_\sigma e + j_s \end{cases} . \quad (3.5)$$

Теперь с помощью сформированных матричных уравнений можно решать задачи расчета электромагнитных полей в дискретной области. Отметим, что топологическая и метрическая информация, содержащаяся в описанных уравнениях, имеет важное теоретическое, численное и алгоритмическое значение [80].

Наряду с ортогональными гексагональными ячейками, FIT может быть реализован и в случае ячеек универсального типа – топологически неоднородной сетки и сетки с тетраэдральной ячейкой. Применение метода FIT для ячеек универсального типа представляет собой адаптацию обобщенного метода, описанного выше (см. [81]).

В случае сетки в декартовых координатах метод FIT может быть приведен к виду стандартной модели метода конечных разностей во временной области (Finite Difference Time Domain Method – FDTD). Однако классические FDTD методы существенно ограничены использованием лестничной аппроксимации сложных поверхностей. В то же время технология идеальной граничной аппроксимации (Perfect Boundary

Approximation – PVA [82]), применяемая в методе FIT, сохраняет все преимущества структурированной декартовой сетки, позволяя при этом моделировать криволинейные объекты с высокой точностью.

### **3.2. Методика моделирования электростатических полей**

После создания трехмерной модели исследуемого объекта одним из важнейших этапов расчета электростатических полей является разбиение области построения и самой моделируемой системы на элементарные участки – формирование сетки. Особенность любого метода дискретизации пространства заключается в необходимости уменьшения размера элементарной ячейки сетки для увеличения точности вычислений. Однако с ростом количества ячеек возрастает объем необходимой машинной памяти для проведения расчетов, длительность вычислительного цикла, а также значения различного вида погрешностей, которые неизбежно возникают в ходе численного моделирования. Так, наиболее часто встречающимися являются погрешности записи чисел в компьютере (ошибки усечения и округления) и погрешности, обусловленные самими численными алгоритмами, так называемые ошибки сходимости [42]. В настоящее время проблемам погрешностей в вычислительных методах и поискам их минимизации посвящено достаточно большое количество работ [83 – 85] и др., однако вопрос методики построения оптимальной с точки зрения точности и скорости вычислений сетки остается открытым.

В данной работе принцип разбиения объекта исследования на элементарные ячейки заключается в следующем. Первоначально происходит построение сетки с прямоугольной ячейкой с длиной ребра  $dx = dy = 0.2$  мм, имеющей однородную плотность по всему расчетному объему. Далее определяются критические участки объекта, в которых абсолютная величина и градиент электростатического поля принимают максимальные значения (на рис. 3.3 данные участки отмечены маркерами). В указанных точках сетка

уплотняется на 50% от первоначального значения. Помимо критических участков повышенная точность расчета поля необходима в самом канале дрейфа, часть объема которого будет занята непосредственно ЭП. В связи с этим область пролетного канала уплотняется максимально ( $dx = dy = dz = 0.05$  мм). Вариант дискретизации сетки в плоскости  $yOz$  для аксиально-симметричной системы представлен на рис. 3.3.

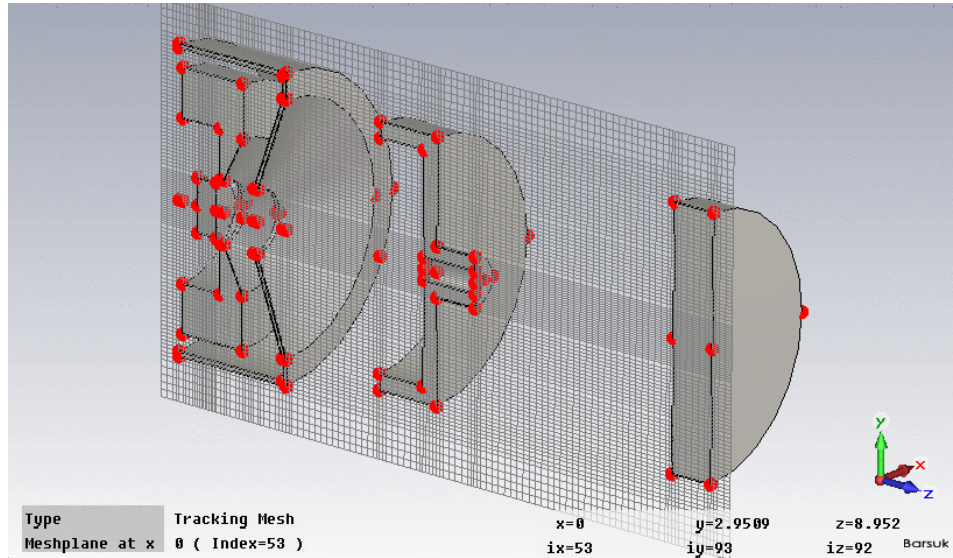


Рис. 3.3. Вариант построения сетки с гексагональной ячейкой с локальным увеличением ее плотности в критических областях аксиально-симметричной системы

В качестве примера реализации описанной выше методики вычисления компонент электрических полей, произведен расчет структуры поля в реальной ЭОС, плоская конфигурация электродов которой представлена на рис. 2.1 б. Поскольку структура формируемых электрических полей в значительной степени определяется величинами заданных на электродах потенциалов  $U_f$ ,  $U_{a1}$  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  $U_{a2} = (1 \div 4)$  кВ можно разбить на два подинтервала:  $U_{a2} \leq 2$  кВ – низковольтная область и

$U_{a2} > 2$  кВ – высоковольтная область. Такой подход обоснован различной степенью влияния пространственного заряда при формировании ЭП для различных уровней ускоряющего напряжения.

Как показал анализ результатов численных экспериментов, получение приемлемого распределения поля возможно в довольно широком диапазоне значений потенциалов электродов ЭОС. Так, для низковольтного режима удовлетворительными являются значения  $U_f = -10$  В,  $U_{a1} = 40$  В ( $U_{a2} = 1$  кВ) и  $U_f = -10 \div 5$  В,  $U_{a1} = 80 \div 140$  В ( $U_{a2} = 2$  кВ), а для высоковольтного –  $U_f = -10 \div 20$  В,  $U_{a1} = 100 \div 140$  В ( $U_{a2} = 3$  кВ) и  $U_f = 0 \div 20$  В,  $U_{a1} = 120 \div 160$  В ( $U_{a2} = 4$  кВ). Закономерным является тот факт, что для всех вышеуказанных режимов работы соблюдается условие  $U_{a1} = (0.03 \div 0.07) \cdot U_{a2}$ , позволяющее с высокой вероятностью определять оптимальное значение потенциала первого анода по ускоряющему напряжению системы без необходимости проведения моделирования. В качестве примера на рис. 3.4 приведена картина распределения поля в низковольтном режиме для трех вариантов значений потенциала первого анода:  $U_{a1} \neq (0.03 \div 0.07) \cdot U_{a2}$ , что создает провисание поля и приводит к расфокусировке пучка (рис. 3.4 а, в); и  $U_{a1} = 0.07 \cdot U_{a2}$ , при котором структура поля близка к оптимальной (рис. 3.4 б).

Аналогичные явления характерны и для высоковольтного режима работы (рис. 3.5).

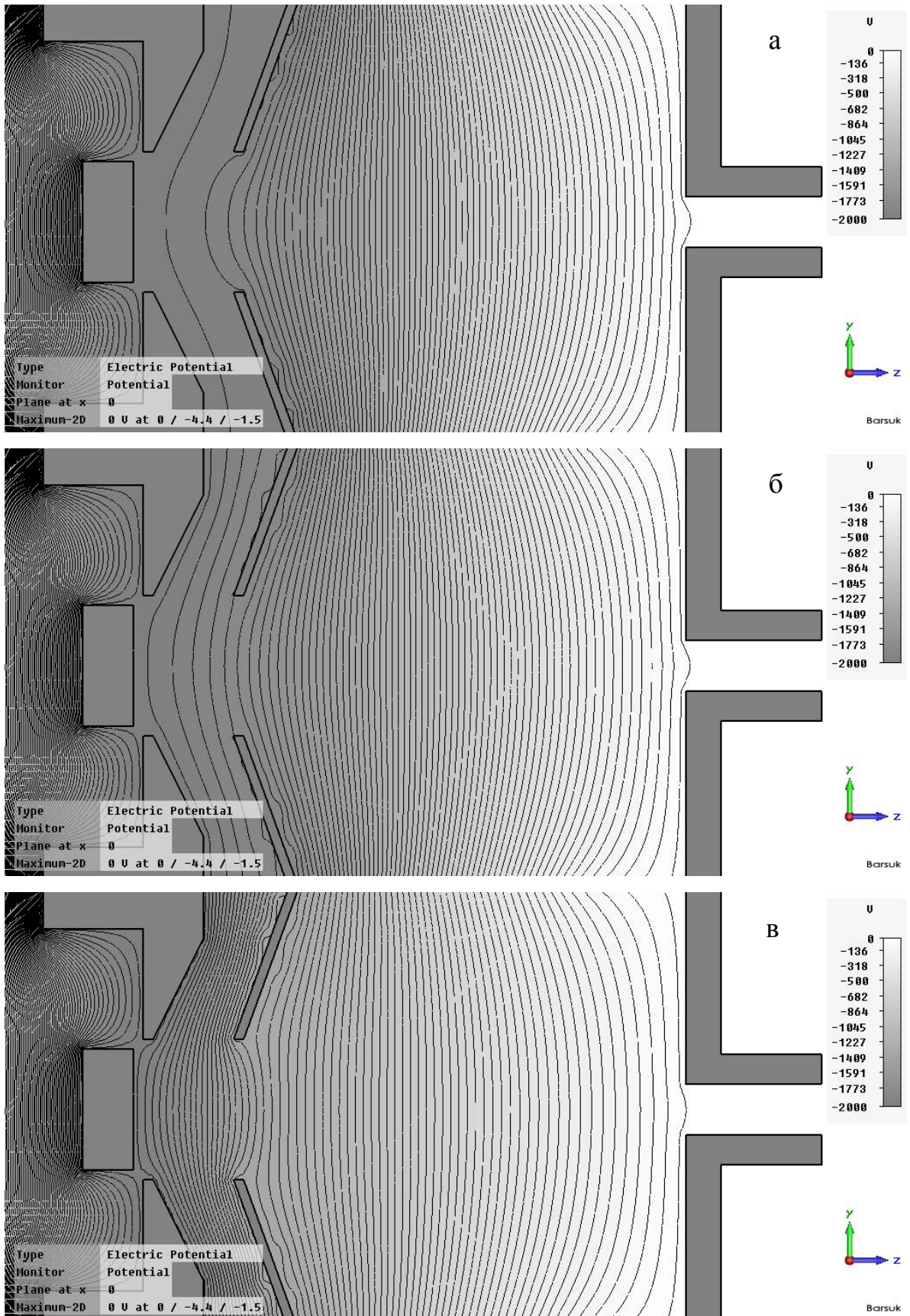


Рис. 3.4. Структура электрических полей ЭОС в низковольтном режиме:  
а –  $U_f = 0$  В,  $U_{a1} = 40$  В; б –  $U_f = 0$  В,  $U_{a1} = 140$  В; в –  $U_f = 0$  В,  $U_{a1} = 600$  В  
( $U_{a2} = 2$  кВ)

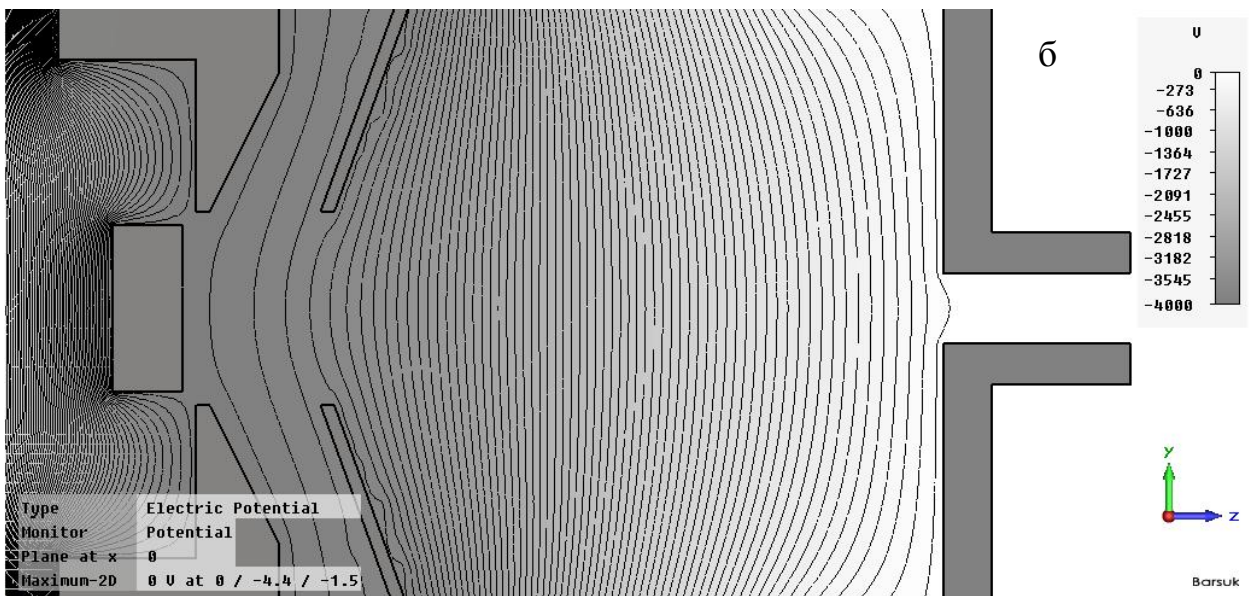
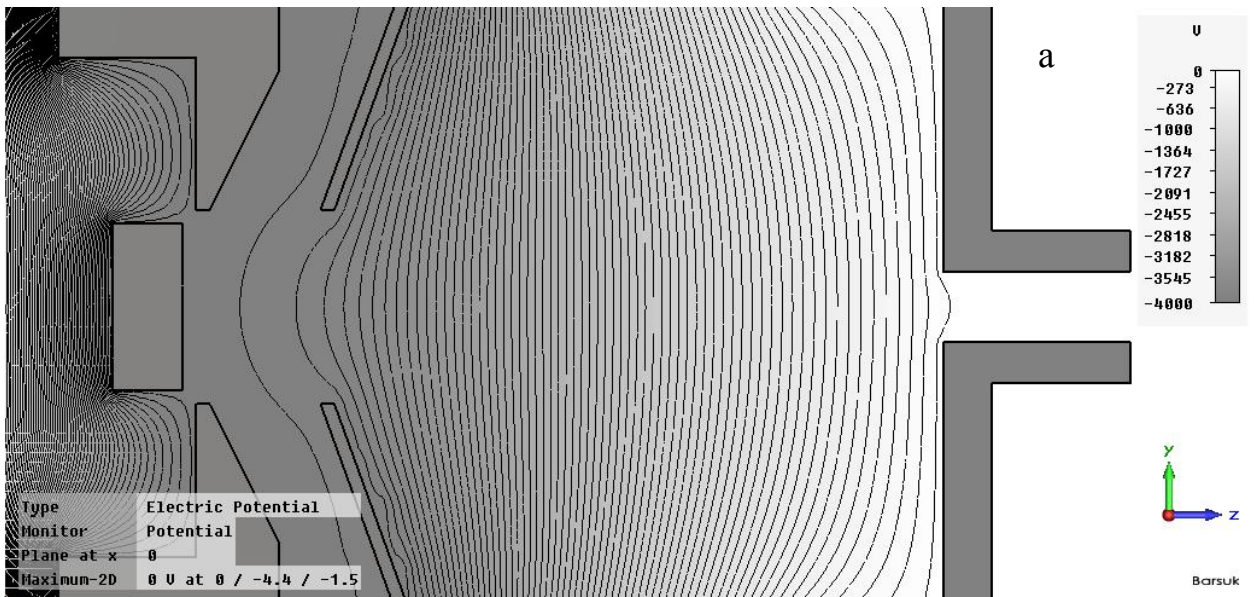


Рис. 3.5. Структура электрических полей ЭОС в высоковольтном режиме: а –  $U_f = 0$  В,  $U_{a1} = 40$  В; б –  $U_f = 0$  В,  $U_{a1} = 180$  В ( $U_{a2} = 4$  кВ)

### 3.3. Расчет модуляционной характеристики

При определении оптимального значения фокусирующего потенциала с помощью численных экспериментов необходимо принимать во внимание тот факт, что при отрицательных значениях ток эмиссии снижается за счет возникающего потенциального барьера. В связи с этим вопрос расчета зависимости эмиссионного тока от потенциала фокусирующего электрода является актуальным.

По аналогии с электронными лампами [86] управление током целесообразно осуществлять изменением электрического поля вблизи катода, т.е. в области, где скорости электронов невелики и небольшое изменение поля может заметно изменить характер движения электронов, их траектории. Кроме того, весьма желательно управлять током луча без затраты мощности. Поскольку конструктивно модулятор (фокусирующий электрод) располагается в непосредственной близости к катодной поверхности, управлять током эмиссии удобно, изменяя потенциал модулятора. А так как его величина, как правило, имеет нулевое по отношению к катоду или небольшое отрицательное значение, ток в цепи модулятора практически равен нулю, т.е. управление осуществляется без затрат мощности. Таким образом, модулятор является аналогом управляющей сетки электронной лампы.

Уравнение модуляционной характеристики (зависимость тока катода от управляющего напряжения) определялась по методике, изложенной в [87]:

$$I_{\kappa} = I_{\kappa\max} \cdot t^{3/2} \left( \frac{r_{\kappa}}{R_{\mathcal{M}}} \right)^2 \frac{\gamma(\beta)}{\gamma(b)}, \quad (3.6)$$

где  $I_{\kappa}$  – ток катода,  $I_{\kappa\max}$  – максимальное значение тока катода,  $R_{\mathcal{M}}$  – радиус отверстия диафрагмы модулятора,  $r_{\kappa}$  – радиус рабочей поверхности катода,  $\gamma(\beta, b)$  – функция, характеризующая неравномерность распределения плотности тока на поверхности катода,  $t$  – относительное (безразмерное)

управляющее напряжение, характеризующее электрический режим ЭОС и определяющееся из следующего соотношения:

$$t = \frac{U_{\kappa 0} - U_{\kappa}}{U_{\kappa 0}} = \frac{\Delta U_{\kappa}}{U_{\kappa 0}}, \quad (3.7)$$

где  $U_{\kappa 0}$  – запирающее напряжение катода. При выборе начала отсчета потенциала на катоде ( $U_{\kappa} = 0$ , обычная модуляция) вместо  $U_{\kappa}$  в (3.7) следует подставлять  $-U_{\mathcal{M}}$ , а вместо  $U_{\kappa 0}$  его выражение через запирающее напряжение модулятора  $U_{\mathcal{M}0}$ :

$$U_{\kappa 0} = -\frac{U_{\mathcal{M}0}}{1 - \frac{U_{\mathcal{M}0}}{U_{\delta}}} \Rightarrow t = 1 + \frac{U_{\mathcal{M}}(U_{\mathcal{M}0} - U_{\delta})}{U_{\delta}U_{\mathcal{M}0}}. \quad (3.8)$$

В свою очередь,  $U_{\kappa 0} = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{R_{\mathcal{M}}}{d_{\mathcal{M}a}} \left( 1 - f \left( \frac{d_{\kappa\mathcal{M}} + \delta_{\mathcal{M}}}{R_{\mathcal{M}}} \right) \right) U_{\delta}$ , где  $d_{\mathcal{M}a}$ ,  $d_{\kappa\mathcal{M}}$  – расстояние модулятор-анод и катод-модулятор соответственно, а функция  $f$ , учитывая толщину диафрагмы  $\delta_{\mathcal{M}}$  модулятора, определяется из выражения (3.9). Для компактности записи введем обозначение  $\frac{d_{\kappa\mathcal{M}} + \delta_{\mathcal{M}}}{R_{\mathcal{M}}} = \tau$ .

$$f(\tau) = \frac{2}{\pi} \left( \operatorname{arctg}(\tau) + \frac{\tau}{1 + (\tau)^2} \right). \quad (3.9)$$

Радиус рабочей поверхности катода определяется как:

$$r_{\kappa} \approx R_{\mathcal{M}} \left( \frac{t}{1 + a(1-t)} \right)^{1/2}, \quad (3.10)$$



где  $a = \frac{0.75(1+0.2 \cdot \tau)}{f(\tau)}$  – геометрический параметр, характеризующий

исследуемую ЭОС. Входящее в уравнение (3.6) максимальное значение тока катода (при  $U_{\kappa} = U_{\text{м}} = 0$ ) определяется формулой

$$I_{\kappa \text{max}} = 2.44 \cdot \left( \frac{1}{\tau} \cdot f(\tau) \right)^2 U_{\kappa 0}^{3/2} \gamma(b) \quad (3.11)$$

Функция  $\gamma$  в (3.6) характеризует неравномерность распределения плотности тока по поверхности катода и может быть определена из

$$\text{соотношения } \gamma(\beta) = 1 + \frac{3}{8\beta^2} \left( \frac{\arcsin \beta^{1/2}}{\left[ \beta(1-\beta)^{1/2} \right]} - 1 - \frac{2}{3}\beta \right), \quad \beta = bt, \quad b = \frac{a}{a+1}.$$

По аналогии с электронными лампами, в уравнении (3.8) в случае тетродной системы вместо  $U_a$  введено действующее напряжение ближайшего к модулятору электрода, которым является первый анод:

$$U_{\text{д}} \approx U_{a1} + D_{a1} \cdot U_a, \quad (3.12)$$

где  $D_{a1}$  – проницаемость первого анода. Для определения  $D_{a1}$  был проведен анализ экранирующих свойств первого анода по отношению ко второму путем расчета электростатического поля в пространстве между ними [88]. На рис. 3.6 а представлены результаты расчета электростатического поля на оси системы при отсутствующем первом аноде, а также для случаев  $U_{a1} = 140$  В и  $U_{a1} = U_{\text{cat}} = 3$  кВ. Из рисунка видно заметное воздействие потенциала первого анода на структуру электрического поля: наличие электрода препятствует проникновению потенциала второго анода в область между катодом и первым анодом, что приводит к уменьшению напряженности поля в прикатодной области при указанных значениях потенциалов на  $\sim 28\%$  и смещению кривой в сторону второго анода.

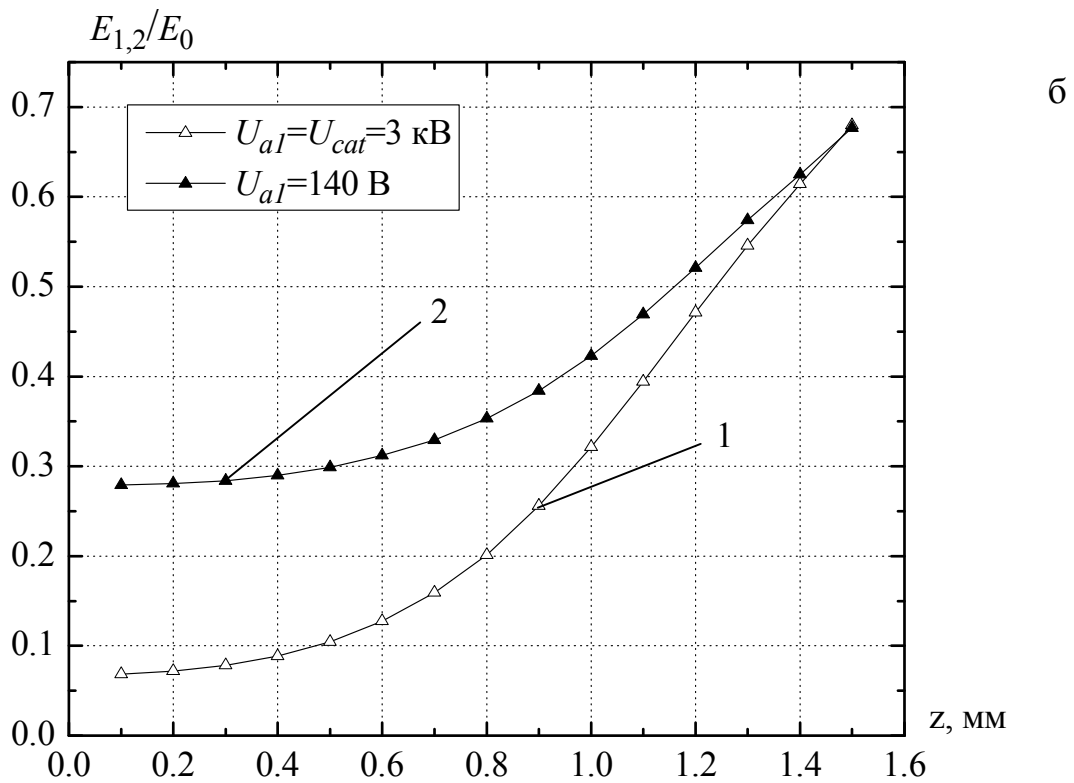
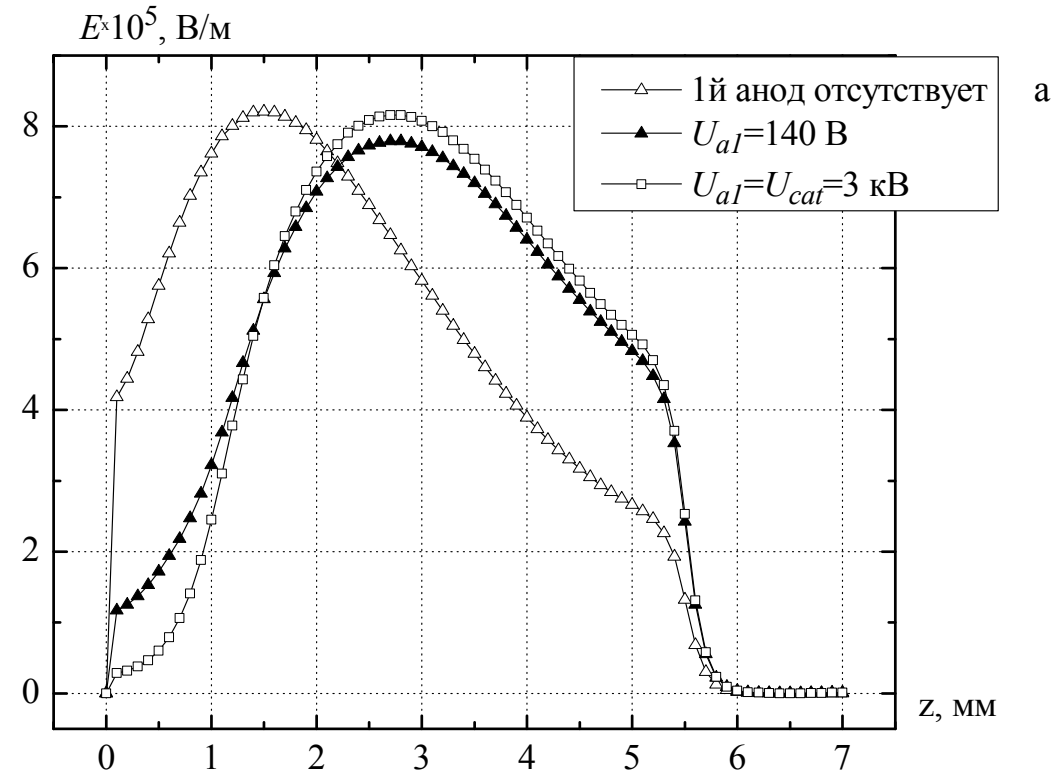


Рис. 3.6. Экранирующее действие первого анода: а – распределение напряженности электростатического поля на оси ЭОС ( $E_0$  – поле без первого анода;  $E_1$  –  $U_{al} = 140$  В;  $E_2$  –  $U_{al} = 3$  кВ); б – отношение напряженности поля на оси ЭОС с первым анодом к полю без анода: 1 –  $E_1/E_0$ ; 2 –  $E_2/E_0$

Для более наглядного представления экранирующего воздействия первого анода было определено отношение между значениями напряженности электростатического поля  $E_1$  ( $U_{a1} = 140$  В),  $E_2$  ( $U_{a1} = 3$  кВ) и  $E_0$  (при отсутствующем первом аноде). Представленные характеристики позволяют определить необходимое для дальнейших расчетов значение  $D_{a1}$ .

Как видно из рис. 3.6 б, проницаемость анода находится в диапазоне значений  $D_{a1} = (0.068 \div 0.32)$  в промежутке катод-первый анод (кривая 1). Далее для расчетов было взято среднее значение  $D_{a1} = 0.126$ .

На основании описанной методики и проведенных расчетов проницаемости первого анода построена модуляционная характеристика (рис. 3.7), позволяющая аналитически описать характер изменения тока эмиссии использованного в исследуемой аксиально-симметричной ЭОС катода при задании отрицательных значений потенциала на фокусирующем электроде. Как видно из рис. 3.7, запирающий потенциал модулятора составил  $U_m = -37$  В. Учет приведенной зависимости тока эмиссии от фокусирующего потенциала при численных расчетах позволяет усовершенствовать методику траекторного анализа в области отрицательных значений  $U_f$ , которая до определения вида характеристики сводилась к заданию фиксированного значения тока эмиссии в интервале потенциалов  $U = (U_m \div 0)$ .

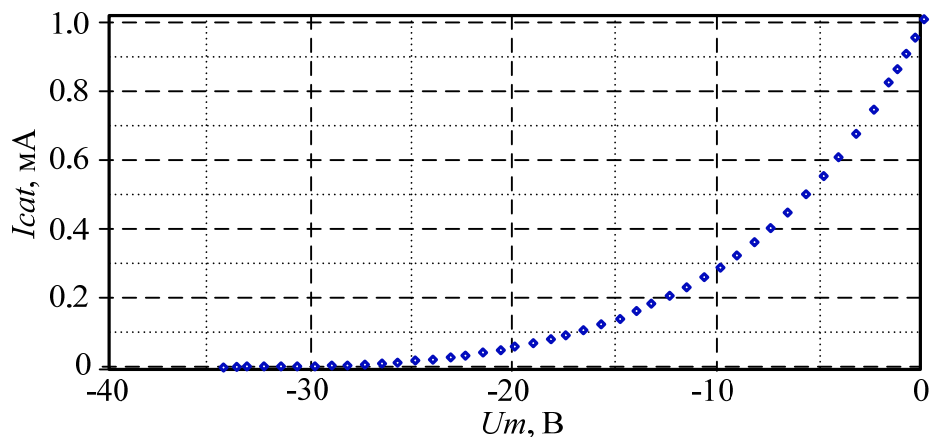


Рис. 3.7. Модуляционная характеристика электронной пушки исследуемой аксиально-симметричной ЭОС

### Выводы к разделу 3

1. На базе метода FIT развита методика моделирования электростатических полей аксиально-симметричных ЭОС, которая реализована с привязкой к реальной геометрии и типичным режимам работы трехэлектродной электронной пушки.

2. В результате серии численных экспериментов определены оптимальные значения потенциалов электродов при формировании полей для получения низкоэнергетического интенсивного ЭП с кроссовером за вторым анодом фокусирующей системы.

3. Разработана методика построения модуляционной характеристики исследуемой ЭОС и численно определена величина запирающего напряжения на фокусирующем электроде, что позволяет оптимизировать интервалы задаваемых параметров при последующем траекторном анализе движения электронов в изучаемых системах, тем самым сократив объемы численного моделирования.

## РАЗДЕЛ 4

### ТРАЕКТОРНЫЙ АНАЛИЗ

Следующим этапом после определения структуры электрических полей в задаче анализа физики формирования потоков электронов в ЭОС электронно-лучевых приборов с аксиальным типом симметрии является построение траекторий отдельных частиц, формирующих пучок, и исследование его микроструктуры с целью получения потоков с максимально приемлемыми геометрическими и физическими характеристиками. Для решения поставленной задачи в качестве примера в данном разделе был проведен анализ коэффициента токопрохождения потока электронов, формируемого реальной электронной пушкой в типичном трехэлектродном исполнении, которая находит широкое применение в приборах типа ЛОВ, ЛБВ. Приведены результаты исследования положения кроссовера и эмиттанса ЭП в зависимости от выбранного режима работы, которые позволяют определить оптимальность фокусировки электронов.

Основные результаты раздела опубликованы в работах [89 – 93].

#### **4.1. Анализ влияния потенциала фокусирующего электрода на коэффициент токопрохождения**

Для удобства описания и анализа коэффициента токопрохождения  $K = I_{col}/I_{cat}$  в данном подразделе необходимо разделить область значений тока эмиссии ЭП и ускоряющего потенциала на несколько подобластей, то есть обозначить определенные режимы работы исследуемой ЭОС, при которых будет проводиться моделирование параметров пучка. Такой подход обоснован необходимостью уменьшения объемов численного моделирования путем конкретизации интервалов задаваемых параметров. Вводить разделение режимов работы целесообразно, основываясь на значениях первеанса пучка. В нашем случае в области значений тока эмиссии

$I = (5 \div 25)$  мА и ускоряющего потенциала  $U = (1 \div 4)$  кВ минимальное и максимальное значения первеанса пучка составляют  $P_{min} = 1.976 \cdot 10^{-8}$  А/В<sup>3/2</sup> и  $P_{max} = 7.905 \cdot 10^{-7}$  А/В<sup>3/2</sup> соответственно (рис. 4.1).

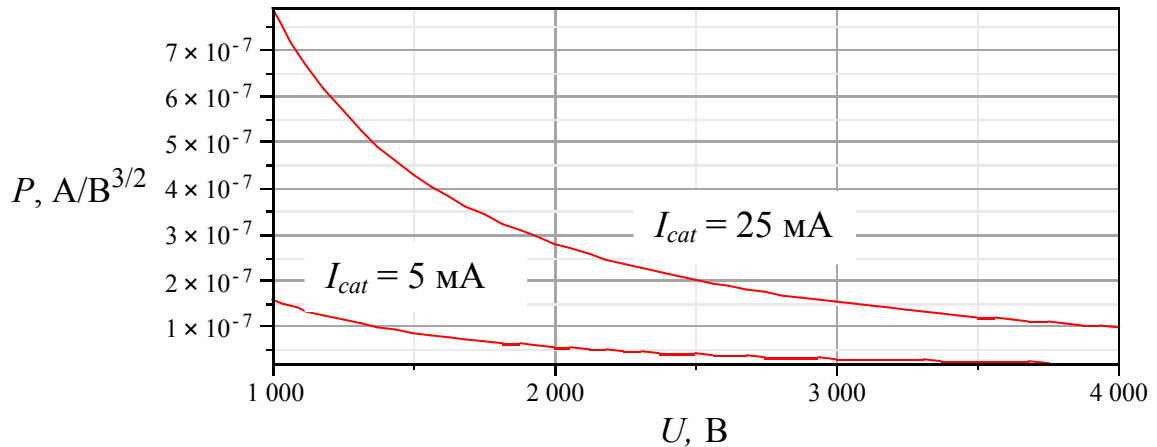


Рис.4.1. Диапазон значений первеанса исследуемого ЭП

Поскольку данные значения являются граничными в определении интенсивности пучков [76], диапазон используемых значений первеанса ЭП можно разделить на 2 области:  $P \leq 10^{-7}$  и  $P > 10^{-7}$ , условно обозначив указанные участки как «область с низким первеансом» и «область с высоким первеансом» соответственно. В этом случае привязка режимов работы ЭОС будет происходить к значениям первеанса и формулироваться они будут как: «режим работы высокопервеансного пучка» и «режим работы низкопервеансного пучка». Графики функций тока эмиссии от ускоряющего напряжения  $I = P \cdot U^{3/2}$  при различных значениях первеанса ( $P_{min}$ ,  $P = 10^{-7}$  А/В<sup>3/2</sup> и  $P_{max}$ ) представлены на рис. 4.2.

В результате приведенного выше анализа структур электрических полей для проведения траекторного анализа выбраны следующие режимы потенциалов электродов ЭОС:  $U_f = -10$  В,  $U_{al} = 40$  В и  $U_f = -10 \div 5$  В,  $U_{al} = 80 \div 140$  В – для низковольтного режима, и  $U_f = -10 \div 20$  В,  $U_{al} = 100 \div 140$  В и  $U_f = 0 \div 20$  В,  $U_{al} = 120 \div 160$  В – для высоковольтного. Все расчеты проводились с учетом рассчитанной в разделе 3 модуляционной

характеристики ЭОС, ток эмиссии поддерживался неизменным в пределах расчетного цикла.

В качестве примера на рис. 4.3, 4.4 представлены зависимости коэффициента токопрохождения от величины фокусирующего потенциала в различных режимах работы ЭОС для значения тока эмиссии  $I_{cat} = 0.005$  А. Как видно из рис. 4.3 а, максимальное токопрохождение при  $I_{cat} = 0.005$  А и  $U_{a2} = 1$  кВ наблюдается при  $U_{a1} = 40$  В,  $U_f = -10$  В и составляет 39.3%. Увеличение тока эмиссии до 0.025 А приводит к расфокусировке пучка, а значительное оседание электронов на электродах пушки нарушает стабильность работы ЭОС.

Анализ токопрохождения в низковольтном режиме показал, что максимальные значения коэффициента  $K$  наблюдаются при значениях  $U_f = (-20 \div -10)$  В (ярко выраженные максимумы, например, рис. 4.3 а, б). Это связано с небольшим значением ускоряющего потенциала  $U_{a2}$ , что приводит к увеличению диаметра пучка и оседанию его на электродах пушки в канале дрейфа. Установление отрицательного фокусирующего потенциала фактически позволяет сфокусировать граничные электроны пучка (в зависимости от величины тока пучка), увеличив токопрохождение.

Однако, как видно из рисунка, низковольтный режим работы ЭОС не позволяет достичь удовлетворительного значения токопрохождения (выше 50%), а в случае  $I_{cat} = 0.025$  А пучок сфокусировать практически невозможно за счет роста расталкивающих сил пространственного заряда. В то же время увеличение  $U_{a2}$  до 2 кВ приводит к существенному улучшению токопрохождения ЭП по каналу. Как видно из рис. 4.3б, максимальное токопрохождение наблюдается при  $U_f = (-10 \div 0)$  В и достигает 99%. Причем в данном случае это значение характерно для интервала  $U_{a1} = (80 \div 120)$  В.

Следует отметить, что увеличение тока эмиссии при неизменном ускоряющем потенциале приводит к значительному ухудшению токопрохождения. Основной причиной, препятствующей продвижению всех

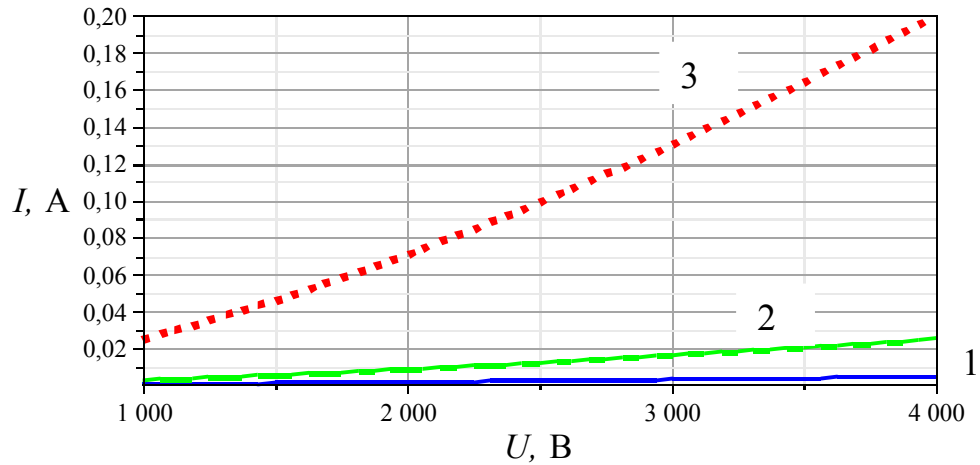


Рис.4.2. Вольт-амперные характеристики для различных значений первеанса ЭП: 1 –  $P = P_{min}$ ; 2 –  $P = 10^{-7} \text{ В/А}^{3/2}$ ; 3 –  $P = P_{max}$

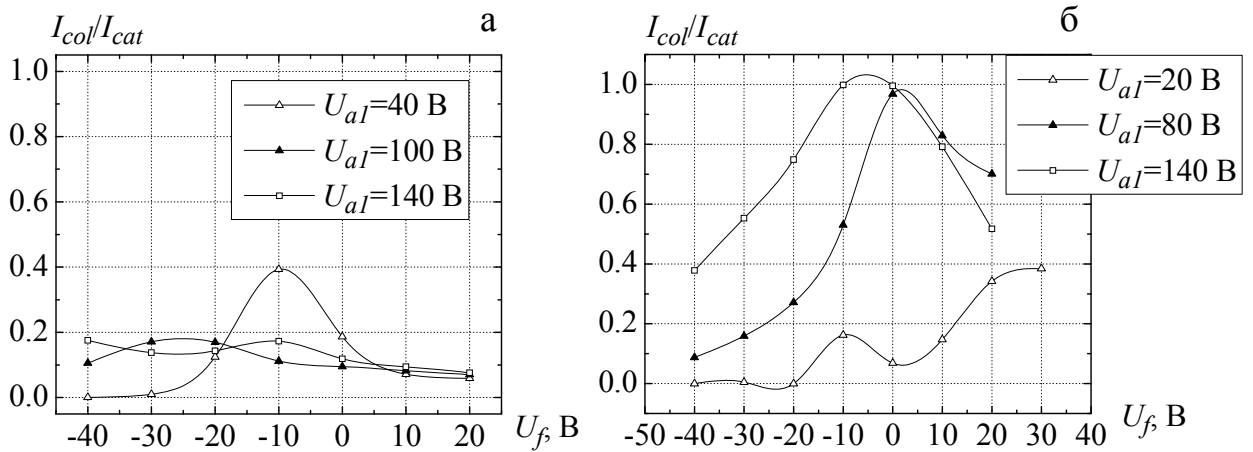


Рис. 4.3. Токопрохождение в низковольтном режиме при различных значениях  $U_f$ : а –  $U_{a2} = 1 \text{ кВ}$ ; б –  $U_{a2} = 2 \text{ кВ}$  ( $I_{cat} = 0.005 \text{ А}$ )

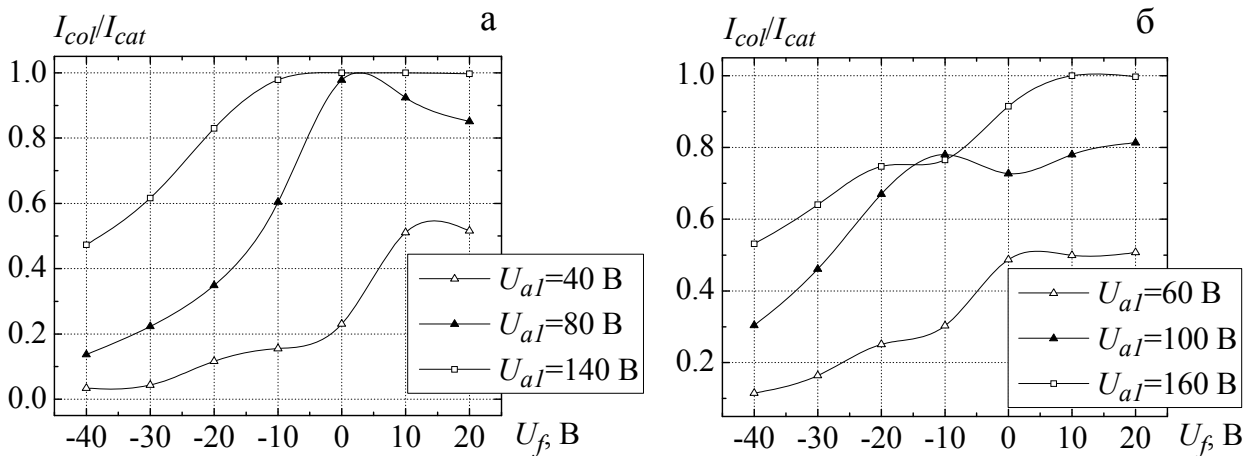


Рис. 4.4. Токопрохождение в высоковольтном режиме при различных значениях  $U_f$ : а –  $U_{a2} = 3 \text{ кВ}$ ; б –  $U_{a2} = 4 \text{ кВ}$  ( $I_{cat} = 0.005 \text{ А}$ )



электронов к аноду, в этом случае является пространственный заряд, образуемый самими электронами, находящимися в пространстве между катодом и анодом. Наличие этого заряда снижает потенциал во всех точках пространства между катодом и анодом, и распределение потенциала перестает быть линейной зависимостью. При повышении температуры катода увеличивается количество испускаемых электронов, вследствие чего возрастает их количество в каждой единице объема пространства катод-анод, т.е. увеличивается плотность пространственного заряда. Под действием увеличившегося пространственного заряда потенциал во всех точках пространства катод-анод снижается еще сильнее и вблизи катода, где действие пространственного заряда максимальное, потенциал, уменьшаясь, может стать отрицательным по отношению к катоду. На этом участке возникает тормозящее электрическое поле, создающее потенциальный барьер. Электроны, у которых начальная скорость вылета с катода меньше, чем  $v_{\min}$ , двигаясь в тормозящем поле, теряют свою начальную энергию. Потеряв скорость, они останавливаются и затем под действием поля пространственного заряда начинают двигаться в обратном направлении. Режим работы, при котором ток в цепи анода меньше тока эмиссии катода, называется режимом ограничения пространственным зарядом [30].

В высоковольтном режиме максимальное токопрохождение наблюдается при значениях  $U_f = (0 \div 10) \text{ В} - 100\%$ . Следует отметить, что данный режим менее критичен к увеличению тока эмиссии в связи с достаточно высоким потенциалом второго анода, частично компенсирующим отрицательный пространственный заряд электронного облака в прикатодной области. Так, при  $I_{cat} = 0.025 \text{ А}$  возможно достижение токопрохождения на уровне 74%, в то время как при меньших значениях ускоряющего потенциала этот коэффициент не превышает 62%.

Из приведенных на рис. 4.4 графиков видно, что при увеличении ускоряющего потенциала  $U_{a2}$  значения  $U_f$ , позволяющие получить наибольший коэффициент токопрохождения в пределах режима работы,

смещаются из отрицательной области значений (-10 В, рис. 4.4 а) в положительную область (+10 В, рис. 4.4 б).

Однако удовлетворительный коэффициент токопрохождения (больше 85%) возможно получить только при значениях  $U_f \geq 0$ . Для выбора наиболее оптимального потенциала фокусирующего электрода необходимо провести дополнительный анализ качества формируемого ЭП. Одной из таких характеристик является диаметр кроссовера и его положение относительно эмитирующей поверхности.

#### **4.2. Анализ положения кроссовера в зависимости от фокусирующего потенциала**

При проведении численных расчетов особое внимание уделялось значению потенциала фокусирующего электрода, существенным образом влияющего на качество геометрии потока электронов в начальной фазе эмиссии. Как правило, его значение равно либо близко к значению потенциала катода электронной пушки. В некоторых приборах для корректировки прикатодных условий на фокусирующий электрод подается небольшое отрицательное напряжение, которое уменьшает общий ток пучка в основном за счет искривленных траекторий крайних частиц [76].

На рис. 4.5 продемонстрировано влияние фокусирующего потенциала на положение кроссовера ЭП в пролетном канале (расстояние от эмитирующей поверхности). В качестве примера был выбран режим работы ЭОС с параметрами  $U_{a1} = 80$  В,  $U_{a2} = 2400$  В, (данный режим работы ЭОС был изучен и рассмотрен в статье [94]). Как видно из рис. 4.5, при увеличении потенциала  $U_f$  от -40 В до 0 В кроссовер пучка смещается в сторону второго анода, что является более предпочтительным, чем его расположение между электродами, поскольку значительно упрощает его дальнейшую транспортировку. Таким образом, можно сделать вывод, что потенциал фокусирующего электрода – характеристика, значительно влияющая на качество геометрии потока электронов в начальной фазе эмиссии.

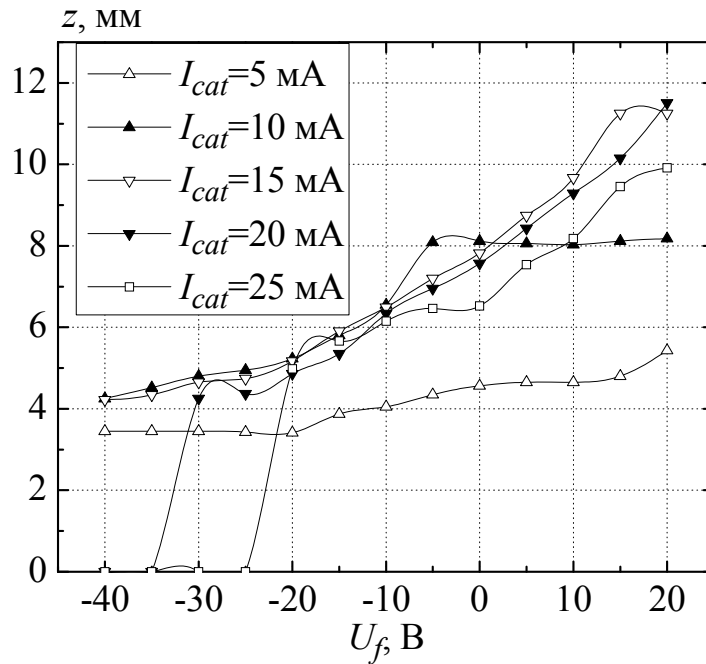


Рис. 4.5. Влияние величины потенциала  $U_f$  фокусирующего электрода на положение кроссовера ЭП при различных значениях тока пучка  $I_{cat}$

Как правило, его значение равно значению потенциала катода электронной пушки. В некоторых приборах для корректировки прикатодных условий на фокусирующий электрод подается небольшое отрицательное напряжение, которое уменьшает общий ток пучка в основном за счет крайних электронов. Однако при задании слишком больших отрицательных напряжений на фокусирующем электроде возникает эффект частичного запираания ЭП, при котором кинетической энергии вышедших электронов не хватает для преодоления создаваемого потенциального барьера. Данный эффект существенно снижает степень токопрохождения и нарушает ламинарность ЭП.

На рис. 4.6 в качестве примера представлена картина распределения электрического поля (рис. 4.6а) в прикатодной области пушки для следующих значений потенциалов электродов:  $U_f = -40$  В,  $U_{a1} = 180$  В,  $U_{a2} = 2400$  В. Из рисунка видно отклонение эквипотенциальных линий фокусирующего электрода в область кромки катода. Отрицательный эффект данного явления показан на рис. 4.6б в виде набора траекторий движения

электронов. Так, при задании  $U_f = -40$  В кромка катода практически не эмитирует. Численные расчеты показывают, что данный режим работы пушки приводит к существенной потере тока еще на начальном этапе эмиссии.

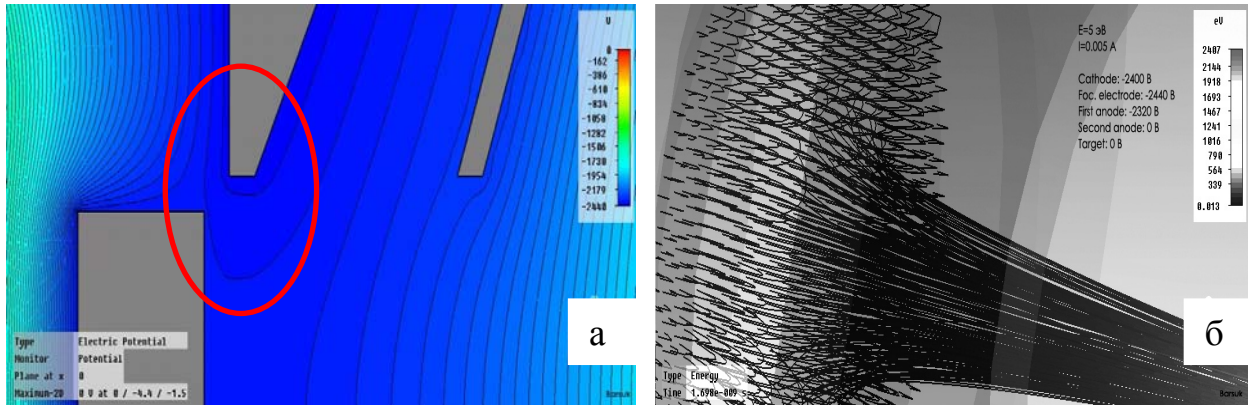


Рис. 4.6. Влияние потенциала фокусирующего электрода на возникновение потенциального барьера, запирающего часть ЭП: а – структура электрического поля; б – результаты траекторного анализа

Таким образом, выбор потенциала фокусирующего электрода равным потенциалу катода является наиболее предпочтительным. В качестве исходных параметров электронной пушки была выбрана комбинация потенциалов электродов, описанных в работе [94], первеанс пучка  $P = 0.045$  мкА/В<sup>3/2</sup>, количество эмитируемых частиц  $N = 2965$ , средняя кинетическая энергия вылета электронов  $E_k = 5$  эВ с разбросом  $dE_k = \pm 0.33 \cdot E_k$ , максимальное угловое отклонение  $\alpha = \pm 10^\circ$  от оси системы, что соответствует реальным системам такого типа. При этом эмитирующая поверхность задавалась идеально плоской с равномерным распределением плотности тока. В процессе моделирования расчетная область покрывалась сеткой с переменным размером ячеек, общее количество которых составило  $N_{cells} = 1104460$ .

В результате моделирования режимов работы электронной пушки было установлено, что при высоком значении потенциала фокусирующего

электрода ( $U_f \approx -40$  В и выше) кроссовер пучка располагается в области между первым и вторым анодами, а не на выходе пушки. Кроме того, из-за размещения фокусирующего электрода в непосредственной близости к катоду, создается эффект частичного запираия электронного пучка, при котором кинетической энергии вышедших электронов не хватает для преодоления создаваемого потенциального барьера, что существенно снижает степень токопрохождения и нарушает ламинарность ЭП. Как демонстрирует анализ времени существования частиц в моделируемой системе, описанный режим работы пушки приводит к потере порядка 44.7% частиц на этапе предварительного формирования ЭП, оседающих под действием потенциала  $U_f$  обратно на катод. Представленная на рис. 4.7 кривая временной зависимости количества частиц имеет два характерных спада, демонстрирующих оседание электронов на катоде и мишени ЭОС.

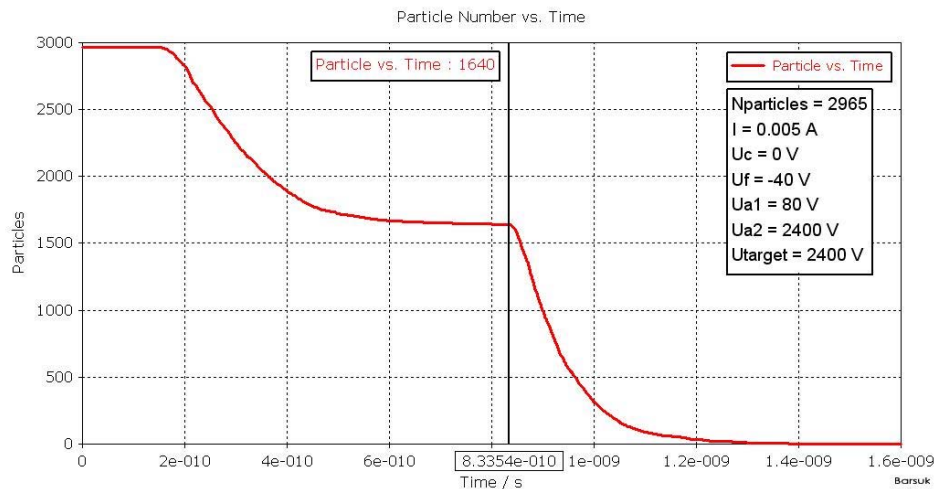


Рис. 4.7. Временная зависимость количества частиц, оседающих на электроды ЭОС

Уменьшение потенциала  $U_f$  позволяет частично решить указанные вопросы. Из графика, приведенного на рис. 4.5, видно, что при понижении  $U_f$  кроссовер пучка смещается в область пролетного канала второго анода  $z = (4 \div 6.4)$  мм, его диаметр уменьшается, а токопрохождение возрастает при значениях  $U_f = (-10 \div 0)$  В до 100%. Однако, изменяя потенциал только

фокусирующего электрода, вывести кроссовер пучка за второй анод невозможно.

Комплекс проведенных численных экспериментов по реализации оптимальных режимов работы электронной пушки, путем варьирования значениями потенциалов электродов  $U_f$ ,  $U_{a1}$ ,  $U_{a2}$ , позволил сформировать ЭП с оптимальной геометрией, представленный на рис. 4.8.

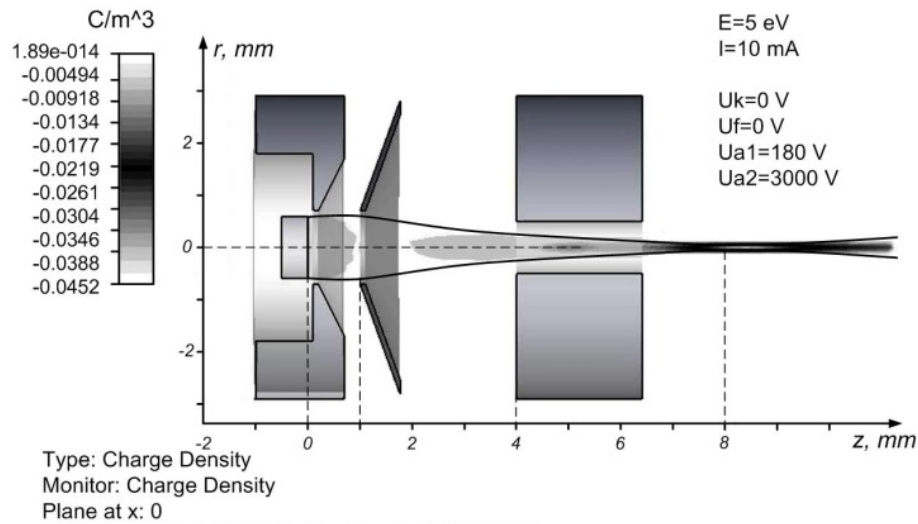


Рис. 4.8. Конфигурация ЭП после проведения оптимизации режимов работы электронной пушки

Как видно из рисунка, кроссовер пучка располагается за вторым анодом электронной пушки на расстоянии 8 мм от эмитирующей поверхности, при этом диаметр пучка составил 0.22 мм (при измерении диаметра ЭП в поперечном сечении предполагалось, что в пределах определяемого размера содержится 90% тока пучка), что соответствует компрессии ЭП  $\approx 30$  при энергии пучка 3 кэВ.

Помимо информации об оседании электронов на электродах пушки, позволяющей провести предварительный анализ ее режимов работы, чрезвычайно важны сведения о качестве формируемого ЭП: характере распределения частиц в поперечном сечении, ламинарности, разбросу поперечных компонент скоростей электронов. Для описания таких характеристик был использован среднеквадратичный эмиттанс [95]:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \left( \langle x^2 \rangle \cdot \langle x'^2 \rangle - \langle x \cdot x' \rangle^2 \right)^{1/2} = \\ &= \left( \langle x - \langle x \rangle \rangle^2 \cdot \langle (x' - \langle x' \rangle)^2 \rangle - \langle (x - \langle x \rangle) \cdot (x' - \langle x' \rangle) \rangle^2 \right)^{1/2}, \end{aligned} \quad (4.1)$$

$$\text{где } x' = \frac{v_x}{v_\perp}, \quad \langle x \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N x_i.$$

Следует отметить, что формула данного вида, в отличие от других определений [96], позволяет выразить эмиттанс пучка в простой численной форме. Кроме того, рассмотрение нормализованного эмиттанса в данном случае не целесообразно в связи с малой длиной дрейфового канала и невысокими ускоряющими потенциалами системы (ЭП не является релятивистским) [42].

Расчетный эмиттанс пучка  $\varepsilon_{x,y}$  при оптимальном токопрохождении на расстоянии 10 мм от катода (5 мм от второго анода) составил  $\varepsilon_x = 1.71$  мрад·мм и  $\varepsilon_y = 1.85$  мрад·мм по абсциссе и ординате соответственно, диаметр пучка –  $D = 0.8$  мм. Однако, как показали численные эксперименты по исследованию поперечной динамики электронов (рис. 4.9 а), это значение может быть уменьшено путем варьирования потенциала  $U_{a1}$  [93].

Анализ двумерных диаграмм поперечного эмиттанса показал, что при увеличении  $U_{a1}$  до 110 В наблюдается значительное ухудшение ламинарности ЭП (рис. 4.9 б), в то время как при уменьшении  $U_{a1}$  диаграмма приближается к виду минимально расходящегося пучка (рис. 4.9 в) при незначительном увеличении диаметра до  $D \approx 0.8$  мм.

Из анализа результатов экспериментальных измерений (рис. 2.4) и численного моделирования (рис. 4.9 а) выбран оптимальный режим при потенциалах  $U_{a1} = 60$  В и  $U_{a2} = 3$  кВ, обеспечивающий токопрохождение на уровне  $K \approx 0.85$  при значениях поперечного эмиттанса  $\varepsilon_x = 1.67$  мрад·мм и  $\varepsilon_y = 1.76$  мрад·мм.

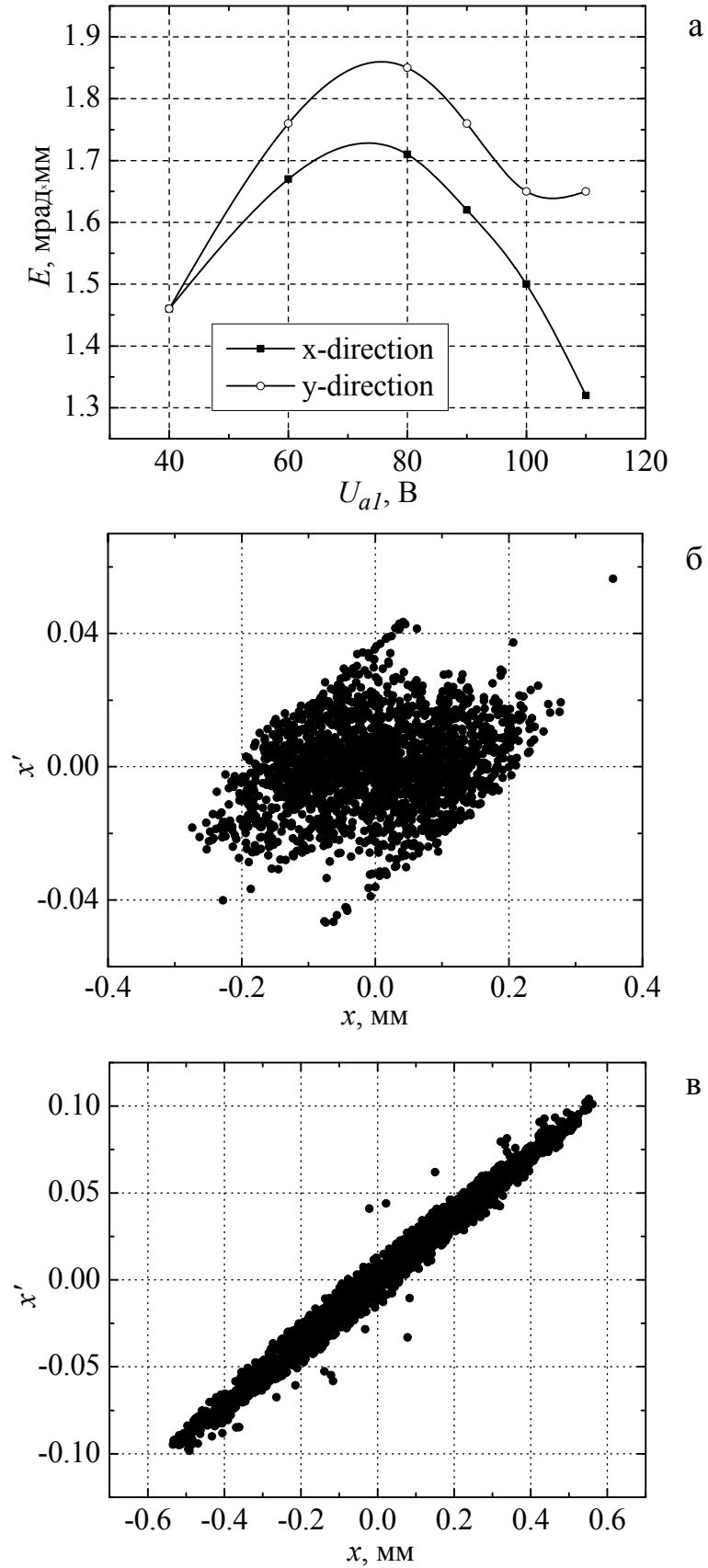


Рис. 4.9. Зависимость эмиттанса ЭП от потенциала  $U_{al}$ : а – численные значения по  $x$ -ой и  $y$ -ой координатным осям; б, в – двухмерные диаграммы при  $U_{al} = 110$  В и  $U_{al} = 40$  В соответственно



## Выводы к разделу 4

1. Установлена степень влияния потенциала фокусирующего электрода аксиально-симметричной ЭОС на коэффициенты токопрохождения электронов в пролетном канале, определены конкретные оптимальные значения  $U_f$  для широкого интервала значений ускоряющих потенциалов на фокусирующих электродах системы.

2. Путем серии численных модельных расчетов поперечного среднеквадратичного эмиттанса ЭП проведена корректировка интервала значений потенциала первого анода для уменьшения эмиттанса в координатных направлениях  $x$  и  $y$ .

3. Установлена зависимость положения кроссовера пучка от ускоряющего потенциала для областей низкоэнергетических и высокоэнергетических ЭП.

## РАЗДЕЛ 5

### ПРИМЕНЕНИЕ РАЗРАБОТАННЫХ ЧИСЛЕННЫХ МОДЕЛЕЙ ДЛЯ АНАЛИЗА ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В ПРАКТИЧЕСКИХ СХЕМАХ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

В данном разделе в качестве апробации методики анализа систем формирования ЭП исследованы реальные ЭОС различных геометрических конфигураций, в частности двухэлектродная диодная пушка, используемая в приборах типа ГДИ, ЛОВ, а также аксиально-симметричная электронная пушка, которая предназначена для источников электронов в микрорентгеновской аппаратуре.

Основные результаты раздела опубликованы в работах [97 – 101].

#### **5.1. Математическая модель ленточного ЭП для приборов типа ЛОВ, ГДИ**

##### 5.1.1. Исходные данные математических моделей

В настоящее время использование ЭП ленточной формы достаточно широко распространено в качестве рабочего элемента различных СВЧ-приборов [9, 102]. Известно, что основные характеристики таких приборов обуславливаются качеством формирования и фокусировки пучка, как главного инструмента переноса и преобразования энергии. При этом необходимы сведения о точной пространственной конфигурации и микроструктуре пучка, то есть о четкой границе, распределениях плотности тока, продольных и поперечных компонентах скоростей электронов в произвольных поперечных сечениях. Поэтому исследование параметров ленточных ЭП представляет значительный интерес при проектировании приборов типа ЛОВ, ГДИ.

Объектом исследования в данной работе является ленточный ЭП, который формируется двухэлектродной диодной пушкой [76],

модифицированной для применения в ЭВП миллиметрового диапазона волн [9, 11, 103, 104]. Пушки такого типа позволяют формировать ленточные ЭП шириной 3 – 10 мм и толщиной 0.1 – 0.25 мм, током пучка  $I = (10 \div 200)$  мА при ускоряющих напряжениях 1 – 5 кВ [21]. Пучки указанных параметров нашли применение как в приборах типа ЛОВ, так и приборах типа оротрон (ГДИ).

Схемы построения приборов ЛОВ, ГДИ (оротрон) на основе ленточных ЭП и плоских периодических структур типа «гребенки» представлены на рис. 5.1, 5.2.

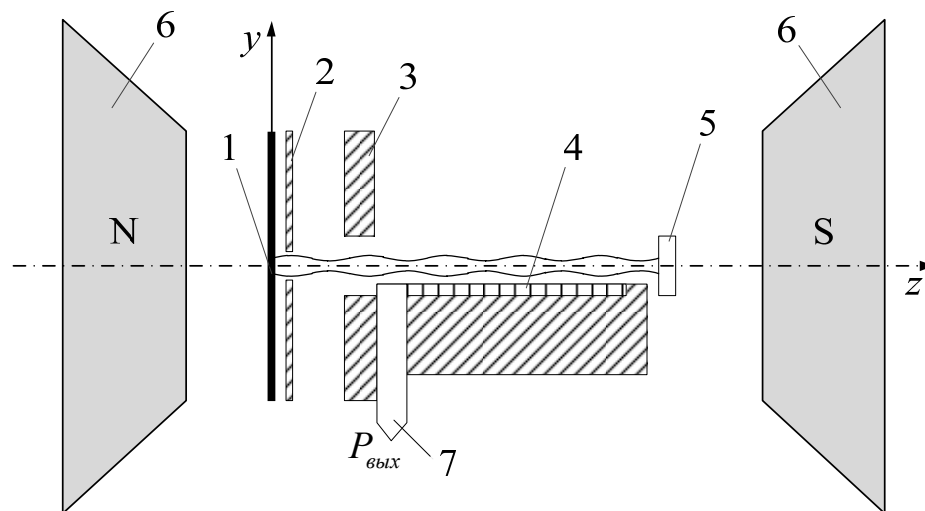


Рис. 5.1. Схема построения ЛОВ

На рис. 5.1 представлена схема построения ЛОВ, которая содержит термокатод 1, экран 2, анод 3, периодическую структуру типа гребенки 4, коллектор электронов 5 и полюсные наконечники магнитной системы 6. Ленточный ЭП, формируемый ЭОС 1 – 3, двигаясь вдоль периодической системы 4 в режиме поверхностных волн [30] создает электромагнитные колебания, которые выводятся из замедляющей системы через согласованное устройство 7. Электродинамическая система ЛОВ расположена симметрично между полюсными наконечниками магнитов 6 (электромагнитов или постоянных магнитов, выполненных из  $\text{SaCo}$ ,  $\text{NdFeB}$  или других редкоземельных материалов).

На рис. 5.2 представлена схема построения ГДИ (оротрона). Нижний блок данной системы по отношению к рис. 5.1 аналогичен по фокусирующей ЭОС и компоновке основных узлов. В отличие от рис. 5.1 ЗС 4 выполнена исходя из условия формирования объемных волн дифракционного излучения, что определяется значениями  $l = n\lambda\beta$ , где  $n$  – номер пространственной гармоники,  $\lambda$  – длина волны излучения,  $\beta$  – относительная скорость электронов  $\beta = V_{\phi}/c$ ,  $V_{\phi}$  – фазовая скорость,  $c$  – скорость света. Дифракционное излучение, отражаясь от зеркала 8 в объем открытого резонатора (ОР), организует обратную связь в электродинамической системе. Зеркало 8 через щель связи 7 позволяет вывести электромагнитную энергию когерентных колебаний из объема ОР.

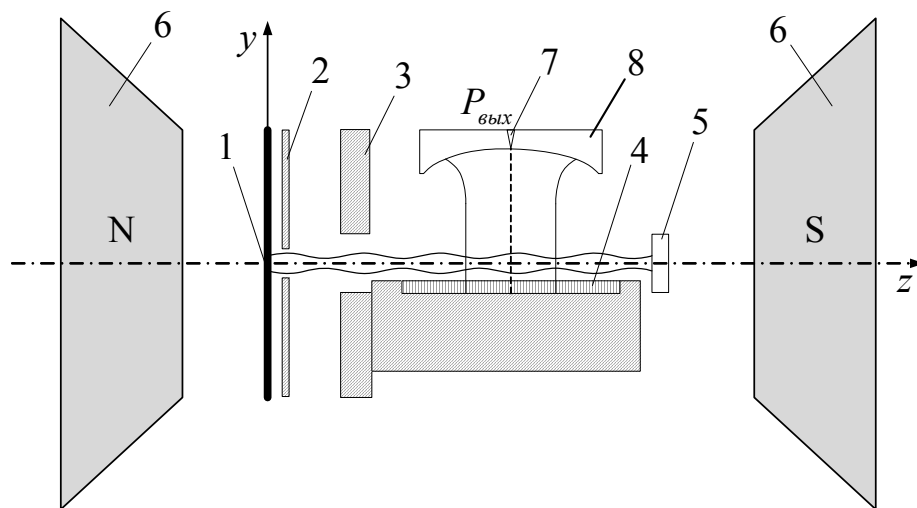


Рис. 5.2 Схема построения ГДИ (оротрона)

Исходя из описанных выше схем приборов и их сравнения можно выделить следующие общие моменты и отличительные особенности при построении математических моделей и анализе физических процессов формирования и взаимодействия ЭП с электромагнитными полями:

1. Источником электронов в обеих системах является электронная пушка диодного типа, которая расположена в неоднородном магнитном поле.

2. Сформированный ЭП поступает в пространство взаимодействия (периодическая структура или ОР) в сопровождении магнитного поля и

отдает свою энергию либо поверхностной волне (ЛОВ), либо полю ОР, после чего остаточная энергия ЭП рассеивается на коллекторе.

3. Проведенный в работах [105 – 110] аналитический и численный анализ формирования ЭП и СВЧ колебаний в таких приборах показал, что при выборочном подходе к заданию параметров систем можно получить только частные результаты решения таких многопараметрических задач.

Вместе с тем, тестовая апробация таких задач с использованием метода конечных интегралов (FIT) показала его высокую эффективность и продуктивность в рамках вычислений по описанным выше объектам при конкретном задании реальных исходных параметров, что продемонстрировано на примере аксиально-симметричной системы (см. раздел 3).

В связи с этим анализ характеристик ЭП в исследуемых объектах целесообразно разбить на следующие этапы:

1. Анализ распределения магнитных полей в области исследуемого объекта.
2. Анализ формирования ЭП в промежутке катод-анод диодной пушки при наличии магнитного поля.
3. Динамика формирования ЭП в процессе его движения вдоль периодической структуры 4 в сопровождении магнитного поля.
4. Анализ результирующего сечения плотности тока ЭП при поступлении его на коллектор электронов 5.

#### 5.1.2. Моделирование магнитного поля в пространстве взаимодействия

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. 5.3, играет ключевую роль в создании максимально-равномерного магнитного поля в

центральной области систем рис. 5.1, 5.2. В таблице 5.1 приведены основные геометрические размеры полюсных наконечников, создающих магнитное поле.

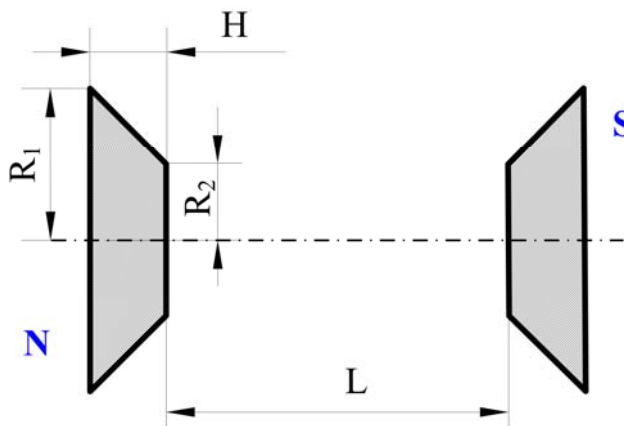


Рис. 5.3. Геометрия магнитных полюсных наконечников

Таблица 5.1

#### Основные геометрические размеры МФС

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

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 электромагнитами широко известны случаи использования постоянных магнитов в качестве МФС приборов СВЧ [111]. Существенного снижения массы и габаритов МФС достигают за счет применения энергоемких редкоземельных материалов (например: самарий-кобальт, неодим-железо-бор) с постоянной намагниченностью [112].

Для определения характера распределения магнитного поля с геометрией полюсных наконечников, представленной на рис. 5.3, был использован алгоритм, описанный в разделе 3. Так, в случае статических полей электрические и магнитные составляющие не зависят друг от друга, что позволяет переписать теорему Ампера о циркуляции магнитного поля в

(3.1) в следующем виде:

$$\oint_l H \cdot dl = \int_S j \cdot dS, \quad (5.1)$$

что в дифференциальной форме записи будет выглядеть как

$$\text{rot} \vec{H}_i = \vec{J} \Rightarrow \tilde{C} h_i = j, \quad (5.2)$$

В случае отсутствия токов магнитное поле можно считать безвихервым, что позволяет по аналогии с электрическим полем [42] ввести магнитный скалярный потенциал  $u_m$ :

$$\vec{H}_i = -\text{grad} u_m, \quad (5.3)$$

$$\text{div} \mu_0 \vec{H}_i = \rho_m \Rightarrow SM_\mu h_i = q_m, \quad (5.4)$$

где  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м – магнитная постоянная,  $\rho_m$  – объемная плотность эффективных «магнитных зарядов». Скалярный потенциал при этом подчиняется уравнению Пуассона:

$$\text{div} \mu_0 \text{grad} u_m = -\rho_m \Rightarrow SM_\mu S^T \varphi_m = q_m, \quad (5.5)$$

где  $S^T$  – дискретный аналог оператора градиента (вводится аналогично топологическим матрицам  $C$ ,  $\tilde{C}$ ,  $S$ ,  $\tilde{S}$ ). В свою очередь объемная плотность магнитных зарядов определяется как

$$\rho_m = -\mu_0 \text{div} \vec{M}, \quad (5.6)$$

$$\vec{B}_r = \mu_0 \vec{M} \Big|_{\vec{H}=0}, \quad (5.7)$$

где  $\vec{M}$  – намагниченность,  $B_r$  – остаточная намагниченность. Выражения (5.6) и (5.7) позволяют связать введенный скалярный потенциал магнитного поля с задаваемым в ходе моделирования значением остаточной намагниченности материала элемента, формирующего магнитное поле.

Окончательно определение компоненты вектора магнитного поля через скалярный потенциал может быть получено из соотношения

$$h = h_i - S^T \varphi_m. \quad (5.8)$$

По аналогии с описанной в разделе 3 методикой расчета электрического поля была построена модель диодной ЭОС и сформирована пространственная сетка (рис. 5.4 а), в узлах которой (а точнее в узлах сетки, смещенной на половину ребра ячейки) происходило определение компонент магнитного поля.

Как видно из рисунка, область пролетного канала ЭОС в целях повышения точности вычисления траекторий частиц имеет максимальную плотность ячеек сетки.

Пример реализации описанной выше методики расчета магнитного поля приводится для реальной МФС, конфигурация полюсных наконечников которой представлена на рис. 5.3. Поскольку потенциалы полюсных наконечников магнитов изначально неизвестны, то они определяются путем численного перебора и сравнения с экспериментальными значениями. Так, например, на рис. 5.4 б показаны распределения индукции магнитного поля вдоль оси системы для магнитных потенциалов, соответствующих различным значениям тока в катушках электромагнита: 10 А и 6 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



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

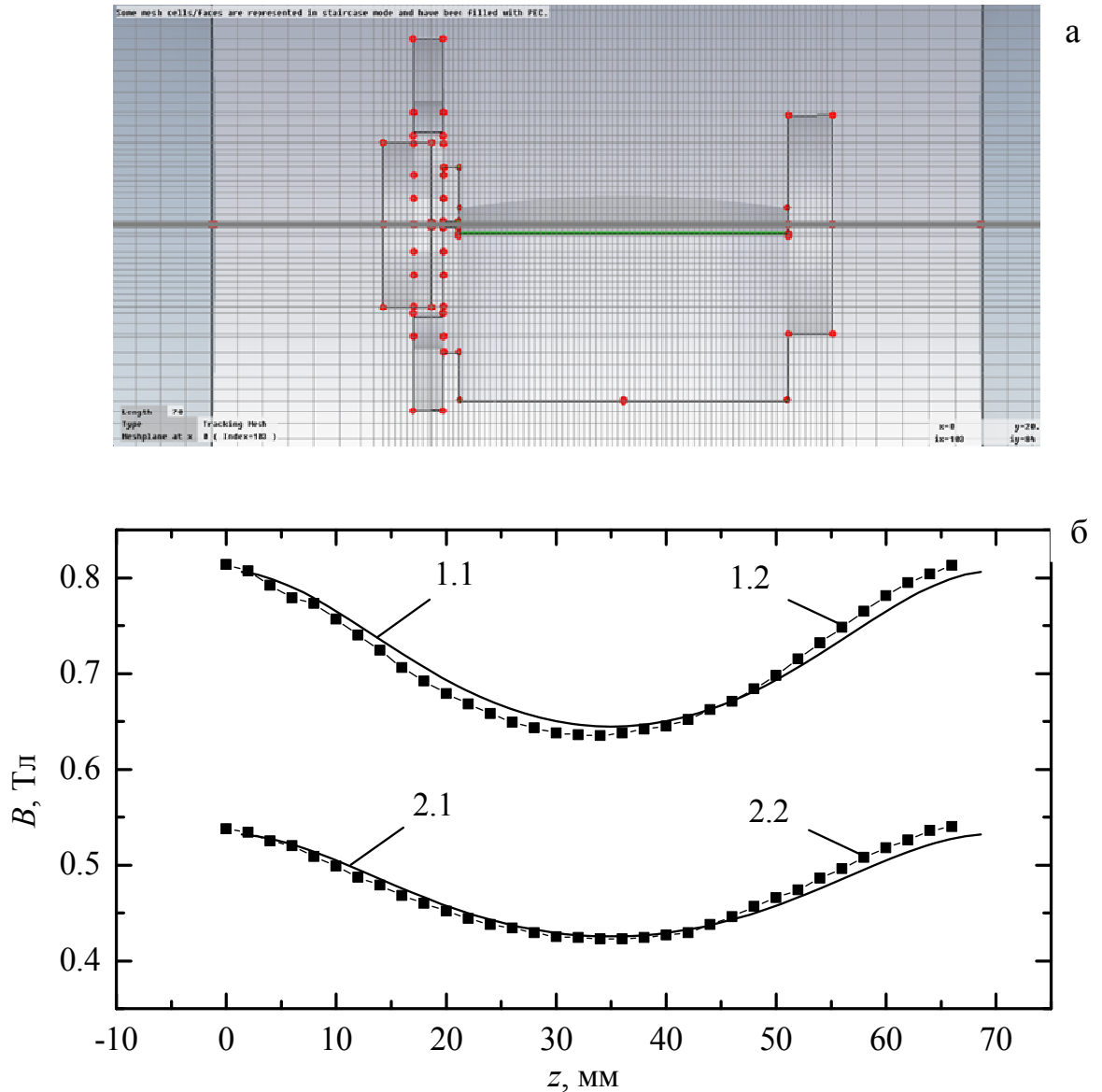


Рис. 5.4. Моделирование индукции магнитного поля вдоль оси МФС диодной ЭОС: а – пространственная конфигурация сетки диодной ЭОС с уплотнением ячеечной структуры в критических областях; б – примеры распределения индукции магнитного поля вдоль оси МФС (расчетные значения индукции – сплошные линии: 1.1 –  $u_{mN,S} = \pm 20000$ ; 2.1 –  $u_{mN,S} = \pm 13200$ ; экспериментальные значения индукции – пунктирные линии: 1.2 –  $I = 10$  А; 2.2 –  $I = 6$  А)

### 5.1.3. Анализ формирования ЭП в промежутке катод-анод диодной пушки

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.

Полная геометрия исследуемой диодной пушки с обозначением геометрических размеров и их конкретных данных (табл. 5.2) представлена на рис. 5.5.

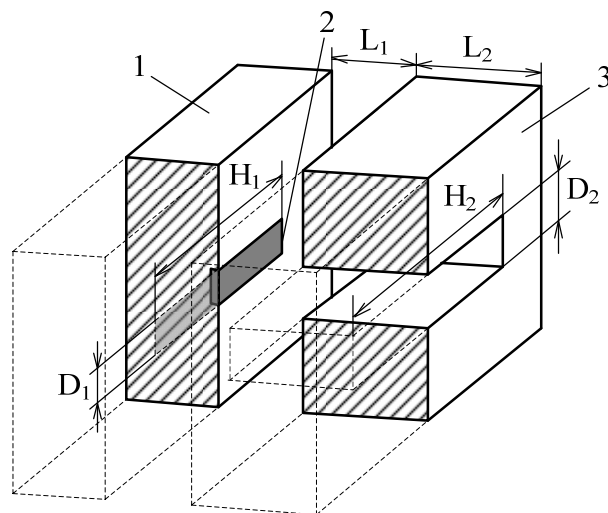


Рис. 5.5. Геометрия исследуемой диодной ЭОС с обозначением ее основных параметров: 1 – термокатод; 2 – эмитирующая поверхность; 3 – анодная пластина

Таблица 5.2

#### Основные геометрические размеры моделируемой ЭОС

Параметр	$D_1$	$D_2$	$H_1$	$H_2$	$L_1$	$L_2$
Величина, мм	0.4	0.6	5.0	6.0	1.2	2.0

Для наглядности восприятия исследуемой системы на рис. 5.6 представлены фотографии элементов электронной пушки, которая используется в исследуемой системе.

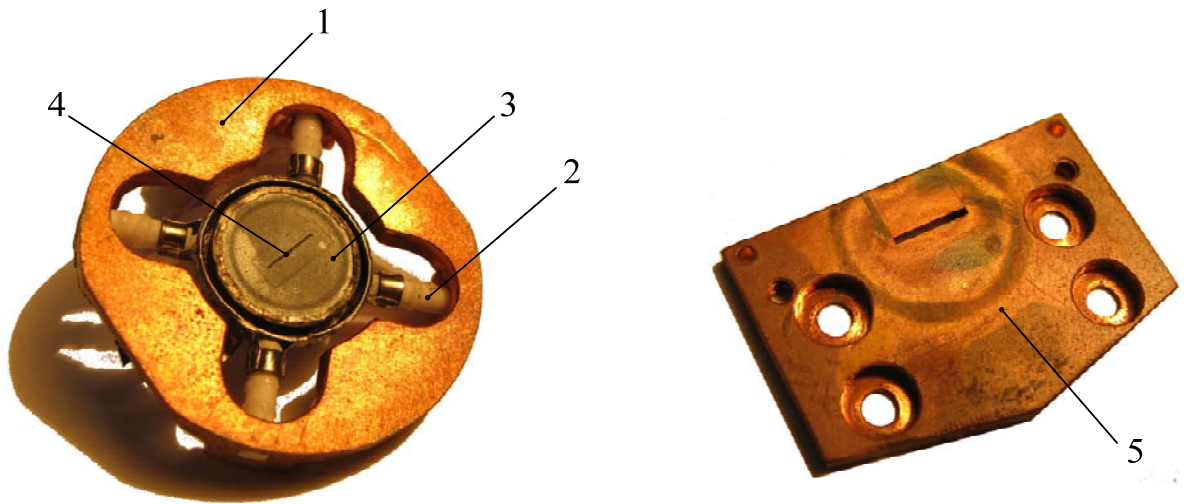


Рис. 5.6. Общий вид элементов электронной пушки в исследуемой ЭОС диодного типа

На рис. 5.6 приведен общий вид катодного блока, который представляет собой медную пластину 1 с прорезями для крепления на изоляторах 2 термокатода 3. Термокатод косвенного накала с подогревателем типа плоской спирали выполнен в виде цилиндрической емкости, заполняемой запасом вещества – оксидом бария, который является источником электронов. Данная структура размещается за тепловым экраном 3 с прямоугольной щелью 4 для формирования ЭП ленточной формы. Катод указанной структуры позволяет получать ток эмиссии до 150 мА при токе накала  $I_n = (5.5 \div 7)$  А и ускоряющем напряжении до 5 кВ. Электроны, эмитируемые катодом 3, попадают в фокусирующую щель анода 5 и поступают в эквипотенциальное пространство взаимодействия с электромагнитным полем приборов типа ЛОВ, ГДИ.

#### 5.1.4. Динамика формирования ЭП в процессе его движения вдоль периодической структуры

Для анализа формирования и движения ЭП в исследуемой диодной системе в качестве примера был выбран режим работы ЭОС с ускоряющим напряжением  $U_{a2} = 4$  кВ, остаточная намагниченность полюсных наконечников была принята  $B_r = 1.2$  Тл, а коэрцитивное поле

$H_C = 9.549 \cdot 10^5$  А/м, что соответствует реальным параметрам магнитотвердых материалов типа SaCo. Структура рассчитанных по описанной выше методике электромагнитных полей на оси системы приведена на рис. 5.7.

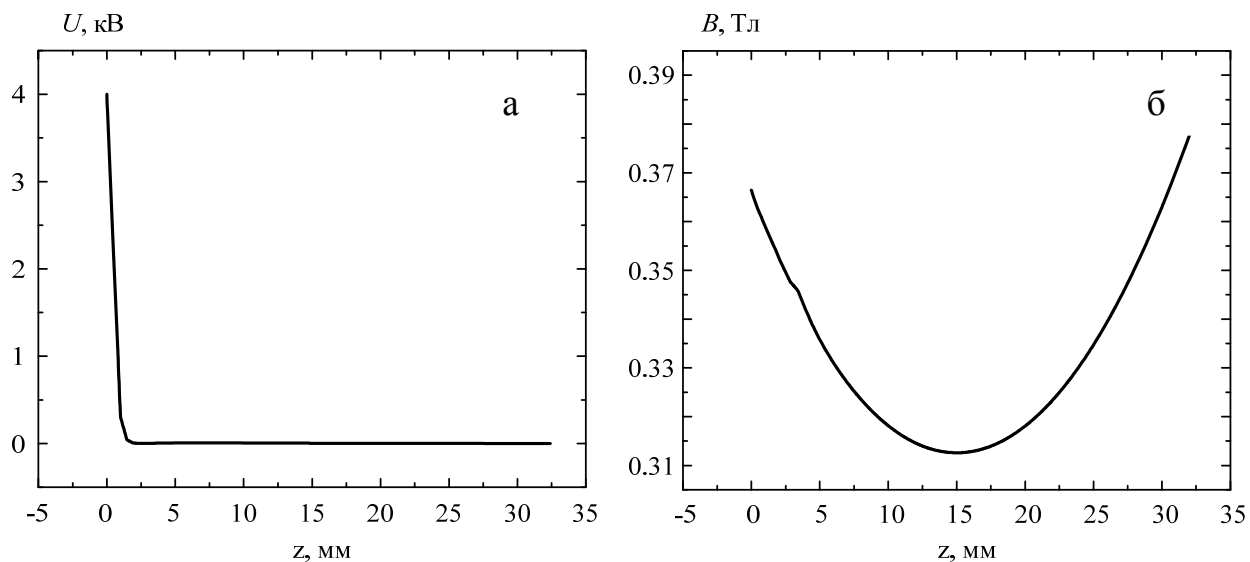


Рис. 5.7. Распределение электрического (а) и магнитного (б) полей на оси  $z$  вдоль периодической структуры исследуемой диодной ЭОС

Как видно из рис. 5.7 а, электростатическое поле за анодной пластиной эквипотенциально, что свидетельствует о ее хороших экранирующих свойствах. Таким образом, поле катода оказывает решающее воздействие на ЭП исключительно в зоне его формирования, а в области взаимодействия пучка с периодической системой сформированный поток электронов транспортируется с постоянной энергией. В то же время, магнитное поле, сопровождающее ЭП, изменяется по всей длине канала дрейфа в диапазоне (0.31 ÷ 0.37) Тл (рис. 5.7 б).

На рис. 5.8 приведены результаты траекторного анализа в промежутке диодная ЭОС-коллектор. Следует отметить, что данный результат коррелирует с фрагментом изображения следа свечения ЭП на мишени 4 рис. 2.10 г. Внешний вид полученного в результате численного моделирования ленточного ЭП соответствует реальной картине формирования потока электронов в неоднородном магнитном поле, которая

характеризуется наличием пульсаций границы пучка около некоторой равновесной координаты [17].

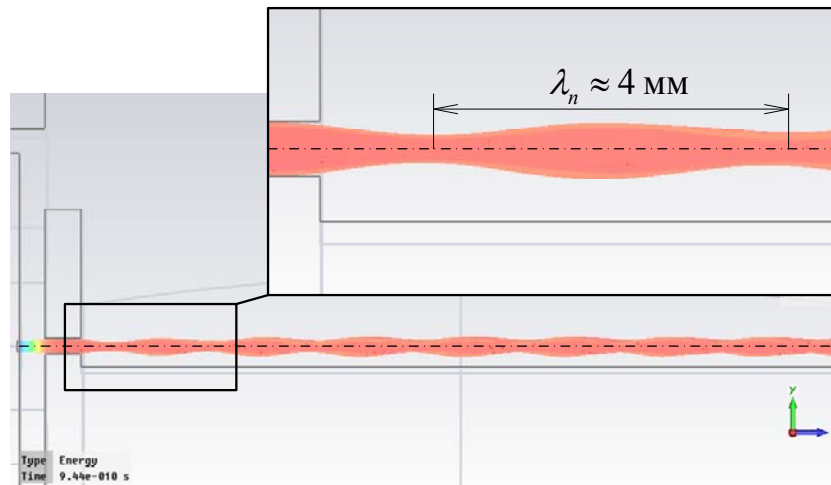


Рис. 5.8. Модель пульсирующего ленточного ЭП в диодной ЭОС (продольное сечение)

Согласно [76] длина волны пульсаций  $\lambda_n$  может быть определена с помощью формулы

$$\lambda_n = \frac{4\pi}{\sqrt{2\eta}} \frac{\sqrt{U}}{B} \approx 4.06 \text{ мм}, \quad (5.7)$$

где  $U$  – потенциал анодной пластины,  $B$  – индукция продольного магнитного поля,  $\eta = e/m$  – численное значение отношения заряда к массе для электрона. Рассчитанное с помощью (5.7) значение  $\lambda_n$  практически совпадает с длиной волны пульсаций ЭП, полученного путем численного моделирования отдельных траекторий частиц, что подтверждает работоспособность предложенной методики.

В качестве демонстрации структуры ленточного ЭП в процессе его движения вдоль периодической системы на рис. 5.9 представлено распределение заряда пучка в поперечном сечении для минимума и максимума пульсаций на расстояниях 3.7 и 5.7 мм от катода соответственно.

5.1.5. Анализ результирующего сечения плотности тока ЭП при его поступлении на коллектор электронов

Для качественного анализа сечения ленточного пучка на мишени было построено распределение плотности заряда ЭП на расстоянии  $z = 32.3$  мм (рис. 5.10 а), т.е. в непосредственной близости к поверхности коллектора. На рис. 5.10 заметно искривление прямоугольного следа пучка в плоскости  $xOy$ , в частности правый край ЭП смещается в направлении положительных значений  $x$  и  $y$ , левый – в направлении отрицательных. Для более наглядного изображения S-образного искривления сечения пучка на рис. 5.10 б представлены координаты отдельных электронов в плоскости коллектора.

Подобное поведение ленточного ЭП в поперечном сечении во многом связано с движением частиц пучка в плоскости  $xOz$ . Составляющая скорости электронов  $x$  записывается в виде

$$\dot{x} = -\eta B y' - \eta B \delta(z), \quad (5.8)$$

где  $\delta(z)$  – функция, описывающая колебания граничной частицы пучка,  $y'$  – некоторая равновесная координата. Видно, что скорость по оси  $x$  имеет переменную и постоянную (не зависящую от  $z$ ) составляющие. Последняя определяет смещение частиц по оси  $x$  и получила название скорости сноса, а угол, на который отклоняется электрон относительно оси  $z$  – угла сноса. Скорость сноса меняет направление при переходе через среднюю плоскость пучка ( $y = 0$ ), а ее значение тем больше, чем дальше располагается частица от оси симметрии ЭП. Естественно, что у граничных электронов скорость сноса, отклоняющая частицы в поперечном направлении, максимальна, что и обуславливает S-образное искривление сечения ленточного ЭП.

Отмеченные особенности смещения частиц в плоскости  $xOz$  свидетельствуют о возможности деформации сечения пучка за счет смещения его слоев.

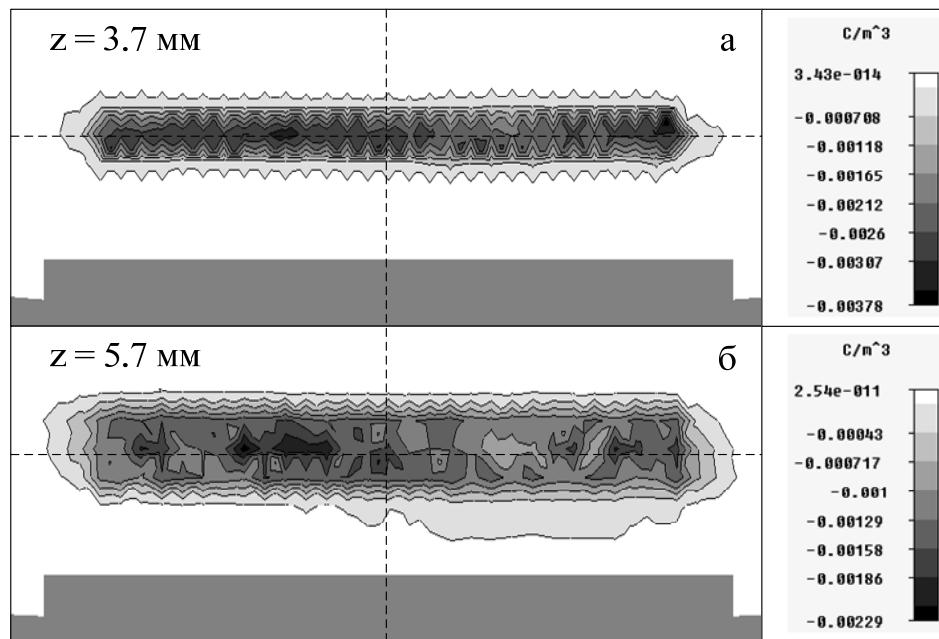


Рис. 5.9. Распределение плотности заряда в поперечном сечении ленточного ЭП в минимуме (а) и максимуме (б) пульсаций

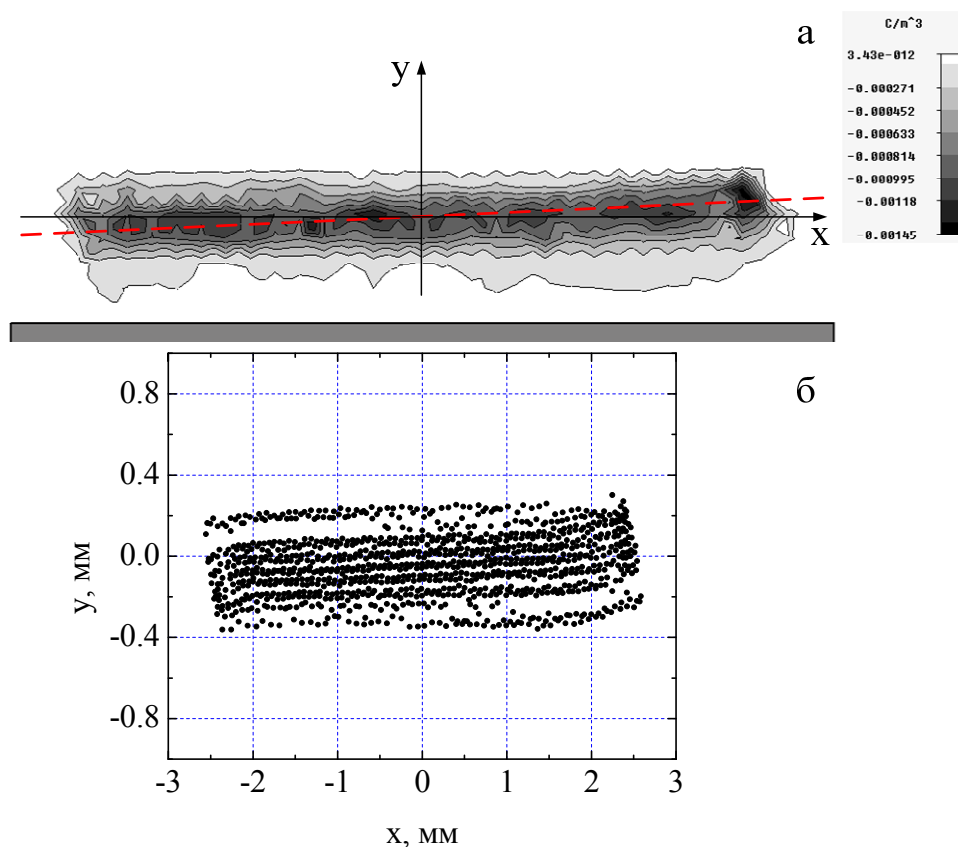


Рис. 5.10. Структура ленточного ЭП в поперечном сечении на коллекторе ( $z = 32.3$  мм): а – распределение плотности заряда пучка; б – координаты электронов

## 5.2. Численное моделирование параметров трехэлектродной аксиально-симметричной ЭОС для источников электронов в микрорентгеновской аппаратуре

### 5.2.1. Постановка задачи и исходные данные

Задачей настоящего раздела является моделирование параметров ЭП, создаваемого трехэлектродной аксиально-симметричной пушкой для конкретной конструкции ЭОС, используемой в экспериментальной микрорентгеновской установке (далее стенд). Стенд создается с целью исследования параметров и режимов работы источников монохроматического рентгеновского излучения для медицинских микрорентгеновских томографов [113, 114]. Стенд построен на базе ускоряющей колонны электронного микроскопа РЭМ 101. Штатный вольфрамовый катод прямого накала (входящий в состав РЭМ 101) не удовлетворяет требованиям технического задания (ТЗ) на стенд. В связи с этим, возникла необходимость разработки электронной пушки, удовлетворяющей требованиям ТЗ на основе современных композитных катодов. На рис. 5.11 приведена схема ЭОС стенда.

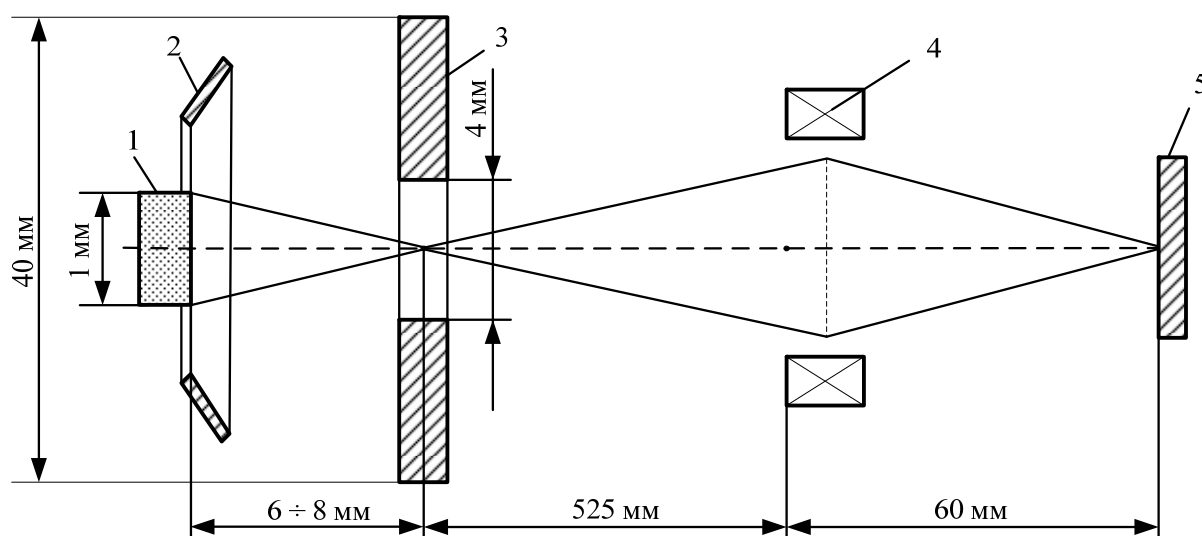


Рис. 5.11. Схема ЭОС стенда: 1 – катод, 2 – фокусирующий электрод, 3 – анод, 4 – электромагнитная линза объектива, 5 – мишень



Исходные геометрические размеры ЭОС экспериментальной установки:

- размер ускоряющего промежутка (расстояние катод – анод) –  $6 \div 8$  мм (юстировочный размер);
- размер дрейфового промежутка (расстояние анод – линза объектива) – 525 мм;
- размер рабочего промежутка (расстояние линза объектива – мишень) – 60 мм;
- диаметр анода – 40 мм;
- диаметр пролетного отверстия анода – 4 мм;
- диаметр входной апертуры электромагнитной линзы объектива – 10 мм.

Исходные требования к конструкции ЭОС стенда:

- использование базовой конструкции ускоряющей колонны и элементов коррекции пучка электронного микроскопа РЭМ 101;
- максимальная адаптация возможности использования источников питания РЭМ 101 к разрабатываемому источнику электронов.

Основные требования к параметрам создаваемой электронной пушки:

- конструкция пушки – трехэлектродная (катод, фокусирующий электрод, анод);
- диапазон изменения ускоряющего напряжения –  $10 \div 30$  кВ;
- ток пучка – 1 мА;
- кроссовер пучка должен находиться в дрейфовом промежутке (за ускоряющим анодом);
- ток пучка в кроссовере – 1 мА;
- диаметр пучка в кроссовере –  $0.2 \div 0.5$  мм  $\pm 20\%$ .

Для создания электронной пушки был выбран катодный узел косвенного накала, применяемый в ЛБВ [115] со следующими параметрами:

- состав: вольфрам (80%), рений (20%);
- пропитка – алюминат бария ( $Al_2O_3 \cdot BaO$ );
- внешнее покрытие – осмий;

- эмиссионная поверхность пушки – плоская;
- диаметр эмиссионной поверхности пушки – 1 мм;
- ток эмиссии –  $0 \div 20$  мА;
- температура катода –  $12000^{\circ}\text{C}$ ;

Конструкция катодного узла показана на рис. 5.12.

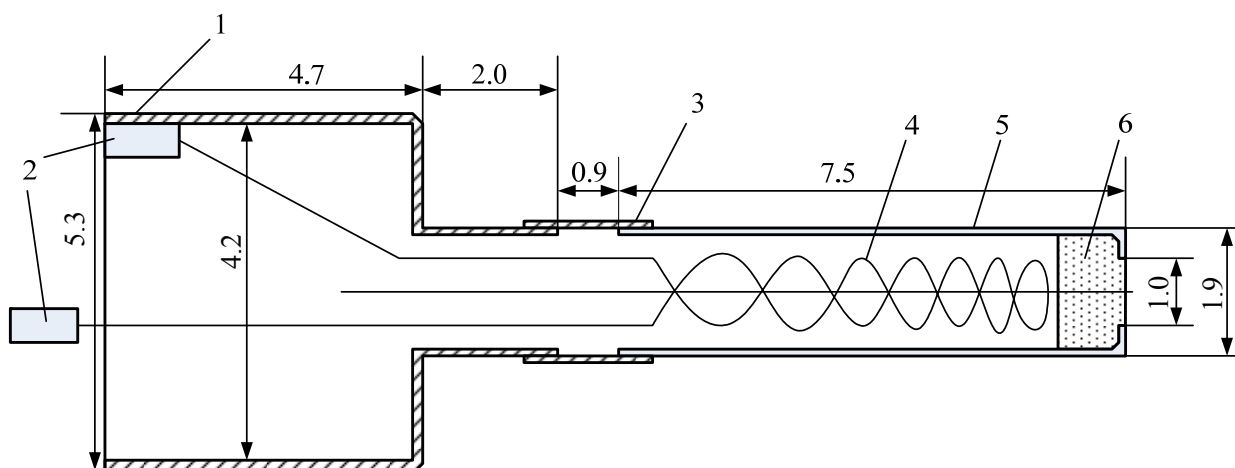


Рис. 5.12. Конструкция катодного узла: 1 – корпус держателя катодного узла, 2 – контакты нагревателя катода, 3 – термоизолирующие вставки, 4 – нагреватель катода, 5 – корпус катода, 6 – активная область катода (все размеры указаны в мм)

Численное моделирование параметров работы аксиально-симметричной пушки проводилось с помощью методики, изложенной в разделах 3 и 4 данной работы, а именно: численное моделирование электромагнитных полей на базе метода конечных интегралов с последующим расчетом отдельных траекторий частиц. Как и ранее, при моделировании были учтены специфические характеристики потоков заряженных частиц, тип источника, граничные условия и т.д.

Решение поставленной задачи разбито на два этапа:

- 1) построение и исследование исходной модели;
- 2) построение практической модели для заданной цели на основе результатов исследования исходной модели.

### 5.2.2. Анализ упрощенной модели конфигурации электродов

Прототипом для исследования данной конструкции электронной пушки была взята пушка Пирса. Изначально для определения геометрии фокусирующего электрода электронной пушки была рассмотрена диодная модель. При траекторном анализе электроны помещались в область электрического поля катода с начальной кинетической энергией 15 эВ. Начальное угловое отклонение вектора скорости по направлениям относительно оси ЭП составляло  $\pm 10^\circ$ .

Моделирование проводилось при ускоряющем напряжении 20 кэВ и токе пучка 1 мА. В результате была получена следующая геометрическая модель (рис. 5.13 а) и распределение поля (рис. 5.13 б) для заданных параметров. На основании расчетов геометрических размеров фокусирующего электрода ЭОС пушки была разработана исходная модель трехэлектродной аксиально-симметричной пушки для создания сфокусированного ЭП. На рис. 5.14 представлен поперечный срез конфигурации электродов исследуемой ЭОС в плоскости, совпадающей с осью пучка. В таблице 5.3 приведены основные геометрические размеры электродов, определяющих структуру формируемых электрических полей (рис. 5.15).

Радиус пролетного отверстия анода  $R_4$  при исследовании исходной модели был выбран заведомо меньшим, чем задано в ТЗ на стенд. Такое решение было принято с целью упрощения методики исследования зависимости коэффициента прохождения пучка от величин фокусирующего и ускоряющего напряжений, а также для упрощения оценки влияния объемного заряда на форму пучка при различных режимах работы пушки.

На рис. 5.16 показана траектория движения ЭП, формируемого исследуемой ЭОС. Поскольку структура формируемых электрических полей определяется величинами заданных на электродах напряжений, то одной из задач работы было определение оптимальных величин фокусирующего напряжения при ускоряющих напряжениях 10 кВ – 30 кВ и токе пучка 1 мА.

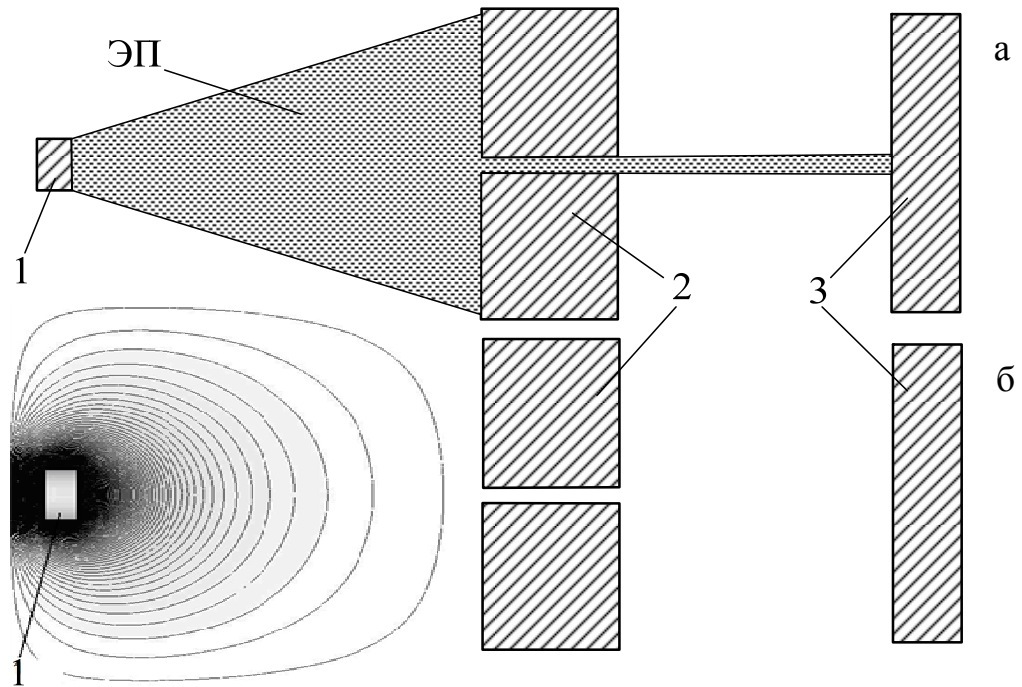


Рис. 5.13. Модель диодной электронной пушки Пирса при ускоряющем напряжении 20 кВ и токе пучка 1 мА (1 – катод, 2 – анод, 3 – мишень): а – огибающая ЭП; б – структура электрического поля

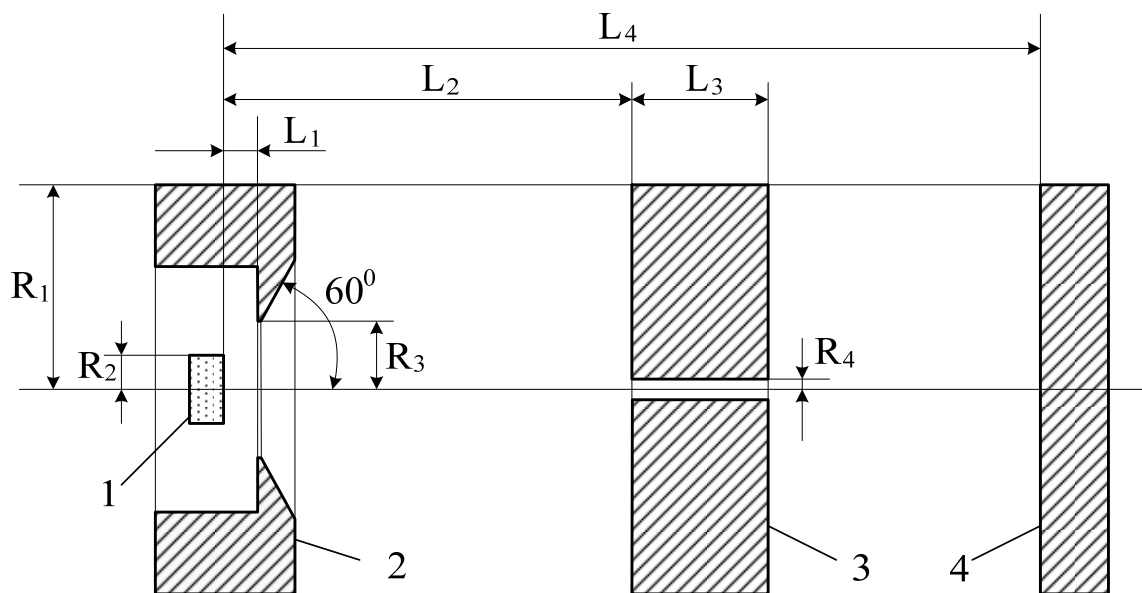


Рис. 5.14. Конструкция электродов исходной модели аксиально-симметричной электронной пушки. 1 – катод, 2 – фокусирующий электрод, 3 – анод, 4 – мишень

### Основные геометрические размеры электродов моделируемой ЭОС

Параметр	$R_1$	$R_2$	$R_3$	$R_4$	$L_1$	$L_2$	$L_3$	$L_4$
мм	1.5	0.5	1.0	0.15	0.5	6.0	2.0	12.0

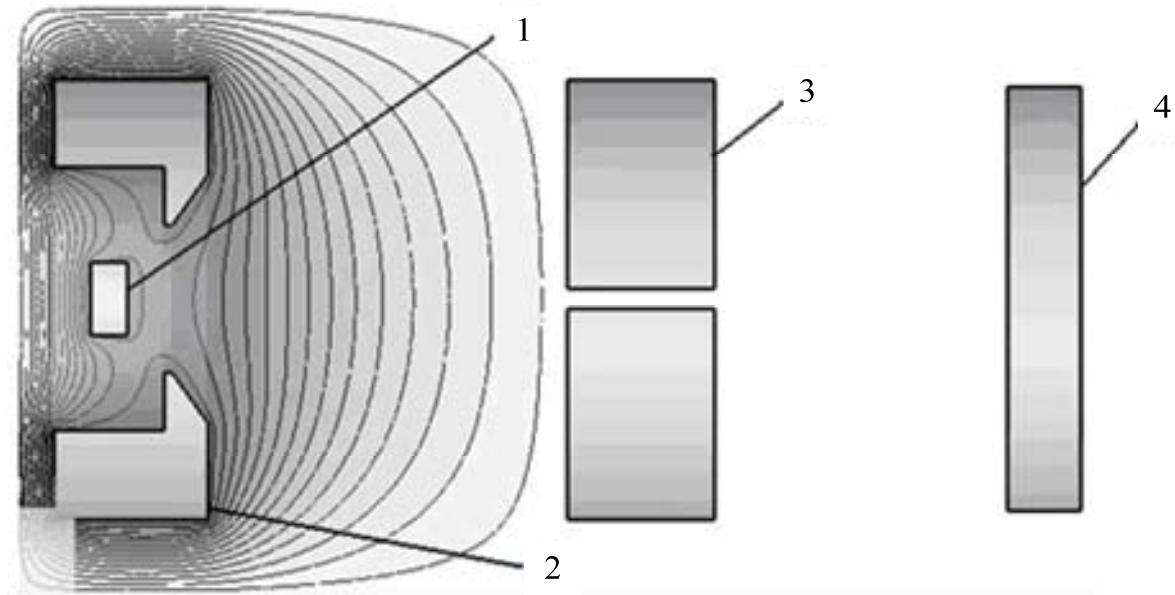


Рис. 5.15. Структура электрических полей, формируемых ЭОС при ускоряющем напряжении 20 кВ: 1 – катод, 2 – фокусирующий электрод, 3 – анод, 4 – мишень

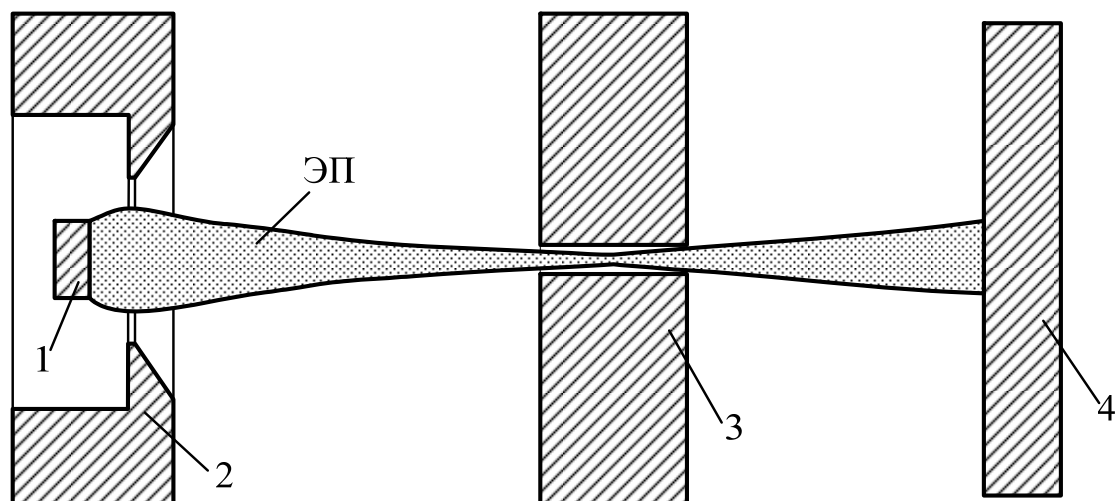


Рис. 5.16. Траектория движения электронного потока в ЭОС исходной модели пушки при ускоряющем напряжении 20кВ и токе пучка 1мА: 1 – катод, 2 – фокусирующий электрод, 3 – анод, 4 – мишень

При фиксированном ускоряющем напряжении выбиралось оптимальное значение напряжения для фокусирующего электрода. Критериями оптимальности были выбраны коэффициент прохождения ЭП через пролетное отверстие анода, а также минимальный диаметр ЭП в кроссовере. Коэффициент прохождения определяется следующим соотношением:

$$K = \frac{N_m}{N_k}, \quad (5.9)$$

где  $N_k$  – количество эмитированных катодом электронов,  $N_m$  – количество электронов, прошедших через пролетное отверстие анода.

На рис. 5.17 приведены результаты анализа влияния фокусирующего потенциала и пространственного заряда пучка на коэффициент прохождения при различных режимах работы исследуемой ЭОС. На основании полученных данных были определены оптимальные значения  $U_f$  для различных ускоряющих потенциалов, представленные в таблице 5.4. Характерной особенностью данной зависимости является ее линейный вид, что продемонстрировано на рис. 5.18. Следует также отметить, что для заданной геометрии ЭОС при фиксированных ускоряющих напряжениях и токе пучка 1 мА влиянием пространственного заряда можно пренебречь.

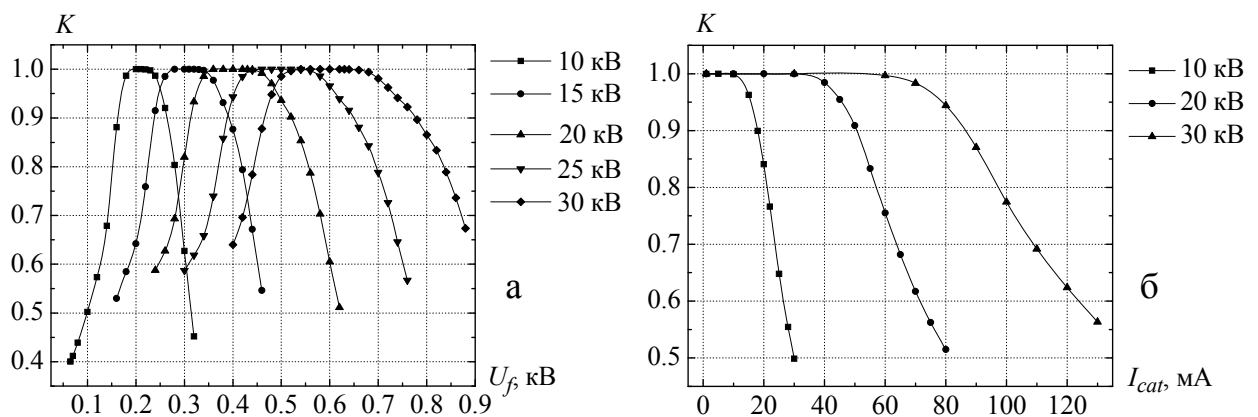


Рис. 5.17. Зависимость коэффициента прохождения от фокусирующего напряжения (а) и тока пучка (б) при различных ускоряющих напряжениях

### Оптимальные значений фокусирующих напряжений

Ускоряющее напряжение, кВ	10	15	20	25	30
Оптимальное фокусирующее напряжение, В	210	310	420	520	620

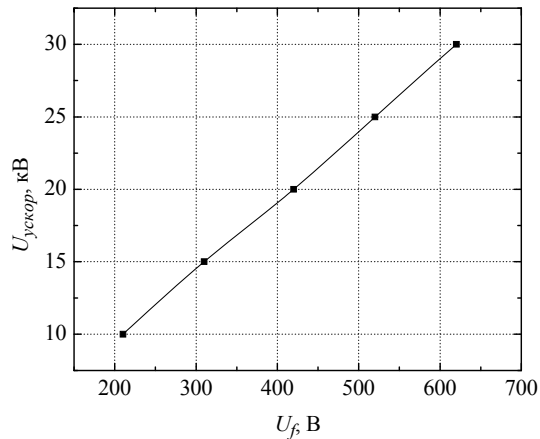


Рис. 5.18. Зависимость фокусирующего напряжения от потенциала ускоряющего электрода

Одной из важных характеристик пучка является распределение плотности тока в поперечном сечении, которое характеризует эффективность фокусировки пучка при оптимальных режимах работы ЭОС. В частности на рис. 5.19 приведены результаты численных исследований профиля ЭП в кроссовере в зависимости от ускоряющего напряжения при оптимальных значениях фокусирующего напряжения.

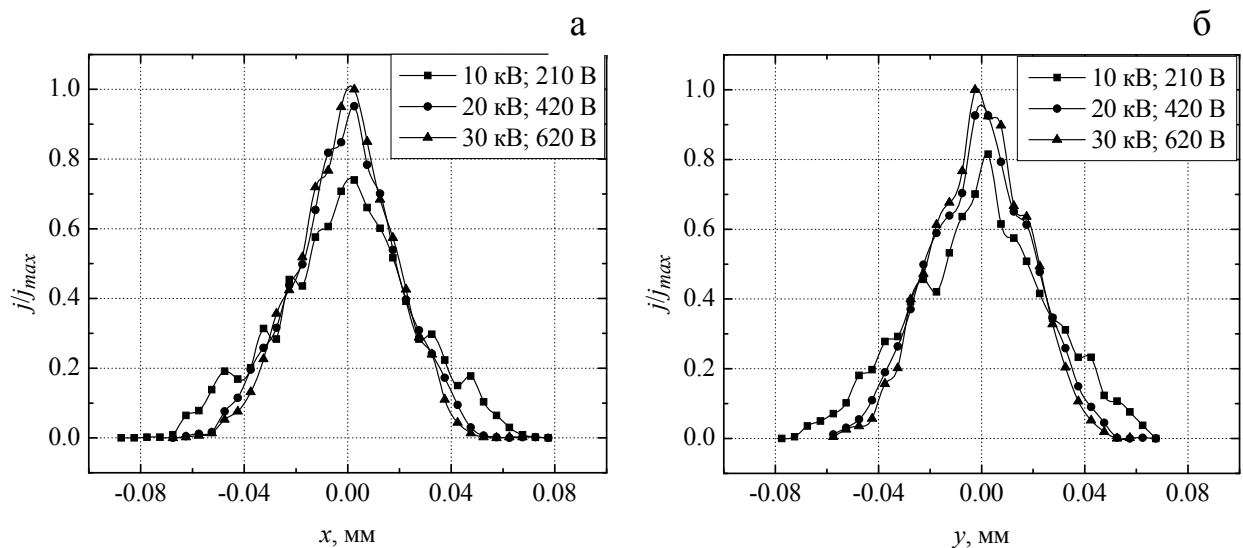


Рис. 5.19. Распределения плотности тока пучка по осям  $x$  (а) и  $y$  (б) для различных значений ускоряющего напряжения.

Из приведенных зависимостей следует, что при оптимальных режимах фокусировки ЭП по форме близок к нормальному распределению и на уровне  $0.5 j/j_{\max}$  имеет размер  $0.04 \div 0.06$  мм. Это качественно соответствует

полученным для аналогичных ЭОС экспериментальным результатам [70, 116] и результатам раздела 2.

Описанная выше исходная модель пушки может быть применена в различных электрофизических устройствах и является исходной при проектировке микрорентгеновских источников.

### 5.2.3. Моделирование параметров ЭОС для практической схемы микрорентгеновского источника

Проведенные в подразделе 5.2 исследования параметров формируемого ЭП в исходной модели показали, что при оптимальной конфигурации электродов ЭОС и заданных на электродах фокусирующих и ускоряющих напряжениях ( $U_{\text{фок}} = 210 \div 620$  В для интервала значений  $U_{\text{ускор}} = 10 \div 30$  кВ) возможна реализация геометрии ЭП с кроссовером порядка  $0.04 \div 0.06$  мм.

Однако для конструкции стенда на базе РЭМ 101 (в соответствии с требованиями ТЗ на стенд) такие режимы требуют дополнительных серьезных доработок в блоках питания системы. В связи с этим возникла необходимость создания практической модели, в которой катод и фокусирующий электрод находятся под одним потенциалом. При создании практической модели за основу были взяты результаты, полученные в подразделе 5.2.2 настоящей работы.

Исходя из конструктивных особенностей имеющейся базовой установки, была определена конфигурация ЭОС электронной пушки. На рис. 5.20 представлена геометрия электродов моделируемой ЭОС аксиально-симметричной пушки в плоскости, совпадающей с осью пучка. В качестве источника электронов (катода) выбран катодный узел, описанный в подразделе 5.1 (рис. 5.2). Фокусирующий электрод имеет форму конуса, диаметр пролетного отверстия составляет 3 мм. Зазор между катодом и фокусирующим электродом составляет 0.55 мм. Зазор необходим для уменьшения теплопередачи от корпуса катода к несущей конструкции. Угол наклона плоскости поверхности фокусирующего электрода к оси пучка



составляет  $\approx 60^\circ(58.4^\circ)$ . Как отмечалось ранее, этот угол определяется методом геометрической оптики [17, 42]. Для данной задачи оптимальным является значение угла:

$$\alpha = \operatorname{arctg}\left(\frac{2.6\text{мм}}{1.6\text{мм}}\right) = 58.4^\circ \quad (5.10)$$

Передний край катода находится на одном уровне с началом среза фокусирующего электрода. Фокусирующий электрод размещается в фиксирующей гайке, внешний диаметр которой составляет 54 мм. Фиксирующая гайка является деталью штатного катодного узла РЭМ 101. Внешний диаметр ускоряющего электрода (анода) составляет 40 мм, диаметр пролетного отверстия – 4 мм, толщина – 2 мм. Анод находится на расстоянии  $6 \div 8$  мм от катода.

На рис. 5.21 показана структура электрического поля, формируемого выбранной конструкцией ЭОС, определяемая потенциалами электродов. Как уже было отмечено выше, согласно условию данной задачи, величины потенциалов на катоде и фокусирующем электроде равны. Моделирование проводилось для  $10^3$  электронов, вектор скорости которых направлен перпендикулярно поверхности катода с угловым отклонением  $\pm 10\%$ , и начальной кинетической энергией 15 эВ. Одним из этапов исследования моделируемого ЭП было построение и анализ его профиля в сечениях, перпендикулярных оси пучка в канале дрейфа при ускоряющих напряжениях от 10 кВ до 30 кВ. Конечным этапом было определение профиля пучка на расстоянии 525 мм от анода, так как в этом месте конструктивно находится магнитная линза (линза объектива) с диаметром входной апертуры 10 мм, предназначенной для фокусировки пучка на мишени.

Для примера на рис. 5.22 показана траектория ЭП в ЭОС практической модели, сформированная трехэлектродной пушкой при ускоряющем напряжении 20 кВ и токе пучка 1 мА.

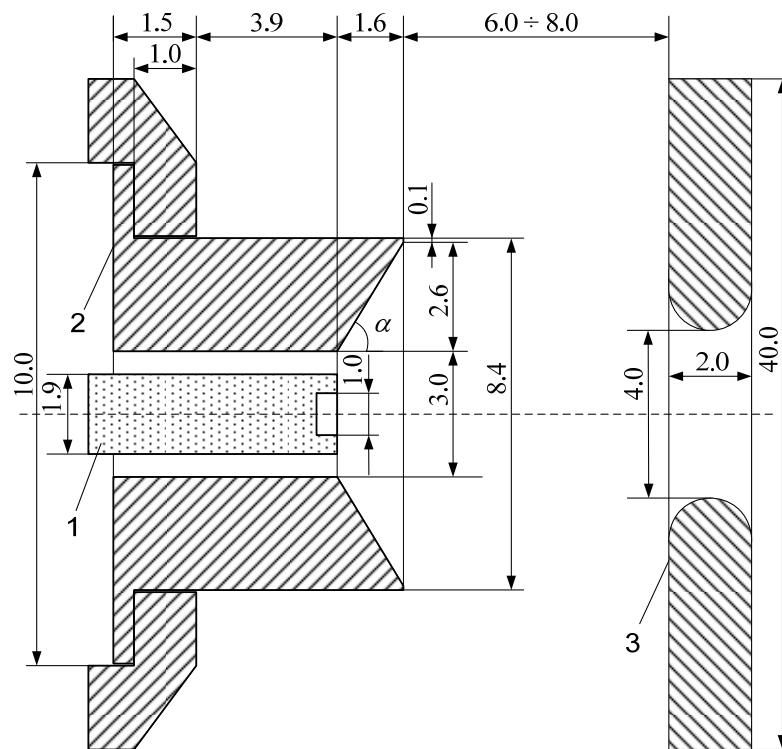


Рис. 5.20. Конструкция электродов практической модели аксиально-симметричной электронной пушки для стенда: 1 – катод, 2 – фокусирующий электрод, 3 – анод

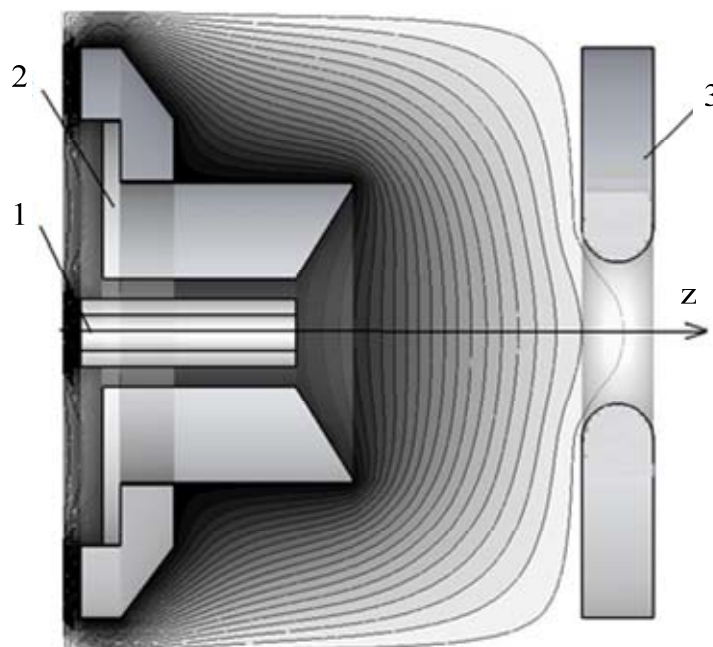


Рис. 5.21. Структура электрических полей в практической модели, формируемых при ускоряющем напряжении 20 кВ: 1 – катод, 2 – фокусирующий электрод, 3 – анод

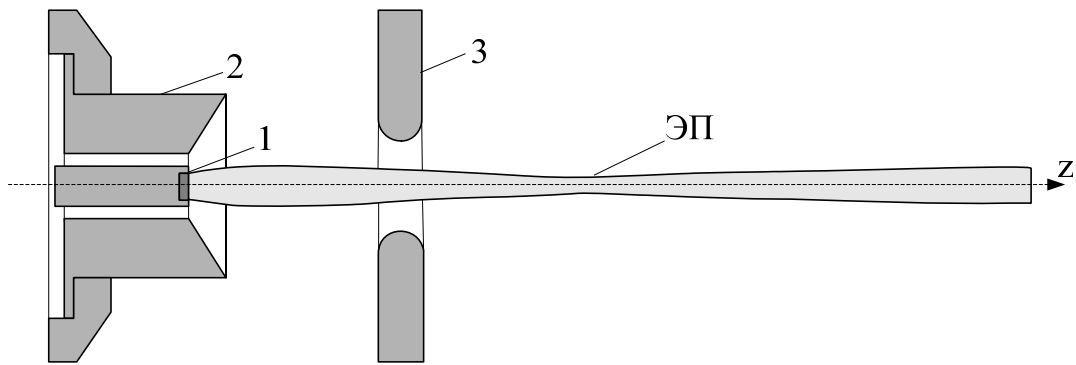


Рис. 5.22. Модель движения ЭП в ЭОС практической модели. 1 – катод, 2 – фокусирующий электрод, 3–анод

На рис. 5.23-5.24 показаны результаты исследования профиля ЭП при значении ускоряющего напряжения 20 кВ на различных расстояниях от катода (плоскость кроссовера и плоскость, отстоящая от катода на расстоянии 99 мм).

Аналогичные распределения плотности пучка получены для ускоряющих напряжений 10 кВ, 15 кВ, 25 кВ, 30 кВ. Анализируя рис. 5.23-5.24 следует отметить, что размер пучка увеличивается при удалении плоскости анализа от катода (рис. 5.25). Из анализа полученных результатов следует, что для заданного значения ускоряющего напряжения профиль распределения плотности тока пучка совпадает по форме с нормальным распределением. При этом на уровне  $0.5 j/j_{\max}$  ЭП в кроссовере имеет размер радиуса от  $0.2 \pm 0.015$  мм до  $0.25 \pm 0.017$  мм, что с допустимой погрешностью удовлетворяет требованиям ТЗ.

В связи с тем, что моделируемая электронная пушка предназначена для работы в ЭОС стенда, где дрейфовый промежуток составляет 525 мм, актуальной задачей является определение расходимости пучка. Для этого воспользуемся геометрическим методом построения подобных треугольников. Первоначально определим размеры ЭП на расстоянии  $L_{KP}$ , где размещается кроссовер ( $R_1$ ) и на расстоянии  $L_1 = 99$  см ( $R_2$ ) от катода. Далее согласно рис. 5.26 по законам геометрической оптики находим угол расхождения и радиус ЭП на входе апертуры линзы объектива.

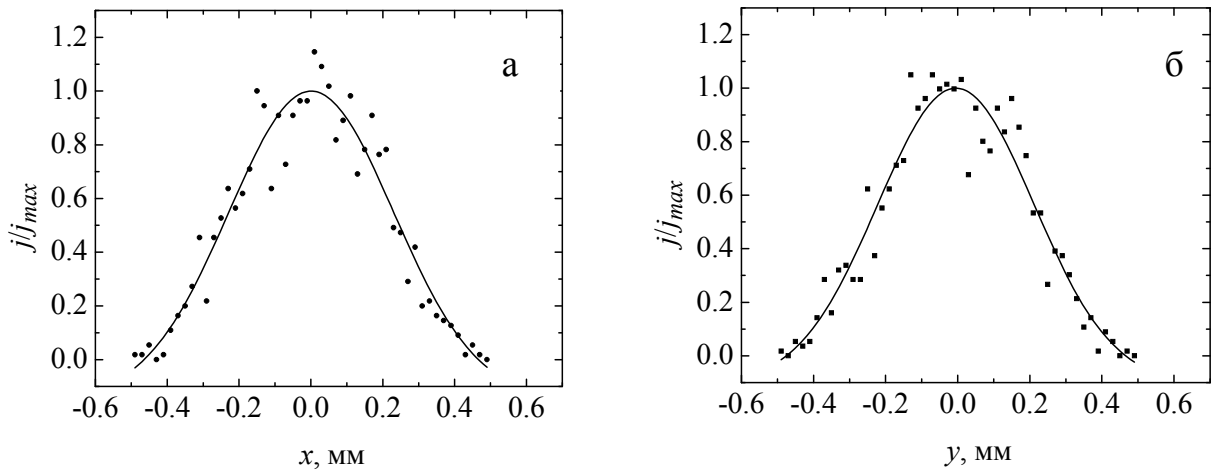


Рис. 5.23. Распределения плотности тока пучка по осям  $x$  (а) и  $y$  (б) для  $U_{\text{ускор}} = 20$  кВ на расстоянии 37 мм (место расположения кроссовера)

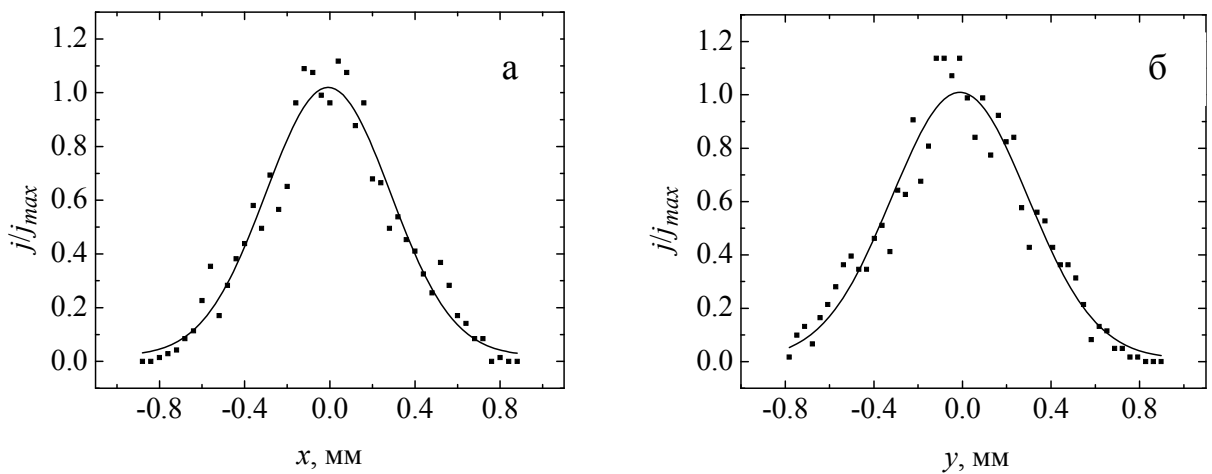


Рис. 5.24. Распределения плотности тока пучка по осям  $x$  (а) и  $y$  (б) для  $U_{\text{ускор}} = 20$  кВ на расстоянии 99 мм

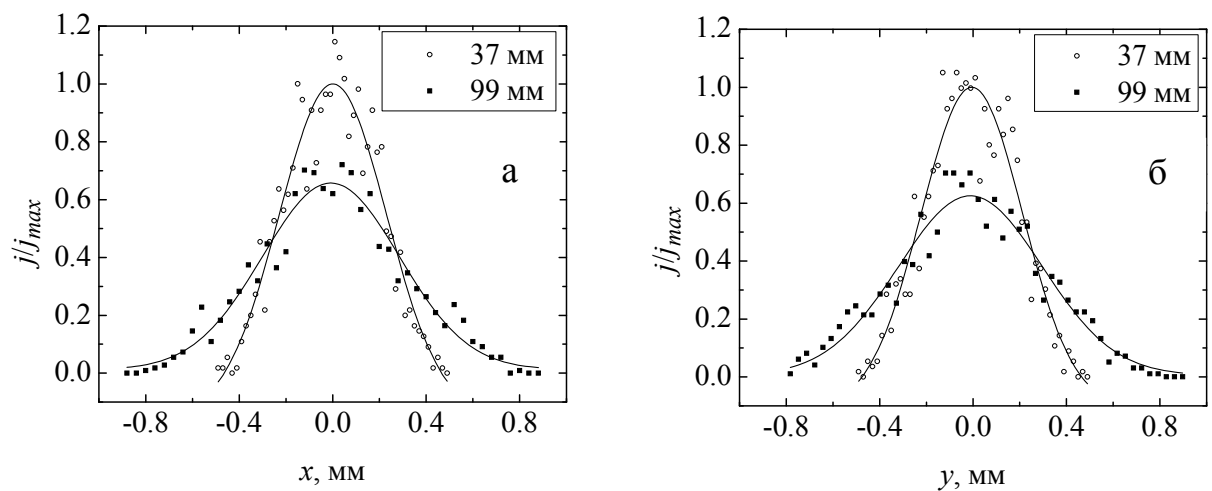


Рис. 5.25. Распределения плотности тока пучка по оси  $x$  (а) и  $y$  (б) для  $U_{\text{ускор}} = 20$  кВ

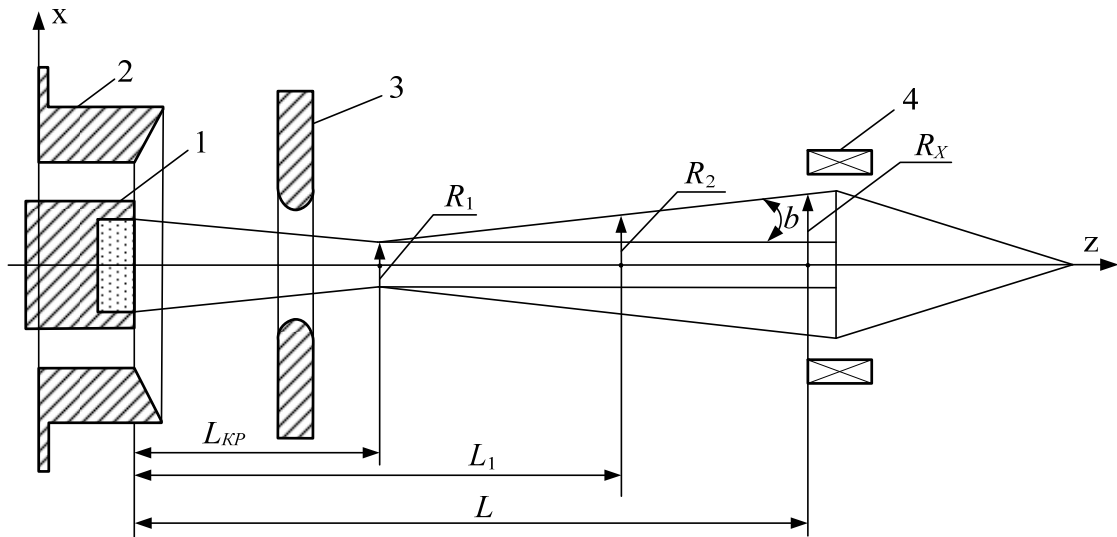


Рис. 5.26. Схема расчета расходимости пучка на входе апертуры линзы объектива: 1 – катод, 2 – фокусирующий электрод, 3 – анод, 4 – магнитная линза

На рис. 5.26 представлены следующие геометрические параметры:  $L_{KP}$  – расстояние, на котором размещается кроссовер от катода,  $L_1 = 99$  мм – базовое расстояние для расчета расходимости,  $L = 534$  мм – расстояние между катодом и входом линзы объектива, а также радиусы  $R_1$  – радиус ЭП в кроссовере,  $R_2$  – радиус ЭП на расстоянии  $L_1$ ,  $R_X$  – радиус ЭП на входе линзы объектива (на расстоянии  $L$ ).

Угол расхождения на входе линзы объектива рассчитывается по формуле:

$$b = \arctg\left(\frac{R_2 - R_1}{L_1 - L_{KP}}\right), \quad (5.11)$$

Радиус ЭП на входе линзы объектива определяется из следующих соотношений:

$$dR_X = (L - L_{KP}) \cdot \tg(b), \quad (5.12)$$

$$R_X = dR_X + R_1, \quad (5.13)$$

Пользуясь полученными распределениями плотности тока пучка в поперечном сечении для различных ускоряющих напряжений (рис. 5.23, 5.24) и выражениями (5.12) – (5.13), можно определить поперечные размеры ЭП на входе магнитной линзы. В частности, рассчитанные значения радиуса пучка  $R_x$  и  $R_y$  представлены в таблицах 5.5, 5.6 соответственно.

Таблица 5.5

**Значения радиусов ЭП в плоскости  $xOz$  при различных ускоряющих напряжениях**

		$L_{KP}$	$L_I$	$L$	$R_I$	$R_2$	$tg(b)$	$b$	$R_x$	$\Delta R_x$
		мм	мм	мм	мм	мм		0(град.)	мм	мм
Ускоряющее напряжение, кВ	10	29	99	534	0.253	0.468	0.00308	0.176	1.808	0.1201
	15	33	99	534	0.230	0.345	0.00175	0.100	1.104	0.1098
	20	37	99	534	0.228	0.292	0.00103	0.059	0.742	0.0763
	25	41	99	534	0.217	0.257	0.00068	0.039	0.553	0.0708
	30	44	99	534	0.211	0.232	0.00038	0.022	0.401	0.061

Таблица 5.6

**Значения радиусов ЭП в плоскости  $yOz$  при различных ускоряющих напряжениях**

		$L_{KP}$	$L_I$	$L$	$R_I$	$R_2$	$tg(b)$	$b$	$R_y$	$\Delta R_y$
		мм	мм	мм	мм	мм		0(град.)	мм	мм
Ускоряющее напряжение, кВ	10	29	99	534	0.241	0.478	0.00340	0.195	1.957	0.1907
	15	33	99	534	0.219	0.367	0.00224	0.128	1.340	0.1257
	20	37	99	534	0.216	0.304	0.00142	0.081	0.923	0.1047
	25	41	99	534	0.205	0.273	0.00117	0.067	0.783	0.0781
	30	44	99	534	0.201	0.245	0.00081	0.047	0.598	0.0793

Согласно расчетным данным (таблицы 5.5 – 5.6) можно построить зависимость радиуса ЭП на входе магнитной линзы от ускоряющего напряжения (рис. 5.27).

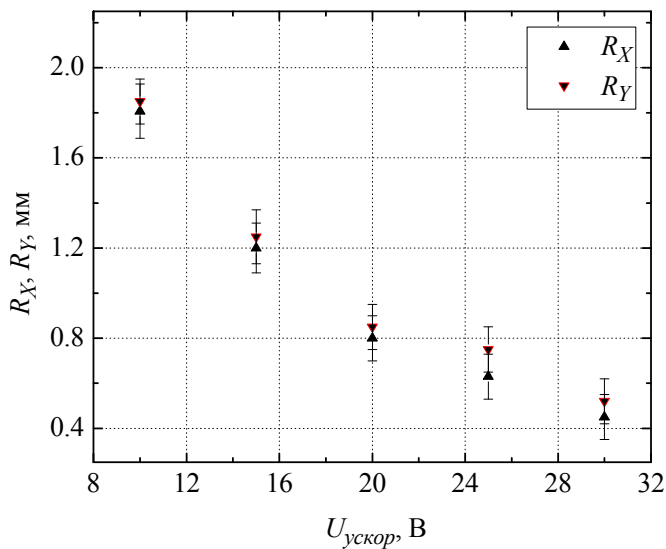


Рис. 5.27. Зависимость радиуса ЭП вдоль осей  $x$  и  $y$  соответственно на входе магнитной линзы от ускоряющего напряжения  $R_X = f(U_{\text{ускор}})$ ,  $R_Y = f(U_{\text{ускор}})$ .

Из рис. 5.28 видно, что диаметр ЭП на входе линзы объектива зависит от  $U_{\text{ускор}}$  обратнопропорционально, т.е. при увеличении ускоряющего напряжения размер ЭП в поперечном сечении уменьшается. Также на основании близости значений  $R_X$ ,  $R_Y$  можно считать ЭП, формируемый ЭОС практической модели, аксиально-симметричным. Погрешность вычислений обусловлена сложностью обработки статистических данных и составляет порядка 10 – 15%. В таблицах 5.5 – 5.6 приведены погрешности вычислений радиусов  $\Delta R_X$  и  $\Delta R_Y$  соответственно.

Результаты моделирования, проведенные в данном разделе, позволяют сделать вывод, что предлагаемая модель удовлетворяет требованиям ТЗ на стенд. При этом обеспечивается оптимальное прохождение (полного) тока с катода до входа в электромагнитную фокусирующую линзу стенда. Максимальный размер пучка при этом на входе в линзу объектива составляет от  $0.802 \pm 0.122$  мм до  $3.914 \pm 0.381$  мм, а в кроссовере от  $0.2 \pm 0.015$  мм до  $0.25 \pm 0.017$  мм, что соответствует заданным исходным требованиям.

Таким образом, практическая реализация разработанной модели может быть использована для создания (микро) точечных источников рентгеновского излучения направленного действия с целью применения в медицинской практике, а также для решения других прикладных и исследовательских задач.

## Выводы к разделу 5

1. 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 приборах типа ГДИ.

2. На конкретной геометрии диодной ЭОС показана работоспособность предложенных алгоритмов численного счета полей и траекторий движения электронов. Рассчитано распределение потенциала и индукции магнитного поля на оси исследуемой ЭОС. В ходе траекторного анализа, с помощью 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.

3. Продемонстрирована корреляция результатов исследования динамики формирования ленточного ЭП вдоль периодической структуры путем аналитического расчета длины волны пульсаций и с использованием методики численного моделирования пучка. Полученное распределение плотности заряда ЭП на мишени показало появление S-образного искривления сечения пучка, связанное с поперечным смещением слоев частиц.

3. Используя критерий прохождения электронов через пролетное отверстие анода, определены оптимальные величины фокусирующих напряжений для ускоряющих напряжений в диапазоне  $10 \div 30$  кВ для аксиально-симметричной модели электронной пушки, используемой в ЭОС микрорентгеновской аппаратуры. Установлена зависимость фокусирующего напряжения от величины ускоряющего напряжения для данной конфигурации ЭОС.



4. Для оптимальных режимов работы аксиально-симметричной ЭОС определены размеры пучка в кроссовере, которые составляют  $0.04 \div 0.06$  мм при исходном диаметре эмитирующей поверхности катода 1 мм.

5. В ходе траекторного анализа практической модели ЭОС определена обратнопропорциональная зависимость расходимости пучка от ускоряющего напряжения. Размер ЭП на расстоянии 534 мм от катода (место расположение входа в электромагнитную фокусирующую линзу стенда) составляет от  $0.802 \pm 0.122$  мм до  $3.914 \pm 0.381$  мм, при этом размер пучка в кроссовере составляет от  $0.2 \pm 0.015$  мм до  $0.25 \pm 0.017$  мм.

## ВЫВОДЫ

1. Экспериментально на вакуумированных макетах трехэлектродных ЭОС определены оптимальные с точки зрения токопрохождения ЭП режимы работы, которые при напряжении фокусирующего электрода  $U_f = 0$  В принимают значения: напряжение первого анода  $U_{a1} = 80$  В, второго анода – 3 кВ.

2. Путем экспериментальных исследований и общего теоретического анализа показано, что при падении электронов на металлическую мишень преобладающим фактором в возникающих световых эффектах является переходное излучение. На основании данного вида излучения развита методика диагностики ЭП с точки зрения методов их регистрации и использовании в ЭВП.

3. На базе метода конечных интегралов развита методика моделирования электростатических полей аксиально-симметричных ЭОС относительно реальной геометрии и типичных режимов работы трехэлектродной электронной пушки. Определены оптимальные значения потенциалов электродов для получения низкоэнергетического интенсивного пучка с кроссовером, располагающимся за вторым анодом фокусирующей системы.

4. Разработана методика построения модуляционной характеристики исследуемой ЭОС и численно определена величина запирающего напряжения на фокусирующем электроде, что позволяет оптимизировать интервалы параметров при дальнейшем траекторном анализе движения электронов в исследуемых системах, тем самым сократив объемы численных расчетов. На основании этого определена степень влияния и оптимальные значения потенциала фокусирующего электрода аксиально-симметричной ЭОС на коэффициент токопрохождения ЭП в пролетном канале.

5. Путем серии численных модельных расчетов поперечного среднеквадратичного эмиттанса ЭП проведена корректировка интервала

значений потенциала первого анода для уменьшения эмиттанса в координатных направлениях  $x$  и  $y$ . Проведен расчет структуры электрического поля диодной ЭОС ГДИ, а также магнитного поля его аксиально-симметричной МФС. В ходе траекторного анализа с использованием метода сеточной ловушки показано, что основным элементом, формирующим ленточный ЭП на входе в область фокусировки, является анодная щель.

6. Анализ динамики формирования ленточного ЭП вдоль периодической структуры показал хорошую корреляцию аналитического расчета длины волны пульсаций с данными, полученными в результате применения методики численного моделирования пучка. Полученное распределение плотности заряда ЭП на мишени продемонстрировало появление S-образного искривления сечения пучка, связанного с поперечным смещением слоев частиц.

7. Определены оптимальные режимы работы для аксиально-симметричной модели электронной пушки для диапазона ускоряющих потенциалов  $10 \div 30$  кВ, используемой в ЭОС микрорентгеновской аппаратуры. Для данных режимов определены размеры пучка в кроссовере, которые составляют  $0.4 \div 0.06$  мм при исходном диаметре эмитирующей поверхности катода 1 мм.

8. В результате траекторного анализа практической модели микрорентгеновского источника ЭОС стенда определена обратнопропорциональная зависимость расходимости пучка от ускоряющего напряжения. Размер ЭП в месте расположения входа в электромагнитную фокусирующую линзу составил от  $0.802 \pm 0.122$  мм до  $3.914 \pm 0.381$  мм, при этом размер пучка в кроссовере составил от  $0.2 \pm 0.015$  мм до  $0.25 \pm 0.017$  мм.

**СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ**

1. Electron beam probe as a nondestructive single bunch diagnostic tool for circular colliders / P.V. Logatchov, P.A. Bak, A.A. Starostenko [et. al.] // XIXth Russian Particle Accelerator Conference (Dubna, Russia), Oct. 4–9, 2004 : proceedings. – Novosibirsk, 2004. – P. 355–356.

2. Logatchov P.V. Low energy electron beam as a nondestructive diagnostic tool for high power beams / P.V. Logatchov, D.A. Malyutin, A.A. Starostenko // XXth Russian Conference on Charge Particle Accelerators (Dubna, Russia), Sept. 10–14, 2006: proceedings. – Novosibirsk, 2006. – P. 40–42.

3. Погребняк А.Д. Применение микро- и нанозондов для анализа малоразмерных 3D материалов, наносистем и нанообъектов / А.Д. Погребняк, А.Г. Пономарев, А.П. Шпак, Ю.А. Куницкий // Успехи физический наук. – 2012. – Т. 182, № 3. – С. 287–321.

4. 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.

5. 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.

6. Установка с импульсным электронным пучком (GESA) для поверхностной обработки материалов / В.И. Энгелько, Г. Мюллер, А.Д. Андреев [и др.] // X-е Международное совещание по применению ускорителей заряженных частиц в промышленности и медицине, 1-4 окт. 2001 г. : сб. докл. – Санкт-Петербург, 2001. – С. 412–415.

7. Трубецков Д.И. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. Т.2 / Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов. – М. : Наука. Физматлит., 2004.
8. Шматько А.А. Электронно-волновые системы миллиметрового диапазона. Т.1 / Шматько А.А. – Харьков : ХНУ им. В.Н. Каразина, 2008. – 464 с.
9. Вакуумная СВЧ электроника : [сборник обзоров / ред. Петелин М.И.]. – Нижний Новгород : Институт прикладной физики РАН, 2002. – 160 с.
10. Лебедев И.В. Техника и приборы СВЧ. Том II. Электровакуумные приборы СВЧ / И.В. Лебедев. – М. : Высшая школа, 1972. – 376 с.
11. Электроника сверхвысоких частот : Основы теории и практикум : [учебное пособие / под ред. А.А. Шматько]. – Харьков : Факт, 2003. – 248 с.
12. Методы диагностики и расчета статических характеристик интенсивных нерелятивистских электронных пучков (Обзор) / Г.С. Воробьев, А.А. Дрозденко, К.А. Пушкарев [и др.] // Компрессорное и энергетическое машиностроение. – 2007. – № 3(9). – С. 79–91.
13. Методы экспериментального исследования структуры электронных пучков приборов О- и М-типов / Г.И. Александров, Б.М. Заморозков, А.Ю. Калинин [и др.] // Обзоры по электронной технике. Сер. 1. Электроника СВЧ. – 1973. – № 8 (108). – 206 с.
14. Воробьев Г.С. Методы формирования и анализа интенсивных пучков электронов в статических электромагнитных полях (обзор) / Г.С. Воробьев, И.В. Барсук, А.А. Дрозденко // Журнал нано- и электронной физики. – 2011. – № 3(3). – С. 63–77.
15. Formation and analysis of extended electron beams in vacuum microwave devices / G.S. Vorobyov, I.V. Barsuk, A.A. Drozdenko [et al.] // Telecommunications and Radio Engineering. – 2012. – Vol. 71, No 8. – P. 705–716.

16. Harman W.A. Design of PPM focused high efficiency space TWTs at millimeter wavelength / W.A. Harman, J.B. Kennedy, I. Tammaru // International Electron Devices Meeting. Technical Digest. – 1976. – Vol. 22. – P. 377–380.

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

18. Srinivasan-Rao T. Photoemission from Mg irradiated by short pulse ultraviolet and visible lasers / T. Srinivasan-Rao, J. Fischer, T. Tsang // Journal of Applied Physics. – 1995. – Vol. 77, No 3. – P. 1275(5).

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

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

21. Генераторы дифракционного излучения : [под ред. Шестопапов В.П.]. – Киев : Наук. думка, 1991. – 320 с.

22. А. с. 486600 SU 1762675 A1, Н 01 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.

23. Белоусов Е.В. Диодная электронная пушка со щелевым L-катодом / Е.В. Белоусов, В.В. Завертаный, А.В. Нестеренко // Радиофизика и электроника. – 2006. – Т. 11, № 2. – С. 275–280.

24. High current electron gun with a field-emission cathode and diamond grid / N.N. Dzbanovskii, P.V. Minakov, A.A. Pilevskii [et. al.] // Technical Physics. – 2005. – Vol. 50, Issue 10. – P. 1360–1362.

25. Electric field enhancement in field-emission cathodes based on carbon nanotubes / M.D. Bel'skii, G.S. Bocharov, A.V. Elets'kii [et. al.] // *Technical Physics*. – 2010. – Vol. 55, Issue 2. – P. 289–295.

26. Electron Beam Sources Based on Carbon Nanotube for THz Applications / Y.H. Kim, T.J. Kang, W.J. Kim [et. al.] // *Convergence of Terahertz Sciences in Biomedical Systems* / edited by G.-S. Park [et. al.]. – Dordrecht : Springer, 2012. – Part. 1. – P. 93–111.

27. Field electron emission from flat metal cathodes covered by thin polymer films / A.N. Ionov, E.O. Popov, V.M. Svetlichnyi [et. al.] // *Technical Physics Letters*. – 2004. – Vol. 30, Issue 7. – P. 566–568.

28. Efficient electron sources utilizing the effect of field emission / N.V. Egorov, L.I. Antonova, S.R. Antonov [et. al.] // *Technical Physics*. – 2009. – Vol. 54, Issue 6. – P. 916–918.

29. Pshenichnyuk S.A. Field emission energy distribution of electrons from tungsten tip emitters coated with diamond-like film prepared by ion-beam deposition / S.A. Pshenichnyuk, Yu.M. Yumaguzin // *Diamond and Related Materials*. – 2004. – Vol. 13. – P. 125–132.

30. Электрoвакуумные приборы диапазона миллиметровых волн / [Касаткин Л.В., Рукин В.П., Ерёмка В.Д. и др. ]. – Севастополь : Вебер, 2007. – 252 с.

31. Синицын Н.И. Новый класс мощных низковольтных многолучевых ЛБВ на цепочках связанных многоззорных резонаторов с поперечно-протяженным типом взаимодействия для бортовых радиолокационных и телекоммуникационных систем коротковолновой части миллиметрового диапазона волн / Н.И. Синицын, Ю.Ф. Захарченко, Ю.В. Гуляев // *Журнал Радиоэлектроники*. – 2009. – №10. – С.9–18.

32. Traditional and Novel Vacuum Electron Devices / A.N. Korolev, S.A. Zaitsev, I.I. Golenitskij [et. al.] // *IEEE Trans. Electron Devices*. – 2001. – Vol. 48, No 12. – P. 2929-2937.

33. Multibeam gun forming curvilinear electron beams of large compression / A.V. Galdetskiy, I.I. Golenitskij, N.G. Dukhina [et. al.] // Microwave and Telecommunication Technology : 17th International Crimean Conference “CriMiCo’2007”, Sept. 10–14, 2007. : proceedings. – Sevastopol, 2007. – P. 133–134.

34. Алямовский И.В. Ленточные электронные пучки в продольном однородном магнитном поле при произвольной степени экранировки катода / И.В. Алямовский // Радиотехника и электроника. – 1959. – Т. 4, № 5. – С. 841–845.

35. Сазонов Б.В. Многолучевые многорежимные «прозрачные» ЛБВ и усилительные цепочки на их основе / Б.В. Сазонов, А.С. Победоносцев // Электронная техника. Серия 1. СВЧ-техника. – 2003. – № 2. – С. 5–8.

36. Multibeam electron-optic system of miniature millimeter band TWT with focusing by the reversed magnetic field of permanent magnets / A.V. Galdetskiy, I.I. Golenitskij, N.G. Dukhina [et. al.] // Microwave and Telecommunication Technology : 18th International Crimean Conference “CriMiCo’2008”, Sept. 8–12, 2008. : proceedings. – Sevastopol, 2008. – P. 187–189.

37. Данович И.А. Многолучевые секционированные ЛБВ с большим усилением и фокусировкой периодическим магнитным полем / И.А. Данович, В.А. Перекупко // Техника и приборы СВЧ: Электровакуумные приборы. – 2009. – № 1. – С. 7–11.

38. Ракитин С.П. Развитие электровакуумной электроники СВЧ в НИИ «Орион» (Киев, Украина) / С.П. Ракитин // Прикладная радиоэлектроника. – 2004. – Т. 3, № 2. – С. 2–6.

39. Рошаль А.С. Моделирование заряженных пучков / А.С. Рошаль. – М. : Атомиздат, 1979. – 224 с.

40. Ильин В.П. Численные методы решения задач электрофизики / В.П. Ильин. – М. : Наука. Физматлит, 1985. – 336 с.



41. Мельник И.В. Численное моделирование распределения электрического поля и траекторий частиц в источниках электронов на основе высоковольтного тлеющего разряда / И.В. Мельник // Известия вузов. Радиоэлектроника. – 2005. – Т. 48, № 6. – С. 61–71.

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

43. Taflove A. Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time Domain Method / A. Taflove, S.C. Hagness. – Artech House : Boston, London, 2000. – 852 p.

44. Numerical field calculation for charged particle optics / E. Kasper // Advances in imaging and electron physics. Vol. 116 / edited by P.W. Hawkes. – Academic Press, 2001. – 451 p.

45. Teixeira F.L. Time-Domain Finite-Difference and Finite-Element Methods for Maxwell Equations in Complex Media / F.L. Teixeira // Transactions on Antennas and Propagation. – 2008. – Vol. 56, No 8. – P. 2150–2166.

46. Стренг Г. Теория метода конечных элементов / Г. Стренг, Д. Фикс. – М.: Мир, 1977. – 351 с.

47. Арушанян И.О. Численное решение интегральных уравнений методом квадратур: пособие для практикума на ЭВМ / Арушанян И.О. – М. : МГУ, 2002. – 71 с.

48. 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.

49. Weiland T. A discretization method for the solution of Maxwell's equations for six-component fields. / T. Weiland // Electronics and Communication (AEU). – 1977. – Vol. 31, No 3. – P. 116–120.

50. Clemens M. Discrete electromagnetism with the finite integration technique / M. Clemens, T. Weiland // Progress in Electromagnetics Research. – 2001. – Vol. 32. – P. 65–87.

51. Хайпер Э. Решение обыкновенных дифференциальных уравнений. Нежесткие задачи / Хайпер Э., Нерсетт С., Ваннер Г. – М. : Мир, 1990. – 512 с.
52. Everhart E. Implicit single methods for integrating orbits / E. Everhart // *Celestial mechanics*. – 1974. – Vol. 10. – P. 35–55.
53. Diagnostics of an  $H^-$  ion beam by light emission from the drift chamber / A.S. Artemov, G.F. Astrakharchik, Yu.K. Baigachev [et. al.] // *Technical Physics*. – 2000. – Vol. 45, Issue 1. – P. 116–120.
54. Пат. 2008737 С1 Российская Федерация, МКИ Н 01 J 9/42, G 01 T 1/29. 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. 28.02.94, Бюл. РФ «Изобретения» № 4. – С. 160.
55. Балаклицкий И.М. Фотометод исследования электронных пучков с высокой удельной мощностью / И.М. Балаклицкий, Е.В. Белоусов, В.Г. Корж // *Известия вузов. Радиоэлектроника*. – 1982. – Т. 25, № 5. – С. 38–42.
56. Фотометод диагностики аксиально-симметричных электронных пучков / Г.С. Воробьев, Д.А. Нагорный, К.А. Пушкарев [и др.] // *Известия вузов. Радиоэлектроника*. – 1998. – № 6. – С. 59–64.
57. Low-energy electron-beam diagnostics based on the optical transition radiation / A.N. Aleinik, O.V. Chefonov, V.N. Kalinin [et. al.] // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*. – 2003. – Vol. 201. – P. 34–43.
58. Диагностика электронных пучков низких энергий на основе оптического переходного излучения / А.Ф. Шарафутдинов, Г.А. Науменко, А.П. Потылицин [и др.] *Известия томского политехнического университета*. – 2004. – Т. 307, № 2. – С. 15–19.

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

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

61. Болотовский Б.М. Особенности поля переходного излучения / Б.М. Болотовский, А.В. Серов. // Успехи физических наук. – 2009. – Т. 179, № 5. – С. 517–524.

62. Vorob'ev G.S. A facility for measuring the static characteristics of high-intensity electron beams / G.S. Vorob'ev, A.A. Drozdenko, D.A. Nagorny // Instruments and Experimental Techniques. – 2009. – Vol. 52, No 1. – P. 104–107.

63. Using of transition radiation for analyzing of electron beam microstructure / A. Pogrebnyak, G. Vorobyov, A. Drozdenko [et. al.] // Radiation Interaction with Material and its Use in Technologies 2012 : 4th International Conference, May 14–17, 2012 : Program and materials. – Kaunas, 2012. – P. 302–303.

64. Барсук И.В. Экспериментальне дослідження мікроструктури інтенсивних електронних потоків / И.В. Барсук, А.А. Дрозденко // Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики «ЕВРИКА–2008», 19–21 трав. 2008 р. : тези доп. – Львів, 2008. – С. Е25.

65. Drozdenko A.A. On the analysis of the structure of intense electron beam on transition radiation / A.A. Drozdenko, G.S. Vorobiyov, I.V. Barsuk // Microwave and Telecommunication Technology : 20th International Crimean Conference “CriMiCo’2010”, Sept. 13–17, 2010. : proceedings. – Sevastopol, 2010. – P. 249–250.

66. Electron Beam Devices for Material Processing and Analysis / H. Bluhm, B. Han, A.G. Chmielewski [et. al.] // Vacuum Electronics. Components and Devices / edited by J.A. Eichmeier and M.K. Thumm. – Springer Berlin Heidelberg New York : 2008. – Ch. 4. – P. 155–230.

67. Гинзбург В.Л. Переходное излучение и переходное рассеяние / В.Л. Гинзбург // Природа. – 1975. – № 8. – С. 22–28.

68. Mahan A.H. Transition radiation for the diagnostics of low-energy electron beams / A.H. Mahan, A. Gallagher // Review of Scientific Instruments. – 1976. – Vol. 47, Issue 1. – P. 81–83.

69. Новое свойство поверхности металла, бомбардируемого потоком электронов / В.П. Гамарский, Г.Г. Гонтарев, А.А. Жучков [и др.] // Электронная промышленность. – 1978. – № 1. – С. 61–65.

70. Methods and tools of transient radiation registration for diagnostics of high-intensity electron beams / E.V. Belousov, G.S. Vorobyov, A.A. Drozdenko [et. al.] // The European Physical Journal Applied Physics. – 2011. – Vol. 55, Issue 1. – P. 11001(5).

71. Методика диагностики электронных пучков среднего уровня мощности по переходному излучению / Г.С. Воробьев, А.А. Дрозденко, Ю.В. Шульга [и др.] // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – 2010. – № 5-6(89). – С. 7–10.

72. Knat'ko M.V. Thermally stimulated desorption of ionized particles from the oxygen-activated Na/Au surface // M.V. Knat'ko, M.N. Lapushkin, V.I. Paleev // Technical Physics. – 2004. – Vol. 49, Issue 7. – P. 905–908.

73. Ageev V.N. Electron-stimulated cesium atom desorption from the Cs/CsAu/Au/W system / V.N. Ageev, Yu.A. Kuznetsov, N.D. Potekhina // Technical Physics. – 2010. – Vol. 52, Issue 9. – P. 1962–1971.

74. Новоселец В.И. О вакуумных пробоях в многолучевых мощных пролетных клистронах, работающих на высшем и основном типах колебаний

/ В.И. Новоселец // Электронная техника. Серия 1: СВЧ-техника. – 2008. – № 2 (495). С. 53–61.

75. Барсук И.В. К вопросу о механизмах свечения поверхности металла при бомбардировке его интенсивным потоком электронов / И.В. Барсук // Журнал нано- и электронной физики. – 2012. – Т. 4, № 2. С. 02029(4).

76. Алямовский М.В. Электронные пучки и электронные пушки / Алямовский М.В. – М. : Советское радио, 1966. – 452 с.

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

78. Vorobyov G.S., Drozdenko A.A., Ponomaryov A.G. Numerical analysis of static characteristics of axially symmetric electron beams in microwave devices // Radioelectronics and Communications Systems. – 2006. – Vol. 49, Issue 6. – P. 7–10.

79. Метод конечных интегралов в задачах электромагнитного моделирования / Г.С. Воробьев, И.В. Барсук, А.А. Дрозденко [и др.] // Фізика, електроніка, електротехніка «ФЕЕ-2011» : наук.-техн. конф., 18–22 квіт. 2011 р. : матеріали та програма. – Суми, 2011. – С. 72.

80. Weiland T. Time domain electromagnetic field computation with finite difference methods / T. Weiland // International Journal of Numerical Modelling. – 1996. – Vol. 9. – P. 295–319.

81. Weiland T. RF & Microwave Simulators - From Component to System Design / T. Weiland // 33rd European Microwave Conference “EUMW 2003”, Oct. 7–9, 2003. : proceedings. – München, 2003. – Vol. 2. – P. 591–596.

82. The Perfect Boundary Approximation technique facing the challenge of high precision field computation / B. Krietenstein, R. Schuhmann, P. Thoma [et. al.] // 19th International Linear Accelerator Conference “LINAC’98”, Aug. 23–28, 1998. : proceedings. – Chicago, 1998. – P. 860–862.

83. Hwang C.-T. Treating Late-Time Instability of Hybrid Finite-Element/Finite-Difference Time-Domain Method / C.-T. Hwang, R.-B. Wu. // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 1999. – Vol. 47, No. 2. – P. 227–232.

84. Hwang C.-T. Treating Late-Time Instability of Partially Tetrahedral-Gridded Finite Difference Time Domain Method / C.-T. Hwang, R.-B. Wu // IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium, Jun 21–26, 1998. : proceedings. – Atlanta, 1998. – Vol. 1. – P. 562–565.

85. Leuchtman P. Comparison of errors and stability in FDTD and FVTD / P. Leuchtman, C. Fumeaux, D. Baumann // Advances in Radio Science. – 2003. – Vol. 1. – P. 87–92.

86. Власов В.Ф. Электронные и ионные приборы / Власов В.Ф. – М. : Связьиздат, 1960. – 734 с.

87. Жигарев А.А. Электронная оптика и электронно-лучевые приборы / Жигарев А.А. – М. : Высш. школа, 1972. – 540 с.

88. Барсук И.В. Расчет модуляционной характеристики трехэлектродной аксиально-симметричной электронной пушки ЛБВ / И.В. Барсук, А.М. Бондаренко, Г.С. Воробьев // Фізика, електроніка, електротехніка «ФЕЕ-2013» : наук.-техн. конф., 22–27 квіт. 2013 р. : матеріали та програма. – Суми, 2013. – С. 86.

89. Барсук И.В. К вопросу моделирования режимов работы трехэлектродной электронной пушки ЛБВ / И.В. Барсук, Г.С. Воробьев, А.А. Дрозденко // Прикладная радиоэлектроника. – 2012. – Т. 11, № 1. – С. 72–76.

90. Application of Simulation Technologies to the Investigation of the Beam Generating Systems / I.V. Barsuk, A.V. Bondar, G.S. Vorobjov [et. al.] // Nanomaterials: Applications and Properties “NAP 2011” : 1st International Conference, Sept. 27–30, 2011 : proceedings. – Alushta, 2011. – P. 350–353.

91. Vorobyov G.S. Optimization of operating regimes of TWT three-electrode electron gun / G.S. Vorobyov, I.V. Barsuk, A.A. Drozdenko // Microwave and Telecommunication Technology : 21st International Crimean Conference “CriMiCo’2011”, Sept. 12–16, 2011. : proceedings. – Sevastopol, 2011. – P. 316–317.

92. Combining of the experiment and numerical simulation for electron beam optimization of the TWT system / I.V. Barsuk, A.A. Drozdenko, G.S. Vorobyov [et. al.] // Microwave and Telecommunication Technology : 22nd International Crimean Conference “CriMiCo’2012”, Sept. 10–14, 2012. : proceedings. – Sevastopol, 2012. – P. 211–212.

93. The diffraction of electromagnetic waves on the periodic heterogeneities and its use for realization of practical technical and electronic devices of millimeter and sub millimeter wavelength range / G. Vorobyov, L. Vietzorreck, I. Barsuk [et. al.] // Solutions and applications of scattering, propagation, radiation and emission of electromagnetic waves / edited by A. Kishk. – Rijeka : InTech, 2012. – Ch. 8. – P. 209–231.

94. 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. – 1992. – С. 87–100.

95. Физика и технология источников ионов : [под ред. Брауна Г.]. – М. : Мир, 1998. – 496 с.

96. Reiser M. Theory and Design of Charged Particle Beams / Reiser M. – Wiley-VCH : Germany, 2004. – 607 p.

97. Дрозденко Д.А. Численная оптимизация аксиально-симметричных электронных пучков для устройств микрорентгеновской томографии / Д.А. Дрозденко, И.В. Барсук // Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке : 16-й междунар. молод. форум, 17–19 апр. 2012 : материалы. – Х., 2012. – С. 240–241.

98. Дрозденко А.А. Моделирование электронно-оптических систем с использованием 3D Studio Max / А.А. Дрозденко, И.В. Барсук // Фізика, електроніка, електротехніка «ФЕЕ-2007» : наук.-техн. конф., 19–26 квіт. 2007 р. : матеріали та програма. – Суми, 2007. – С. 76–78.

99. Vorobiyov G.S. Focusing fields simulation in diode electron-optical system / G.S. Vorobiyov, A.A. Drozdenko, I.V. Barsouk // Microwave and Telecommunication Technology : 19th International Crimean Conference “CriMiCo’2009”, Sept. 14–18, 2009. : proceedings. – Sevastopol, 2009. – P. 149–150.

100. Барсук И.В. Моделирование диодных электронно-оптических систем для генераторов дифракционного излучения / И.В. Барсук, А.А. Дрозденко // Міжнародна наукова конференція молодих вчених та аспірантів «ІЕФ 2012», 24–27 трав. 2011 р. : прогр. і тези доп. – Ужгород, 2011. – С. 198.

101. Барсук И.В. Комплексное моделирование системы генератора дифракционного излучения / И.В. Барсук, А.А. Дрозденко // Современные проблемы радиотехники и телекоммуникаций «РТ-2011» : 7-я междунар. молод. научн.-техн. конф., 11–15 апр. 2011 : материалы. – Сев., 2011. – С. 324.

102. Optimization of a ribbon diode with magnetic insulation for increasing the current density in a high-current relativistic electron beam / V.T. Astrelin, A.V. Arzhannikov, A.V. Burdakov [et. al.] // Journal of Applied Mechanics and Technical Physics. – 2009. – Vol. 50, No 3. – P. 380–388.

103. Голант М.Б. Генераторы СВЧ малой мощности. Вопросы оптимизации параметров. / М.Б. Голант, Ю.Л. Бобровский. – М. : Советское радио, 1977. – 336 с.

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



105. Формирование электронного потока в ГДИ / А.И. Цвык, Е.В. Белоусов, А.В. Нестеренко [и др.] // Вісник СумДУ. Серія фізика, математика, механіка. – 2008. – №2. – С. 167–184.

106. Влияние профиля фокусирующего магнитостатического поля на возбуждение генератора дифракционного излучения / А.И. Цвык, Е.В. Белоусов, В.Н. Желтов [и др.] // Журнал нано- и электронной физики. – 2009. – №4. – С. 12–23.

107. Chursin V. Theory of Resonant Relativistic Oscillator with Non-uniform Focusing Field / V. Chursin, E. Odarenko, A. Shmat'ko // Int. J. Infrared and Millimeter Waves. – 1996. – Vol. 17, No. 7. – P. 1165–1180.

108. Одаренко Е.Н. Нелинейная многомерная теория релятивистского генератора дифракционного излучения / Е.Н. Одаренко, А.А. Шматько // Успехи современной радиоэлектроники. – 2007. – № 10. – С. 5–22.

109. Одаренко Е.Н. Нелинейная теория неавтономных многомерных электронно-волновых систем миллиметрового диапазона (усилители и умножители) / Е.Н. Одаренко, А.А. Шматько // Успехи современной радиоэлектроники. – 2007. – № 10. – С. 33–45.

110. The Smith-Pursell Effect Amplification of the Electromagnetic Waves in a Open Waveguide with a Matal-Dielectric Layer / G.S. Vorobjov, A.S. Krivets, A.A. Shmatko [at al.] // Telecommunications and Radio Engineering. – 2003. – No 59 (10–12). – P. 80–92.

111. 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.

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

113. Landis E.N. X-ray microtomography / E.N. Landis, D.T. Keane // Materials characterization. – 2010. – Vol. 61, No 12. – P. 1305–1316.

114. Williams E.T. Application of Particle-Induced X-Ray Emission to Research in Biology and Medicine / E.T. Williams // Biological Trace Element Research. – 1987. – Vol. 12. – P. 19–31.

115. Варламов В.А. Сборочные операции в электровакуумном производстве / В.А. Варламов, Е.И. Шехмейстер. – М. : Высшая школа, 1974. – 360 с.

116. Барсук И.В. Распознавание плотности электронного пучка / И.В. Барсук, А.А. Дрозденко, Д.А. Дрозденко // Современные проблемы радиотехники и телекоммуникаций «РТ-2010» : 6-я междунар. молод. научн.-техн. конф., 19–24 апр. 2010 : материалы. – Сев. 2010. – С. 353.