

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
СУМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

Пономарева Анна Александровна

УДК 537.534.3

**КВАДРУПОЛЬНЫЕ ЗОНДОФОРМИРУЮЩИЕ СИСТЕМЫ СО
СВОБОДНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ ФОКУСИРУЮЩИХ ПОЛЕЙ**

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 СИСТЕМЫ ФОРМИРОВАНИЯ ПРЕЦИЗИОННЫХ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЛИТОГРАФИЧЕСКИХ ТЕХНОЛОГИЯХ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ.....	13
1.1. Принцип экспонирования резистивных материалов сфокусированными пучками заряженных частиц	13
1.2. Физические принципы фокусировки пучков в зондоформирующих системах	20
1.3. Основные типы квадрупольных зондоформирующих систем	25
1.4. Выводы к первому разделу.....	36
РАЗДЕЛ 2 РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ ПУЧКА ИОНОВ В ЗОНДОВЫХ СИСТЕМАХ МАГНИТНЫХ КВАДРУПОЛЬНЫХ ЛИНЗ СО СВОБОДНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ ФОКУСИРУЮЩИХ ПОЛЕЙ.....	37
2.1. Поле магнитных квадрупольных линз	37
2.1.1. Поле магнитной квадрупольной линзы с цилиндрической апертурой	41
2.1.2. Поле магнитной квадрупольной линзы с конической апертурой	44
2.2. Нелинейные траекторные уравнения движения ионов в системах магнитных квадрупольных линз и методы их решения.....	47
2.2.1. Траекторный метод.....	52
2.2.2. Матричный метод решения нелинейных уравнений движения ионов в системах магнитных квадрупольных линз	55
2.3. Метод оптимизации процесса формирования пучка ионов в зондовых системах магнитных квадрупольных линз со свободными параметрами фокусирующих полей.....	65

2.4. Выводы ко второму разделу.....	72
РАЗДЕЛ 3 ОПТИМИЗАЦИЯ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ ПУЧКА РАЗЛИЧНЫМИ ТИПАМИ ЗОНДОВЫХ СИСТЕМ МАГНИТНЫХ КВАДРУПОЛЬНЫХ ЛИНЗ	73
3.1. Зондоформирующие системы магнитных квадрупольных линз с цилиндрической апертурой и с дополнительными источниками питания	73
3.1.1. Триплет магнитных квадрупольных линз	76
3.1.2. Квадруплет магнитных квадрупольных линз	80
3.1.3. Пентуплет магнитных квадрупольных линз	92
3.2. Зондоформирующие системы магнитных квадрупольных линз с конической апертурой	99
3.3. Выводы к третьему разделу.....	105
РАЗДЕЛ 4 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ ПУЧКА ПРОТОНОВ В КВАДРУПЛЕТЕ МАГНИТНЫХ КВАДРУПОЛЬНЫХ ЛИНЗ С ИНДИВИДУАЛЬНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ПИТАНИЯ	106
4.1. Экспериментальная установка ядерного микрозонда	106
4.2. Оптимизация параметров квадруплета магнитных квадрупольных линз с индивидуальными источниками питания для экспериментальной установки ядерного микрозонда	112
4.3. Особенности юстировки квадруплета магнитных квадрупольных линз с индивидуальными источниками питания	118
4.4. Определение параметров сформированного пучка и сравнительный анализ теоретических и экспериментальных данных	124
4.5. Выводы к четвертому разделу	129
ВЫВОДЫ	130
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	133

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ

- PBW – proton beam writing (экспонирование протонным пучком)
- PMMA – polymethyl methacrylate (полиметилметакрилат)
- SEE – secondary electronic emission (вторичная электронная эмиссия)
- ЗФС – зондоформирующая система
- КИИП – квадруплет с индивидуальными источниками питания
- МКЛ – магнитная квадрупольная линза
- РПК – распределенный «русский» квадруплет
- ЯСМЗ – ядерный сканирующий микрозонд

ВВЕДЕНИЕ

Повышение функциональных возможностей и быстродействия систем электронной техники может достигаться за счет увеличения плотности размещения и уменьшения размеров их деталей. Поэтому на данный момент элементная база, основанная на использовании разнообразных низкоразмерных структур, является наиболее перспективной для электронной техники новых поколений и микроэлектромеханических систем (MEMS). Такие компоненты не могут быть получены с помощью планарных технологий, в основу которых положен процесс литографии (фотолитографии), что связано с принципиальными ограничениями, вызванными рассеянием фотонов на поверхностных слоях материалов. Поэтому необходимо искать иные пути реализации такого типа поставленной задачи, создавая новые виды аппаратурных комплексов, которые могли бы обеспечить качественную, быструю и сравнительно дешевую технологию изготовления наноразмерных структур. В результате ранее проведенных исследований была установлена перспективность применения нового аппаратурного комплекса – ядерного сканирующего микронзонда (ЯСМЗ), как альтернативной замены фотолитографии [1].

Одним из важных вопросов, рассматриваемых при возможности применения ЯСМЗ в технологии нанофабрикации, является использование заряженных частиц, которые в зависимости от массы и энергии применяются в различных целях. Например, сфокусированные пучки тяжелых ионов, которые ранее использовались в основном во вторичной ионной масс-спектрометрии, в настоящее время находят применение в приборах Focusing Ion Beam (FIB) для создания низкоразмерных структур [2; 3]. Сфокусированные пучки электронов широко используются в пучковой электронной литографии (electron beam lithography, EBL) [4; 5]. Перечисленные выше технологии позволяют получать в основном двухмерные компоненты. Так же в случае применения FIB получение трехмерных компонент имеет значительные временные затраты.

Актуальность темы.

Среди физических принципов, которые могут быть положены в основу развития литографической технологии фабрикации трехмерных микро- и наноразмерных структур, в настоящее время рассматривается принцип экспонирования резистивных материалов сфокусированными пучками протонов мегаэлектронвольтных энергий. Пучковая протонная литография, в которой применяется ЯСМЗ, в зарубежной литературе имеет название proton beam writing (PBW) [6]. Особый интерес к развитию этой технологии можно объяснить наиболее оптимальными свойствами взаимодействия ускоренных протонов с веществом [7]. Во-первых, рассеяние протонов в данном случае незначительное по сравнению с электронами в процессе проникновения тех и других на одну и ту же глубину. Во-вторых, глубина их проникновения в материал может контролироваться с помощью изменения энергии протонов. Равномерная отдача энергии от протонов к электронам атомов облучаемого материала, незначительный эффект близости, вследствие низкой энергии вторичных электронов, позволяет создавать трехмерные малоразмерные структуры с высоким аспектным отношением и гладкими вертикальными стенками. Благодаря этим особенностям технология PBW обладает необходимыми условиями производительности и точности наностамповочной литографии, которая применима для массового производства низкоразмерных структур, расположенных на большой площади с высокой плотностью. С применением этой технологии возможно решение задач изготовления отражательных и ленточных, нанесенных на слой диэлектрика, дифракционных решеток с заданным периодом для терагерцового диапазона частот. В настоящее время отработаны технологические процессы для создания малоразмерных структур в микрооптике [8], микрофотонике [9], приборах MEMS [10], микроструйных системах для детектирования и изучения биологических клеток с высокой чувствительностью [11].

Прогресс в развитии технологии PBW связан с обеспечением высокой плотности тока сфокусированного пучка протонов и уменьшением его размеров

на поверхности экспонируемого материала. В связи с большой магнитной жесткостью протонного пучка для его фокусировки в ЯСМЗ используются зондоформирующие системы (ЗФС) на основе мультиплетов магнитных квадрупольных линз (МКЛ) [12–15]. Исследования, направленные на улучшение характеристик ЯСМЗ, были в основном связаны с оптимизацией процессов формирования пучка в квадрупольных зондовых системах за счет выбора геометрических параметров расположения МКЛ вдоль оси системы и увеличения числа линз в ЗФС [16–26]. При этом применяемое количество независимых источников питания МКЛ оставалось неизменным – равным двум, что отвечает минимальному их числу для обеспечения стигматической фокусировки. Для такого класса ЗФС уменьшение размеров сфокусированного пучка сопровождается значительным снижением плотности тока [27]. Повышение значения плотности тока позволяет ускорить процесс фабрикации малоразмерных структур, что напрямую связано с эффективностью технологии и ее стоимостью. Поэтому исследования новых ЗФС со свободными параметрами фокусирующих полей, которые определяются дополнительными источниками питания МКЛ и применением новых типов квадрупольных линз с изменяемым профилем продольного распределения магнитного поля, направленных на повышение плотности тока сфокусированного пучка, являются актуальными на данный момент.

Связь работы с научными программами, планами, темами.

Работа выполнена в научно-исследовательской лаборатории «Новые технологии в физике и технике СВЧ» кафедры нанoeлектроники Сумского государственного университета. Тематика работы соответствует научным программам Министерства образования и науки Украины по фундаментальным исследованиям. Основные результаты работы вошли в отчеты госбюджетных тем:

- «Физика формирования потоков заряженных частиц в приборах для диагностики материалов атомной энергетики» (2009–2011 гг.). Государственный регистрационный номер темы 0109U001378;
- «Электромагнитные явления в низкоразмерных планарных периодических металлодиэлектрических системах миллиметрового-инфракрасного диапазонов

волн» (2012–2014 гг.). Государственный регистрационный номер темы 0112U001379.

Цели и задачи исследования.

Целью исследований является определение влияния свободных параметров фокусирующих полей в виде дополнительных источников питания магнитных квадрупольных линз и углов конусности апертуры квадрупольных линз на плотность тока в зонде для систем формирования прецизионных пучков ионов МэВ-ных энергий.

Для достижения поставленных целей в работе решены следующие задачи:

- развита теория нелинейной динамики пучков ионов в зондоформирующих системах квадрупольных линз с конусной апертурой;
- развит метод оптимизации процесса формирования пучка ионов МэВ-ных энергий в квадрупольных зондоформирующих системах со свободными параметрами фокусирующих полей на основе критерия максимального приведенного аксептанса;
- определено влияние числа квадрупольных линз, геометрии их расположения и величины рабочего расстояния на плотность ионного тока в зонде для предложенных новых типов ЗФС;
- проведен сравнительный анализ величины плотности ионного тока в зонде для конвенциональных зондоформирующих систем и систем со свободными параметрами фокусирующих полей;
- проведены экспериментальные исследования процесса формирования прецизионного пучка протонов МэВ-ных энергий с помощью квадруплета магнитных квадрупольных линз с индивидуальными источниками питания и определена корреляция теоретических расчетов относительно экспериментальных результатов.

Объект исследования – физические процессы формирования пучков заряженных частиц в квадрупольных зондоформирующих системах.

Предметом исследования является плотность тока зонда в квадрупольных системах со свободными параметрами фокусирующих полей.

Методы исследования.

Для решения нелинейных траекторных уравнений движения заряженных частиц применен матричный метод – метод матрицантов [28]. Продольное распределение краевого магнитного поля в квадрупольных линзах представляется в виде модели с резкой отсечкой, что позволяет получить аналитическое решение уравнений движения заряженных частиц в матричном методе. При решении задачи оптимизации процесса формирования пучка ионов МэВ-ных энергий в квадрупольных зондоформирующих системах со свободными параметрами фокусирующих полей применен модифицированный численный метод градиентного спуска [29]. Для измерения тока пучка применяется цилиндр Фарадея и интегратор тока. Распределение плотности тока определяется на основании детектирования выхода вторичных электронов при сканировании протонным зондом калиброванных микрометрических медных сеток. Обработка профилей выхода вторичных электронов при определении параметров распределения плотности тока в зонде осуществляется с помощью метода математической подгонки Левенберга-Марквардта [30].

Научная новизна полученных результатов:

- предложены новые квадрупольные зондоформирующие системы со свободными параметрами, которые отличаются применением дополнительных источников питания линз и квадруполей с конусной апертурой;
- развита теория нелинейной динамики пучков ионов в зондоформирующих системах квадрупольных линз с конусной апертурой;
- впервые теоретически исследована зависимость плотности ионного тока в зонде от свободных параметров в виде дополнительных источников питания и углов конусности линз в системах из нескольких квадрупольных линз и показано существование максимума плотности тока, которая в несколько раз превышает аналогичную величину в конвенциональных системах;
- впервые экспериментально показано трехкратное увеличение плотности тока в зонде при формировании пучка протонов в системе из четырех магнитных квадруполей с индивидуальными источниками питания линз.

Практическая значимость полученных результатов.

1. Зондоформирующая система из четырех магнитных квадрупольных линз с индивидуальными источниками питания применена в установке протонной литографии в Институте прикладной физики Национальной Академии Наук Украины (ИПФ НАНУ), г. Сумы – «Разработка установки протонной литографии с субмикронной разрешающей способностью» (2010–2012 гг.). Государственный регистрационный номер темы 0110U004115.

2. Системы из трех и пяти магнитных квадрупольных линз с дополнительными источниками питания могут быть использованы в лабораториях, где разрабатывается технология протонной литографии: Центр ионно-пучковых приложений – CIBA (Сингапур); Институт ядерных исследований (Дебрецен, Венгрия); Институт технологий – Shibaura Institute of Technology (Токио, Япония). Применение зондоформирующих систем со свободными параметрами позволяет в несколько раз ускорить процесс фабрикации микро- и наноструктур, что пропорционально уменьшает энергозатраты и удешевляет конечное изделие.

3. Применение магнитных квадрупольных линз с конусной апертурой в системах формирования зонда открывает возможность к разработке квадрупольных на постоянных магнитах, так как изменение угла конусности приводит к изменению оптической силы линзы и обеспечивает возможность юстировки системы, что в конечном итоге дает возможность отказаться от источников тока питания линз и так же снижает энергетические затраты.

Личный вклад соискателя.

Результаты диссертационной работы были получены лично соискателем или при его непосредственном участии. Автор принимал участие в постановке задачи, выборе методов исследования, теоретических и экспериментальных исследованиях, обсуждении результатов, написании статей; решал задачи, поставленные руководителем, вносил свои коррективы и дополнения. Полученные результаты обсуждались и анализировались совместно с научным руководителем проф. Воробьевым Г. С. и частично со с.н.с. Пономаревым А. Г.

Результаты диссертационной работы, опубликованные в соавторстве или лично соискателем, представлены в следующих статьях [31–35] и тезисах докладов [36–41]. Работы [36; 40] посвящены обзору перспектив развития метода получения наноразмерных структур РВW, где автором проведен анализ литературных источников в данном направлении. В работах [31; 32; 37; 38] лично соискателем был проведен сравнительный анализ ЗФС ЯСМЗ ИПФ НАНУ с квадруплетом МКЛ, который имеет индивидуальные источники питания, и было показано, что предложенная оптимизация процесса зондоформирования в квадруплете МКЛ с индивидуальными источниками питания может существенно улучшить параметры такой ЗФС; проведено теоретические расчеты экспериментальной установки на основе квадруплета МКЛ с индивидуальными источниками питания линз и сделан анализ результатов. В статье [33] автором выполнено выкладки в матричном методе решения дифференциальных уравнений движения ионов в магнитной квадрупольной линзе с конусной апертурой и проведено сравнение ионно-оптических свойств эквивалентных квадрупольных линз с конической и цилиндрической апертурами, обработаны результаты и сделаны выводы. В работах [34; 39] соискателем сформулирована и решена оптимизационная задача формирования ионного пучка в зондовых системах, которая относится к задаче нелинейного программирования, с применением мультиплетов магнитных квадрупольных линз с дополнительными источниками питания в виде свободных параметров; установлена зависимость плотности тока в зонде от геометрических параметров и количества линз в ЗФС со свободными параметрами. В работах [35; 41], где представлены результаты экспериментального исследования формирования прецизионного пучка протонов в зондовой системе с индивидуальными источниками питания четырех МКЛ и установлена корреляция численных и экспериментальных результатов, автор принимал участие в эксперименте и обработке результатов.

Апробация результатов диссертации.

Основные результаты докладывались на следующих национальных и международных конференциях, семинарах и форумах: XVIII Международной

конференции по электростатическим ускорителям и пучковым технологиям (г. Обнинск, 2008 г.); II Международной научной конференции «Электронная компонентная база. Состояние и перспективы развития» (г. Кацивели, 2009 г.); Девятом всероссийском семинаре «Проблемы теоретической и прикладной электронной и ионной оптики» (г. Москва, 2009 г.); 6 Международной молодежной научно-технической конференции «Современные проблемы радиотехники и телекоммуникаций РТ-2010» (г. Севастополь, 2010 г.); III Международной научной конференции «Функциональная компонентная база микро-, опто- и наноэлектроники» (г. Кацивели, 2010 г.); The 12th and 13th international conferences on nuclear microprobe technology and application (Leipzig, 2010; Lisbon, 2012); Научно-технической конференции преподавателей, сотрудников, аспирантов и студентов факультета электроники и информационных технологий (г. Сумы, 2010 г., 2012 г., 2013 г.); Международной конференции молодых ученых и аспирантов «IEF-2011» (г. Ужгород, 2011 г.); IX Конференции по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям (г. Харьков, 2011 г.); XVI Международном молодежном форуме «Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке» (г. Харьков, 2012 г.); Международной конференции студентов и молодых ученых по теоретической и экспериментальной физике «ЭВРИКА-2012» (г. Львов, 2012 г.).

Публикации.

Результаты диссертационной работы отображены в 11 публикациях: 5 статьях в ведущих специализированных научных журналах [31–35], 3 из которых входят в научно-метрическую базу данных Scopus [31; 32; 35], и в 6 тезисах докладов на национальных и международных конференциях.

Структура диссертации.

Диссертационная работа состоит из введения, четырех разделов, выводов и списка использованных источников. Она содержит 146 страниц, из которых 113 страниц основного текста, 48 рисунков и 3 таблицы, в том числе 16 рисунков и 3 таблицы на отдельных 14 страницах, список использованных источников из 126 наименований на 14 страницах.

РАЗДЕЛ 1

СИСТЕМЫ ФОРМИРОВАНИЯ ПРЕЦИЗИОННЫХ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЛИТОГРАФИЧЕСКИХ ТЕХНОЛОГИЯХ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

Equation Section (Next)

В данном разделе рассмотрены процессы облучения резистивных материалов сфокусированными пучками заряженных частиц, указаны основные преимущества экспонирования пучками легких ионов по сравнению с электронами и тяжелыми ионами. Приведены параметры облучения основных и более перспективных резистивных материалов, применяемых в технологии РВW, анализ которых показывает, что повышение плотности тока сфокусированного пучка позволит ускорить процесс получения малоразмерных структур. Проанализированы существующие ЗФС, как составляющие ЯСМЗ, применяемого для целей фабрикации наноконструкций. В результате анализа литературы по теме диссертации определены основные направления исследований в настоящей диссертационной работе, которые связаны с поиском новых типов магнитных квадрупольных зондоформирующих систем со свободными параметрами с целью получения более высокой плотности тока в зонде. Основные результаты раздела опубликованы в работах [36; 40].

1.1. Принцип экспонирования резистивных материалов сфокусированными пучками заряженных частиц

В микроэлектронике литографией называется технология, которая применяется при изготовлении полупроводниковых приборов, интегральных микросхем, а также некоторых наноструктур посредством экспонирования чувствительных поверхностей. В зависимости от вида излучения, используемого для избирательного облучения резистивной пленки, различают фотолитографию, электронную, рентгеновскую и ионную литографии. В проекционной оптической литографии (фотолитографии) наименьшие размеры элементов, которые

возможно получить, определяются используемой длиной волны света [42]. Как известно эти ограничения связаны с дифракцией света. Процесс облучения осуществляется за счет освещения шаблона, в дальнейшем при помощи фокусирующей оптики происходит уменьшение изображения шаблона, которое проектируется на поверхность резиста. При уменьшении применяемой длины волны света ниже 157 нм использование оптических прозрачных фокусирующих элементов становится невозможным, так как более коротковолновое излучение сильно поглощается всеми веществами. Поэтому приходится прибегать к использованию зеркальной оптики, размещенной в вакууме. Многослойные зеркала – одно из самых эффективных средств для управления экстремальным ультрафиолетовым (EUV-extreme ultraviolet) излучением. В настоящее время в световой литографии осваивается диапазон экстремального ультрафиолета с длиной волны 13 нм, что позволяет разработать технологию с характерным размером элементов 22 нм. Одним из главных недостатков световой литографии остается невысокая величина аспектного отношения, под которым подразумевается отношение высоты к поверхностному размеру (ширине) получаемых наноструктур, что связано с сильным поглощением лучей EUV поверхностными слоями резистивных материалов. Рентгеновская литография принципиально отличается за счет использования излучения с длиной волны 0,4-5 нм, но фокусировка широкоапертурных рентгеновских лучей в настоящее время не имеет эффективного решения. Электронная литография (электронно-лучевая литография) – метод экспонирования с использованием сфокусированного электронного пучка, который сканирует поверхность резистивного материала, повторяя шаблон, заложенный в управляющий компьютер. В ионной пучковой литографии применяют сфокусированные пучки заряженных частиц низких и средних энергий, которые позволяют создавать наноконпоненты высокого качества. В основе такой технологии лежит особенность взаимодействия частиц с веществом, которые дают возможность локально модифицировать физические и химические свойства материала в наноразмерных масштабах. Как будет показано ниже, размеры сфокусированного пучка на поверхности резистивного материала

при этом определяют наименьший характерный размер создаваемых наноконструкций. Различные типы заряженных частиц, в зависимости от их энергии, по-разному взаимодействуют с веществом. Здесь стоит уделить особое внимание электронной и ионной литографии, так как они имеют преимущества перед проекционной оптической и рентгеновской литографией за счет возможности проникновения частиц пучка на достаточно большую глубину порядка 10 мкм и возможностью сканирования пучком по поверхности резистивного материала.

В случае взаимодействия сфокусированного пучка низкоэнергетичных электронов с веществом происходит их рассеяние на электронах атомов облучаемого материала. Поэтому электроны пучка отклоняются на большой угол, образуя классическую грушевидную форму области ионизации вокруг точки соприкосновения сфокусированного пучка с веществом. Такие особенности сфокусированного электронного пучка не позволяют создавать трехмерные структуры с высоким аспектным отношением. Но так же особенно важным моментом является то, что такой процесс сопровождается появлением вторичных электронов с достаточно высокой энергетической составляющей, сравнимой по величине с энергией первичного пучка, так называемый эффект близости. Поэтому вторичные электроны могут вносить дополнительную дозу при облучении, что приводит к трудностям, связанным с определением точной дозы облучения отдельных участков облучаемого резистивного материала.

При взаимодействии сфокусированных пучков низкоэнергетичных тяжелых ионов с веществом они рассеиваются на ядрах атомов облучаемого материала [43]. Таким образом, ионы пучка передают энергию атомам приповерхностного слоя материала, и, как результат, происходит их переупорядочивание, что приводит к химическим и структурным изменениям материала. Применение численного кода SRIM [44] показывает, что скорость распыления для ионов Ga с энергией 30 кэВ составляет от 1 до 10 атомов мишени на падающий ион в зависимости от типа материала. Вследствие этого такой метод обладает очень низкой производительностью при создании наноконструкций с высоким аспектным отношением.

Сфокусированные пучки легких ионов МэВ-ных энергией могут взаимодействовать как с электронами, так и с ядрами атомов облучаемого материала. Вероятность взаимодействия иона с электронами облучаемого материала на несколько порядков превышает вероятность рассеяния ионов на ядрах атомов на первой половине своего пути. В данном случае вероятность рассеяния частиц на ядрах атомов мишени описывается понятием сечения рассеяния, которое характеризует вероятность перехода системы двух взаимодействующих частиц в определённое конечное состояние. Так как массы иона и электрона сильно отличаются, то в силу кинематических характеристик процесса рассеяния ион-электронные взаимодействия не могут значительно изменить траекторию движения падающего иона, которая в большинстве случаев представляет собой прямую линию. Энергия, которую тратит ион при таких взаимодействиях, имеет распределение с наиболее вероятной величиной около 100 эВ. Поэтому для иона с энергией нескольких МэВ могут произойти тысячи таких взаимодействий с электронами, прежде чем ион полностью потеряет свою кинетическую энергию [45].

Равномерное распределение дозы по глубине определяется свойствами иона практически равномерной отдачей энергии по мере своего движения [46; 47]. С потерей энергии и уменьшением скорости движения иона вероятность взаимодействия с ядрами атомов материала повышается, что приводит к искривлению траектории иона в конце своего пути. Главным преимуществом пучков легких ионов с энергиями нескольких МэВ по сравнению с сфокусированными пучками электронов является практическое отсутствие эффекта близости [48; 49]. Энергия иона является одним из главных параметров, влияющих на их глубину проникновения для определенного материала [50]. Это является важным свойством, которое позволяет создавать многоуровневые трехмерные объекты в резистивных материалах. Применение численного кода SRIM показывает [51; 40], что пучок протонов с энергией 2 МэВ проникает на глубину 60,8 мкм в материале PMMA обладающим резистивными свойствами, при этом отклонение на глубине 1 мкм составляет лишь 3 нм и 30 нм на

глубине 5 мкм (рис.1.1). Такие свойства позволяют применять сфокусированные пучки протонов при создании трехмерных нанобъектов с высоким аспектным отношением и высоким качеством боковых стенок (шероховатость на уровне 3 нм) [52].

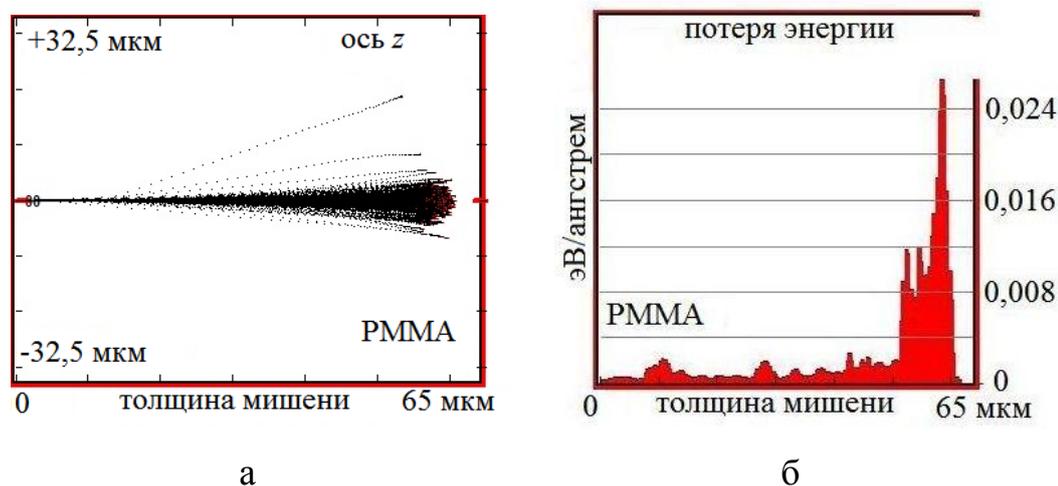


Рис. 1.1. Прохождение ионов H^+ с энергией 2 МэВ в слое PMMA: а – траектории ионов; б – потери энергии

Рассмотренные особенности физических процессов движения легких ионов в веществе стали основой применения сфокусированных протонных пучков с энергией несколько МэВ для экспонирования резистивных материалов с целью фабрикации микроразмерных структур. Возможность такого применения была продемонстрирована в конце прошлого столетия в ряде работ [53–55]. В этих работах также были отмечены физические принципы, которые позволяли рассматривать такое применение как перспективную технологию для создания наноконструкций. К этому времени были достаточно хорошо разработаны как теоретические, так и экспериментальные методы фокусировки микропучков протонов, получаемых на выходе из электростатических ускорителей [56; 57]. Такие аппаратные комплексы получили название ядерный сканирующий микронзонд. Основной мотивацией применения микронзонда в фабрикации малоразмерных структур был поиск альтернативных методов в рентгеновской литографии для получения структур с высоким аспектным отношением (~ 100).

Фабрикация микро- и наноразмерных структур с помощью сфокусированных пучков протонов с энергией нескольких МэВ в настоящее время имеет устоявшееся название proton beam writing (PBW) и относится к литографическим технологиям высокого разрешения [58; 59]. Как и большинство технологий, она имеет две составляющие, это аппаратурная часть, обеспечивающая фокусировку пучка протонов с минимальными размерами и максимальным током на поверхности экспонируемого образца, и определенные условия экспонирования, которые устанавливают величину вносимой дозы облучения для каждого конкретного материала, методики сканирования пучком и обработки экспонированной области [60].

Современные аппаратурные комплексы ЯСМЗ, применяющиеся в технологии PBW [61], основываются на прецизионных электростатических ускорителях, в которых создание высокого напряжения на высоковольтном терминале осуществляется с помощью каскадного умножителя напряжения Кокрофта-Уолтона [62]. За счет усовершенствования электростатических ускорителей значительно улучшены параметры пучка на выходе: энергетический разброс в пучке $\Delta E / E \approx 10^{-5}$, стабильность тока пучка $\Delta I_{отн.} \approx 1\%$, яркость пучка $b \approx 70$ пкА/мкм²мрад²МэВ.

В настоящее время в ряде исследовательских групп продолжается усовершенствование технологии PBW [63–65]. Достаточно хорошо отработаны режимы и определены условия облучения для различных резистивных материалов. В таб. 1.1 приведены дозы облучения и характерные размеры полученных малоразмерных компонент для различных типов резистивных материалов [66]. Из этой таблицы видно, что для ряда резистивных материалов (в основном это полупроводниковые материалы и диэлектрики) требуемая доза облучения достаточно велика. Это значительно уменьшает скорость

Таблица 1.1

Резистивные материалы, применяемые в технологии РВВ

Резистивный материал	Тип	Необходимая доза, нК/мм ²	Наименьший полученный характерный размер
PMMA	позитивный	80–150	20–30 нм
SU-8	негативный	30	60 нм
HSQ	негативный	30	22 нм
PMGI	позитивный	150	1,5 мкм
WL-7154	негативный	4	800 нм
TiO ₂	негативный	8000	5 мкм
Si	негативный	80 000	15 нм
DiaPlate	негативный	10	10 мкм
ADEPR	негативный	125–238	5 мкм
Forturan	позитивный	1	3 мкм
PADC (CR-39)	позитивный	600	5 мкм
ma-N 440	негативный	200	400 нм
GaAs	негативный	100 000	12 мкм

создания малоразмерных структур. Увеличение плотности тока в сфокусированном пучке позволит ускорить процесс фабрикации таких структур.

Перспективы развития технологии РВW связаны как с усовершенствованием ее аппаратной составляющей – аппаратных комплексов ЯСМЗ, так и поиском новых типов резистивных материалов, которые позволили бы уменьшить размеры структур сфабрикованных с помощью сфокусированных пучков протонов. Одним из главных направлений усовершенствования ЯСМЗ является повышение плотности тока и уменьшение размеров сфокусированного пучка протонов до уровня <10 нм, что связано с новыми исследованиями систем формирования прецизионных пучков протонов МэВ-ных энергий.

1.2. Физические принципы фокусировки пучков в зондоформирующих системах

Система, которая создает микропучок протонов, представляет собой сложную прецизионную установку. На рис. 1.2, заимствованном из [67], представлена общая схема расположения основных составляющих ЯСМЗ, где **1** – источник ионов, **2** – электростатический ускоритель, **3** – ускорительная трубка, **4** – анализирующий магнит, **5** – щелевое устройство, **6, 7** – объектный и угловой коллиматоры, **8** – система жесткой фокусировки, **9** – сканирующая система. Первоначально источник **1** создает пучок легких ионов – в случае РВW это H^+ , которые поступают в ускоритель **2** и в ускорительной трубке **3** приобретают энергию нескольких МэВ. Почти во всех электростатических ускорителях можно осуществлять регулировку энергии частиц без существенного влияния на остальные характеристики пучка. На выходе из ускорителя пучок, как правило, обладает неравномерным массовым и зарядовым составом частиц (H_2^+ , H_3^+). В этом случае применяется анализирующий магнит **4** и щелевое устройство **5**, которые позволяют выделить из пучка частицы одного сорта. Объектный коллиматор **6** в свою очередь выделяет часть пучка с минимально необходимыми размерами и максимальной величиной тока, а угловой коллиматор **7** отсекает

частицы, обладающие недопустимыми углами расходимости. Фокусирующие элементы **8**, расположенные вдоль ионопровода, формируют пучок в зонд на поверхности облучаемого материала. Поэтому объектный и угловой коллиматор вместе с фокусирующими элементами принято называть зондоформирующей системой. Сканирующая система **9** обеспечивает необходимое расположение зонда на поверхности облучаемого материала за счет отклонения пучка с помощью изменяющегося во времени поперечного электрического или магнитного поля.

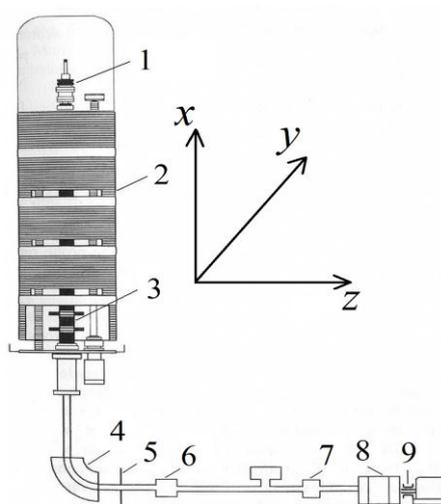


Рис. 1.2. Схема традиционного расположения основных частей ЯСМЗ

Движение заряженных частиц описывается в декартовой системе координат, в которой ось z связана с осью пучка в ЗФС, а оси x и y дополняют ось z до правой тройки и задают поперечные отклонения частиц пучка от оси (рис. 1.2). В силу того, что в традиционной схеме ЗФС частицы не приобретают продольную дополнительную энергию, поэтому вместо канонических фазовых координат (x, y, z, p_x, p_y, p_z) рассматриваются поперечные или траекторные фазовые координаты частиц в виде $(x, x' = v_x/v_z, y, y' = v_y/v_z)$, где v_x, v_y, v_z проекции вектора скорости на оси введенной декартовой системы координат [68]. В дальнейшем под фазовыми координатами пучка будем понимать координаты (x, y, x', y') . Таким образом пучок заряженных частиц в каждой поперечной

плоскости xOy с координатой z занимает некоторый фазовый объем, величина которого определяет эмиттанс пучка.

Главной составляющей ЯСМЗ, которая есть предметом исследования данной работы, является ЗФС. Одним из основных требований, предъявляемых к таким системам, является способность обеспечить достаточный ток пучка при минимальных размерах пятна на мишени. Величина тока особенно важна, так как она определяет время, за которое облучаемый материал получает необходимую дозу, а следовательно и скорость технологического процесса. В свою очередь размер зонда задает точность самого процесса. Противоречивость таких требований состоит в том, что увеличение тока пучка сопровождается ростом размеров зонда, поэтому она не может быть решена с применением пассивных ЗФС, которые представляют собой набор диафрагм (объектный и угловой коллиматоры). В этом случае формируется пучок с заданными размерами, путем ограничения частиц с разными углами расходимости, но плотность тока при этом составляет $0,04$ пкА/мкм². Поэтому рационально применять активные ЗФС, которые в дополнение двух коллиматоров имеют еще и линзовую систему фокусировки.

Наиболее распространенными являются активные ЗФС, в которых применяются ионно-оптические элементы с аксиальной симметрией электрического или магнитного поля, а также элементы с квадрупольной симметрией. Отличительная особенность аксиально-симметричных полей состоит в том, что фокусирующее действие здесь осуществляется тангенциальной составляющей поля, которая в области близкой к оси имеет очень малую величину. Поэтому такая фокусировка называется слабой. Оценку необходимой индукции в активных элементах с соленоидальным магнитным полем для сравнения геометрически одномасштабных процессов фокусировки электронов и протонов можно сделать на основании соотношения магнитной жесткости пучков:

$$K = \frac{B_p}{B_e} = \sqrt{\frac{M_p E_p}{M_e E_e}}, \quad (1.1)$$

где B_p , B_e – необходимая магнитная индукция для одномасштабной фокусировки протонов и электронов соответственно;

M_p , M_e – массы протонов и электронов, соответственно;

E_p , E_e – энергия протонов и электронов, соответственно.

Так для электронов с энергией $E_e = 20$ кэВ и протонов с энергией 2 МэВ в соотношении (1.1) $K \approx 428$, что говорит о невозможности применения соленоидальных магнитных полей для целей создания одномасштабных процессов фокусировки протонов в сравнении с электронами. Однако существуют примеры применения сверхпроводящих соленоидов для фокусировки протонов МэВ-ных энергий в ЯСМЗ [69; 70]. Здесь стоит отметить, что параметры этих ЯСМЗ в значительной степени ограничены недостаточной магнитной индукцией. К недостаткам такого типа активных элементов стоит отнести сложность конструкции, применение сверхпроводящих материалов, сильное рассеяние магнитного поля на выходе пучка, затрудняющее работу регистрирующей аппаратуры. Все это ограничивает применение и использование сверхпроводящих соленоидов в ЗФС.

Другими активными ионно-оптическими элементами для целей формирования пучка в ЯСМЗ являются квадрупольные линзы, которые в настоящее время широко применяются для фокусировки пучков заряженных частиц высоких энергий в ускорительной технике [71–73; 16]. Если сравнивать оптическую силу квадрупольных электростатических и магнитных линз, то первые будут иметь предпочтение при фокусировке тяжелых частиц низких энергий, так как их действие не зависит от отношения заряда к массе частиц, а определяется только их энергией, что видно из соотношений для безразмерного возбуждения k_M магнитного и k_E электростатического квадруполь в виде:

$$\kappa_M = L_{eff} \left(\frac{q}{\sqrt{2mE}} \frac{B_p}{r_a} \right)^{\frac{1}{2}},$$

$$\kappa_E = \frac{L_{eff}}{r_a} \left(\frac{V_p}{V} \right)^{\frac{1}{2}},$$
(1.2)

где L_{eff} – эффективная длина поля линзы, которая определяет пределы действия линзы на частицы в пучке;

q , m , E , V – заряд, масса, энергия частиц и разность потенциалов, пройденная частицами пучка соответственно;

B_p – магнитная индукция на полюсе магнитного квадруполья;

V_p – потенциал полюса электростатического квадруполья;

r_a – радиус апертуры линзы.

Исходя из соотношения (1.2) для легких ионов с энергией нескольких МэВ наиболее эффективным является применение магнитных квадрупольных линз. Конструктивно магнитная квадрупольная линза состоит из четырех полюсов, расположенных симметрично относительно продольной оси с чередованием полярности. Между полюсными наконечниками создается поле гиперболического типа (рис. 1.3). В плоскости xOz линза собирает заряженные частицы, а в плоскости yOz она их рассеивает, т. е. квадруполь астигматичен. Внутри линзы, достаточно далеко от ее краев, продольная составляющая напряженности поля близка к нулю и поле преимущественно поперечное. В этом состоит еще одно отличительное свойство квадрупольной линзы от осесимметричной, у которой основная составляющая напряженности поля продольная. Поэтому квадрупольная линза обладает гораздо большей оптической силой, что видно из соотношения (1.2), где безразмерное возбуждение, определяющее оптическую силу линзы, пропорционально зависит как от величины магнитной индукции на полюсах линзы, так и от ее длины эффективного поля. Оказывая на пучок

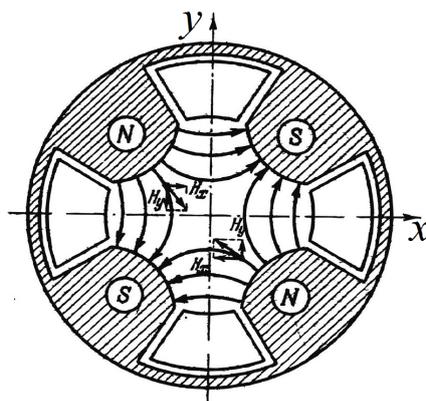
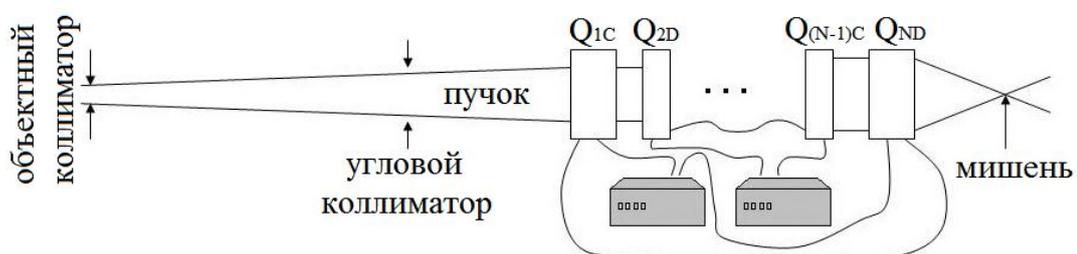


Рис. 1.3. Магнитная квадрупольная линза с гиперболическими полюсами

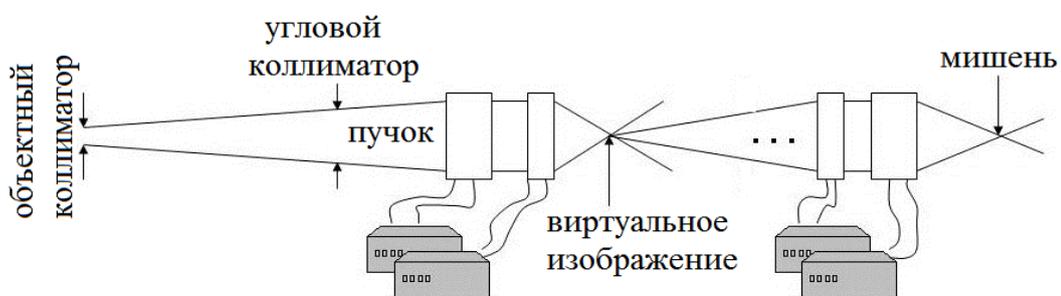
заряженных частиц собирающее действие в одном направлении, магнитный квадруполь рассеивает его в другом, перпендикулярном первому. Если необходимо сконцентрировать пучок заряженных частиц во всех направлениях, то в таких случаях применяют системы линз. При этом линзы располагаются последовательно так, чтобы их плоскости симметрии совпадали, а полярность полюсов обеспечивала чередование собирающих и рассеивающих плоскостей. Такие системы могут быть собирающими во всех направлениях и не только обеспечивать концентрацию пучка заряженных частиц, но и собирать в первом приближении вышедший из точки пучок снова в точку, что определяет стигматичность системы.

1.3. Основные типы квадрупольных зондоформирующих систем

Классификацию квадрупольных ЗФС можно провести на основании физических принципов формирования зонда на мишени, связанную с компоновкой магнитных квадрупольных линз. Различают два типа компоновки ЗФС, применяемых в ядерных микронзондах: одноступенчатая и многоступенчатая системы (рис. 1.4). Первый тип характеризуется наличием одной плоскости объекта (объектного коллиматора) и одной плоскости изображения (плоскости мишени). В то время как в многоступенчатых системах виртуальное изображение,



а



б

Рис. 1.4. Два типа компоновки ЗФС: а – одноступенчатая система; б – многоступенчатая система

получаемое от первой ступени, является объектом для второй и т.д. Количество плоскостей изображения (или объекта) определяют количество ступеней в ЗФС, при этом мишень располагается в последней плоскости изображения.

Одноступенчатые квадрупольные ЗФС (рис. 1.4 а), как правило, состоят из объектного и углового коллиматоров, которые задают начальное фазовое множество пучка, и ряда магнитных квадрупольных линз, расположенных вдоль оптической оси. Причем каждая из линз может быть запитана от одного из двух источников питания с возможностью инверсного направления тока в катушках полюсных наконечников. К недостаткам такой компоновки можно отнести отсутствие возможности варьировать коэффициенты уменьшения системы, что приводит, в случае необходимости изменения размеров пучка на мишени, к неэффективному уменьшению размеров коллиматоров и значительному уменьшению тока пучка.

Другая компоновка, в виде многоступенчатой квадрупольной ЗФС (рис. 1.4 б), представляет набор из нескольких одноступенчатых систем с двумя источниками питания на каждой из ступеней. В такой телескопической системе виртуальное пятно сфокусированного пучка является объектом, размеры которого уменьшаются последующей ступенью. При этом создается возможность менять коэффициенты уменьшения, при этом в каждой виртуальной плоскости изображения значительно увеличивается расходимость пучка, что влияет на размер пятна на мишени вследствие аберраций. Это говорит о несогласованности ионно-оптических характеристик каждой из ступеней. Поэтому возникает необходимость в промежуточном коллимировании пучка для удаления частиц с большими углами расходимости, а это в свою очередь уменьшает ток пучка. Такого вида двухступенчатые системы могут применяться в микронзондовых установках, где для поставленной задачи нет необходимости обеспечить высокий ток пучка, а важен заданный размер пятна на мишени.

Несмотря на то, что в зондоформирующих системах используется понятие гауссовой оптики, эти системы не относятся к изображающим системам. К ЗФС не предъявляется требование получить правильное изображение объекта.

Основной задачей таких ионно-оптических систем является концентрация наибольшего количества частиц в малой области на поверхности мишени. На основании теоремы Лиувилля, о невозможности изменения фазового объема, занимаемого пучком, с помощью консервативных систем, к которым относятся квадрупольные ЗФС, процесс формирования зонда в таких системах может быть описан следующим образом. Из первичного ускоренного пучка выделяется первоначальный фазовый объем, с помощью объектного и углового коллиматоров. В дальнейшем система квадрупольных линз деформирует этот фазовый объем, уменьшая его линейные размеры на мишени (x_t, y_t) за счет увеличения угловых размеров (x'_t, y'_t) , сохраняя общий фазовый объем пучка или его эмиттанс.

Процесс формирования зонда на мишени по сути представляет собой преобразование фазовых координат частиц в пучке из плоскости объектного коллиматора в плоскость изображения с учетом решения траекторных нелинейных дифференциальных уравнений. Приближенное решение этих уравнений, описывающих динамику пучка в электрических и магнитных полях квадрупольных линз, имеет вид:

$$\begin{aligned} x_t &\approx x_o / D_x + A_x x'_o + C_{px} x'_o \delta + \sum_{\substack{i,j \\ 2 \leq i+j \leq 3}} \langle x / x'^i y'^j \rangle x_o'' y_o''^j, \\ y_t &\approx y_o / D_y + A_y y'_o + C_{py} y'_o \delta + \sum_{\substack{i,j \\ 2 \leq i+j \leq 3}} \langle y / x'^i y'^j \rangle x_o'' y_o''^j, \end{aligned} \quad (1.3)$$

где x_o, y_o, x'_o, y'_o – фазовые координаты частиц пучка в плоскости объектного коллиматора;

x_t, y_t – координаты отклонения частиц, от оси в плоскости образца;

δ – разброс частиц по импульсу;

$D_{x(y)}$ – коэффициенты уменьшения ЗФС;

A_x, A_y – коэффициенты астигматизма;

$C_{px(y)}$ – хроматические aberrации;

$\langle x / x^i y'^j \rangle$, $\langle y / x^i y'^j \rangle$ – собственные и паразитные сферические aberrации.

Соотношение (1.3) показывает, что системы с большими коэффициентами уменьшений способны обеспечить малый размер зонда при достаточно больших размерах объектного коллиматора. Однако aberrации при этом имеют большие значения, что приводит к необходимости уменьшения углового коллиматора. Поэтому улучшение параметров сфокусированного пучка на мишени связано с поиском таких систем, в которых сжимающее действие на частицы пучка, что обеспечивается коэффициентами уменьшения, преобладало бы над рассеивающим действием присущим коэффициентам aberrаций в (1.3).

В силу своих физически свойств наиболее широко используются МКЛ в качестве активных элементов формирования пучка в ЯСМЗ. В настоящее время в ЗФС на базе мультиплетов МКЛ применяются системы из двух, трех, четырех, пяти и шести линз, каждая из которых подсоединена к одному из двух независимых источников питания. Применение только двух источников питания линз вызвано необходимостью создания стигматической фокусировки в обеих плоскостях xOz и yOz , что выражается в равенстве нулю коэффициентов астигматизма в (1.3). Это позволяет однозначно определить величину токов в катушках линз и произвести фокусировку пучка. Введение дополнительных источников питания приводит к неоднозначности процедуры стигматической фокусировки. Поэтому поиски новых типов ЗФС сводились к исследованиям систем с различным количеством МКЛ в системе и оптимальному их расположению вдоль оптической оси.

Простейшая одноступенчатая система, состоящая из двух квадрупольных линз, имеет название дублет. Он получил наибольшее распространение [74–77]. Дублет (рис. 1.5) – это две соосно расположенные квадрупольные линзы, полярность полюсов которых расположена таким образом, что собирающая плоскость одной из них совпадает с рассеивающей плоскостью другой. Обе линзы расположены как можно ближе к поверхности образца и запитываются от разных

источников. Анализ ионно-оптических свойств ЗФС на базе дублета МКЛ показывает, что оптическая сила второй линзы должна быть больше первой. Увеличение длины линзы, что с одной стороны позволит сохранить оптическую силу (1.2), приведет к большему отличию в значениях коэффициентов уменьшения D_x и D_y с другой стороны. Уменьшение рабочего расстояния g увеличит D_x , при чем D_y особо не изменится. Возможность увеличения как D_x так и D_y возможно лишь за счет увеличения длины системы l . К примеру, в работе [78] описана модернизация ЗФС на базе дублета МКЛ. На такой установке было получено разрешение $0,4 \times 0,4$ мкм², и ток пучка при этом составлял 10 пкА, коэффициенты уменьшения достигали $D_x = -35$ и $D_y = -9$, яркость пучка – $b = 10$ пкА/мкм²мрад²МэВ.

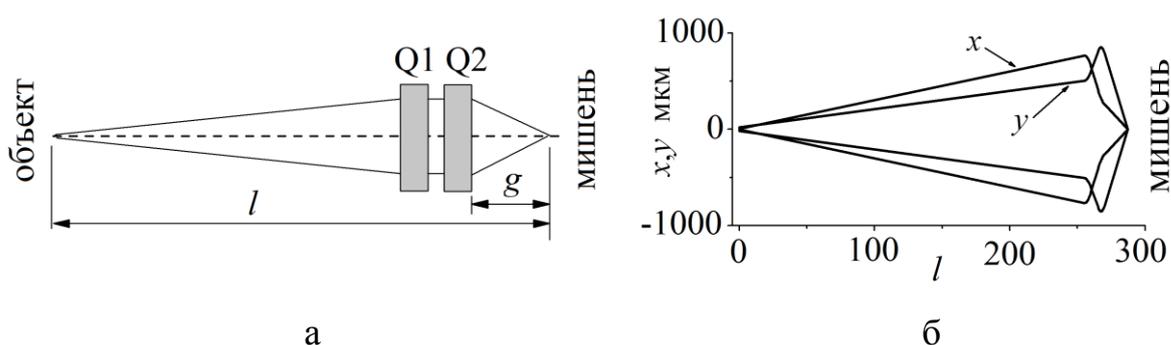


Рис. 1.5. ЗФС на базе дублета МКЛ: а – схема расположения линз в системе; б – огибающая пучка в xOz и yOz плоскостях. Q1, Q2 – магнитные квадрупольные линзы; l – длина ЗФС; g – рабочее расстояние

Триплет представляет собой более гибкую по своим оптическим свойствам систему, состоящую из трех квадрупольных линз (рис. 1.6). Высокое возбуждение полюсов каждой линзы позволяет с некоторыми преимуществами изменить ионно-оптические свойства такой ЗФС. Значения коэффициентов уменьшения имеют не большие отличия в x и y направлениях. Наблюдается промежуточный кроссовер пучка в плоскости xOz . Даже в случае уменьшения рабочего

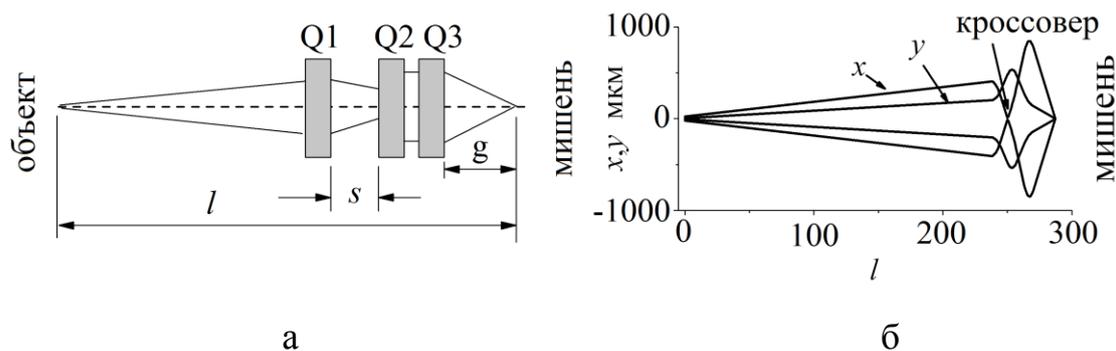


Рис. 1.6. ЗФС на базе триплета МКЛ: а – схема расположения линз в системе; б – огибающая пучка в xOz и yOz плоскостях. Q1, Q2, Q3 – магнитные квадрупольные линзы; l – длина ЗФС; g – рабочее расстояние; s – геометрический параметр расположения первой линзы

расстояния g или варьирования длины системы l есть возможность увеличить D_x и D_y без существенного изменения в их соотношении. Главным условием при использовании мультиплетов квадрупольных линз в качестве ЗФС является расположение последних двух линз на минимально возможном расстоянии. Поэтому в триплете возможно свободное размещение первой линзы вдоль оптического тракта, что задает еще один свободный геометрический параметр s в таких системах. Этому вопросу посвящен ряд исследований [79; 80], которые установили оптимальное расположение первой линзы, позволяющее увеличить D_x , D_y и аксептанс системы. На данный момент наилучшее разрешение ЯСМЗ достигнуто на базе триплета, имеющего название «Oxford» [81–83]. Наилучший размер зонда в такой системе составляет $0,29 \times 0,45 \text{ мкм}^2$ при токе пучка 50 пкА, коэффициенты уменьшения $D_x = 88$ и $D_y = -24$, яркость пучка $b = 74 \text{ пкА/мкм}^2 \text{ мрад}^2 \text{ МэВ}$. Однако недостатком использования триплета является невысокий аксептанс системы, и поэтому в режиме микроанализа, когда ток пучка требует больших значений, используют другие конфигурации ЗФС. В режиме малых токов пучка для задач РВW достигнут результат в 20 нм при токе около 1 фА [84], что также говорит о невысокой плотности тока в зонде.

Первые теоретические работы по применению жесткой фокусировки были посвящены определению целого класса систем из квадрупольных линз, которые могли бы применяться в микрозонде и в качестве эквивалента осесимметричным линзам имели такие же зависимости фокусирующих свойств от градиента поля. Такие системы были впервые предложены Дымниковым в 1965 г. в бывшем СССР. В работах [85; 86] было показано, что система из четырех квадрупольных линз с определенной симметрией в расположении линз и их питании является аналогом собирающей осесимметричной линзы по своим характеристикам, так как в ней обеспечивалось равенство коэффициентов уменьшения в обоих поперечных направлениях (рис. 1.7). Первоначально они имели значение не превышающие 10, но в случае объединения линз в дублеты и увеличения расстояния между ними можно достичь коэффициентов $D_x = D_y > 100$.

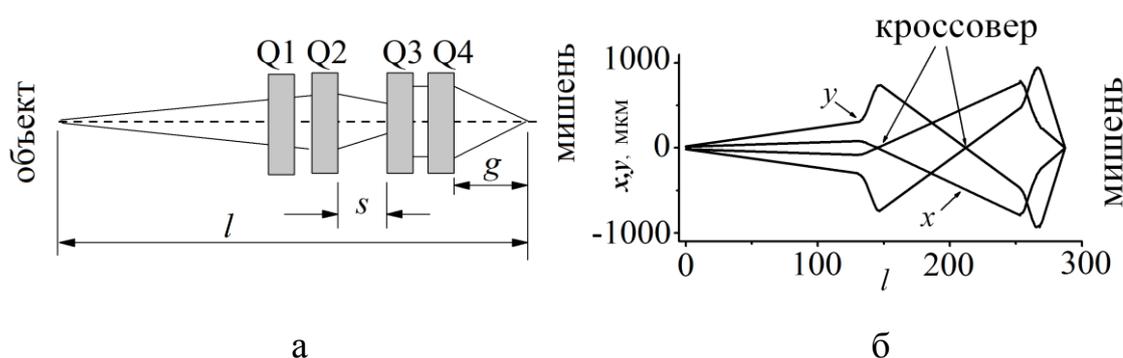


Рис. 1.7. ЗФС на базе квадруплета МКЛ: а – схема расположения линз в системе; б – огибающая пучка в xOz и yOz плоскостях. Q1, Q2, Q3, Q4 – магнитные квадрупольные линзы; l – длина ЗФС; g – рабочее расстояние; s – геометрический параметр расположения первого дублета МКЛ

В зарубежной литературе такая система получила название «русского» квадруплета [87; 18]. Он представляет собой набор четырех квадрупольных линз, которые запитываются от двух независимых источников. В основу создания первой установки протонного микрозонда (Харруэл, Великобритания) было заложено использование такого квадруплета [19]. В последствии это привело к созданию ионных микрозондов в ускорительных лабораториях по всему

миру [88; 20]. Стоит отметить, что дополнительные параметры в виде свободно располагающихся первых двух линз вдоль оптического тракта вносят положительные факторы, влияющих на ионно-оптические свойства, которые позволяют улучшить разрешение ЗФС. Здесь видны два промежуточных кроссовера как в xOz так и в yOz поперечных плоскостях, что и обеспечивает рост коэффициентов уменьшения.

Наилучшие результаты применения распределенного «русского» квадруплета получены на микронзондовой установке LIPSION, Лейпциг, Германия. В результате преодоления рубежа пространственного разрешения 0,1 мкм установка LIPSION получила возможность использования в режиме ядерного сканирующего нанозонда [21; 27]. Коэффициенты уменьшения ЗФС составляют $D_{x,y} \approx 130$. Ядерный нанозонд LIPSION используется в различных целях: количественный элементный анализ вещества; анализ структуры и дефектов в кристаллических материалах; изучение электронных свойств полупроводников для дальнейшего их использования при создании микроструктур; РВW, которому в последнее время здесь уделяется особое внимание. Все шаги усовершенствования данной установки вплоть до 2010 г. описаны в работе [27].

Сравнительный анализ экспериментальных данных в рассмотренных микронзондовых установках, в которых применяются различные ЗФС, крайне затруднен в связи с неодинаковыми параметрами пучков ионов в электростатических ускорителях. В первую очередь к этим параметрам относятся яркость и энергетический разброс ионов в пучке. Эти параметры в большей степени определяют размеры и плотность тока в зонде. Поэтому в ряде работ проведен теоретический сравнительный анализ различных одноступенчатых ЗФС. Такой анализ основывается на различных методах решения нелинейных траекторных уравнений движения заряженных частиц в магнитных полях квадрупольных линз. Это позволяет определить ионно-оптические характеристики ЗФС, к которым относятся коэффициенты уменьшения и коэффициенты аббераций, определяющих нелинейный характер движения частиц

в квадрупольных ЗФС. Динамика пучков в таких нелинейных системах основывается на оптимизации процессов их формирования, с целью получения наилучших параметров зонда. В работах [22; 23; 86; 89; 90] рассмотрена задача влияния геометрических параметров на размеры зонда и плотность тока. Здесь показано, что расположение первых линз вдоль оптической оси имеет область своего оптимального расположения. Длина ЗФС не влияет на плотность тока в зонде. Наибольшее влияние оказывает величина рабочего расстояния. В работе [91] в частности показано, что для распределенного «русского» квадруплета существует оптимум рабочего расстояния $g \approx 0,04$ м, которому отвечает максимум плотности тока, в то время как для триплета МКЛ плотность тока неуклонно растет с уменьшением рабочего расстояния до величины 0,01 м. Влиянию количества линз в системе на параметры зонда посвящена работа [92], здесь показано, что увеличение количества линз от двух до шести сопровождается ростом плотности тока в зонде. Однако системы с пятью и шестью линзами имеют отличие в пределах погрешности вычислений из чего делается вывод о нецелесообразности применения одноступенчатых ЗФС с количеством линз более шести. Так же отмечается, что с уменьшением размеров зонда уменьшается и плотность тока.

Проведенный теоретический анализ влияния геометрических параметров на параметры зонда согласуется с экспериментальными данными полученными на ЯСМЗ CSIRO-GEMOC, Сидней, Австралия [93]. Здесь применена распределенная ЗФС с пятью МКЛ – пентуплет (рис 1.8). При постановке задачи было установлено требование значительного увеличения (до нА) тока при небольшом росте размеров зонда, что необходимо при локальном микроанализе примесей в исследуемых геологических образцах. Решение задачи оптимизации основывалось на выборе двух геометрических параметров s_1 , s_2 . Экспериментально был получен размер зонда $d = 1,3$ мкм при токе пучка 0,5 нА, коэффициенты уменьшения для этой ЗФС имеют не большие значения

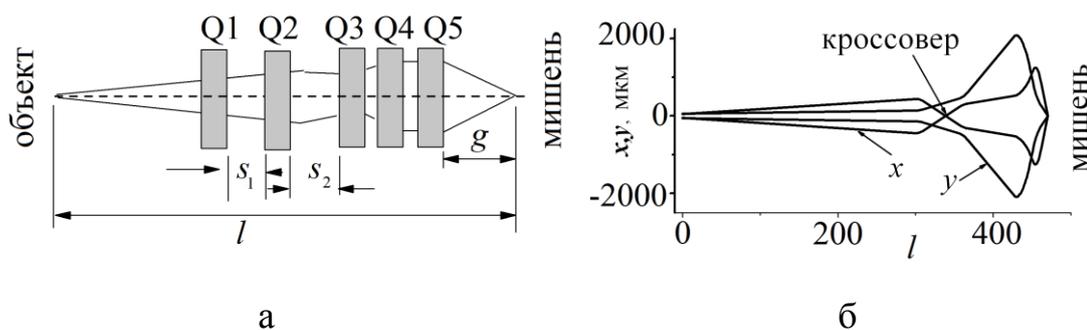


Рис. 1.8. ЗФС на базе пентуплета МКЛ: а – схема расположения линз в системе; б – огибающая пучка в xOz и yOz плоскостях. Q1, Q2, Q3, Q4, Q5 – магнитные квадрупольные линзы; l – длина ЗФС; g – рабочее расстояние; s_1, s_2 – геометрические параметры расположения первых двух МКЛ

$D_x = D_y = -65 \times 69$. Дальнейшие попытки [94] усовершенствовать ЗФС такого типа с целью повышения коэффициентов уменьшения не принесли положительных результатов в силу использования некорректного метода оптимизации, основанного лишь на соотношении коэффициентов уменьшения и сферических aberrаций третьего порядка, что не учитывает корреляции размеров объектного и углового коллиматоров.

1.4. Выводы к первому разделу

1. На основании проведенного анализа применения сфокусированных пучков заряженных частиц в литографических технологиях высокого разрешения показано преимущество протонных пучков МэВ-ных энергий, которые позволяют создавать трехмерные микро- и наноструктуры с высоким качеством боковых поверхностей.

2. Установлено, что в качестве фокусирующих элементов в зондовых системах на данный момент наиболее приемлемыми являются МКЛ, на основе которых создаются различные конфигурации ЗФС.

3. Показано, что современные пути усовершенствования ЗФС на базе мультиплетов МКЛ основаны на увеличении количества линз и вариации геометрических параметров при неизменном количестве источников питания линз равном двум.

4. Показано, что одним из главных направлений усовершенствования ЯСМЗ является повышение плотности тока и уменьшение размеров сфокусированного пучка протонов до уровня <10 нм, что связано с новыми исследованиями систем формирования прецизионных пучков протонов МэВ-ных энергий.

5. Определена перспективность создания ЗФС с малым рабочим расстоянием, которые имеют большие значения коэффициентов уменьшения при допустимых абберациях.

6. Анализ литературных источников показал, что в данной области существует много нерешенных задач, которые позволяют ускорить процесс фабрикацию малоразмерных структур. Поэтому исследования новых ЗФС со свободными параметрами фокусирующих полей, направленных на повышение плотности тока сфокусированного пучка, являются актуальными.

РАЗДЕЛ 2

РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ ПУЧКА ИОНОВ В ЗОНДОВЫХ СИСТЕМАХ МАГНИТНЫХ КВАДРУПОЛЬНЫХ ЛИНЗ СО СВОБОДНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ ФОКУСИРУЮЩИХ ПОЛЕЙ

Данный раздел посвящен вопросу представления магнитных полей и их воздействия на заряженные частицы в различных типах квадрупольных линз: с цилиндрической и конической апертурами. Изложены методы расчета ионно-оптических свойств систем таких магнитных квадрупольных линз. Установлены перспективы использования предложенных квадрупольных линз с конической апертурой. Обоснована целесообразность использования матричного метода решения нелинейных уравнений движения ионов в таких системах. Усовершенствован метод оптимизации процесса формирования пучка ионов в зондоформирующих системах со свободными параметрами фокусирующих полей. Основные результаты раздела опубликованы в работах [31; 37; 38].

2.1. Поле магнитных квадрупольных линз

Формирование пучков заряженных частиц, а именно придание им определенных поперечных размеров и угловой расходимости, осуществляется за счет различных типов фокусирующих систем, в большинстве случаев это соленоиды, одиночные, иммерсионные и электростатические линзы. Но при формировании и транспортировке высокоэнергетичных пучков заряженных частиц применяются магнитные квадрупольные линзы, которые обладают принципом сильной фокусировки. Методы расчета ионно-оптических свойств квадрупольных линз с круговой цилиндрической апертурой достаточно хорошо разработаны. Поэтому они излагаются кратко, в том объеме, который необходим для целостности общего изложения при рассмотрении новых типов зондовых систем с дополнительными источниками питания МКЛ.

Принципиально новыми являются квадрупольные линзы с конической апертурой, в которых в области прохождения пучка поле имеет неравномерное продольное распределение. Это свойство предопределяет перспективность использования таких линз при фокусировке пучков заряженных частиц с высокой энергией, что связано с уменьшением величины aberrаций в ЗФС с магнитными квадрупольными линзами с конической апертурой.

В силу трехмерной конфигурации магнитных полей с квадрупольной симметрией изучение движения заряженных частиц представляет собой сложную задачу. Поэтому изначально необходимо определить распределения таких полей в пространстве. Предположим, что в области прохождения пучка в зазоре линзы отсутствуют токи, поэтому уравнения Максвелла для магнитного поля будут иметь вид:

$$\begin{aligned}\operatorname{div}\vec{B} &= 0, \\ \operatorname{rot}\vec{B} &= 0.\end{aligned}\tag{2.1}$$

В этом случае магнитное поле является потенциальным и может быть выражено через магнитный скалярный потенциал $\vec{B} = -\operatorname{grad} u$. Зависимость такого потенциала от пространственных координат в цилиндрической системе можно представить в виде ряда Фурье [95]:

$$u(r, \alpha, z) = \sum_{m=0}^{\infty} [a_m(r, z) \cos m\alpha + b_m(r, z) \sin m\alpha],\tag{2.2}$$

где a_m и b_m – коэффициенты Фурье.

С учетом уравнения Лапласа для магнитного скалярного потенциала:

$$\Delta u = 0\tag{2.3}$$

в результате ряда преобразований выражение (2.2) примет вид:

$$u(r, \alpha, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k m! r^{2k+m}}{4^k k! (m+k)!} [U_m^{(2k)}(z) \cos m\alpha + W_m^{(2k)}(z) \sin m\alpha]. \quad (2.4)$$

Представление скалярного магнитного потенциала в цилиндрической системе координат в виде (2.2) удобно для получения решения уравнения Лапласа в виде (2.4). Но для использования в задаче движения заряженных частиц в поле магнитной квадрупольной линзы более приемлема запись (2.4) в декартовой системе координат в виде:

$$\begin{aligned} u(x, y, z) = & U_0(z) + U_1(z)x + W_1(z)y + (U_2(z) - U_0''(z)/4)x^2 - \\ & -(U_2(z) + U_0''(z)/4)y^2 + 2W_2(z)xy + (U_3(z) - U_0''(z)/8)x^3 + \\ & +(3W_3(z) - W_1''(z)/8)x^2y - (3U_3(z) + U_1''(z)/8)xy^2 - \\ & -(W_3(z) + W_1''(z)/8)y^3 + (U_4(z) - U_2''(z)/12 + U_0^{IV}(z)/64)x^4 + \\ & +(4W_4(z) - W_2''(z)/6)x^3y + (U_0^{IV}(z)/32 - 6U_4(z))x^2y^2 - \\ & -(4W_4(z) + W_2''(z)/6)xy^3 + (U_4(z) + U_2''(z)/12 + U_0^{IV}(z)/64)y^4 + \dots \end{aligned} \quad (2.5)$$

Будем считать, что в магнитной квадрупольной линзе $\vec{B} = 0$ вдоль некоей существующей прямолинейной физической оси. Тогда можем утверждать, что функции $U_i(z)$, $W_i(z)$, $i = 1, \dots, 4$ вдоль оси z будут иметь одинаковую форму зависимости от z . Если учесть, что ось z это физическая ось линзы и линза обладает квадрупольной симметрией поля, тогда дипольные компоненты $U_1(z)$ и $W_1(z)$ становятся скомпенсированными. Если локальная система координат линзы связана с плоскостью антисимметрии, как показано на рис. 2.1, тогда вращательная квадрупольная компонента $U_2(z)$ так же компенсируется.

Распределение на оси $U_0(z) = 0$ вследствие того, что $\vec{B}(0, 0, z) = 0$. Все остальные компоненты поля присутствуют в соотношении (2.5), и они в общем случае учитываются при моделировании динамики пучка заряженных частиц в магнитной квадрупольной линзе. В виду выше изложенных допущений

скалярный магнитный потенциал (2.5) в декартовой системе координат запишем в виде ряда [96], содержащего степени x и y не выше четвертой:

$$\begin{aligned}
 u(x, y, z) = & 2W_2(z)xy + U_3(z)x^3 + 3W_3(z)x^2y - 3U_3(z)xy^2 - \\
 & -W_3(z)y^3 + U_4(z)x^4 + (4W_4(z) - W_2''(z)/6)x^3y - 6U_4(z)x^2y^2 - \\
 & -(4W_4(z) + W_2''(z)/6)xy^3 + U_4(z)y^4 + \dots,
 \end{aligned} \quad (2.6)$$

где $W_2(z)$ – основная квадрупольная компонента распределения поля вдоль оптической оси МКЛ;

$W_3(z)$, $U_3(z)$ – основная и вращательная секступольные паразитные компоненты соответственно;

$W_4(z)$, $U_4(z)$ – основная и вращательная октупольные паразитные компоненты соответственно.

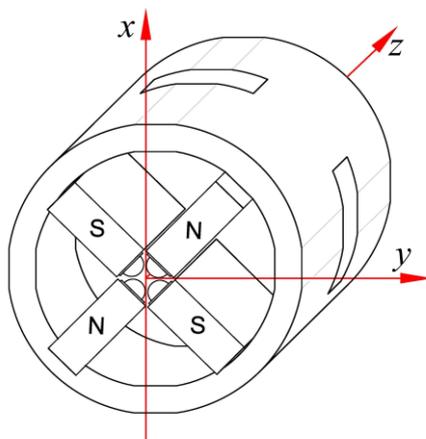


Рис. 2.1. Расположение локальной системы координат в МКЛ

Распределение магнитного поля без учета мультипольных паразитных компонент в области прохождения пучка может быть представлено в следующем виде:

$$u(x, y, z) = 2W_2(z)xy - W_2''(z)x^3y/6 - W_2''(z)xy^3/6 - \dots \quad (2.7)$$

В соотношении (2.7) зависимость магнитного скалярного потенциала от координаты z выражается через продольное распределение основной квадрупольной компоненты $W_2(z)$ и ее второй производной, поэтому влияние поля линзы на движение заряженной частицы связано с профилем распределения $\varphi(z)$ и величиной поперечного градиента магнитного поля G . Тогда квадрупольная компонента будет иметь вид:

$$W_2(z) = G \cdot \varphi(z) / 2, \quad (2.8)$$

где $\varphi(z)$ определяется геометрией расположения полюсных наконечников относительно оси линзы;

$G = \mu_0 \cdot \frac{2 \cdot NI}{r_a^2} k = \frac{B_p}{r_a}$ – величина поперечного градиента поля, которая связана с величиной тока питающих катушек полюсов и магнитной индукции на полюсе B_p ;

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

$N \cdot I$ – количество ампервитков в возбуждающей катушке полюса;

k – коэффициент, учитывающий физические свойства материала полюсов и ярма магнитной квадрупольной линзы;

r_a – радиус апертуры линзы.

2.1.1. Поле магнитной квадрупольной линзы с цилиндрической апертурой

Конвенциональные типы магнитных квадрупольных линз представляют собой четырехполюсные электромагниты, образующая полюсов которых параллельна оси линзы. Схематически геометрия полюса в такой линзе представлена на рис. 2.2 а. Из этого рисунка видно, что крайняя точка полюса на всем протяжении геометрической длины линзы L в любом поперечном сечении к оси z находится

на одинаковом расстоянии r_a , которое определяет радиус апертуры линзы в этом сечении. Поэтому форма вписанной цилиндрической поверхности внутри зазора магнитной квадрупольной линзы имеет форму кругового цилиндра.

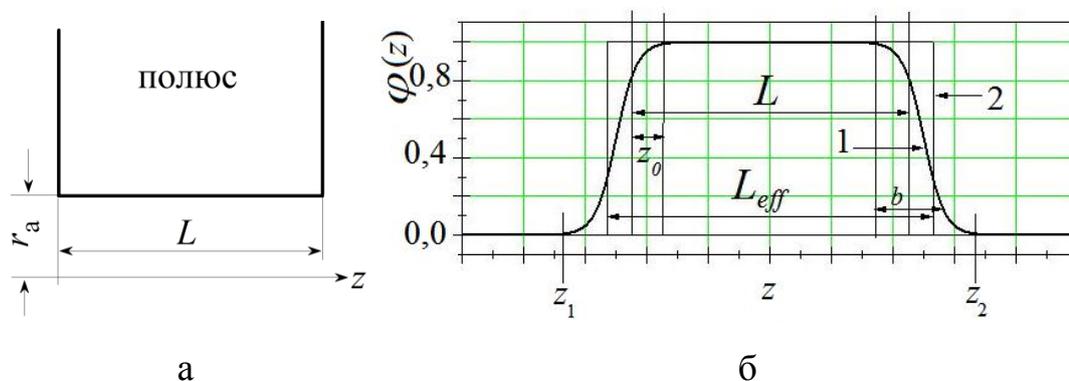


Рис. 2.2. К описанию магнитной квадрупольной линзы с цилиндрической апертурой: а – схематическое представление геометрии полюса; б – распределение профиля основной квадрупольной компоненты вдоль оптической оси z

Из вида зависимости профиля $\varphi(z)$ (кривая **1** на рис. 2.2 б) можно сделать заключение, что поле не однородно, и начинает спадать еще внутри линзы, спадая за его пределами до нуля. Поэтому при оптимизационных исследованиях используют аппроксимацию функции распределения поля в виде прямоугольной модели, представленной на рис. 2.2 б кривой **2**. Такое допущение справедливо для МКЛ, в которой соотношение радиуса апертуры r_a и длины линзы L удовлетворяет условию $r_a \ll L$. Это приближение позволяет аналитически решить задачу движения заряженных частиц пучка в поле МКЛ, а так же существенно уменьшить время проведения расчетов. Для прямоугольной модели распределения поля вводится понятие эффективной длины линзы L_{eff} , в пределах которой поле постоянно [97]. Введение понятия эффективной длины поля МКЛ позволяет заменить картину реального поля приближенным прямоугольным распределением, которое задается равенством:

$$L_{eff} = \int_{z_1}^{z_2} \varphi(z) dz, \quad (2.9)$$

В силу того, что профиль продольного распределения квадрупольной компоненты зависит от многих параметров и определяется из экспериментальных данных, для вычисления интеграла в (2.9) применяют аппроксимацию реальной кривой профиля распределения по всей длине линзы в виде:

$$\varphi(z) = \left\{ \begin{array}{l} \left[1 + \frac{(z + \frac{L_0}{2} - z_0)^2}{b^2} \right]^{-2} ; z_1 \leq z \leq -\frac{L_0}{2} + z_0 \\ 1; -\frac{L_0}{2} + z_0 \leq z \leq \frac{L_0}{2} - z_0 \\ \left[1 + \frac{(z - \frac{L_0}{2} + z_0)^2}{b^2} \right]^{-2} ; \frac{L_0}{2} - z_0 \leq z \leq z_2 \end{array} \right\}, \quad (2.10)$$

где z_0 – расстояние, на котором градиент начинает спадать;

b – расстояние, на котором градиент уменьшается в четыре раза.

Значения z_0 и b зависят от многих параметров: апертуры линзы, сорта материала, из которого изготовлен магнитопровод, конструкции обмотки и др. Проводя интегрирование в (2.9) с учетом (2.10), выражение для эффективной длины поля будет иметь вид:

$$L_{eff} = L_0 - 2z_0 + 0,5\pi b. \quad (2.11)$$

Таким образом, можно вычислить эффективную длину линзы, определив значения z_0 и b экспериментально. Задание функциональной зависимости продольного распределения поля для прямоугольной модели имеет вид:

$$\varphi(z, z_s, L_{eff}) = [\theta(z - z_s) - \theta(z - z_s - L_{eff})], \quad (2.12)$$

где z_s, L_{eff} – координата начала границы эффективного поля и длина эффективного поля МКЛ соответственно;

$$\theta(z) = \begin{cases} 0, & z < 0 \\ 1, & z \geq 0 \end{cases} \text{ – ступенчатая функция.}$$

2.1.2. Поле магнитной квадрупольной линзы с конической апертурой

Изготовление такого квадрупольного поля с применением электроэрозионной вырезной технологии в настоящее время не представляет особенных сложностей. Характерным отличием является введение дополнительного параметра в виде угла конусности апертуры, который изменяет вид профиля продольного распределения $\varphi(z)$ основной квадрупольной компоненты поля в соотношении (2.8), что в свою очередь позволяет эффективно управлять ионно-оптическими свойствами таких квадрупольных линз [98].

Продольная геометрия квадрупольной линзы с конической апертурой представлена на рис. 2.3, в которой радиус апертуры r в продольном направлении z изменяется по закону:

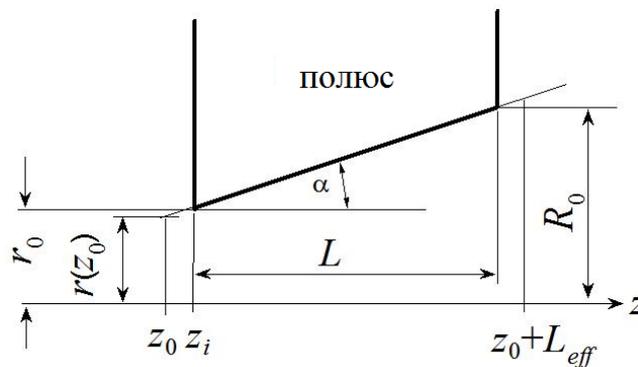


Рис. 2.3. Продольная геометрия полюса квадрупольной линзы с конической апертурой

$$r(z) = r_0 + (R_0 - r_0) \cdot (z - z_i) / L, \quad (2.13)$$

где r_0 , R_0 – радиус апертуры линзы на входе и выходе;

L – геометрическая длина линзы.

Для определения реального профиля продольного распределения $\varphi(z)$ были выполнены расчеты поля в магнитной квадрупольной линзе, в которой профили полюсов в поперечном сечении имели форму усеченных гипербол. Поверхности гиперболической части линзы задаются уравнениями:

$$\begin{aligned} y &= \pm \sqrt{x^2 + r_0^2} \pm (z - z_i) \frac{R_0 - r_0}{L}, \\ x &= \pm \sqrt{y^2 + r_0^2} \pm (z - z_i) \frac{R_0 - r_0}{L}. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Для магнитной квадрупольной линзы с конической апертурой все полюсы повернуты на 45° относительно продольной оси z . Вид такой линзы представлен на рис. 2.4, где **1** – это ярмо, **2** – полюсный наконечник, **3** – токонесущая катушка.

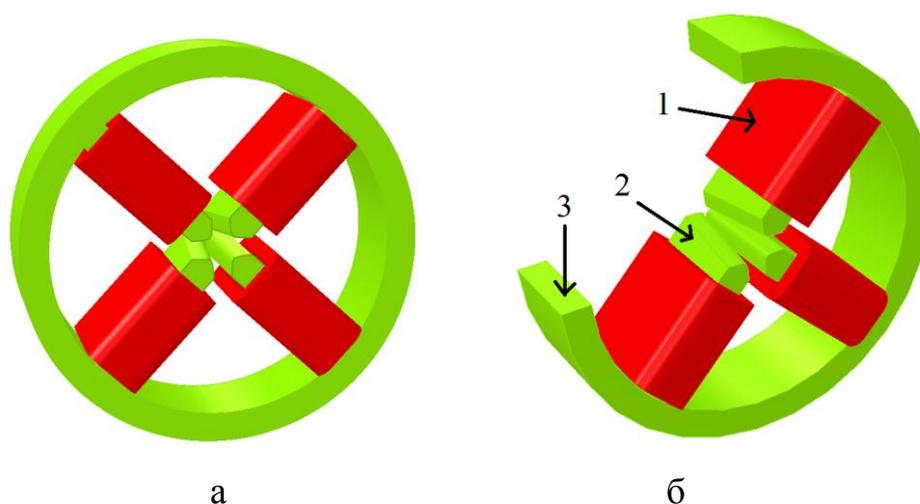


Рис. 2.4. Магнитная квадрупольная линза с конической апертурой: а – общий вид; б – вид с удаленным одним полюсом

На рис. 2.5 приведено распределение профиля продольного распределения $W_2(z)$ на оси линзы, полученное из расчетов, где **1** – расчетное распределение градиента для реальных форм полюсов; **2** – модельное распределение градиента. Графики демонстрируют вид распределения в зависимости от различных значений длины линзы L и радиусов апертуры на входе r_0 и выходе R_0 . Расчет поля в магнитной квадрупольной линзе с конической апертурой был выполнен с применением коммерческого численного кода OPERA-3D [99] (лицензия №VF5496).

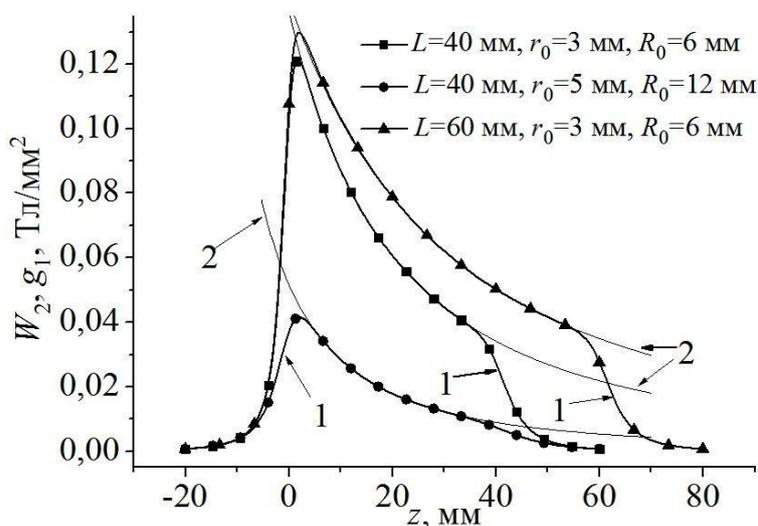


Рис. 2.5. Распределение градиента поля на оси магнитной квадрупольных линз с конической апертурой для различных значений L , r_0 и R_0

В квадрупольной линзе с конусной апертурой за счет изменения угла конусности можно изменять ионно-оптические свойства одиночных линз. С физической точки зрения это объясняется тем, что угол конусности апертуры линзы влияет на продольное распределение градиента поля, которое приводит к изменению динамики заряженных частиц в квадрупольной линзе такого типа.

Распределение градиента поля на оси линзы, заданное на рис. 2.5, можно представить в виде модельной аналитической зависимости:

$$g_1(z, z_i) = G \cdot \varphi(z, z_i), \quad (2.15)$$

где G – величина поперечного градиента поля, которая связана с величиной тока питающих катушек полюсов, определенная в (2.8);

$$\varphi(z, z_i) = \frac{1}{[1 + b(z - z_i)]^2};$$

$$b = (R_0 - r_0) / (L \cdot r_0) = \operatorname{tg}(\alpha) / r_0;$$

α – угол конусности апертуры линзы.

Из рис. 2.5 видно, что аналитическая зависимость $\varphi(z, z_i)$ (2.15) в виде кривых **2** достаточно точно описывает расчетную реальную зависимость внутри линзы, а ближе к краям наблюдается значительное расхождение. Здесь стоит отметить, что профиль продольного распределения $\varphi(z)$ в МКЛ с цилиндрической апертурой имеет симметричный вид относительно геометрического центра линзы. Напротив, в МКЛ с конической апертурой это распределение не обладает такой симметрией, поэтому определение эффективной длины поля такой линзы имеет два аспекта. Это сама величина эффективного поля L_{eff} и расположение этого поля относительно центра линзы, определяемого координатой z_0 на рис. 2.3, для продольного распределения $\varphi(z, z_i)$ заданного соотношением (2.15). Определению этих величин будет уделено внимание ниже на основе ионно-оптических свойств первого порядка в МКЛ с конической апертурой.

2.2. Нелинейные траекторные уравнения движения ионов в системах магнитных квадрупольных линз и методы их решения

Движение заряженной частицы в магнитном поле описывается на основании второго закона Ньютона, где в качестве силы, действующей на частицу со стороны магнитного поля, выступает сила Лоренца. Запишем данное уравнение движения в следующем виде:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d(m\vec{v})}{dt} = q(\vec{v} \times \vec{B}). \quad (2.16)$$

Здесь стоит отметить, что возможны некоторые допущения, которые существенно позволят упростить задачу. В первую очередь можно утверждать, что нерелятивистское приближение является приемлемым вплоть до энергий порядка 10 МэВ, когда изменение массы однозарядных ионов не превышает 2 %. Еще одно предположение заключается в том, что силами пространственного заряда пучка можно пренебречь [95]. Это можно обосновать следующим образом. Основной количественной характеристикой степени влияния пространственного заряда на параметры пучка служит первеанс:

$$Q = I \cdot (\Delta U)^{-3/2}. \quad (2.17)$$

Влияние пространственного заряда на ионный пучок учитывается в случае, если:

$$Q > 10^{-9} \text{ A/V}^{3/2}. \quad (2.18)$$

Поэтому для пучков с током порядка 100 пА и энергией 2-3 МэВ $Q \sim 10^{-20} \text{ A/V}^{3/2}$ условие (2.18) не выполняется.

В силу того, что внешние поля стационарны, то в уравнении (2.16) целесообразно исключить время и перейти к продольной независимой переменной z . Умножив обе части (2.16) скалярно на вектор скорости \vec{v} , получим:

$$\left(\vec{v} \cdot \frac{d(m\vec{v})}{dt}\right) = q(\vec{v} \cdot [\vec{v} \times \vec{B}]) = 0. \quad (2.19)$$

Из уравнения (2.19) следует, что:

$$\frac{d|\vec{v}|^2}{dt} = 0. \quad (2.20)$$

Равенство (2.20) позволяет утверждать, что кинетическая энергия заряженной частицы при движении в магнитном поле остается неизменной. Из предположения прямолинейности физической оси линзы следует, что частица на входе в линзу, имеющая вектор скорости направленный вдоль физической оси, будет двигаться прямолинейно. Рассмотрим траекторию движения частицы, имеющей вектор скорости, направленный вдоль физической оси линзы. В силу того, что поле не зависит от времени, мы имеем стационарное движение и можем перейти от временной координаты t к пространственной z , которая характеризует путь, пройденный осевой частицей:

$$dt = \frac{dz}{v_z}. \quad (2.21)$$

Запишем (2.16) с учетом (2.21) по координатно:

$$\begin{aligned} x' \frac{dv_z}{dz} + v_z x'' &= \frac{q}{m} (y' B_z - B_y), \\ y' \frac{dv_z}{dz} + v_z y'' &= \frac{q}{m} (B_x - x' B_z), \\ \frac{dv_z}{dz} &= \frac{q}{m} (x' B_y - y' B_x). \end{aligned} \quad (2.22)$$

Подставив третье уравнение в выражении (2.22) в первые два, и разрешив эти уравнения относительно старших производных, получим траекторные уравнения движения пучка заряженных частиц в магнитном поле с прямолинейной осевой траекторией:

$$\begin{aligned}
x'' &= \frac{q}{p_0(1+\delta)} (y'B_z - B_y - x'^2 B_y + x'y'B_x) \sqrt{1+x'^2+y'^2}, \\
y'' &= \frac{q}{p_0(1+\delta)} (B_x - x'B_z - x'y'B_y + y'^2 B_x) \sqrt{1+x'^2+y'^2}.
\end{aligned}
\tag{2.23}$$

Следующим этапом является подстановка в уравнения (2.23) выражений через скалярный потенциал (2.7) компонент векторов магнитной индукции B_x , B_y и B_z , которые для МКЛ имеют вид:

$$\begin{aligned}
B_x &= -\frac{\partial u}{\partial x} = -2W_2(z)y + W_2''(z)x^2y/3 + W_2''(z)y^3/6 + \dots, \\
B_y &= -\frac{\partial u}{\partial y} = -2W_2(z)x + W_2''(z)x^3/6 + W_2''(z)xy^2/3 + \dots, \\
B_z &= -\frac{\partial u}{\partial z} = -2W_2'(z)xy + W_2'''(z)x^3y/6 + W_2'''(z)xy^3/6 + \dots
\end{aligned}
\tag{2.24}$$

Учтем следующие представления в силу малости траекторных фазовых координат частиц (x, x', y, y') и энергетического разброса δ :

$$\begin{aligned}
\sqrt{1+x'^2+y'^2} &\approx 1 + (x'^2 + y'^2)/2, \\
1/(1+\delta) &\approx 1 - \delta.
\end{aligned}
\tag{2.25}$$

Тогда, ограничиваясь третьим порядком малости по траекторным фазовым координатам ионов (x, x', y, y') , получим траекторные уравнения движения ионов в магнитном поле в виде:

$$\begin{aligned}
x'' &= \frac{q}{p_0} \sum_{i=1}^{14} K_{xi} \cdot \mathfrak{F}_{xi}, \\
y'' &= \frac{q}{p_0} \sum_{i=1}^{14} K_{yi} \cdot \mathfrak{F}_{yi},
\end{aligned}
\tag{2.26}$$

где \mathfrak{S}_{xi} и \mathfrak{S}_{yi} элементы вектора, которые определяют фазовые моменты заряженных частиц в виде:

$$\begin{aligned}\vec{\mathfrak{S}}_x &= (x, x', x\delta, x'\delta, x^3, x^2x', xx'^2, x'^3, xy^2, xyu', xy'^2, x'y^2, x'yu', x'y'^2), \\ \vec{\mathfrak{S}}_y &= (y, y', y\delta, y'\delta, y^3, y^2y', yy'^2, y'^3, yx^2, yxx', yx'^2, y'x^2, y'xx', y'x'^2);\end{aligned}\quad (2.27)$$

K_{xi} , K_{yi} элементы вектора соответствующих коэффициентов уравнений, зависящих от квадрупольной компоненты и ее старших производных:

$$\begin{aligned}\vec{K}_x &= (-2W_2, 0, 2W_2, 0, W_2''/6, 0, -3W_2, 0, W_2''/2, 2W_2', -W_2, 0, 2W_2, 0)^T, \\ \vec{K}_y &= (2W_2, 0, -2W_2, 0, -W_2''/6, 0, 3W_2, 0, -W_2''/2, -2W_2', W_2, 0, -2W_2, 0)^T.\end{aligned}$$

Уравнения (2.26) являются нелинейными относительно поперечных координат x и y . Приближенное решение задачи Коши для этих уравнений, ищется как преобразование исходных фазовых координат (x_0, x'_0, y_0, y'_0) из плоскости объекта z_0 в плоскость мишени z_t в виде (1.3), которое перепишем следующим образом:

$$\begin{aligned}x_t &= \sum_{i=1}^{14} A_{xi} \cdot \mathfrak{S}_{xi}(x_0, x'_0, y_0, y'_0), \\ y_t &= \sum_{i=1}^{14} A_{yi} \cdot \mathfrak{S}_{yi}(x_0, x'_0, y_0, y'_0), \\ x(z_0) &= x_0, \quad x'(z_0) = x'_0, \quad y(z_0) = y_0, \quad y'(z_0) = y'_0, \\ x(z_t) &= x_t, \quad y(z_t) = y_t.\end{aligned}\quad (2.28)$$

Коэффициенты уменьшения и абберации, которые являются компонентами векторов $\vec{A}_x = \{A_{xi}\}$ и $\vec{A}_y = \{A_{yi}\}$ в выражениях (2.28), определяют ионно-оптические свойства ЗФС. Для их нахождения применяются несколько методов, два из которых рассмотрены ниже.

2.2.1. Траекторный метод

Траекторный метод основан на численном решении нелинейных траекторных уравнений движения ионов в пучке, представленных в виде (2.23). Определение ионно-оптических свойств ЗФС в ЯСМЗ, представленных коэффициентами уменьшения и аберраций (2.28), основывается на анализе траекторий движения ионов. Для уравнений (2.23) отсутствует аналитическое решение, поэтому используются стандартные численные методы, такие как Рунге-Кутта и Адамса. В большинстве случаев в этих методах стоит особое внимание уделять анализу допустимых погрешностей, задавая шаг интегрирования и точность аппроксимации искомого решения. А это в свою очередь повышает число арифметических операций и соответственно затраты машинного времени вычислений.

В первую очередь для определения ионно-оптических свойств ЗФС требуется определить расположение плоскости изображения, благодаря процедуре, с помощью которой нужно численно транспортировать через ЗФС две частицы: параксиальную ($x_0 = y_0 = 0$, $x'_0 = y'_0 = \alpha$, $\alpha \ll 1$) и аксиальную ($x_0 = y_0 = x'_0 = y'_0 = 0$). Тогда расположение плоскости изображения будет задаваться пересечением проекций траекторий этих двух частиц на плоскости xOz и yOz . В квадрупольных ЗФС с двумя независимыми источниками питания линз величину тока в источниках выбирают таким образом, чтобы обеспечить магнитную индукцию на полюсах линз входящих в ЗФС, которая обеспечит совпадение плоскости изображения в xOz и yOz с плоскостью расположения мишени. В этом случае ЗФС будет стигматической. Такой выбор питания линз связан с выбором параксиального угла α . Он будет определять наличие аберраций высших порядков в случае, если задать его значение большим, а если малым, то ошибки округления при вычислениях будут весомыми. Поэтому диапазон допустимых значений α для расчета параксиальных свойств и

определения запитывания линз системы обычно выбирается в диапазоне 10^{-5} мрад $< \alpha < 10^{-2}$ мрад.

Траекторный метод, который позволяет вычислить коэффициенты aberrаций, основывается на транспортировке представительного набора частиц в пучке через ЗФС за счет численного решения траекторных уравнений движения (2.23) с определенными начальными фазовыми координатами частицы при заданных значениях распределения магнитного поля в квадрупольных линзах и геометрии их расположения вдоль оптической оси системы. Нахождение векторов \vec{A}_x и \vec{A}_y в выражениях (2.28) которое определяет закон преобразования фазовых координат из плоскости объекта (z_0) на плоскость мишени (z_t), осуществляется на основе следующей процедуры. В силу того, что каждый из векторов \vec{A}_x и \vec{A}_y имеет размерность 14, то необходимо для каждого из них задать четырнадцать частиц с различными фазовыми координатами и энергетическим разбросом $(x_{0j}, x'_{0j}, y_{0j}, y'_{0j}, \delta_j)$, $j=1, \dots, 14$, которые будут задавать представительский набор частиц для данной ЗФС. Выбор этого набора в большей степени зависит от величины углов α_{\min} и α_{\max} наклона траектории этих частиц к оси системы, которые ограничивают фазовые координаты $\alpha_{\min} < (x'_{0j}, y'_{0j}) < \alpha_{\max}$. Для каждой частицы с начальными фазовыми координатами и энергетическим разбросом $(x_{0j}, x'_{0j}, y_{0j}, y'_{0j}, \delta_j)$, выполняется численное решение уравнений (2.23), в результате которого определяются координаты этой частицы в плоскости мишени (x_{tj}, y_{tj}) . Таким образом строятся 28 линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных компонент векторов $\{A_{xi}\}$ и $\{A_{yi}\}$ в виде:

$$\begin{aligned} x_{tj} &= \sum_{i=1}^{14} A_{xi} \cdot \mathfrak{F}_{xi}(x_{0j}, x'_{0j}, y_{0j}, y'_{0j}), \\ y_{tj} &= \sum_{i=1}^{14} A_{yi} \cdot \mathfrak{F}_{yi}(x_{0j}, x'_{0j}, y_{0j}, y'_{0j}). \end{aligned} \quad j=1, \dots, 14. \quad (2.29)$$

Достаточно простая процедура нахождения всех ионно-оптических свойств ЗФС определенных векторами \vec{A}_x и \vec{A}_y имеет ряд трудностей, связанных с поиском допустимого интервала задания углов наклона траекторий α_{\min} и α_{\max} . На рис. 2.6 показана зависимость величины сферических aberrаций от указанного диапазона углов для триплета МКЛ.

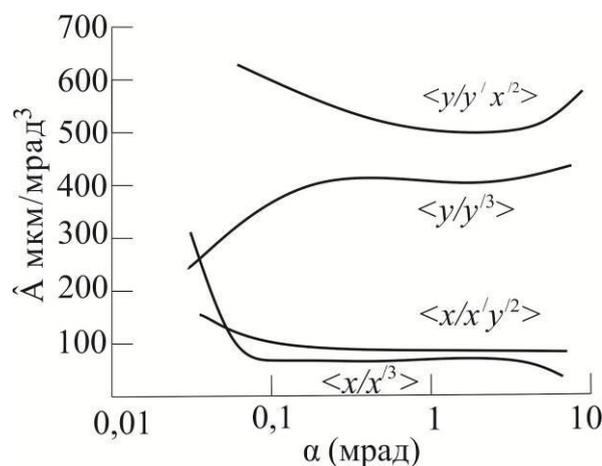


Рис. 2.6. Зависимость сферических aberrаций \hat{A} от выбора угла наклона траекторий для триплета МКЛ [80]

Из рис. 2.6 видно, что выбор диапазона изменения фазовых координат представительного набора частиц, связанных с углом α , может сильно влиять на величину рассчитанных сферических aberrаций. Существует область, изменения угла α , где значения aberrаций изменяются не значительно. Тогда делается предположение, что результат расчета близок к достоверному. Как видно из этого рисунка, если значение фазовой координаты x'_{0j} , y'_{0j} значительно превосходит свое основное значение, тогда на полученное решение могут особо повлиять aberrации высших порядков. В другом случае если координаты заданы слишком малыми значениями, то в результате округления ошибки приведут к снижению точности решения.

Траекторный метод реализован в широко распространенных численных кодах WINTRAX [100] и SIMION [101], которые хорошо зарекомендовали себя в расчетах оптики пучков заряженных частиц, и позволяют проводить расчеты

достаточно сложных ионно-оптических систем. Но в силу того, что для расчетов одной системы такого типа требуется значительное время, то для оптимизации таких систем по ряду физических и геометрических параметров этот метод мало эффективен.

2.2.2. Матричный метод решения нелинейных уравнений движения ионов в системах магнитных квадрупольных линз

Траекторные уравнения (2.26) движения ионов в магнитном поле квадрупольной линзы относительно фазовых координат (x, x', y, y') являются нелинейными. А в случае если перейти к координатам фазовых моментов \mathfrak{J}_{xi} и \mathfrak{J}_{yi} , тогда в правой части выражений (2.26) зависимость линейна относительно этих новых переменных. Но тогда возникает задача, которая заключается в недостатке количества уравнений для однозначного их решения. Поэтому построение недостающего количества уравнений осуществляется с помощью процедуры погружения уравнений (2.26) в пространство фазовых моментов [102–104]. Эта процедура заключается в переходе от представления состояния частицы в обычном фазовом пространстве к расширенному фазовому пространству – пространству фазовых моментов. Тогда анализ и расчет нелинейной динамики пучка заряженных частиц в МКЛ сводится к системе линейных дифференциальных уравнений записанных в пространстве фазовых моментов представленных векторами в (2.27).

Здесь стоит отметить, что полученная система линейных уравнений является некоторым приближением исходной нелинейной системы с точностью до членов разложения правых частей, которые отбрасываются при процедуре погружения в пространство фазовых моментов. Тогда система линейных уравнений запишется в матричном виде:

$$\frac{d\vec{\mathfrak{S}}_{x(y)}(z)}{dz} = \mathbf{P}_{x(y)}(z) \cdot \vec{\mathfrak{S}}_{x(y)}(z), \quad \vec{\mathfrak{S}}_{x(y)}(z_0) = \vec{\mathfrak{S}}_0, \quad (2.30)$$

где $\mathbf{P}_{x(y)}(z)$ – квадратная матрица, которая определяется осевым распределением в нашем случае квадрупольной компоненты поля в МКЛ.

В силу особенности динамики пучков заряженных частиц в ЗФС необходимо проводить траекторный анализ некоторого множества частиц, и их количество может достигать величины $\sim 10^8$. Поэтому решение задачи в виде (2.30) для каждой из частиц множества неприемлемо, что связано с затратами на время вычислений. В виду этого предлагается ввести некоторую матричную функцию – матрицант $\mathbb{R}_{x(y)}(z_0 \rightarrow z)$, который обеспечивает преобразование координат фазовых моментов каждой частицы из плоскости перпендикулярной оси с координатой z_0 на входе в линзу в плоскость $z \leq z_0 + L_{eff}$. Вышесказанное запишется в виде:

$$\vec{\mathfrak{S}}_{x(y)}(z) = \mathbb{R}_{x(y)}(z_0 \rightarrow z) \cdot \vec{\mathfrak{S}}_{x(y)}(z_0), \quad (2.31)$$

где выражение $z_0 \rightarrow z$ означает преобразование из плоскости z_0 в плоскость z .

Тогда уравнение (2.30) будет определяться следующим выражением:

$$\frac{d\mathbb{R}_{x(y)}(z_0 \rightarrow z)}{dz} = \mathbf{P}_{x(y)}(z) \cdot \mathbb{R}_{x(y)}(z_0 \rightarrow z), \quad \mathbb{R}_{x(y)}(z_0 \rightarrow z_0) = \mathbf{E}, \quad (2.32)$$

где \mathbf{E} единичная матрица.

В случае разбиения всего интервала решения задачи о транспортировке заряженных частиц из плоскости объектного коллиматора в плоскость мишени ($z_0 \rightarrow z_t$) на N участков ($z_{i-1} \rightarrow z_i$), $i=1, \dots, N$, $z_N = z_t$, тогда решение на всем промежутке (z_0, z_t) можно записать через решение на каждом из частичных интервалов:

$$\mathbb{R}_{x(y)}(z_0 \rightarrow z_t) = \prod_{i=1}^N \mathbb{R}_{x(y)}(z_{i-1} \rightarrow z_i). \quad (2.33)$$

Кроме того, из соотношения (2.33) видно, что матрицант $\mathbb{R}_{x(y)}(z_0 \rightarrow z_t)$ является линейным оператором преобразования исходного состояния частицы $\vec{\mathfrak{S}}_{x(y)}(z_0)$ в его конечное состояние $\vec{\mathfrak{S}}_{x(y)}(z_t)$ в пространстве фазовых моментов. Поэтому отклонение частицы от оси в плоскости мишени в процессе движения будет выражаться через начальное состояние:

$$\begin{aligned} x(z_t) &= \sum_j \mathbb{R}_{x1,j}(z_0 \rightarrow z_t) \mathfrak{S}_{xj}(z_0), \\ y(z_t) &= \sum_j \mathbb{R}_{y1,j}(z_0 \rightarrow z_t) \mathfrak{S}_{yj}(z_0). \end{aligned} \quad (2.34)$$

Если учесть, что решение уравнений движения ищется в виде (2.28), то исходя из вида вектора фазовых моментов и сравнивая соотношение (2.34) с (2.28) можно сделать заключение, что $\mathbb{R}_{x1,j}$ и $\mathbb{R}_{y1,j}$ являются искомыми ионно-оптическими свойствами ЗФС, где:

коэффициенты уменьшения имеют следующий вид:

$$\frac{1}{D_x} = \langle x / x \rangle = \mathbb{R}_{x1,1}(z_0 \rightarrow z_t), \quad \frac{1}{D_y} = \langle y / y \rangle = \mathbb{R}_{y1,1}(z_0 \rightarrow z_t);$$

коэффициенты хроматических aberrаций:

$$C_{px} = \langle x / x' \delta \rangle = \mathbb{R}_{x1,4}(z_0 \rightarrow z_t), \quad C_{py} = \langle y / y' \delta \rangle = \mathbb{R}_{y1,4}(z_0 \rightarrow z_t);$$

коэффициенты сферических aberrаций:

$$\langle x / x'^3 \rangle = \mathbb{R}_{x1,8}(z_0 \rightarrow z_t), \quad \langle x / x'y'^2 \rangle = \mathbb{R}_{x1,14}(z_0 \rightarrow z_t),$$

$$\langle y / y'^3 \rangle = \mathbb{R}_{y,1,8}(z_0 \rightarrow z_t), \quad \langle y / x'^2 y' \rangle = \mathbb{R}_{y,1,14}(z_0 \rightarrow z_t).$$

Вычисление матрицанта для магнитной квадрупольной линзы с цилиндрической апертурой с полем, заданным скалярным магнитным потенциалом в виде (2.7), (2.8) для представления продольного профиля распределения квадрупольной компоненты в (2.10), осуществляется с помощью консервативного численного метода челнок-сумм описанного в работе [105]. Наиболее важным для задач оптимизации квадрупольных ЗФС является возможность представления в аналитическом виде матрицанта для прямоугольной модели профиля продольного распределения квадрупольной компоненты в виде (2.12). Такой матрицант получен в работе [106] и используется в численном коде ProbForm [107]. Сравнение результатов определения ионно-оптических свойств различных ЗФС матричным и траекторным методами приведены в работе [23], где показано, что отличие в вычислении коэффициентов уменьшения и хроматических aberrаций находится на уровне $<1\%$, а коэффициентов сферических aberrаций $<10\%$. Это дает основание рассматривать аналитический вид матрицанта как достаточно хорошее приближение решения задачи динамики пучка заряженных частиц в квадрупольных ЗФС.

Для магнитных квадрупольных линз с конической апертурой представление поля отличается видом продольного профиля распределения квадрупольной компоненты, поэтому для такой линзы необходимо было построить формализм решения задачи определения матрицанта, который позволит преобразовывать фазовые моменты частиц при движении в такой квадрупольной линзе. Общая теория движения заряженных частиц в электрических и магнитных полях в линзах с конической образующей была изложена в работах [108–110], где применялся другой подход в решении задачи, основанный на методе последовательных приближений. Применение полученных результатов в этих работах к задаче оптимизации процессов формирования прецизионных пучков в системах магнитных квадруполей с конической апертурой затруднено в силу того, что здесь были рассмотрены электростатические линзы, коэффициенты aberrаций

были получены для аксиальной симметрии. Поэтому ниже приведены более подробные выкладки решения задачи по определению матрицанта в магнитных квадрупольных линзах с конической апертурой.

Аналитическая модель зависимости градиент поля на оси магнитной квадрупольной линзы с конической апертурой с резкой отсечкой, что соответствует прямоугольной модели продольного распределения профиля квадрупольной компоненты в линзах с цилиндрической апертурой, будет представлена в виде:

$$f_1(z) = \beta \cdot h(z) / [1 + b(z - z_i)]^2, \quad (2.35)$$

где $f_1(z) = 2W_2(z) \cdot \frac{q}{p_0}$;

$$\beta = \mu_0 \frac{q}{p_0} \cdot \frac{2 \cdot NI}{r_0^2} k ;$$

$$h(z) = \theta(z - z_0) - \theta(z - z_0 - L_{eff});$$

$\theta(z)$ – ступенчатая функция;

$$b = \operatorname{tg}(\alpha) / r(z_0);$$

L_{eff} – эффективная длина поля линзы (в данном случае линзы с конической апертурой).

Тогда уравнения (2.26) будут иметь вид:

$$\begin{aligned} x'' + f(z)x &= f(z)x\delta + f''(z)x^3/12 - 3f(z)xx'^2/2 + f''(z)xy^2/4 + \\ &+ f'(z)xyy'/2 - f(z)xy'^2/2 + f(z)x'yy'/2, \\ y'' - f(z)y &= -f(z)y\delta - f''(z)y^3/12 + 3f(z)yy'^2/2 - f''(z)x^2y/4 - \\ &- f'(z)xx'y/2 + f(z)x'^2y/2 - f(z)xx'y'/2. \end{aligned} \quad (2.36)$$

Первоначально решаются линеаризованные уравнения (2.36):

$$\begin{aligned}x'' + f(z)x &= 0, \\y'' - f(z)y &= 0.\end{aligned}\tag{2.37}$$

Решение первого уравнения (2.37):

при $b^2 > 4\beta$:

$$\begin{aligned}x_1(z, z_i) &= [1 + b(z - z_i)]^{\gamma_1}, \quad x_2(z, z_i) = [1 + b(z - z_i)]^{\gamma_2}, \\ \gamma_{1,2} &= \frac{1}{2} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4\beta}{b^2}} \right);\end{aligned}\tag{2.38}$$

при $b^2 = 4\beta$:

$$\begin{aligned}x_1(z, z_i) &= \sqrt{1 + b(z - z_i)}, \\ x_2(z, z_i) &= \sqrt{1 + b(z - z_i)} \ln[1 + b(z - z_i)];\end{aligned}\tag{2.39}$$

при $b^2 < 4\beta$:

$$\begin{aligned}x_1(z, z_i) &= \sqrt{1 + b(z - z_i)} \cdot \sin\{\nu \cdot \ln[1 + b(z - z_i)]\}, \\ x_2(z, z_i) &= \sqrt{1 + b(z - z_i)} \cdot \cos\{\nu \cdot \ln[1 + b(z - z_i)]\}, \\ \nu &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{4\beta}{b^2} - 1}.\end{aligned}\tag{2.40}$$

Решение второго уравнения (2.37):

$$\begin{aligned}y_1(z, z_i) &= [1 + b(z - z_i)]^{\tau_1}, \quad y_2(z, z_i) = [1 + b(z - z_i)]^{\tau_2}, \\ \tau_{1,2} &= \frac{1}{2} \left(1 \pm \sqrt{1 + \frac{4\beta}{b^2}} \right).\end{aligned}\tag{2.41}$$

Соответствующие матрицы преобразования фазовых координат будут иметь вид:

$$\begin{pmatrix} x(z) \\ x'(z) \end{pmatrix} = \mathbf{r}_x(z, z_0, z_i) \cdot \begin{pmatrix} x(z_0) \\ x'(z_0) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{r}_x(z, z_0, z_i) = \mathbf{C}_x(z, z_i) \cdot \mathbf{C}_x^{-1}(z_0, z_i), \quad (2.42)$$

$$\begin{pmatrix} y(z) \\ y'(z) \end{pmatrix} = \mathbf{r}_y(z, z_0, z_i) \cdot \begin{pmatrix} y(z_0) \\ y'(z_0) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{r}_y(z, z_0, z_i) = \mathbf{C}_y(z, z_i) \cdot \mathbf{C}_y^{-1}(z_0, z_i). \quad (2.43)$$

где $\mathbf{C}_x(z, z_i) = \begin{bmatrix} x_1(z, z_i) & x_2(z, z_i) \\ x_1'(z, z_i) & x_2'(z, z_i) \end{bmatrix};$

$$\mathbf{C}_y(z, z_i) = \begin{bmatrix} y_1(z, z_i) & y_2(z, z_i) \\ y_1'(z, z_i) & y_2'(z, z_i) \end{bmatrix};$$

$$z_0 \leq z \leq z_0 + L_{eff}.$$

Особенностью полученных матриц преобразования является пока неопределенность координаты резкой отсечки поля z_0 и длины эффективного поля L_{eff} . В соотношениях (2.42) и (2.43) показано, что матрицы преобразования фазовых координат $\mathbf{r}_{x(y)}$ зависят от продольной координаты передней отсечки поля z_0 и координаты геометрического положения линзы z_i . Так как решения (2.38)–(2.41) имеют привязку к координате z_i , которая принимается за начальную плоскость, ограничивающую поле, а реально мы вводим некоторое расширение поля, сдвигая эту плоскость в координату z_0 . Поэтому необходимо сначала вернуться из координаты z_i в z_0 , а затем преобразовывать фазовые координаты в произвольную плоскость z , что представляется произведением $\mathbf{C}_x(z, z_i) \cdot \mathbf{C}_x^{-1}(z_0, z_i)$.

Для построения модели поля с резкой отсечкой на входе и выходе из линзы необходимо определить величину эффективной длины поля линзы L_{eff} (рис. 2.3). Одним из подходов в определении L_{eff} является условие совпадения ионно-

оптических свойств первого порядка для квадрупольной линзы с реальным и модельным распределением градиента поля. Эффективная длина поля определялась в виде:

$$L_{eff} = L + s_1 r_0 + s_2 R_0, \quad (2.44)$$

где параметры s_1 и s_2 определялись из условия совпадения положения фокуса в x и y поперечных направлениях для реального и модельного распределений поля в линзе. Для различных значений длины линзы L , входного и выходного радиусов апертуры r_0 и R_0 параметры s_1 и s_2 имеют различные значения в пределах $0,50 \leq s_1 \leq 0,66$ и $0,58 \leq s_2 \leq 0,72$. Кардинальные элементы квадрупольной линзы с конической апертурой определяются через элементы матрицы преобразования $\mathbf{r}_x(z_0 + L_{eff}, z_0, z_i)$ и $\mathbf{r}_y(z_0 + L_{eff}, z_0, z_i)$.

Положение фокуса относительно геометрического центра линзы со стороны изображения задается выражениями:

$$\begin{aligned} z(F_{ix}) &= z_0 + L_{eff} - r_{x11}(z_0 + L_{eff}, z_0, z_i) / r_{x21}(z_0 + L_{eff}, z_0, z_i) - L/2 - z_i, \\ z(F_{iy}) &= z_0 + L_{eff} - r_{y11}(z_0 + L_{eff}, z_0, z_i) / r_{y21}(z_0 + L_{eff}, z_0, z_i) - L/2 - z_i, \end{aligned} \quad (2.45)$$

где фокусные расстояния:

$$F_{ix} = -1 / r_{x21}(z_0 + L_{eff}, z_0, z_i), \quad F_{iy} = 1 / r_{y21}(z_0 + L_{eff}, z_0, z_i); \quad (2.46)$$

координаты главных плоскостей:

$$z(H_{ix}) = z(F_{ix}) - F_{ix}, \quad z(H_{iy}) = z(F_{iy}) - F_{iy}. \quad (2.47)$$

Фокусные расстояния со стороны объекта и изображения равны между собой, поэтому кардинальные точки расположены симметрично со стороны объекта и изображения.

Из вида соотношений (2.38)–(2.43) элементы матриц преобразования фазовых координат \mathbf{r}_x и \mathbf{r}_y зависят не только от эффективной длины линзы и возбуждения полюсов β , а также от параметра b , который определяется углом конусности апертуры линзы α .

Для построения матрицанта магнитной квадрупольной линзы с конической апертурой вернемся к уравнению вида (2.30), где матрица $\mathbf{P}(z)$ для координаты x имеет блочный верхнетреугольный вид:

$$\mathbf{P}_x = \begin{bmatrix} \mathbf{P}_{x11} & \mathbf{P}_{x12} & \mathbf{P}_{x13} & \mathbf{P}_{x14} \\ \mathbf{0} & \mathbf{P}_{x22} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{P}_{x33} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{P}_{x44} \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{P}_{x11} = \mathbf{P}_{x22} = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -f_1(z) & 0 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{P}_{x12} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ f_1(z) & 0 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{P}_{x13} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1/12 f_1''(z) & 0 & -3/2 f_1'(z) & 0 \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{P}_{x14} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1/4 f_1''(z) & f_1'(z) & -1/2 f_1(z) & 0 & f_1(z) & 0 \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{P}_{x33} = \begin{bmatrix} 0 & 3 & 0 & 0 \\ -f_1(z) & 0 & 2 & 0 \\ 0 & -2f_1(z) & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -3f_1(z) & 0 \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{P}_{x44} = \begin{bmatrix} 0 & 2 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ f_1(z) & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 2f_1(z) & 0 & 0 & 0 & 1 \\ -f_1(z) & 0 & 0 & 0 & 2 & 0 \\ 0 & -f_1(z) & 0 & f_1(z) & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -f_1(z) & 0 & 2f_1(z) & 0 \end{bmatrix}.$$

Для поперечного направления y элементы матрицы $\mathbf{P}(z)$ можно получить из матрицы \mathbf{P}_x путем замены знака y функции $f_1(z)$ и ее производных.

Так как первые два элемента векторов фазовых моментов \mathfrak{S}_{x1} и \mathfrak{S}_{y1} в выражениях (2.34) представляют собой фазовые координаты, поэтому первые строки матрицантов $\mathbb{R}_{x(y)}(\mathbf{P}_{x(y)}, z, z_0, z_i)$ содержат коэффициенты уменьшения и абберации преобразования фазовых координат частицы из плоскости на входе в линзу z_0 в плоскость $z \leq z_0 + L_{eff}$. Матрицанты магнитной квадрупольной линзы с конической апертурой имеют такую же структуру как матрица $\mathbf{P}_{x(y)}$:

$$\mathbb{R}_x(\mathbf{P}_x, z, z_0, z_i) = \begin{bmatrix} \mathbb{R}_{x11} & \mathbb{R}_{x12} & \mathbb{R}_{x13} & \mathbb{R}_{x14} \\ \mathbf{0} & \mathbb{R}_{x22} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbb{R}_{x33} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbb{R}_{x44} \end{bmatrix}, \quad \mathbb{R}_{x11} = \mathbb{R}_{x22} = \mathbf{r}_x(z, z_0, z_i),$$

$$\mathbb{R}_{x33} = \begin{bmatrix} r_{x11}^3 & 3r_{x11}^2 r_{x12} & 3r_{x11} r_{x12}^2 & r_{x12}^3 \\ r_{x11}^2 r_{x21} & r_{x11}(r_{x11} r_{x22} + 2r_{x12} r_{x21}) & r_{x12}(r_{x12} r_{x21} + 2r_{x11} r_{x22}) & r_{x12}^2 r_{x22} \\ r_{x11} r_{x21}^2 & r_{x21}(r_{x12} r_{x21} + 2r_{x11} r_{x22}) & r_{x22}(r_{x11} r_{x22} + 2r_{x12} r_{x21}) & r_{x12} r_{x22}^2 \\ r_{x21}^3 & 3r_{x21}^2 r_{x22} & 3r_{x21} r_{x22}^2 & r_{x22}^3 \end{bmatrix},$$

$$\mathbb{R}_{x44} = \begin{bmatrix} r_{x11} r_{y11}^2 & 2r_{x11} r_{y11} r_{y12} & r_{x11} r_{y12}^2 & r_{x12} r_{y11}^2 & 2r_{x12} r_{y11} r_{y12} & r_{x12} r_{y12}^2 \\ r_{x11} r_{y11} r_{y21} & r_{x11}(r_{y11} r_{y22} + r_{y12} r_{y21}) & r_{x11} r_{y12} r_{y22} & r_{x12} r_{y11} r_{y21} & r_{x12}(r_{y11} r_{y22} + r_{y12} r_{y21}) & r_{x12} r_{y12} r_{y22} \\ r_{x11} r_{y21}^2 & 2r_{x11} r_{y21} r_{y22} & r_{x11} r_{y22}^2 & r_{x12} r_{y21}^2 & 2r_{x12} r_{y21} r_{y22} & r_{x12} r_{y22}^2 \\ r_{x21} r_{y11}^2 & 2r_{x21} r_{y11} r_{y12} & r_{x21} r_{y12}^2 & r_{x22} r_{y11}^2 & 2r_{x22} r_{y11} r_{y12} & r_{x22} r_{y12}^2 \\ r_{x21} r_{y11} r_{y21} & r_{x21}(r_{y11} r_{y22} + r_{y12} r_{y21}) & r_{x21} r_{y12} r_{y22} & r_{x22} r_{y11} r_{y21} & r_{x22}(r_{y11} r_{y22} + r_{y12} r_{y21}) & r_{x22} r_{y12} r_{y22} \\ r_{x21} r_{y21}^2 & 2r_{x21} r_{y21} r_{y22} & r_{x21} r_{y22}^2 & r_{x22} r_{y21}^2 & 2r_{x22} r_{y21} r_{y22} & r_{x22} r_{y22}^2 \end{bmatrix},$$

$$\mathbb{R}_{x1k}(\mathbf{P}_x, z, z_0, z_i) = \int_{z_0}^z \mathbb{R}_{x11}(\mathbf{P}_x, z, \tau, z_i) \mathbf{P}_{x1k}(\tau) \mathbb{R}_{xkk}(\mathbf{P}_x, \tau, z_0, z_i) d\tau, \quad k=3,4. \quad (2.48)$$

При вычислении интегралов (2.48) учитывались особенности на краях поля, которые связаны с видом модельного распределения продольного градиента и его

производных $f_1^{(r)}(z)$, которые выражаются через импульсную функцию $\delta(\tau - X)$, которая появляется в результате дифференцирования ступенчатой функции $\theta(z)$:

$$\int_{z_0}^z \phi(\tau) \delta^{(r)}(\tau - X) d\tau = (-1)^r \phi^{(r)}(X), \quad X \in [z_0, z]. \quad (2.49)$$

Для построения матрицанта $\mathbb{R}_y(\mathbf{P}_y, z, z_0, z_i)$ необходимо сделать замену x на y .

Разработанный формализм построения матрицанта для магнитной квадрупольной линзы с конической апертурой реализован в модифицированном численном коде на основе кода ProbForm, упоминавшемся выше.

2.3. Метод оптимизации процесса формирования пучка ионов в зондовых системах магнитных квадрупольных линз со свободными параметрами фокусирующих полей

Стремление повысить пространственное разрешение ЗФС основано на поиске систем с большими коэффициентами уменьшения при низких абберациях, так как, исходя из вида соотношений (1.3), одни параметры приводят к уменьшению пятна на мишени, а вторые – увеличивают его. Но в силу того, что рост коэффициентов уменьшения приводит к существенному увеличению аббераций, поэтому необходимо найти оптимальное соотношение коэффициентов уменьшения и аббераций в конкретно выбранной системе для достижения возможности создать на мишени пятно с высокой концентрацией ионов. Критерий качества ЗФС вытекает из требований, необходимых для создания наноразмерных структур, а именно обеспечить максимальный ток пучка при заданных размерах пятна на мишени.

В первом разделе, посвященном анализу состояния исследований ЗФС с целью улучшения параметров сфокусированного пучка на мишени, отмечалось,

что основным направлением здесь являлись поиски наилучшего расположения магнитных квадрупольных линз вдоль оптической оси и увеличение их количества. С физической точки зрения такие исследования связаны с поиском наилучшего распределения магнитного поля вдоль оси системы, которое обеспечивает формирование пучка на мишени. Основным недостатком в таком подходе является применением только двух источников питания линз, что для систем с количеством линз более двух приводит к необходимости их спаренного питания. Таким образом, поле в спаренных линзах зависит от условия создания стигматической фокусировки с одной стороны, а с другой должно удовлетворять требованию уменьшения коэффициентов аберраций, что собственно реализовывается за счет смещения поля этих линз вдоль оси. Для обеспечения обеих условий, рассмотренных параметров в виде геометрии расположения линз и их количества, недостаточно. Поэтому в настоящей работе рассмотрены два подхода в увеличении количества свободных параметров, определяющих фокусирующие поля, что может быть выражено в дополнительных источниках питания линз, когда их общее количество больше двух [39].

Как видно из процедуры построения матрицанта, который определяет коэффициенты аберраций, их величина зависит от интегральных величин профиля распределения квадрупольной компоненты, его старших производных и величины градиента поля в линзах. Поэтому дополнительной возможностью изменения продольного распределения поля в ЗФС является изменение формы профиля распределения градиента поля в самой линзе, за счет применения конической апертуры в МКЛ.

На основании проведенного рассуждения вводятся свободные параметры фокусирующих полей, которые определяются дополнительными источниками питания линз и углом конусности апертуры в МКЛ за счет изменения их взаимной геометрии. Величины введенных свободных параметров должны определяться на основании решения задачи оптимизации процесса формирования пучка на мишени. При формализации такой задачи важным является выбор критерия оптимальности процесса формирования пучка. При разработке

экспериментальной установки ЯСМЗ CSIRO-GEMOC (Сидней, Австралия) [111] для расчета ЗФС был применен эмпирический критерий, в котором в качестве функции цели было выбрано отношение коэффициентов уменьшения к функции от коэффициентов сферических аберраций в виде:

$$Q = \frac{D_x D_y}{\sqrt[6]{\langle x/x'^3 \rangle \langle x/x'y'^2 \rangle \langle y/y'^3 \rangle \langle y/y'x'^2 \rangle}}, \quad (2.50)$$

где D_x и D_y – коэффициенты уменьшения;

$\langle x/x'^3 \rangle$, $\langle x/x'y'^2 \rangle$, $\langle y/y'^3 \rangle$, $\langle y/y'x'^2 \rangle$ – сферические аберрации ЗФС.

Рассчитанная на основании этого критерия ЗФС была успешно реализована в экспериментальной установке ЯСМЗ [112; 113]. Особенностью этой установки являются невысокие коэффициента уменьшения $D_x, D_y \approx 60$. Основным аргументом авторов этого критерия оптимизации являлись рассуждения, что системы, в которых коэффициенты уменьшения преобладают над коэффициентами аберраций имеют преимущественные условия для формирования пучка, а следовательно и более высокую разрешающую способность. В дальнейшем попытка применить этот критерий для создания ЯСМЗ с аналогичной ЗФС, но с коэффициентами уменьшения ~ 300 , не были подтверждены экспериментально [94]. В дальнейшем, было показано [106], что данный критерий является лишь необходимым условием, но не достаточным, так как он не отображает сам процесс формирования пучка в ЗФС и может быть приемлем лишь для систем с небольшими коэффициентами уменьшения < 100 и умеренными аберрациями.

Поэтому при выборе критериев оптимизации необходимо, чтобы они основывались на ясных физических принципах. Такими критериями могут быть минимальная величина размеров сфокусированного пучка – зонда, при заданной величине тока либо максимальная величина тока пучка при заданных размерах зонда. Оба критерия практически идентичны с той лишь разницей, что во втором критерии необходимо определить одно значение – ток пучка, в то время как в

первом требуется найти минимальные размеры зонда, который представляет собой двухмерный контур. Так как такой контур имеет две величины, определяющих его форму, то это затрудняет постановку задачи, либо ограничивает рассматриваемые типы ЗФС только ортоморфными системами, у которых коэффициенты уменьшения в обеих поперечных плоскостях одинаковы $D_x = D_y$ и контур может быть представлен квадратом.

Выбор второго критерия для постановки задачи оптимизации ЗФС со свободными параметрами фокусирующих полей можно обосновать на основе следующих рассуждений [114]. Ток пучка I связан с нормализованной яркостью b и нормализованным эмиттансом пучка ε соотношением:

$$I = b \cdot \varepsilon. \quad (2.51)$$

Из того, что на входе в зондоформирующую систему величина b фиксированная и определяется типом ионного источника в электростатическом ускорителе, следует:

$$\max(I) \sim \max(\varepsilon) = \Omega. \quad (2.52)$$

Но максимальный эмиттанс пучка, который ЗФС может сфокусировать в пятно заданных размеров, равен аксептансу системы Ω . Аксептанс определяется оптимальными размерами коллиматоров, расположенных симметрично относительно оси пучка:

$$\Omega = 16r_x r_y R_x R_y / a_0^2, \quad (2.53)$$

где $2r_x, 2r_y$ – размеры прямоугольного объектного коллиматора;

$2R_x, 2R_y$ – размеры прямоугольного углового коллиматора;

a_0 – расстояние между коллиматорами (объектное расстояние).

Согласно (1.3) одни и те же размеры пятна на мишени для данной ЗФС можно получить различными комбинациями объектного и углового коллиматоров. Так уменьшая размеры объектного коллиматора, пятно на мишени останется неизменным за счет абберрационного расширения пучка при увеличении углового коллиматора. На основании выше сказанного для каждой ЗФС существует оптимальный набор объектного и углового коллиматоров, которые обеспечивают максимальный ток пучка при заданных размерах пятна на мишени. Стоит отметить, что размеры коллиматоров и, следовательно, аксептанс зависят от параметров ЗФС: ее геометрии, количества линз, варианта их подключения к источникам питания, количества источников питания, типа МКЛ, длины эффективного поля линз. Значения всех параметров должны удовлетворять условию стигматичности рассматриваемой ЗФС. Тогда задача оптимального коллимирования пучка в ЗФС, которая задается в виде задачи нелинейного программирования [29; 115], может быть формализована следующим образом:

$$\Omega^*(d) = \max_{r_x, r_y, R_x, R_y, \tau} (\Omega(\tau, d)), \quad (2.54)$$

$$\Omega(\tau, d) = \text{vol}(\Theta(\tau, d)), \quad (2.54 \text{ а})$$

$$|G_i| \leq G_{i \max}, \quad |\alpha_j| \leq \alpha_{j \max} \quad (2.54 \text{ б})$$

$$h_x(G_{K-1}, G_K, \tau) = 0, \quad h_y(G_{K-1}, G_K, \tau) = 0, \quad (2.54 \text{ в})$$

$$\Theta = \{(x_0, y_0, x'_0, y'_0, \delta_0) | \quad (2.54 \text{ г})$$

$$|x_0| < r_x, \quad |y_0| < r_y, \quad (2.54 \text{ д})$$

$$\frac{-R_x - x_0}{a_0} \leq x'_0 \leq \frac{R_x - x_0}{a_0}, \quad \frac{-R_y - y_0}{a_0} \leq y'_0 \leq \frac{R_y - y_0}{a_0}, \quad (2.54 \text{ е})$$

$$|F_x(z_t)| \leq d/2, \quad |F_y(z_t)| \leq d/2, \quad (2.54 \text{ ж})$$

$$|\delta_0| \leq \delta_{\max}/2\},$$

где $\tau = \{G_{K-1}, G_K, a_1, \dots, a_N, g, L_{1, \text{eff}}, \dots, L_{N, \text{eff}}, \gamma\}$ – вектор параметров, от которых зависит формирование пучка квадрупольной ЗФС, здесь N – количество МКЛ в

системе, K – количество источников питания, $\gamma = \{G_i, \alpha_j\}$, $i = 1, \dots, K - 2$ – количество свободных параметров, связанных с дополнительными источниками питания, $j = 1, \dots, N$ – количество свободных параметров, связанных с углом конусности линз;

$\Theta(\tau, d)$ – фазовое множество ионов пучка, сформированного с помощью объектного и углового коллиматоров;

$F_x(z) = x(z_t)$, $F_y(z) = y(z_t)$ – преобразование фазовых координат ионов в виде (2.34);

δ_{\max} – максимальный разброс по импульсу ионов в пучке.

Уравнение (2.54) описывает критерий оптимизации, основанный на нахождении максимального аксептанса системы. Аксептанс системы Ω равен величине максимального фазового объема пучка Θ (2.54 а), сформированного при помощи двух прямоугольных коллиматоров (2.54 г). Пределы допустимых свободных параметров системы задаются уравнением (2.54 б). Обеспечение стигматической фокусировки пучка записывается в виде (2.54 в), где коэффициенты стигматизма дают возможность однозначно определить величину градиентов полей в линзах подсистемы финальной фокусировки, подключенных к одному из двух независимых источников питания тока. Уравнения (2.54 д) и (2.54 е) – условия описывающие, что частицы должны проходить через прямоугольный объектный и угловой коллиматоры. Выражения (2.54 ж) показывают, что пучок будет трансформирован с помощью ЗФС в плоскость мишени в квадратное пятно размером $d \times d$.

Ранее оптимизация зондовых систем проводилась по геометрическим $\{a_1, \dots, a_N, g, L_{1,eff}, \dots, L_{N,eff}\}$ и связанным параметрам градиентов полей в МКЛ $\{G_{K-1}, G_K\}$, которые входят в вектор параметров τ . Они являются фиксированными или статическими параметрами, в то время как градиенты первых i линз подсистемы согласования, а также углы конусности МКЛ являются свободными параметрами фокусирующих полей.

Описанный выше критерий максимального аксептанса наиболее эффективен. Он заложен в численном коде МАХВЕМИТ и является базовым для выбора наиболее оптимальной ЗФС. В дальнейших расчетах ЗФС на базе мультиплетов МКЛ с индивидуальными источниками и МКЛ с конусной апертурой будет проводиться с помощью численного кода МАХВЕМИТ, который в связи с добавлением параметров был модернизирован. Также будет уделено внимание сравнению критерия на основе максимального аксептанса и функции цели Q из соотношения (2.50).

2.4. Выводы ко второму разделу

1. Предложены принципиально новые квадрупольные линзы с конической апертурой, в которых, в области прохождения пучка поле имеет неравномерное продольное распределение. Это свойство предопределяют перспективность использования таких линз при фокусировке пучков заряженных частиц с высокой энергией, что связано с уменьшением величины aberrаций в ЗФС с магнитными квадрупольными линзами с конической апертурой.

2. Проведен анализ методов решения нелинейных траекторных уравнений движения заряженных частиц в магнитных квадрупольных зондоформирующих системах, в результате которого было установлено, что наиболее приемлемым в задачах оптимизации процессов формирования пучка в квадрупольных зондоформирующих системах является матричный метод.

3. Для решения нелинейных траекторных уравнений движения заряженных частиц матричным методом для выбранной модели продольного распределения поля в МКЛ с конической апертурой получен аналитический вид матрицы преобразования фазовых координат частиц пучка – матрицанта.

4. Как видно из процедуры построения матрицанта, который определяет коэффициенты aberrаций, их величина зависит от интегральных величин профиля распределения квадрупольной компоненты, его старших производных и величины градиента поля в линзах. Поэтому дополнительной возможностью изменения продольного распределения поля в ЗФС является изменение формы профиля распределения градиента поля в самой линзе, за счет применения конической апертуры в МКЛ.

5. Показано, что наиболее приемлемым методом оптимизации является метод, основанный на критерии максимального аксептанса системы. Основываясь на этом критерии, формализована задача оптимизации процесса формирования пучка в квадрупольных системах со свободными параметрами фокусирующих полей, связанными с дополнительными источниками питания и углами конусности магнитных квадрупольных линз.

РАЗДЕЛ 3

ОПТИМИЗАЦИЯ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ ПУЧКА РАЗЛИЧНЫМИ ТИПАМИ ЗОНДОВЫХ СИСТЕМ МАГНИТНЫХ КВАДРУПОЛЬНЫХ ЛИНЗ

В данном разделе изложены результаты теоретического анализа ионно-оптических характеристик различных типов ЗФС на основе мультиплетов магнитных квадрупольных линз со свободными параметрами фокусирующих полей. В первом случае в качестве свободных параметров выступают дополнительные источники питания линз подсистемы согласования, которые обеспечивают согласование процесса формирования пучка между системой коллиматоров и подсистемой финальной фокусировки. Во втором случае рассмотрено влияние конусности МКЛ на фокусирующие свойства ЗФС на базе дублета и триплета. Основные результаты раздела опубликованы в работах [32–34; 39].

3.1. Зондоформирующие системы магнитных квадрупольных линз с цилиндрической апертурой и с дополнительными источниками питания

Как уже отмечалось выше в ЗФС, состоящей из нескольких МКЛ, минимальное количество источников питания равно двум, что связано с обеспечением стигматической фокусировки. Дополнительные источники питания позволяют ввести свободные параметры фокусирующих полей [116]. На рис. 3.1 показана схема расположения МКЛ в мультиплете из N линз, имеющих в общем случае K дополнительных источников питания, где $K \leq N - 2$. Здесь определена геометрия расположения основных элементов ЗФС, где a_0 – объектное расстояние, расстояние между объектным и угловым коллиматорами; a_i – расстояние между линзами; L_i – геометрическая длина линзы; g – рабочее расстояние, расстояние от границы поля последней линзы до поверхности

мишени, $i=1, \dots, N$. Формирование пучка в такой зондовой системе условно можно разделить на три этапа. На первом этапе происходит первичное формирование пучка с помощью прямоугольных объектного и углового коллиматоров. Конструктивно прямоугольное коллимационное окно здесь создается двумя скрещенными щелями. На этом этапе формируется пучок с максимальным фазовым объемом, который может быть сфокусирован мультиплетом МКЛ на поверхности мишени в квадратное пятно с заданными размерами ($d \times d$). Такой фазовый объем пучка называется коллимированным аксептансом приведенным к заданному размеру пятна или приведенным коллимированным аксептансом.

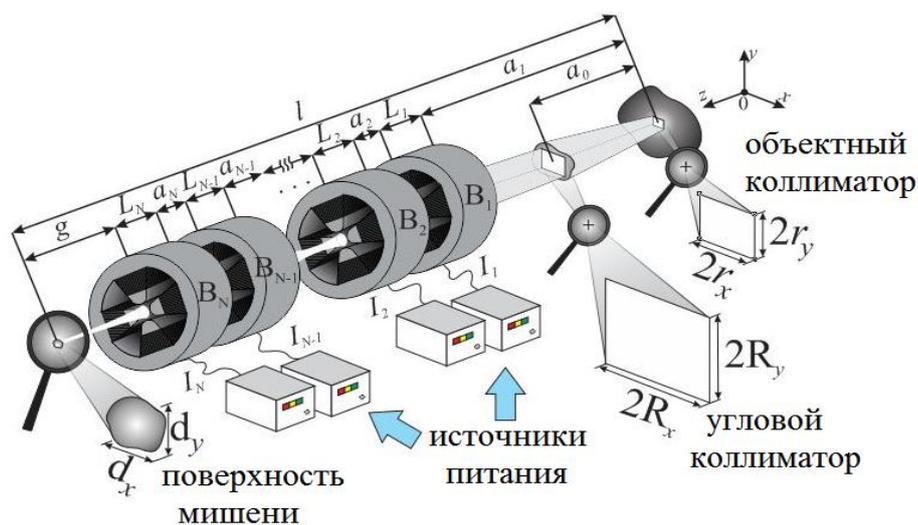


Рис. 3.1. Схема ЗФС с применением мультиплета МКЛ с дополнительными источниками питания линз

На втором этапе первая подсистема, состоящая из M линз ($M \geq K$), обеспечивает согласование первичных фазовых характеристик пучка с ионно-оптическими характеристиками второй подсистемы из $N - M$ линз, задействованных на третьем этапе финальной фокусировки пучка. Линзы подсистемы финальной фокусировки пучка подсоединены к одному из двух источников питания, величины тока которых являются связанными параметрами, обеспечивающими стигматическую фокусировку в двух поперечных плоскостях

(x, y) . В случае если первая подсистема линз имеет независимые источники питания, то создать стигматическую фокусировку на мишени можно бесконечным числом способов за счет выбора значений питания всех источников, т. е. такая ЗФС является переопределенной. Поэтому величины тока первых K источников являются свободными параметрами, которые определяют квадрупольную компоненту магнитного поля в области расположения этих линз. Так как первая подсистема МКЛ является согласующей, то естественно потребовать от нее обеспечить наилучшее согласование процесса формирования пучка, что может быть количественно выражено в максимальной величине приведенного аксептанса, который пропорционален величине плотности тока пучка в зонде на поверхности мишени.

Главной характеристикой магнитных квадрупольных ЗФС является распределение основной квадрупольной компоненты магнитного поля вдоль оси системы. Задачей оптимизации процесса формирования пучка является определение такого распределения квадрупольной компоненты, которое позволит получить наибольшую плотность тока в зонде. Схематически распределение квадрупольной компоненты $W_2(z)$ показано на рис. 3.2, где использована прямоугольная модель в виде (2.12). Такое представление позволяет учесть область краевого поля МКЛ, которое дает значительный вклад в нелинейные эффекты формирования пучка в виде коэффициентов aberrаций. Модельное представление поля МКЛ с прямоугольным продольным распределением квадрупольной компоненты (рис. 3.2) может быть выражено в виде:

$$W_2(z) = \sum_{i=1}^N G_i \left[\theta(z - z_i) - \theta(z - z_i - L_{i,eff}) \right] / 2, \quad (3.1)$$

где z_i , $L_{i,eff}$ – координата начала границы эффективного поля и длина эффективного поля МКЛ с номером i соответственно;

$\theta(z)$ – ступенчатая функция.

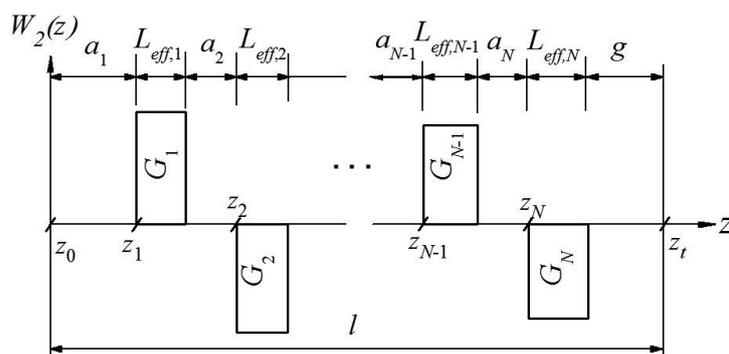


Рис. 3.2. Модельное распределение основной квадрупольной компоненты поля в мультиплете МКЛ вдоль оптической оси

3.1.1. Триплет магнитных квадрупольных линз

ЗФС на базе триплета состоит из трех МКЛ, при этом две последние линзы расположены на минимальном расстоянии друг от друга и граница поля последней линзы расположена на расстоянии g от плоскости мишени. Для такой ЗФС общее количество линз $N = 3$, количество линз в подсистеме согласования $M = 1$ и количество дополнительных источников питания $K = 1$. Таким образом, последние линзы имеют статическое положение, в то время как первая линза имеет индивидуальный источник питания и может занимать любое положение между угловым коллиматором и второй линзой вдоль оптической оси. Выбор длины ЗФС $l = 4,0$ м основывается на анализе влияния этого параметра на ионно-оптические свойства квадрупольных ЗФС, который был проведен в работе [23], где показано незначительное влияние длины на процессы формирования пучка в квадрупольных ЗФС. В результате в триплете вторая и третья линзы являются линзами подсистемы финальной фокусировки и расположены на минимальном расстоянии друг от друга $a_3 = 0,01$ м, а положение первой линзы варьировалось в пределах $1,07 \text{ м} \leq a_1 \leq 3,71 \text{ м}$. Линзы подключены к трем независимым источникам питания таким образом, что реализуется распределение градиента $\{\pm G_1, -G_2, +G_3\}$ на рис. 3.2, т. е. первая линза имеет полностью свободное питание, в то время как вторая линза обеспечивает фокусирующее действие в

плоскости yOz , а третья линза фокусирует в плоскости xOz . Для всех значений a_1 рабочее расстояние изменялось в пределах $0,06 \text{ м} \leq g \leq 0,18 \text{ м}$. Максимальный относительный разброс по импульсу частиц в пучке $\delta_{\max} = 5 \cdot 10^{-5}$, максимальный градиент поля в линзах $|G_{\max}| = 0,5384 \text{ Тл/см}$.

Оптимизация процесса формирования пучка в зондовой системе на базе триплета МКЛ с индивидуальными источниками питания линз проводилась с применением формализма разработанного в предыдущем разделе в постановке задачи (2.54). Для различных значений геометрических параметров a_1 и g в указанных выше пределах их изменения решалась задача по определению наибольшего приведенного коллимированного аксептанса ЗФС. Здесь стоит отметить, что для триплета существует две области решений, когда реализуется стигматическая фокусировка.

В случае, когда $G_1 > 0$, коэффициенты уменьшения $D_x > 0$, $D_y < 0$, что соответствует существованию промежуточного кроссовера пучка в плоскости xOz в процессе его формирования от объектного коллиматора до мишени. Для этой области решений имеется значительный дисбаланс коэффициентов уменьшения, когда величина $|D_y|$ на порядок больше $|D_x|$, что можно видеть на рис. 3.3 а. Поэтому такие характеристики ЗФС в значительной мере сказываются на величине коэффициентов aberrаций, которые имеют преобладающее действие при формировании пучка. И как следствие существует необходимость уменьшать размеры как углового, так объектного коллиматоров, а это в совокупности приводит к уменьшению приведенного коллимированного аксептанса (рис. 3.3 б). Основываясь на зависимости представленной на рис. 3.3 в можно сделать вывод, что в то время как аксептанс меняется, спадая до нуля, с изменением градиента поля, фактор Q , который задается выражением (2.50), практически постоянен.

Стоит отметить, что в случае когда $G_1 > 0$, аксептанс системы уменьшается с ростом градиента поля и имеет наибольшее значение $\Omega = 3,3 \text{ мкм}^2\text{мрад}^2$, что на порядок меньше, чем для ЗФС, у которых $G_1 < 0$. Поэтому дальнейший анализ

системы, когда линзы запитаны в виде $\{+G_1, -G_2, +G_3\}$, не представляет интереса.

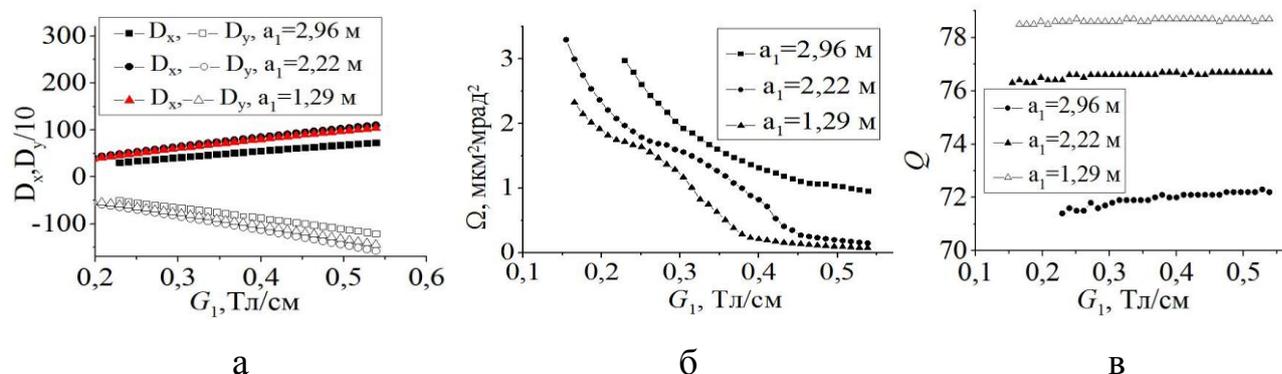


Рис. 3.3. Ионно-оптические характеристики для триплета МКЛ при $G_1 > 0$ и рабочем расстоянии $g = 0,06$ м: а – D_x , D_y ; б – зависимость приведенного коллимированного аксептанса от градиента поля в первой линзе; в – Q фактор

Для варианта питания первой линзы $G_1 < 0$ коэффициенты уменьшения $D_x < 0$, $D_y > 0$, что соответствует наличию кроссовера в плоскости yOz . Как видно из графиков на рис. 3.4 в этом случае дисбаланс между D_x и D_y не столь велик. Здесь наблюдается рост коэффициентов уменьшения с уменьшением рабочего расстояния g . К примеру, на рис. 3.4 а видно, что при $g = 0,06$ м и $a_1 = 2,22$ м коэффициенты уменьшения достигают наибольших значений: $D_x = -190$, $D_y = 910$.

По сравнению с предыдущим случаем, когда $G_1 > 0$, аксептанс системы имеет значительно большую величину. Анализируя графики на рис. 3.5, можно сделать вывод, что для наименьшего рабочего расстояния $g = 0,06$ м и положения первой линзы $a_1 = 1,29$ м аксептанс имеет наибольшее значение $\Omega = 31,9 \text{ мкм}^2/\text{мрад}^2$ (рис. 3.5 а). Здесь стоит отметить, что эта величина незначительно превышает величину аксептанса для других значений a_1 . Это

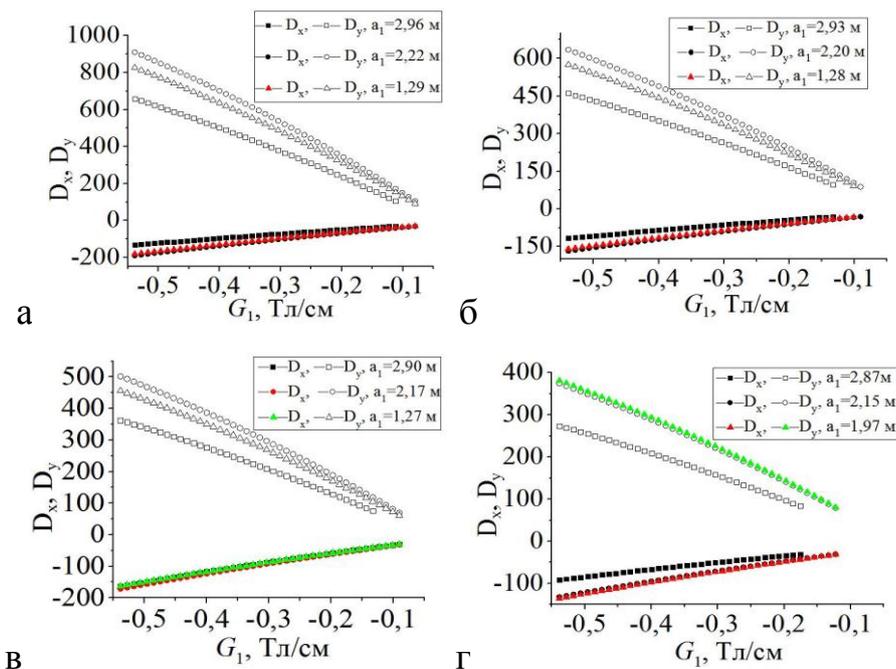


Рис. 3.4. Зависимость коэффициентов уменьшения D_x , D_y от градиента поля в первой линзе для триплета МКЛ при $G_1 < 0$ для трех значений a_1 : а – рабочее расстояние $g = 0,06$ м; б – $g = 0,10$ м; в – $g = 0,14$ м; г – $g = 0,18$ м

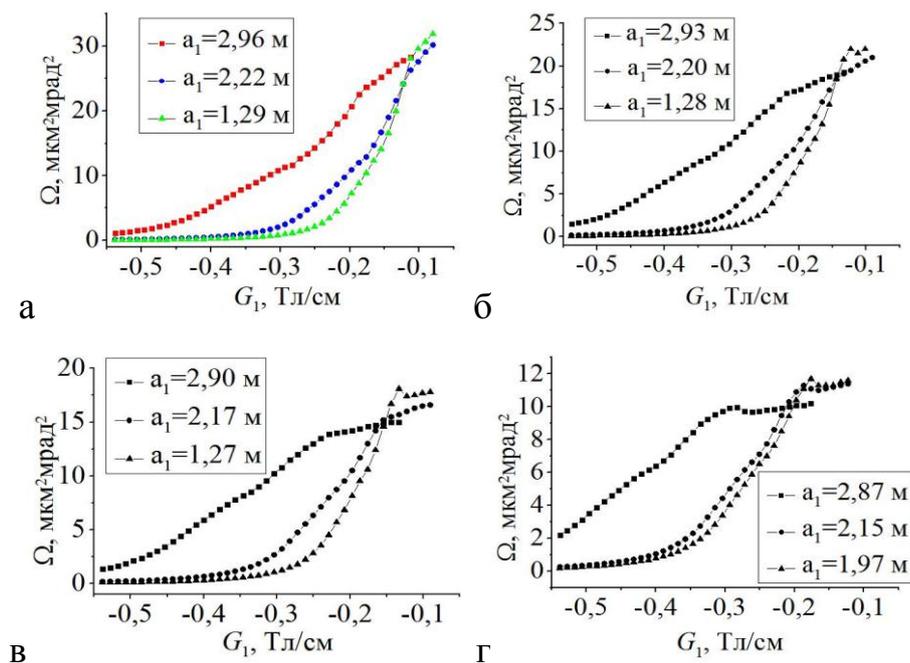


Рис. 3.5. Рост аксептанса от градиента поля в первой линзе для триплета МКЛ при $G_1 < 0$ для четырех значений a_1 : а – рабочее расстояние $g = 0,06$ м; б – $g = 0,10$ м; в – $g = 0,14$ м; г – $g = 0,18$ м

является следствием слабой зависимости ионно-оптических свойств ЗФС от положения первой линзы $a_1 \geq 1,29$ м в области небольших значений $|G_1|$, что видно из рис. 3.4, где коэффициенты уменьшения для систем с $G_1 \approx -0,1$ Тл/см имеют незначительные отличия.

Однако, с увеличением $|G_1|$ наблюдается тенденция спада аксептанса. Такой характер зависимости аксептанса можно объяснить тем, что в данном случае значительно растут коэффициенты уменьшения. Это в свою очередь приводит к большим абберациям, которые для фокусировки пучка на мишени с заданными размерами приводят к необходимости выделять из пучка частицы с малыми углами расходимости. Ограничить углы расходимости пучка можно только за счет уменьшения размеров объектного и углового коллиматоров, которые собственно и определяют величину коллимированного приведенного аксептанса в соотношении (2.53).

Сравнительный анализ ЗФС на базе триплета на основании величины Q фактора (рис. 3.6) показывает, что значения фактора Q остаются практически постоянными при изменении градиента первой линзы G_1 , который определяет свободный параметр фокусирующего поля системы. Он лишь растет с уменьшением рабочего расстояния и в пределах постоянного g имеет большее значение для максимальных a_1 .

3.1.2. Квадруплет магнитных квадрупольных линз

В результате многочисленных исследований было показано, что системы на базе классического «русского» квадруплета, у которого линзы расположены на минимальном расстоянии друг от друга, значительно уступают по своим характеристикам распределенному «русскому» квадруплету, в котором первые две линзы могут свободно перемещаться вдоль оптической оси, обеспечивая большую величину приведенного аксептанса. Однако, в виду сложностей,

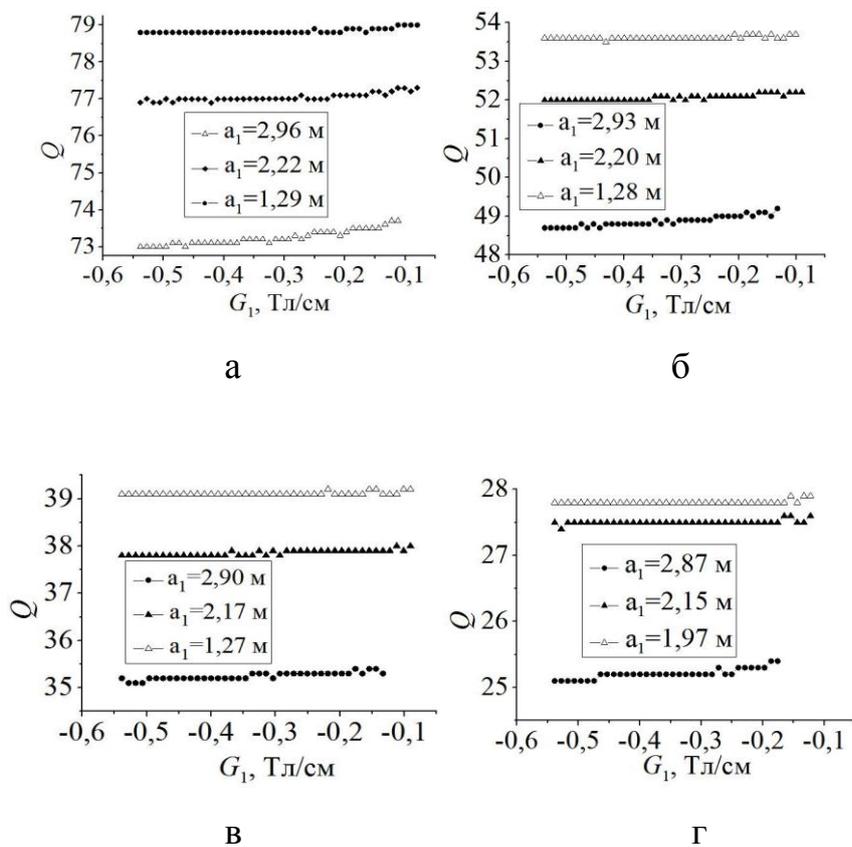


Рис. 3.6. Анализ ЗФС на базе триплета МКЛ при $G_1 < 0$ на основе Q фактора для четырех значений $a_1 = 2,96; 2,22, 2,04$ и $1,29$ м: а – рабочее расстояние $g = 0,06$ м; б – $g = 0,10$ м; в – $g = 0,14$ м; г – $g = 0,18$ м

возникающих при юстировке линз в системе из-за отсутствия четких физических принципов совмещения осей одиночных линз с осью пучка, прибегают к объединению МКЛ в интегрированные дублеты. В данной работе проведен анализ квадруплета МКЛ [117], в котором расстояние между линзами в дублетах равно 1 см. Финальный дублет приближен к плоскости мишени на расстояние g , которое варьировалось за счет выбора фиксированных значений $g = 0,06; 0,10; 0,14; 0,18$ м. Последние две линзы имеют статическое положение и запитываются по схеме $\{+G_3, -G_4\}$, обеспечивая стигматическую фокусировку пучка на мишени. Таким образом, количество линз в системе $N = 4$, подсистема согласования имеет две линзы $M = 2$, объединенных в дублет, и каждая из этих линз имеет свой индивидуальный источник питания $K = 2$. Первый дублет может двигаться вдоль оптической оси, таким образом, что расстояние между ним и объектным коллиматором варьируется в пределах $1,05 \text{ м} \leq a_1 \leq 3,63 \text{ м}$. Первые две линзы подключены к двум независимым источникам питания, которые обеспечивают градиент поля в линзах в пределах $-0,5384 \text{ Тл/см} \leq \{G_{1\text{max}}, G_{2\text{max}}\} \leq 0,5384 \text{ Тл/см}$. Длина всей ЗФС принималась равной 4,0 м.

В зависимости от варьирования геометрических параметров a_1 , g и величины градиента поля в первых двух линзах G_1 , G_2 решалась задача оптимизации процесса формирования пучка в зондовой системе на базе квадруплета МКЛ с индивидуальными источниками питания линз, обеспечивающая нахождение наибольшего приведенного коллимированного аксептанса. Для исследуемого квадруплета есть три вида решений, когда в первом случае коэффициенты уменьшения будут $D_x > 0$, $D_y < 0$, обеспечивая кроссовер в плоскости xOz . Во втором случае кроссовер будет в плоскости yOz с коэффициентами уменьшения $D_x < 0$, $D_y > 0$. И в третьем случае $D_x > 0$, $D_y > 0$ обеспечат наличие двух кроссоверов как в плоскости xOz , так и в плоскости yOz . Как будет показано ниже существует три разновидности решений, описывающих

процессы формирования пучка в квадруплете с индивидуальными источниками питания, связанных с наличием кроссоверов в двух поперечных плоскостях, которые определяются тремя непересекающимися подобластями S_i , $i = 1, \dots, 3$ значений градиентов $\{G_1, G_2\}$.

Для первой подобласти S_1 значений градиентов реализуются ЗФС с коэффициентами уменьшения $D_x > 0$, $D_y < 0$. В случае, когда рабочее расстояние $g = 0,18$ м проводился анализ поиска максимального аксептанса системы в зависимости от варьирования положения первого дублета относительно оптической оси. На рис. 3.7 показана зависимость аксептанса от G_1 и G_2 при $a_1 = 1,22$ м, когда обеспечивается лучший результат в данном случае. Зависимость аксептанса от величины градиентов линз подсистемы согласования $\{G_1, G_2\}$ имеет две области экстремумов, где реализуются локальные максимальные их значения. Причем области изменения $\{G_1, G_2\}$, где $\Omega > 0,9 \Omega_{\max}$ имеют характерные размеры около 0,01 Тл/см (рис. 3.7 б), что позволяет утверждать о практической реализуемости таких ЗФС, когда величина градиентов поля в линзах подсистемы согласования устанавливается на основании расчетов. Из рис. 3.7 б видно, что первая подобласть S_1 занимает верхнюю правую часть прямоугольной области определения значений $\{G_1, G_2\}$. Рис. 3.7 в, г показывает наличие значительного расхождения в значениях коэффициентов уменьшения, практически на порядок, что объясняет сравнительно невысокий максимальный аксептанс системы $\Omega \approx 16$ мкм²мрад².

С уменьшением рабочего расстояния, при $g = 0,14$ м, наблюдается рост значения аксептанса системы до 22 мкм²мрад², как показано на рис. 3.8 а. Анализ зависимости аксептанса от расстояния между объектным коллиматором и первым дублетом показал, что аксептанс незначительно увеличивается при уменьшении a_1 . Поэтому в данном случае приведены результаты для $a_1 = 1,24$ м. Из рис. 3.8 видно, что характер зависимости остается прежним, изменяются только величина

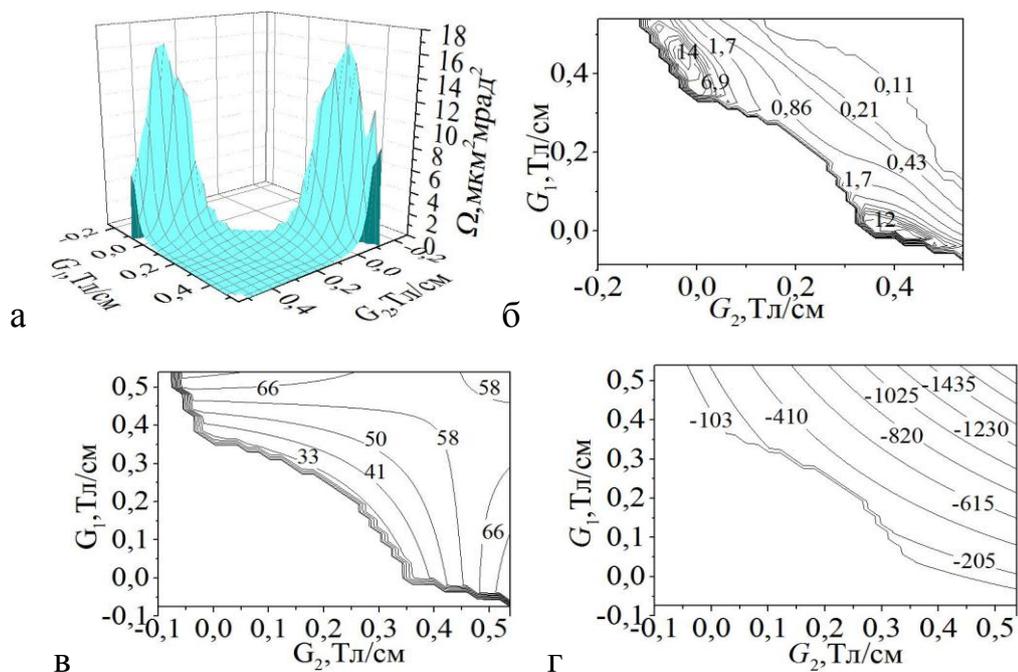


Рис. 3.7. Зависимость фокусирующих свойств квадруплета МКЛ с $D_x > 0$, $D_y < 0$ от градиентов полей в первом дублете: а – трехмерный вид распределения акцептанса; б – контурный вид распределения акцептанса системы; в – D_x ; г – D_y

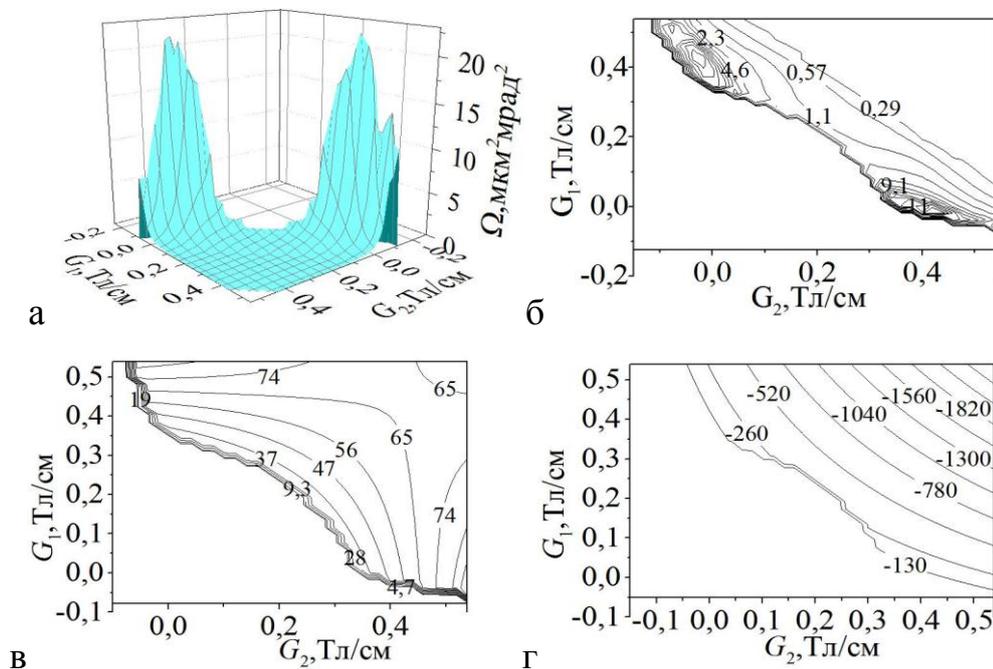


Рис. 3.8. Зависимость фокусирующих свойств квадруплета МКЛ с $D_x > 0$, $D_y < 0$ от градиентов полей в первом дублете: а – трехмерный вид распределения акцептанса; б – контурный вид распределения акцептанса системы; в – D_x ; г – D_y

локальных экстремумов аксептанса. На рис. 3.8 в, г приведена зависимость коэффициентов уменьшения для данного случая. Вид распределения аналогичен предыдущему случаю при $g = 0,18$ м, с той лишь разницей, что значение D_y возросло приблизительно на 30 %.

С уменьшение рабочего расстояния до $g = 0,10$ м наблюдается та же тенденция увеличения аксептанса системы, что и в предыдущем случае. Для $a_1 = 1,25$ м показана зависимость аксептанса от градиентов полей в первых двух линзах на рис. 3.9. Рис. 3.9 в, г демонстрирует возрастание коэффициента уменьшения в y направлении, в то время как D_x остается неизменным по сравнению с предыдущим случаем.

Далее приведен результат анализа квадруплета МКЛ при $g = 0,06$ м. На рис. 3.10 показано распределение аксептанса, которое может быть получено с применением квадруплета МКЛ с индивидуальными источниками питания. Аксептанс системы достигает $44 \text{ мкм}^2 \text{ мрад}^2$. Расстояние между объектным коллиматором и первым дублетом равно $1,27$ м. Коэффициенты уменьшения для ЗФС из подобласти S_1 значений градиентов линз подсистемы согласования, где обеспечивается кроссовер в плоскости xOz , имеют расхождение, достигающее двух порядков (рис. 3.10 в, г), что сказывается на величине аксептанса для этих систем, которая близка к нулю.

Для подобласти S_1 была построена зависимость Q фактора от величин градиентов полей в первых двух линзах на рис. 3.11 а, где показано, что он практически постоянен, даже в том случае, когда аксептанс системы снижается до нуля. Так же был проведен сравнительный анализ зависимости величины аксептанса от расстояния между объектным коллиматором и первым дублетом в квадруплете при разных значениях рабочего расстояния. Из рис. 3.11 б видно, что для различных значений рабочего расстояния величина аксептанса практически не зависит от положения первого дублета МКЛ вдоль оптической оси при $a_1 / a_{1\text{max}} < 0,75$. С другой стороны уменьшение рабочего расстояния приводит к значительному росту приведенного коллимированного аксептанса.

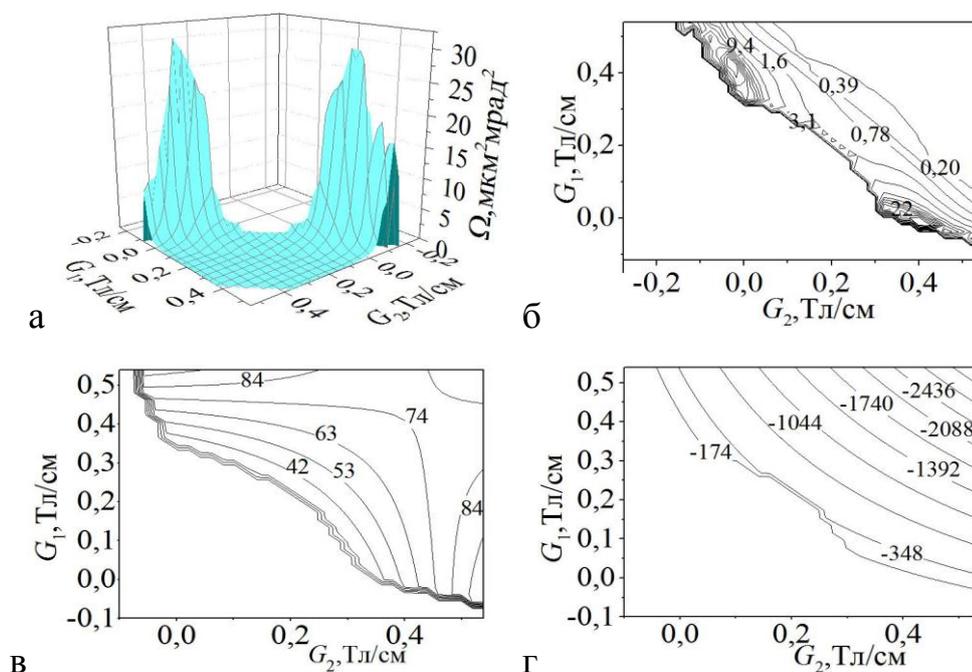


Рис. 3.9. Зависимость фокусирующих свойств квадруплета МКЛ с $D_x > 0$, $D_y < 0$ от градиентов полей в первом дублете: а – трехмерный вид распределения аксептанса; б – контурный вид распределения аксептанса системы; в – D_x ; г – D_y

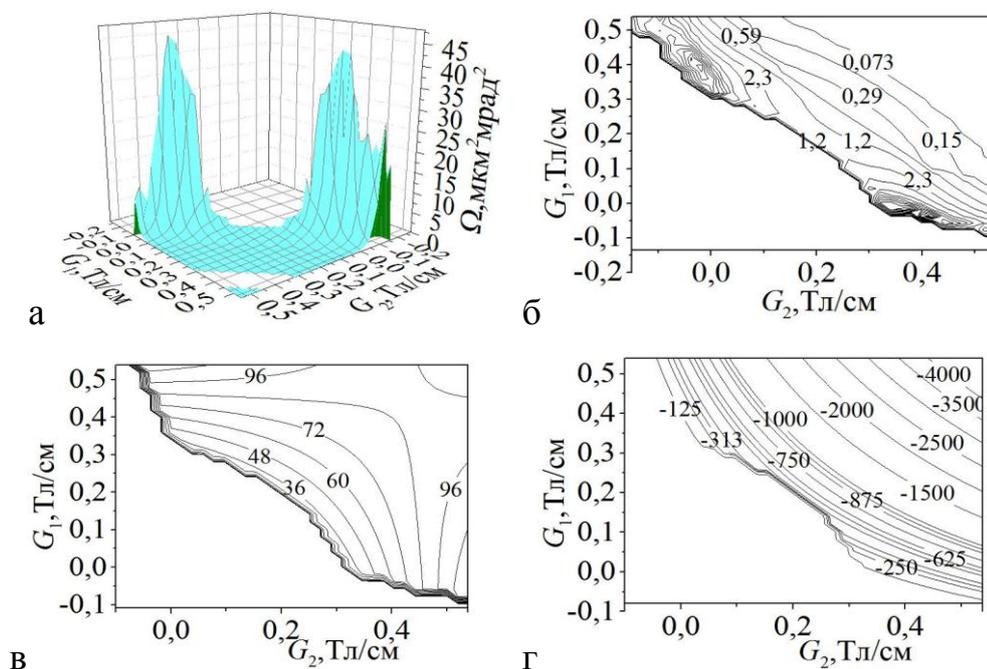


Рис. 3.10. Зависимость фокусирующих свойств квадруплета МКЛ с $D_x > 0$, $D_y < 0$ от градиентов полей в первом дублете: а – трехмерный вид распределения аксептанса; б – контурный вид распределения аксептанса системы; в – D_x ; г – D_y

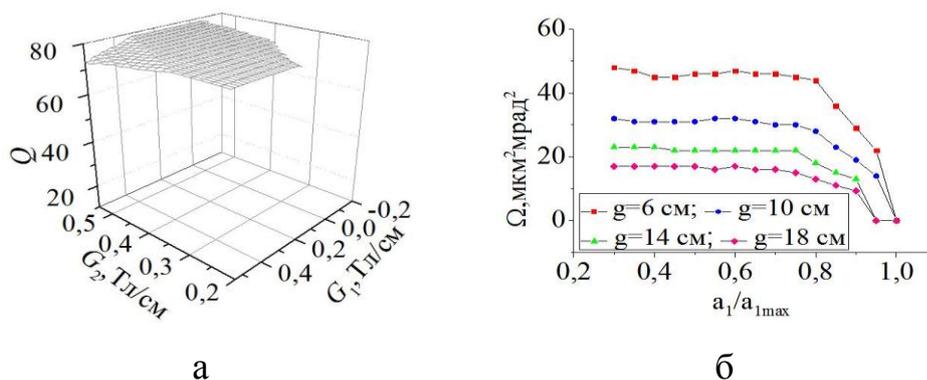


Рис. 3.11. Характеристики квадруплета МКЛ с $D_x > 0$, $D_y < 0$:
 а – зависимость Q фактора от градиентов полей в первом дублете при $g = 0,06$ м,
 $a_1 = 1,27$ м; б – зависимость аксептанса от a_1 при разных значениях g

Для подобласти S_2 значений градиентов линз подсистемы согласования реализуются ЗФС, при котором обеспечивается кроссовер в плоскости yOz с коэффициентами уменьшения $D_x < 0$ и $D_y > 0$. Эти ЗФС имеют несколько худшие фокусирующие свойства, чем рассмотренный выше случай для подобласти S_1 . Поэтому ниже приводятся результаты только с наилучшими значениями аксептанса для данной подобласти решений. На рис. 3.12 приведена зависимость распределения аксептанса от градиентов полей в первом дублете при $g = 0,06$ м и $a_1 = 1,27$ м. Из этого рисунка видно, что подобласть S_2 занимает нижнюю левую часть прямоугольной области определения значений $\{G_1, G_2\}$. Распределение аксептанса имеет один экстремум и, как видно из рис. 3.12 б области изменения $\{G_1, G_2\}$, где $\Omega > 0,9 \Omega_{\text{max}}$, имеют достаточно большие характерные размеры, что позволяет так же утверждать о практической реализуемости таких ЗФС. На рис. 3.12 в, г приведены контуры распределения коэффициентов уменьшения для данного случая, из которого видно, что они имеют один порядок величины. Это является положительным фактором при рассмотрении этих ЗФС в качестве систем с коррекцией aberrаций.

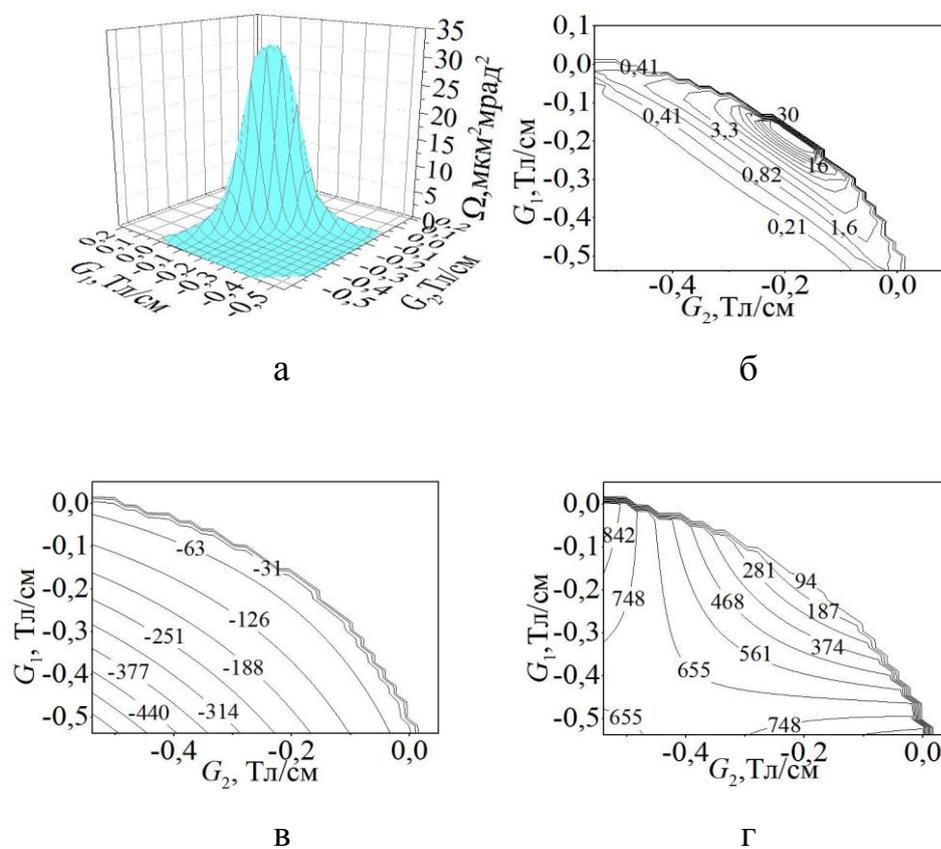


Рис. 3.12. Фокусирующие свойства квадруплета МКЛ с $D_x < 0$, $D_y > 0$, $g = 0,06$ м, $a_1 = 1,27$ м от градиентов полей в первом дублете: а – трехмерный вид распределения аксептанса системы; б – контурный вид распределения аксептанса системы; в – D_x ; Г – D_y

На рис. 3.13 показана зависимость максимального приведенного аксептанса в зависимости от расположения линз подсистемы согласования вдоль оптической оси и величины рабочего расстояния, который аналогичен зависимостям приведенным на рис. 3.13 б. Из этого рисунка видно, что уменьшение рабочего расстояния приводит к росту аксептанса, в то время как от расположения первого дублета МКЛ аксептанс зависит незначительно, что может быть использовано для расположения дополнительных систем, таких как электростатический сканер, камера диагностики пучка, вакуумные затворы и др.

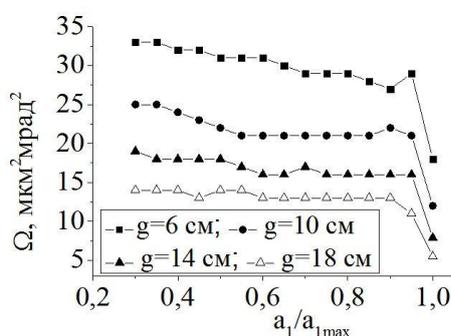


Рис. 3.13. Зависимость аксептанса от a_1 при разных значениях g для квадруплета МКЛ с $D_x < 0$, $D_y > 0$

Анализ подобласти S_3 значений градиентов линз подсистемы согласования показал возможность реализации таких ЗФС, когда обеспечивается кроссовер в двух плоскостях xOz и yOz с коэффициентами уменьшения $D_x > 0$ и $D_y > 0$. Но полученные здесь результаты хуже, чем в случае, рассмотренном выше при $D_x > 0$, $D_y < 0$. Поэтому ограничимся описанием лучших результатов данной подобласти решений. На рис. 3.15 показана зависимость аксептанса системы от градиента поля в первом дублете линз при $g = 0,06$ м, $a_1 = 1,27$ м. Подобласть S_3 состоит из двух частей, которые занимают нижнюю правую и верхнюю левую части прямоугольной области определения значений $\{G_1, G_2\}$. Распределение аксептанса имеет два экстремума, и, как видно из рис. 3.12 б, подобласти изменения $\{G_1, G_2\}$, где $\Omega > 0,9 \Omega_{\text{max}}$, имеют сравнительно небольшие

характерные размеры, что может затруднить их практическую реализацию. На рис. 3.15 в, г приведены зависимости коэффициентов уменьшения для данной системы, которые значительно отличаются по величине, практически на порядок.

На рис. 3.14 показана зависимость максимального приведенного аксептанса в зависимости от расположения линз подсистемы согласования вдоль оптической

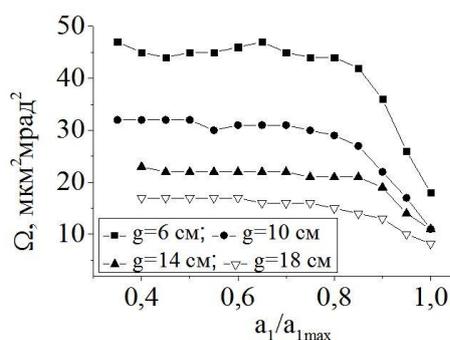


Рис. 3.14. Зависимость аксептанса от a_1 при разных значениях g для квадруплета МКЛ с $D_x > 0$, $D_y > 0$

оси и величины рабочего расстояния, который аналогичен зависимостям приведенным на рис. 3.11 б и рис. 3.13. Анализируя все три типа решений соответствующих подобластям определения $\{G_1, G_2\}$ можно утверждать, что для подобластей S_1 и S_3 зависимость максимального аксептанса от геометрических параметров a_1 и g практически идентична, а для подобласти S_2 сохраняется общий вид зависимостей, но величина максимального аксептанса меньше на 30 % для $g = 0,06$ м и по мере увеличения рабочего расстояния для $g = 0,18$ м это отличие уже составляет 15 %. Как будет показано в четвертом разделе для квадруплета МКЛ с индивидуальными источниками питания линз кроме величины рабочего расстояния на соотношения максимального аксептанса для трех типов решений может влиять и величина разброса ионов по импульсу в пучке. Поэтому при расчетах конкретной ЗФС для определенного типа электростатического ускорителя необходимо проводить дополнительные уточняющие расчеты.

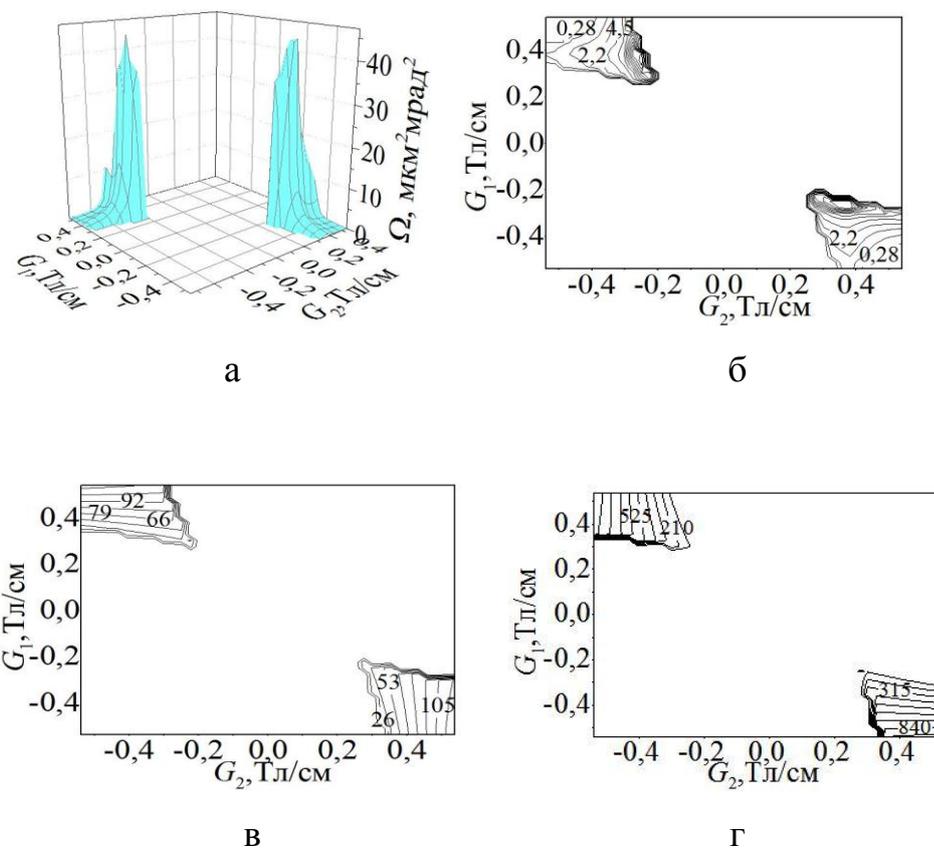


Рис. 3.15. Фокусирующие свойства квадруплета МКЛ с $D_x > 0$, $D_y > 0$, $g = 0,06$ м, $a_1 = 1,27$ м от градиентов полей в первом дублете: а – трехмерный вид распределения акцептанса системы; б – контурный вид распределения акцептанса системы; в – D_x ; г – D_y

3.1.3. Пентуплет магнитных квадрупольных линз

Исторически сложилось так, что пентуплет МКЛ не нашел широко применения в установках ЯСМЗ, что связано в первую очередь со сложностями юстировки отдельно расположенных линз и трудностями расчета таких многопараметрических ЗФС. Существует только одна установка с пятью МКЛ, в которой успешно реализована теоретическая модель, описывающая процесс формирования пучка такой ЗФС [93; 111]. В настоящее время с увеличением быстродействия компьютеров и усовершенствованием составных частей ЯСМЗ пентуплет является новой областью для реализации идей и улучшения ионно-оптических характеристик ЗФС. В данной работе проведен анализ пентуплета, в котором количество МКЛ $N = 5$. Так как количество линз является нечетным и одна линза не должна быть обособлена в силу трудностей ее юстировки, то было предложено следующая схема компоновки ЗФС. Подсистема согласования формировалась с помощью двух линз $M = 2$, объединенных в дублет, с расстоянием 0,01 м между линзами. В первом дублете каждая из линз имеет свой индивидуальный источник питания $K = 2$ с градиентом поля в пределах $-0,5384 \text{ Тл/см} \leq \{G_{1\text{max}}, G_{2\text{max}}\} \leq 0,5384 \text{ Тл/см}$. Первый дублет может свободно перемещаться вдоль оптической оси, обеспечивая варьирование расстояния между ним и объектным коллиматором в пределах $0,83 \text{ м} \leq a_1 \leq 3,55 \text{ м}$. Тогда остальные $N - M = 3$ линзы подсистемы финальной фокусировки будут спаренными и иметь два источника питания, обеспечивая стигматическую фокусировку пучка на мишени. Подсистема финальной фокусировки имеет статическое положение и приближена к плоскости мишени на минимальное расстояние $g = \{0,06 \text{ м}, 0,10 \text{ м}, 0,14 \text{ м}, 0,18 \text{ м}\}$. Длина всей ЗФС была равной 4,0 м.

Задача оптимизации процесса формирования пучка в ЗФС на базе пентуплета МКЛ с дополнительными двумя источниками питания линз, которая обеспечивает нахождение наибольшего приведенного коллимированного аксептанса, решалась в зависимости от варьирования геометрических параметров

a_1 , g и величины градиента поля в первых двух линзах G_1 , G_2 . Было рассмотрено три конфигурации возбуждения линз: $\{\pm G_1, \pm G_2, +G_3, +G_3, -G_4\}$, $\{\pm G_1, \pm G_2, +G_3, -G_4, +G_3\}$ и $\{\pm G_1, \pm G_2, +G_3, -G_3, +G_4\}$. Для каждой из этих конфигураций существует три разновидности решений, описывающих процессы формирования пучка в пентуплете с индивидуальными источниками питания, которые связаны с наличием кроссоверов в двух поперечных плоскостях. Обозначим, как и в случае квадруплета, непересекающимися подобластями S_i , $i = 1, \dots, 3$ значений градиентов $\{G_1, G_2\}$, в которых реализуются три разновидности решений. Здесь стоит отметить, что характер расположения подобластей изменения градиентов аналогичен ЗФС на базе квадруплета с дополнительными источниками питания линз, рассмотренными выше. Поэтому анализ ЗФС на базе пентуплета с двумя дополнительными источниками питания будет сосредоточено на величине максимально достижимого аксептанса и конфигурации линз подсистемы финальной фокусировки.

Рассмотрим первую подобласть S_1 с системой возбуждения линз $\{\pm G_1, \pm G_2, +G_3, +G_3, -G_4\}$. Для данного варианта существует три вида решений, когда в первом случае коэффициенты уменьшения будут $D_x > 0$, $D_y < 0$, обеспечивая кроссовер в плоскости xOz . Во втором случае кроссовер будет в плоскости yOz с коэффициентами уменьшения $D_x < 0$, $D_y > 0$. И в третьем случае $D_x > 0$, $D_y > 0$ обеспечат наличие двух кроссоверов как в плоскости xOz , так и в плоскости yOz . В силу большого объема полученных результатов для проведения анализа ограничимся более сжатым сравнением всех ЗФС. Для наглядности на рис. 3.16 приведены графики роста аксептанса системы в зависимости от уменьшения расстояния a_1 между объектным коллиматором и первым дублетом для трех случаев, когда кроссовер обеспечивается в плоскости yOz (рис. 3.16 а), в xOz и yOz одновременно (рис. 3.16 б), в xOz (рис. 3.16 в). Можно сделать вывод, что величина аксептанса при $D_x < 0$, $D_y > 0$ значительно меньше, чем для двух других случаев. Из вида графиков рис. 3.16 б и рис. 3.16 в видно, что зависимость

аксептанса практически одинакова для этих типов решений. Поэтому дальнейший анализ приводится для ЗФС с $D_x > 0$, $D_y < 0$. Для ЗФС, которая обеспечивает кроссовер в плоскости xOz приведены более детальные характеристики при $g = 0,06$ м, $a_1 = 1,03$ м (рис. 3.17). Из рис. 3.17 а, б видно, что характер зависимости аксептанса аналогичен квадруплету. Так же наблюдается два экстремума, с той лишь разницей, что величина максимального аксептанса 30% выше для пентуплета, чем для квадруплета. Коэффициенты уменьшения имеют большой дисбаланс по величине (рис. 3.17 в, г), когда D_y превышает D_x более чем на порядок.

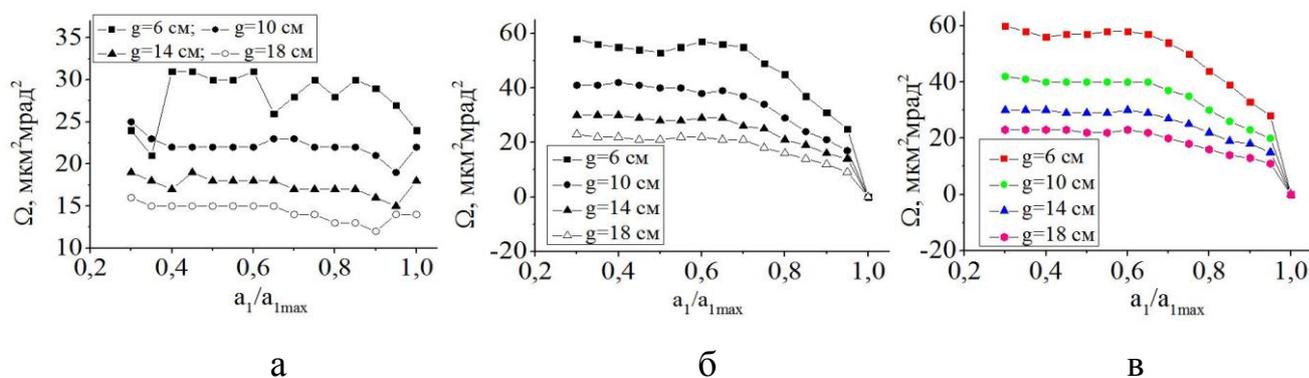


Рис. 3.16. Зависимость аксептанса от a_1 при разных значениях g в пентуплете МКЛ: а – $D_x < 0$, $D_y > 0$; б – $D_x > 0$, $D_y > 0$; в – $D_x > 0$, $D_y < 0$

Подобласть решений S_2 имеет конфигурацию возбуждения линз $\{\pm G_1, \pm G_2, +G_3, -G_4, +G_3\}$. Аналогично выше приведенному варианту ЗФС в данном случае существует три вида решений с коэффициентами уменьшения $D_x < 0$, $D_y > 0$; $D_x > 0$, $D_y > 0$ и $D_x > 0$, $D_y < 0$. На рис. 3.18 показаны зависимости величины аксептанса от расстояния a_1 . Данная конфигурация ЗФС обеспечивает в два раза меньший аксептанс, чем предыдущая. На рис. 3.19 приведены лучшие результаты для области S_2 , когда $D_x > 0$, $D_y < 0$, $g = 0,06$ м, $a_1 = 1,24$ м.

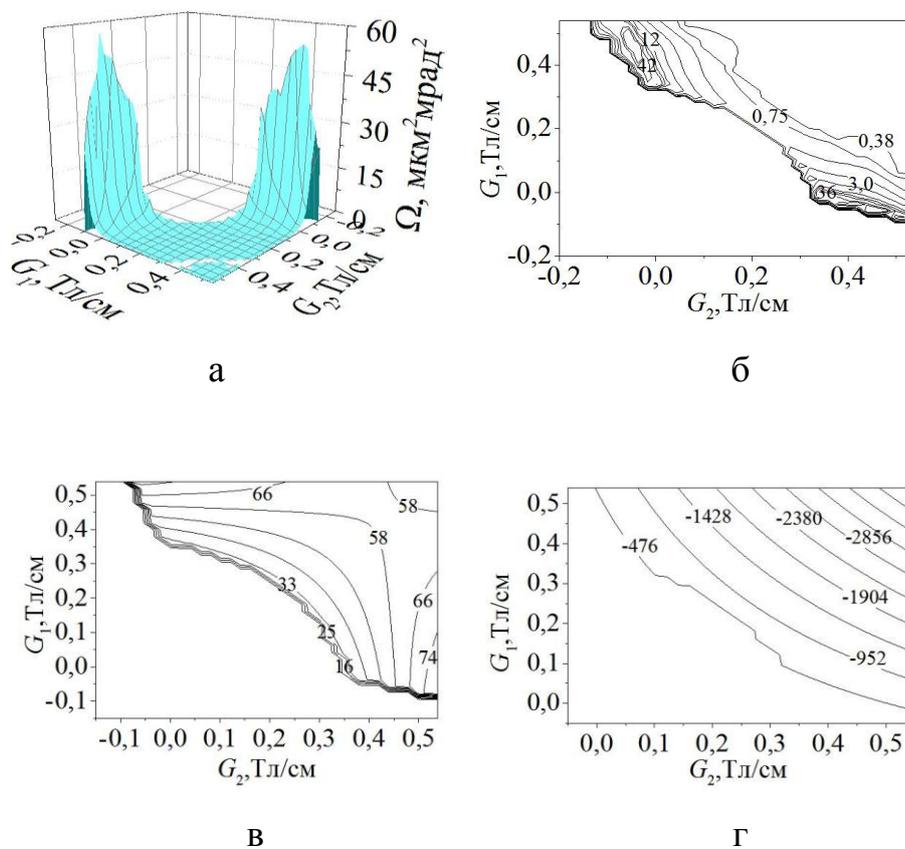


Рис. 3.17. Фокусирующие свойства пентуплета МКЛ с $D_x > 0$, $D_y < 0$, $g = 0,06$ м, $a_1 = 1,03$ м от градиентов полей в первом дублете: а – трехмерный вид распределения акцептанса системы; б – контурный вид распределения акцептанса системы; в – D_x ; г – D_y

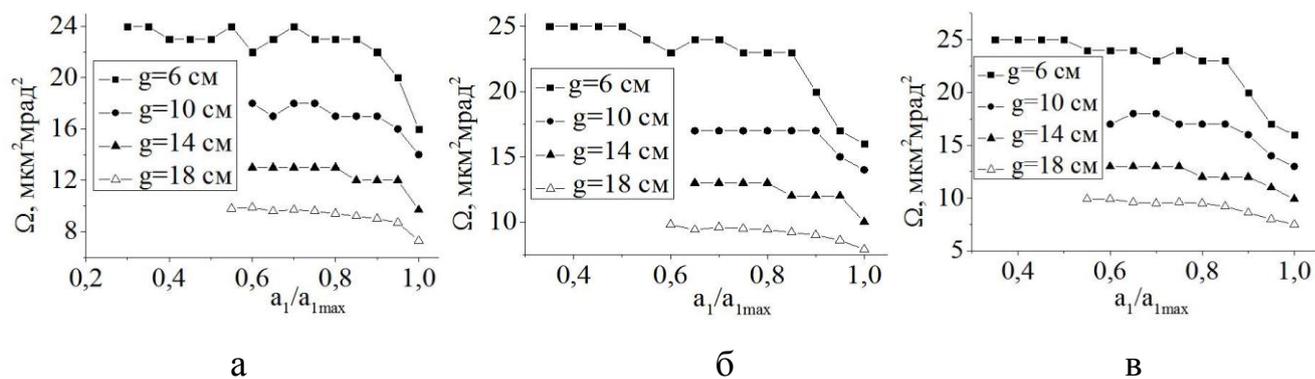


Рис. 3.18. Зависимость аксептанса от a_1 при разных значениях g в пентуплете МКЛ: а – $D_x < 0, D_y > 0$; б – $D_x > 0, D_y > 0$; в – $D_x > 0, D_y < 0$

В третьем случае S_3 , в котором запитывание линз предлагалось по схеме $\{\pm G_1, \pm G_2, +G_3, -G_3, +G_4\}$, не было найдено решений. Такие результаты были получены в силу ограничений по градиенту поля для линз в системе в пределах $-0,5384 \text{ Тл/см} \leq G_{\max} \leq 0,5384 \text{ Тл/см}$. Увеличение значений G_{\max} до $0,8461 \text{ Тл/см}$ обеспечивает наличие решений, которым соответствуют ЗФС с коэффициентами уменьшения порядка 10^3 . Для таких систем характерны чрезвычайно высокие коэффициенты aberrаций, поэтому величина аксептанса здесь близка к нулю.

Из общего сравнительного анализа ЗФС с различным количеством линз, можно сделать заключение, что квадруплет имеет значительное преимущество перед триплетом по величине аксептанса и не значительно уступает пентуплету по этой величине. Наличие парных линз у квадруплета с индивидуальными источниками питания линз также делает его более предпочтительным с точки зрения возможности использования интегрированных дублетов МКЛ, что дает возможность утверждать о реализуемости такой системы в экспериментальной установке. Пентуплет с дополнительными источниками питания линз имеет перспективы применения для ЗФС нового поколения в случае применения корректоров aberrаций. Так как системы на базе пентуплета имеют сбалансированные большие коэффициенты уменьшения, когда $(D_x, D_y) > 10^3$.

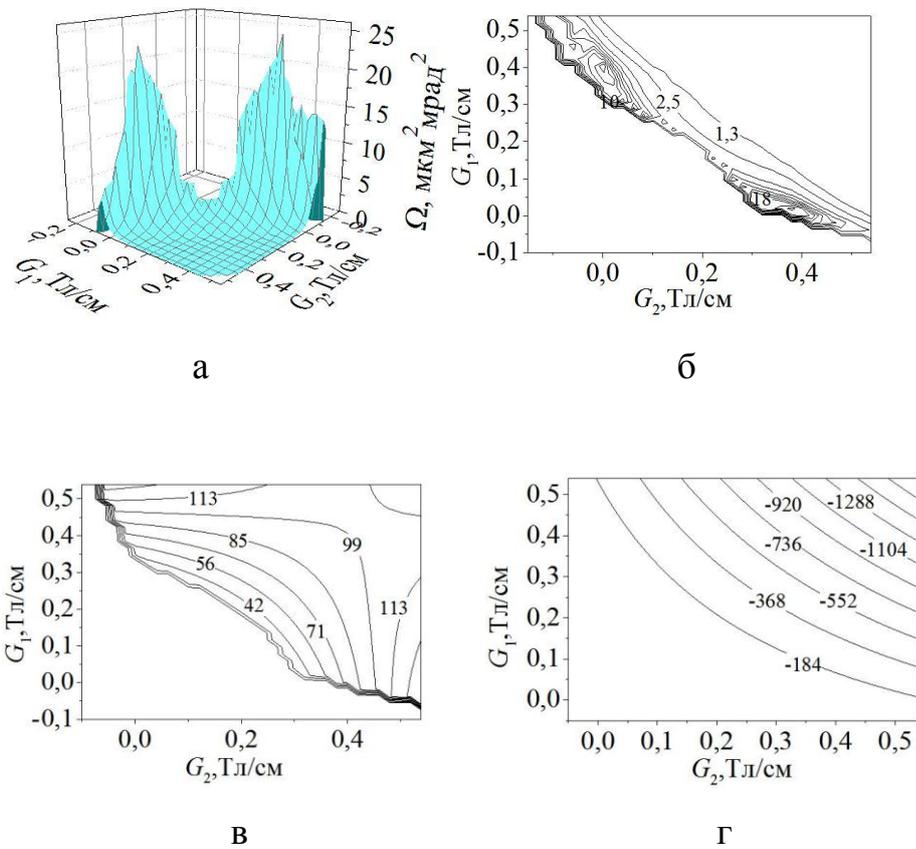


Рис. 3.19. Фокусирующие свойства пентуплета МКЛ с $D_x > 0$, $D_y < 0$, $g = 0,06$ м, $a_1 = 1,24$ м от градиентов полей в первом дублете: а – трехмерный вид распределения аксептанса системы; б – контурный вид распределения аксептанса системы; в – D_x ; Г – D_y

Общие результаты проведенного анализа фокусирующих свойств ЗФС на базе мультиплетов МКЛ с дополнительными источниками питания представлены на рис. 3.20 а в виде зависимости акцептанса от расположения линз подсистемы согласования для наименьшего рабочего расстояния $g = 6$ см. Из этого рисунка виден рост акцептанса в зависимости от количества линз в системе.

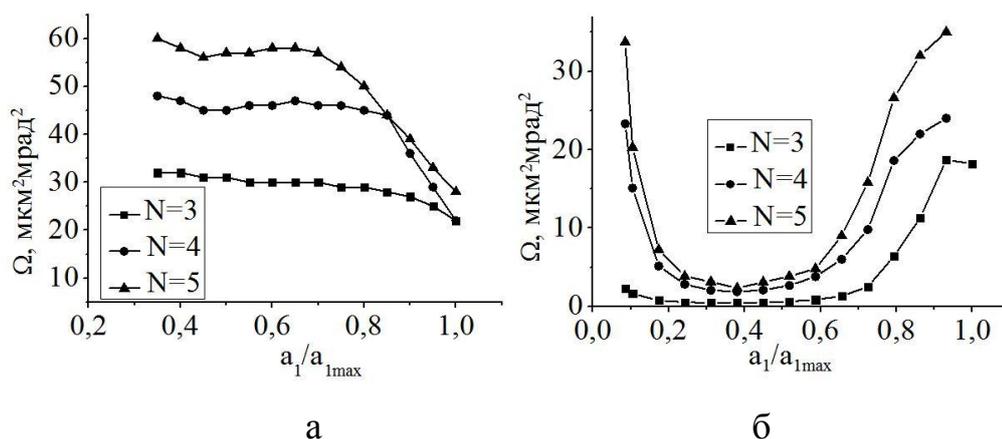


Рис. 3.20. Фокусирующие свойства мультиплетов МКЛ: а – с дополнительными источниками питания линз; б – с двумя источниками питания линз

На рис. 3.20 б приведены аналогичные зависимости акцептанса для соответствующих мультиплетов только с двумя источниками питания. Геометрия этих систем была сохранена для адекватного сравнительного анализа. Из сравнения этих рисунков видно, что для триплета введение дополнительного питания приводит к росту акцептанса более чем на 50%, акцептанс квадруплета с индивидуальными источниками питания превышает акцептанс распределенного «русского» квадруплета более чем в два раза, аналогичный результат наблюдается и для пентуплета.

3.2. Зондоформирующие системы магнитных квадрупольных линз с конической апертурой

Как отмечалось во втором разделе, свободные параметры фокусирующих полей могут быть связаны с дополнительными источниками питания линз в подсистеме согласования, когда применяются конвенциональные МКЛ с цилиндрической апертурой. В этом случае продольное распределение градиента остается неизменным, а меняется только его величина. В линзах с конусной апертурой профиль функции распределения продольного градиента зависит от угла конусности и в общем случае при неизменном питании токовых катушек линз или, если полюса представляют собой постоянные магниты, возможно обеспечение стигматической фокусировки только за счет изменения углов конусности апертуры. Это связано с тем, что величина фокусного расстояния изменяется с изменением профиля продольно распределения градиента, также меняются и величины aberrаций линз в зависимости от угла конусности. На рис. 3.21 показано изменение ионно-оптических характеристик одиночной МКЛ в зависимости от угла конусности апертуры, где рис. 3.21 а – величина фокусного расстояния; рис. 3.21 б – отношение хроматических aberrаций МКЛ с конусной апертурой к соответствующим aberrациям МКЛ с цилиндрической апертурой; рис. 3.21 в – отношение сферических aberrаций МКЛ с конусной апертурой к соответствующим aberrациям МКЛ с цилиндрической апертурой.

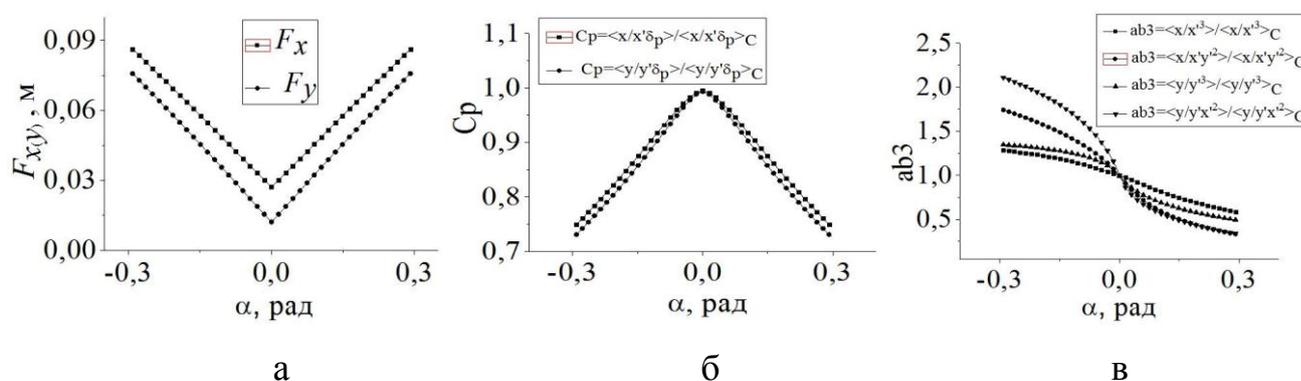


Рис. 3.21. Зависимость ионно-оптических свойств одиночной МКЛ от угла конусности апертуры

При расчетах параметры линзы с конической апертурой принимались следующими: значения тока в катушках $NI = 500 \text{ А} \cdot \text{виток}$, $L_{eff} = 0,041 \text{ м}$, $\min(r_0, R_0) = 0,003 \text{ м}$, $\max(r_0, R_0) = 0,015 \text{ м}$. Параметры пучка: протоны с энергией 1 МэВ. Магнитная квадрупольная линза с цилиндрической апертурой эквивалентная магнитному квадруполью с конической апертурой определялась за счет выбора возбуждения полюсов β_c , которое соответствовало условию $\min[(F_x - F_{xc})^2 + (F_y - F_{yc})^2]$, где $F_{x(y)c}$ – фокусные расстояния эквивалентной магнитной квадрупольной линзы с цилиндрической апертурой. В этом случае свойства первого порядка обеих линз достаточно близки. На рис. 3.21 показаны отношения хроматических и сферических aberrаций линзы с конической апертурой к соответствующим aberrациям эквивалентной линзы с цилиндрической апертурой в зависимости от угла конусности α . Как видно из приведенных на этом рисунке графиков хроматические aberrации уменьшаются с увеличением угла конусности. Однако сферические aberrации при больших положительных значениях α в два раза меньше для линзы с конической апертурой, чем для эквивалентной линзы с цилиндрической апертурой. И наоборот для отрицательных значений α сферические aberrации линзы с конической апертурой превышают aberrации линзы с цилиндрической апертурой.

Отличие МКЛ с конусной апертурой от линз с цилиндрической апертурой заключается в том, что свободные параметры фокусирующих полей реализуются здесь в одной линзе за счет возможности изменять как величину градиента с помощью варьирования тока питания возбуждающих катушек, так и за счет изменения углов конусности. Поэтому для реализации сводных параметров фокусирующих полей нет необходимости добавлять в ЗФС дополнительные линзы. Исходя из этого оптимизация нелинейных процессов формирования пучка в зондовых системах с продольным градиентом поля, вызванным конусной апертурой, проводилась на базе дублета и триплета МКЛ. Схематически такие ЗФС показаны на рис. 3.22.

Важными параметрами, которые влияют на процесс зондоформирования, являются длина системы L , рабочее расстояние g , расстояние между первой и второй линзами в триплете a_2 . Влияние этих параметров было рассмотрено в работах [22; 23; 89–92] для зондовых систем с конвенциональными магнитными квадрупольными линзами, однако влияние угла конусности оставалось неизученным. Поэтому были рассмотрены зондовые системы с фиксированными геометрическими параметрами L , g , a_2 , в то время как угол конусности линз α и β изменялся в пределах $-0,322 \text{ рад} \leq \{\alpha, \beta\} \leq 0,322 \text{ рад}$, что отвечает минимальному и максимальному размеру радиусов апертуры на входе и выходе из линзы 3,75 мм и 25 мм соответственно при эффективной длине линзы 70 мм, при этом учитывались максимально достижимые расчетные градиенты поля.

В оптимизационной задаче в качестве функции цели выбран максимальный приведенный аксептанс (2.54). Размер зонда принимался равным 1 мкм^2 .

На рис. 3.23 приведены характеристики для дублета МКЛ. Из этих графиков видно, что аксептанс и фактор Q имеют одинаковый характер зависимости от углов конусности. Это объясняется тем, что величины коэффициентов уменьшения для дублета $D_x \times D_y \sim 10^4$ (рис. 3.23 в, г). Для таких систем характерным является то, что оптимальные размеры объектного коллиматора меньше соответствующих размеров углового коллиматора. Однако, если обратить внимание на аналогичные зависимости для триплета, показанные на рис. 3.24, то можно увидеть значительные отличия в аксептансе и факторе Q . Здесь видно, что для коэффициентов уменьшения $D_x \times D_y \sim 10^5, \dots, 10^6$ фактор Q имеет достаточно большую величину, в то время как аксептанс близок к нулю. Это означает, что абберрации этих систем настолько велики, что влияют на размер как объектного, так и углового коллиматоров, устремляя их к нулю. Таким образом, очевидно, что критерий оптимальности зондовой системы основанный на Q факторе является лишь необходимым условием, но не достаточным, так как не отображает сам

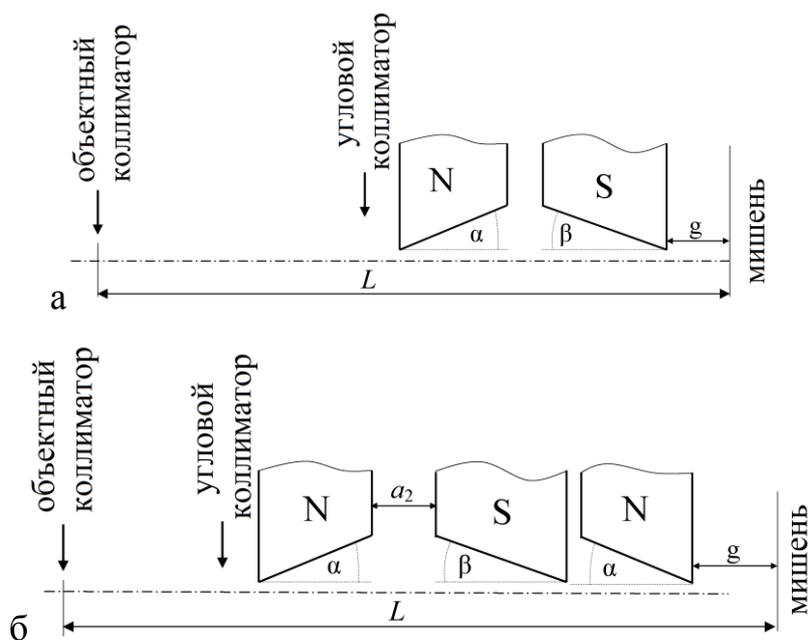


Рис. 3.22. Схематическое представление мультиплетов МКЛ с конической апертурой: а – дублет; б – триплет

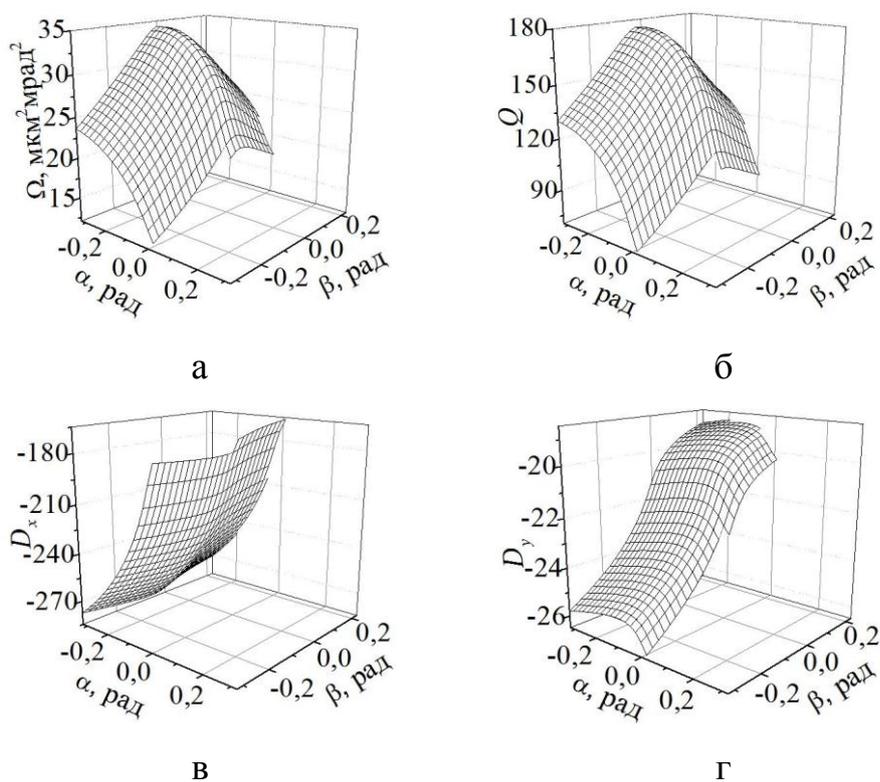


Рис. 3.23. Результаты оптимизации процесса формирования микропучка в ЗФС на базе дублета МКЛ с конической апертурой: а – приведенный аксептанс; б – фактор Q ; в – D_x ; г – D_y

процесс формирования микропучка в зондовых системах и может быть приемлем лишь для систем с небольшими коэффициентами уменьшения и умеренными абберациями.

Из рис. 3.23 а и рис. 3.24 а видно, что приведенный аксептанс имеет максимум, который соответствует определенным углам конусности линз. Безусловно, важным является сравнение рассмотренных зондовых систем, в которых применяются МКЛ с продольным градиентом поля, вызванным наличием конусности апертуры, с конвенциональными системами, где используются МКЛ с цилиндрической апертурой без продольного градиента поля. В табл. 3.1 сведены параметры двух типов ЗФС, из которых видно, что величина максимального приведенного коллимированного аксептанса для конвенциональных систем уступает системам с МКЛ с конусной апертурой в случае дублета в 1,5 раза, а для триплета более чем в 2 раза. В табл. 3.1 введены следующие обозначения: ДК – дублет конвенциональный, ДКА – дублет с конусной апертурой линз, ТК – триплет конвенциональный, ТКА – триплет с конусной апертурой линз, $\langle x / x' \delta \rangle$; $\langle y / y' \delta \rangle$ – коэффициенты хроматических аббераций, мкм/мрад %, $\langle x / x'^3 \rangle$; $\langle x / x' y'^2 \rangle$; $\langle y / y'^3 \rangle$; $\langle y / y' x'^2 \rangle$ – коэффициенты сферических аббераций, мкм / мрад³.

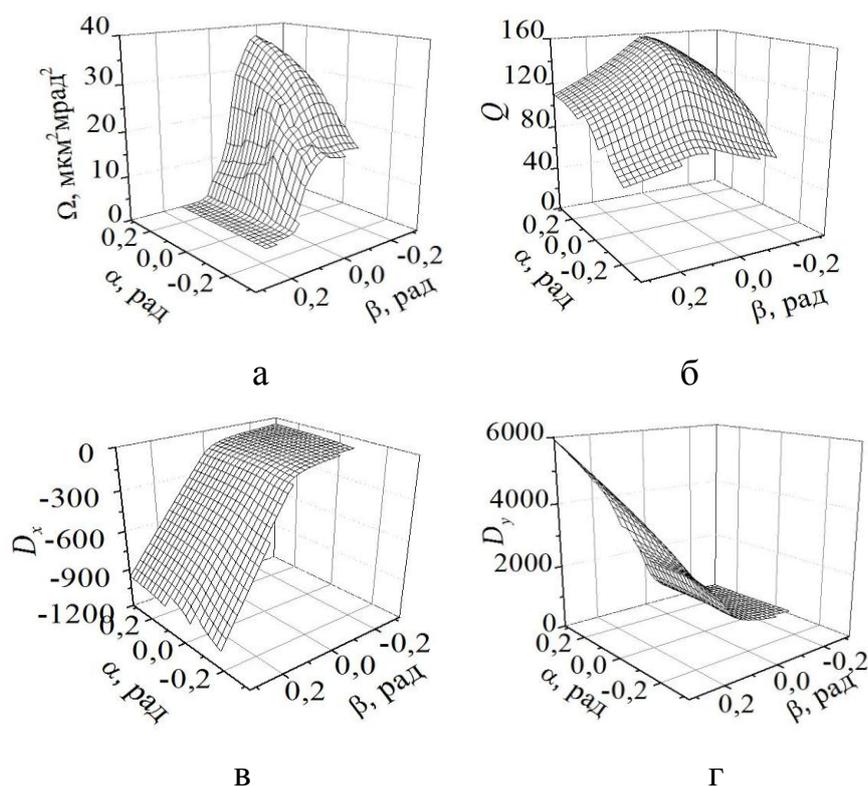


Рис. 3.24. Результаты оптимизации процесса формирования микропучка в ЗФС на базе триплета МКЛ с конической апертурой: а – приведенный аксептанс; б – Q фактор; в – D_x ; г – D_y

Таблица 3.1

Параметры различных типов зондовых систем

Параметр	ДК	ДКА	ТК [74]	ТКА
$A(1.0)$, мкм ² мрад ²	24	34	16	38
Q фактор	122	175	91	63
$D_x; D_y$	-190,9; 21,5	-281,9; -21,4	472; -87	159; -65
$\langle x / x' \delta \rangle$; $\langle y / y' \delta \rangle$	131; 164	137; 158	-392; 1029	-97; 481
$\langle x / x'^3 \rangle$; $\langle x / x' y'^2 \rangle$	-368; -82	-1103; -50	-12380; -22550	-950; -2439
$\langle y / y'^3 \rangle$; $\langle y / y' x'^2 \rangle$	-67; -728	-47; -652	6258; 4167	388; 243

3.3. Выводы к третьему разделу

1. Показано, что оптимизация процесса формирования пучка с дополнительными источниками питания линз, которая основана на критерии максимального коллимированного аксептанса, может обеспечить значительное улучшение ионно-оптических характеристик ЗФС за счет введения свободных параметров фокусирующих полей в виде дополнительных источников питания линз и углов конусности апертуры линзы.

2. На основании сравнительного анализа установлено, что ЗФС с дополнительными источниками питания линз обладает большим приведенным аксептансом по сравнению с конвенциональной системой с двумя источниками питания. Для триплета МКЛ с индивидуальными источниками питания величина аксептанса выше в два раза, для квадруплета – в три раза, для пентуплета – в два раза.

3. Показано, что с уменьшением рабочего расстояния величина аксептанса системы растет, в то время как положение линз системы согласования не существенно влияет на характеристики ЗФС.

4. Показано, что Q фактор не применим для систем с высокими коэффициентами уменьшения и большими абберациями в качестве критерия оптимальности, так как его значение постоянно, в то время как величина аксептанса для этих систем уменьшается на несколько порядков.

5. Анализ ЗФС на базе дублета и триплета МКЛ с дополнительными параметрами в виде углов конусности линз показал, что величина максимального приведенного коллимированного аксептанса для конвенциональных систем уступает системам с МКЛ с конусной апертурой в случае дублета в полтора раза, а для триплета более чем в два раза.

РАЗДЕЛ 4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ ПУЧКА ПРОТОНОВ В КВАДРУПЛЕТЕ МАГНИТНЫХ КВАДРУПОЛЬНЫХ ЛИНЗ С ИНДИВИДУАЛЬНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ПИТАНИЯ

В данном разделе приведено описание экспериментальной установки ЯСМЗ ИПФ НАНУ. Особое внимание уделено оптимизации параметров квадруплета МКЛ с индивидуальными источниками питания для такой установки. С целью уменьшения влияния паразитных аббераций была показана методика юстировки квадруплета МКЛ с индивидуальными источниками питания с оптической осью пучка. Представлены результаты экспериментальных исследований определения параметров прецизионного пучка протонов в ЗФС с индивидуальными источниками питания квадруплета МКЛ, которые коррелируют с теоретическими расчетами. Основные результаты раздела опубликованы в работах [35; 41].

4.1. Экспериментальная установка ядерного микрозонда

Экспериментальная установка ядерного сканирующего микрозонда представляет собой отдельный канал аналитического ускорительного комплекса ИПФ НАНУ [120; 123]. Создание ускоренного пучка протонов обеспечивается с помощью компактного электростатического ускорителя, максимальное напряжение на высоковольтном терминале которого составляет 2 МВ. Основные элементы ЯСМЗ: объектный и угловой коллиматоры, интегрированные дублеты МКЛ с механизмами позиционирования, сканирующая система, мишенная камера, в состав которой входят детектирующие устройства, оптический микроскоп с ССD камерой, механизм позиционирования мишеней. Общий вид канала ЯСМЗ показан на рис. 4.1.



Рис. 4.1. Внешний вид канала ЯСМЗ ИПФ НАНУ

До входа в объектный коллиматор пучок заряженных частиц проходит через ряд систем, которые обеспечивают предварительное его формирование. Элементы и системы расположенные далее по ходу пучка вместе с объектным коллиматором обеспечивают фокусировку пучка в зонд с заданными размерами, поэтому они в совокупности составляют зондоформирующую систему. Объектный и угловой коллиматор, которые применяются для первичного формирования зонда, идентичны по конструкции и имеют вид двух скрещенных щелей (рис. 4.2). Ламели щелей выполнены в виде круглых вольфрамовых стержней, диаметр которых – 5 мм. Ламели могут перемещаться независимо друг от друга с помощью дифференциальных микровинтов с шагом 2 мкм в диапазоне 0–2 мм. Такая конструкция позволяет изменять прямоугольные коллимационные отверстия в диапазоне 0–4 мм. Такое свойство коллиматоров позволяет обеспечить точность для восстановления углового распределения частиц в пучке, которые на выходе из ускорителя имеют энергию близкую к 2 МэВ и углы расходимости порядка 0,1 мрад. В виду того что, ионный пучок бомбардирует ламели коллиматора, то с течением времени возможен их износ. Для этого предусмотрена возможность поворота ламелей относительно своей оси, что изменяет область контакта ламелей с частицами пучка, возможна так же замена ламелей новыми. Оба коллиматора имеют возможность перемещения в



Рис. 4.2. Изображение коллиматора, применяемого в ЯСМЗ ИПФ НАНУ

поперечных пучку направлениях, как жесткого целого для первоначального установления на оптическую ось. В процессе работы положение пучка, приходящего от ускорителя день ото дня может меняться, что связано с температурными режимами как электроизолирующего газа внутри ускорителя, так и внешними условиями. Поэтому в дальнейшем применяется процедура согласования осей коллиматоров с осью пучка с помощью электромагнитных корректоров, которые осуществляют коррекцию оси пучка, воздействуя на него поперечным электромагнитным полем. Точность соосности коллиматоров и пучка составляет несколько десятков микрометров.

Дальнейшее формирование зонда, а именно его фокусировка осуществляется с помощью двух интегрированных дублетов МКЛ (рис. 4.3), которые в штатном режиме имеют конфигурацию питания от двух независимых источников по схеме распределенный «русский» квадруплет. Конструкция таких дублетов была спроектирована в ИПФ НАНУ, особенность которых заключается в том, что полюсные наконечники и ярмо линз выполнены из цельного куска металла – магнитомягкой стали, при помощи электроэрозионной вырезной технологии [118–121]. Это в свою очередь помогает сохранить прецизионную квадрупольную геометрию каждой линзы с общей осью, где точность составляет ± 5 мкм. В целях совмещения оптической оси дублета МКЛ с осью пучка используется механизм позиционирования, имеющий пять степеней свободы. Перемещение дублета в направлениях x и y , поперечных оси пучка, осуществляется микровинтами с точностью < 10 мкм. Точность поворота дублета относительно оси пучка $< 20''$ в пределах $\pm 6^\circ$. Дублет имеет внешний диаметр ярма 235 мм, радиус апертуры – 6,5 мм, длины линз – 65 мм и 44 мм, междулинзовое расстояние – 46 мм. В катушках 80 токовых витков, которые

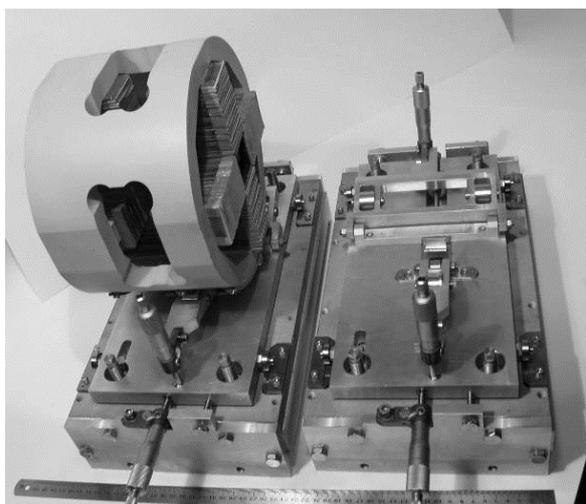


Рис. 4.3. Внешний вид интегрированного дублета МКЛ, установленный на юстировочных механизмах

имеют вид плоских медных пластин с поперечным сечением $0,65 \times 10,0 \text{ мм}^2$. Обмотки катушек рассчитаны на максимальный ток $I = 15 \text{ А}$, при котором не требуется принудительного их охлаждения. Одной из главных характеристик МКЛ является зависимость изменения магнитной индукции от тока в катушках. В этой области выделяют линейную область зависимости индукции от тока. Максимальное значение индукции в этой области $B_{\text{max}} = 0,42 \text{ Тл}$, что соответствует максимальному градиенту поля $G_{\text{max}} = 0,65 \text{ Тл/см}$ в таком интегрированном дублете. Основной идеей разработки интегрированного дублета МКЛ являлась возможность механически совместить геометрические оси обеих линз с осью пучка с точностью, которая обеспечивается уровнем точности технологии изготовления дублета. Так же стоит отметить, что благодаря неразборной конструкции МКЛ обеспечивается идентичность магнитных потоков во всех четырех полюсах в каждой линзе дублета и прецизионное позиционирование полюсов, обеспечивающее квадрупольную симметрию. Поэтому такая конструкция позволяет с одной стороны уменьшить паразитные мультипольные компоненты, связанные с геометрическими и физическими несовершенствами линз до уровней, когда их вклад в процессы формирования зонда не является определяющим, а с другой стороны объединение линз в дублеты дает возможность значительно уменьшить паразитные aberrации, вызванные поступательной, наклонной и вращательной неточностями юстировки линз в системе. Питание четырех линз осуществляется от двух независимых источников тока PSM-2010, GOOD WILL INSTRUMENT CO., LTD, у которых пульсации и

шумы $< 2\text{mA}_{\text{rms}}$, стабильность тока $\pm(0,01\% + 250\text{ мкА})$, разрешение 1mA (для шкалы 10 A).

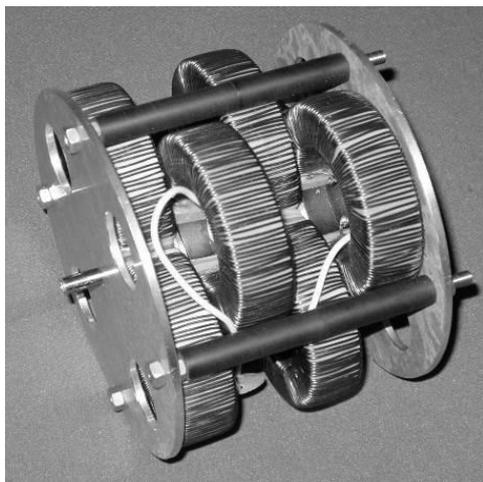


Рис. 4.4. Блочный ферромагнитный сканер, применяемый в ЯСМЗ ИПФ НАНУ

Блочный ферромагнитный сканер (рис. 4.4) размещается на входе в камеру взаимодействия сфокусированного пучка с мишенью за последней линзой второго дублета МКЛ. Такое расположение позволяет избежать увеличения влияния аберраций в МКЛ при отклонении пучка от оси в процессе сканирования, но увеличивает рабочее расстояние, рост которого, как было показано в третьем, разделе значительно уменьшает величину максимального аксептанса ЗФС. Сканер осуществляет сканирование пучка по двум координатам и обеспечивает растр сканирования до $500 \times 500\text{ мкм}^2$ пучком протонов с энергией $E = 2\text{ МэВ}$ при рабочем состоянии $g = 23\text{ см}$. Частота сканирования составляет от 1 Гц до 5 кГц . Сканер состоит из четырех ферромагнитных секций и обеспечивает отклонение пучка с чередующимся поперечным магнитным полем в плоскостях $X; Y; X; Y$.

В камере взаимодействия пучка с мишенью на боковых гранях присоединены фланцы, на которых установлены устройства детектирования, камеры наблюдения и другие системы (рис. 4.5). На рис. 4.5 имеются следующие обозначения: 1 - детектор вторичных электронов; 2 – детектор заряженных частиц; 3 – детектор характеристического излучения; 4 – держатель мишеней; 5 – оптический микроскоп с CCD камерой; 6 – ферромагнитный сканер. Сама камера представляет собой прямоугольную восьмигранную призму, изготовленную из нержавеющей стали. Одними из основных устройств являются детектор вторичных электронов **1**, расположенный на фланце по 45° относительно оси входящего пучка, и оптический микроскоп, оборудованный CCD камерой **5**, расположенный на противоположной стороне от входа пучка. С помощью

оптического микроскопа снабженного CCD камерой производится наблюдение свечения области взаимодействия пучка с кварцевым экраном на держателе

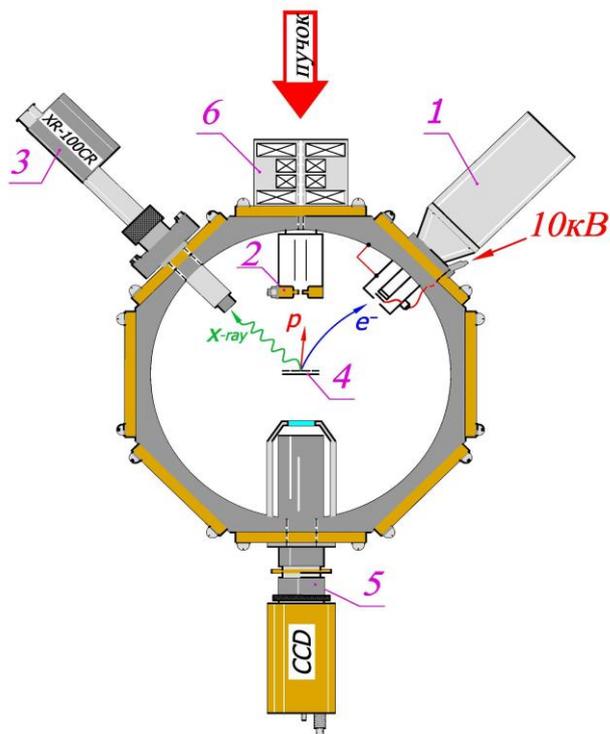


Рис. 4.5. Схема расположения устройств и систем в камере взаимодействия пучка с мишенью

мишеней **4**, передача изображения на экран монитора управляющего компьютера. Форма светящегося пятна позволяет осуществлять грубую фокусировку пучка. Точная фокусировка осуществляется в результате детектирования выхода вторичных электронов при сканировании медной микрометрической калиброванной сетки. Обработка профиля выхода вторичных электронов позволяет определять точные размеры зонда. Величина тока пучка определяется с помощью интегратора тока, который подсоединен к держателю мишени, который электроизолирован от корпуса

камеры. Таким образом, зная размер зонда и величину тока, можно определять плотность тока в зонде. По результатам обработки измеренного выхода вторичной электронной эмиссии в процессе сканирования определяются размеры зонда. Наилучший результат для размеров зонда для этой установки составил $2,3 \times 2,2 \text{ мкм}^2$ с общим током $205 \pm 18 \text{ пкА}$, где 90 % тока сосредоточено в области зонда. Эти результаты опубликованы в работе [119].

4.2. Оптимизация параметров квадруплета магнитных квадрупольных линз с индивидуальными источниками питания для экспериментальной установки ядерного микронда

Выбор оптимальных геометрических и физических параметров ЗФС экспериментальной установки ЯСМЗ ИПФ НАНУ основывался на принципах получения минимальных размеров пятна на мишени при фиксированном токе пучка и приведен в работе [122]. При проведении оптимизации процессов формирования пучка были рассмотрены параметрические мультиплеты МКЛ с цилиндрической апертурой с двумя независимыми источниками питания. В качестве параметров в оптимизационной задаче были выбраны: N – количество линз в системе, g – рабочее расстояние, $\{a_i\}$ – расстояние между границами эффективного поля линз, l – длина системы, $\{L_{eff,i}\}$ – длины эффективного поля линз, $\{v_i\}$ – вектор описывающий вариант подключения линз к двум независимым источникам питания, а также размеры коллиматоров r_x, r_y, R_x, R_y , входящих в определение целевой функции.

Выбор количества линз в ЗФС основывался на результатах исследований полученных в работе [92], где было показано, что в ЗФС на базе параметрических мультиплетов с двумя независимыми источниками питания увеличение количества линз в системе не приводит к значительному росту аксептанса ЗФС и уже системы с пятью и шестью линзами отличаются по величине аксептанса на величину погрешности вычислений. Системы с четырьмя линзами отличаются по величине аксептанса от систем с пятью линзами лишь на 30 %. В дополнение к этому в системах с нечетным количеством линз, затруднительна точная юстировка одной из непарных линз, что может приводить к уменьшению величины аксептанса. На основании этого анализа количество линз в ЗФС выбрано равное четырем ($N = 4$).

Выбор величины рабочего расстояния был в основном связан с технологическими ограничениями на размещение ферромагнитного сканера и

детектирующих устройств, поэтому минимально допустимая величина рабочего расстояния была принята $g = 0,23$ м.

Выбор длины ЗФС основывался на особенностях антивибрационного фундамента, состоящего из четырех гранитных блоков длиной около 2 м каждый. Поэтому существовала возможность выбора длины ЗФС $l \in \{4 \text{ м}; 6 \text{ м}; 8 \text{ м}\}$. Проведенные исследования показали, что ЗФС с длиной $l = 4$ м имеет больший акцептанс по сравнению с другими длинами.

Последняя магнитная квадрупольная линза ($i = 4$, где i номер линзы в системе по ходу пучка) размещенная на минимально допустимом расстоянии g от мишени может обеспечить фокусировку только в одном поперечном направлении x . Из этого следует необходимость расположения линзы с номером $i = 3$ минимально приближенной к последней для того, чтобы обеспечить фокусировку в другом поперечном направлении y . Этим обусловлен выбор параметра $a_4 = a^* = 0,04$ м.

Первые две линзы с номерами $i = 1$ и $i = 2$ в общем случае могут располагаться произвольным образом вдоль оптической оси системы. Учитывая тот факт, что одиночная линза не обладает физическими принципами точного совмещения собственной оси с осью ЗФС, поэтому первые две линзы были объединены в интегрированный дублет магнитных квадрупольных линз и расположены на минимально возможном расстоянии, поэтому $a_2 = a^* = 0,04$ м.

При выборе эффективных длин линз учитывалось, что каждая из линз может быть подсоединена к одному из двух источников питания. А так как безразмерное возбуждение полюсов связано с эффективной длиной линзы $k_i = \beta_i / L_{eff,i}$, поэтому все линзы, подключенные к одному из источников должны иметь одинаковую эффективную длину. Таким образом, в квадруплете с двумя независимыми источниками питания каждая из линз может иметь длину $L_{eff,i} \in \{L_{eff,1}^*, L_{eff,2}^*\}$, $i = 1, \dots, 4$. В силу того, что эффективная длина магнитных квадрупольных линз $L_{eff,i}$ в ЗФС входит в фокусное расстояние $f_i = g + 0,5L_{eff,i}$, следует, что

предпочтительно иметь минимально возможную эффективную длину линз. Величины $L_{eff,j}^*$, $j = 1,2$ определялись в результате решения задачи стигматической фокусировки ЗФС с целью определения минимально возможных эффективных длин линз для фиксированных параметров параметрического квадруплета ($a_1, l, g, \{v_j\}$).

Таким образом, была определена ЗФС, состоящая из двух интегрированных дублетов магнитных квадрупольных линз, в каждом из которых линзы конструктивно объединены с высокой точностью соосности. В силу того, что третья и четвертая линзы имеют различное направление питания тока и должны быть подключены к разным источникам питания означает определенность их параметров $v_3 = D_1$ и $v_4 = C_2$, что означает подключение третьей линзы к первому источнику с инверсным направлением тока в катушках и подключение четвертой линзы ко второму источнику с прямым направлением тока в катушках. Топологические параметры первых двух линз при этом могут принимать различные значения $v_i \in \{D_1, C_1, D_2, C_2\}$, $i = 1, 2$, поэтому существует шестнадцать вариантов запитывания первых двух линз.

В результате решения оптимизационной задачи формирования пучка было установлено, что система с антисимметричным вариантом запитывания линз известная как распределенный «русский» квадруплет (РРК) имеет максимальный аксептанс. Причем область максимума аксептанса с отклонением 10 % достигается для ЗФС с длиной $l = 4$ м и расположена в интервале изменения параметра a_1 в пределах $2,4 \text{ м} \leq a_1 \leq 2,8 \text{ м}$. ЗФС с такими параметрами была реализована в экспериментальной установке ЯСМЗ ИПФ НАНУ.

Как было показано в третьем разделе применение дополнительных источников питания в одноступенчатых ЗФС позволяет в несколько раз повысить аксептанс системы. Поэтому применение новой ЗФС с минимальными изменениями в существующей установке, связанными лишь только с дополнительными источниками питания, является привлекательной как чисто с практической точки зрения, так и с общетеоретической. Проведение

экспериментальных исследований формирования пучка в ЗФС на базе квадруплета с индивидуальными источниками питания могло бы подтвердить или опровергнуть правильность выводов третьего раздела, где проведены теоретические исследования мультиплетов с дополнительными источниками питания.

Общая схема квадруплета с индивидуальными источниками питания (КИИП) показана на рис. 3.1, где указаны обозначения всех параметров ЗФС. В данном случае геометрические параметры ЗФС, наиболее близкие к реальной оптической системе РРК [123], которые принимались при расчетах, следующие (соответствуют обозначениям на рис. 3.1): $L = 3,85$ м; $a_1 = 2,504$ м; $a_2 = a_4 = 0,0394$ м; $a_3 = 0,7875$ м; $g = 0,23554$ м; $L_{1eff} = L_{4eff} = 0,07141$ м; $L_{2eff} = L_{3eff} = 0,05067$ м; $r_{a,i} = 0,0065$ м, $i = 1, \dots, 4$. Максимальная величина поля на полюсе для всех линз $G_{max} = G_{i,max} = 0,64$ Тл, $i = 1, \dots, 4$.

Присоединение третьей и четвертой линз к своим источникам питания было зафиксировано в конфигурации $C_3 D_4$, где C_3 – обозначает, что линза подсоединена к третьему источнику питания и обеспечивает фокусировку пучка в плоскости xOz , а D_4 – обозначает, что линза подсоединена к четвертому источнику питания и обеспечивает дефокусировку пучка в плоскости xOz . При таком подсоединении, поле на полюсах линз изменяется в пределах $0 < G_3 \leq G_{max}$, $-G_{max} \leq G_4 < 0$.

Величины поля первых двух линз G_1 и G_2 изменялись в пределах $[-G_{max}, G_{max}]$. Это означает, что если поле на полюсе имеет положительное значение, то магнитная квадрупольная линза обеспечивает сходимость пучка в плоскости xOz и наоборот для отрицательного значения поля линза обладает свойством расходимости пучка в плоскости xOz . Таким образом, полностью описываются возможные варианты подключения первых двух линз к двум дополнительным источникам питания.

В задаче оптимизации рассматривался пучок протонов с энергией 1,4 МэВ и разбросом по импульсу $\delta = 5 \cdot 10^{-4}$, а величина аксептанса Ω приведена к размеру огибающей в плоскости мишени $d = 1,0$ мкм. При расчете ионно-оптических характеристик, которые включают коэффициенты уменьшения, хроматические и собственные aberrации 3-го порядка, применялся матричный метод – метод матрицантов, описанный во втором разделе.

При различных значениях G_1 и G_2 задача обеспечения стигматической фокусировки (за счет выбора G_3 и G_4) имеет несколько решений. Как было показано в третьем разделе, каждое из решений характеризуется своим количеством кроссоверов пучка. Введем обозначения:

КИИП-11 – системы с промежуточными кроссоверами в плоскостях xOz и yOz ;

КИИП-01 – системы с промежуточным кроссовером в плоскости yOz ;

КИИП-10 – системы с промежуточным кроссовером в плоскости xOz .

Таким образом, можно реализовать различные типы ЗФС, которые отличаются количеством кроссоверов пучка. На рис. 4.6 приведены контуры функциональной зависимости приведенного аксептанса $\Omega(G_1, G_2)$ и коэффициентов уменьшения $D_x(G_1, G_2)$ и $D_y(G_1, G_2)$ для различных систем КИИП. На рис. 4.6 а, б, в показаны контуры этих зависимостей для КИИП-11 с промежуточными кроссоверами в плоскостях xOz и yOz . Из этих зависимостей видно, что такие системы имеют положительные коэффициенты уменьшения ($D_x > 0, D_y > 0$).

КИИП-01 имеет промежуточный кроссовер в плоскости yOz , и характеризуется коэффициентами уменьшения $D_x < 0, D_y > 0$. Характеристики КИИП-01 систем показаны на рис. 4.6 г, д, е. КИИП-10 имеет промежуточный кроссовер в плоскости xOz , и характеризуется коэффициентами уменьшения $D_x > 0, D_y < 0$. Характеристики КИИП-10 систем показаны на рис. 4.6 ж, з, и.

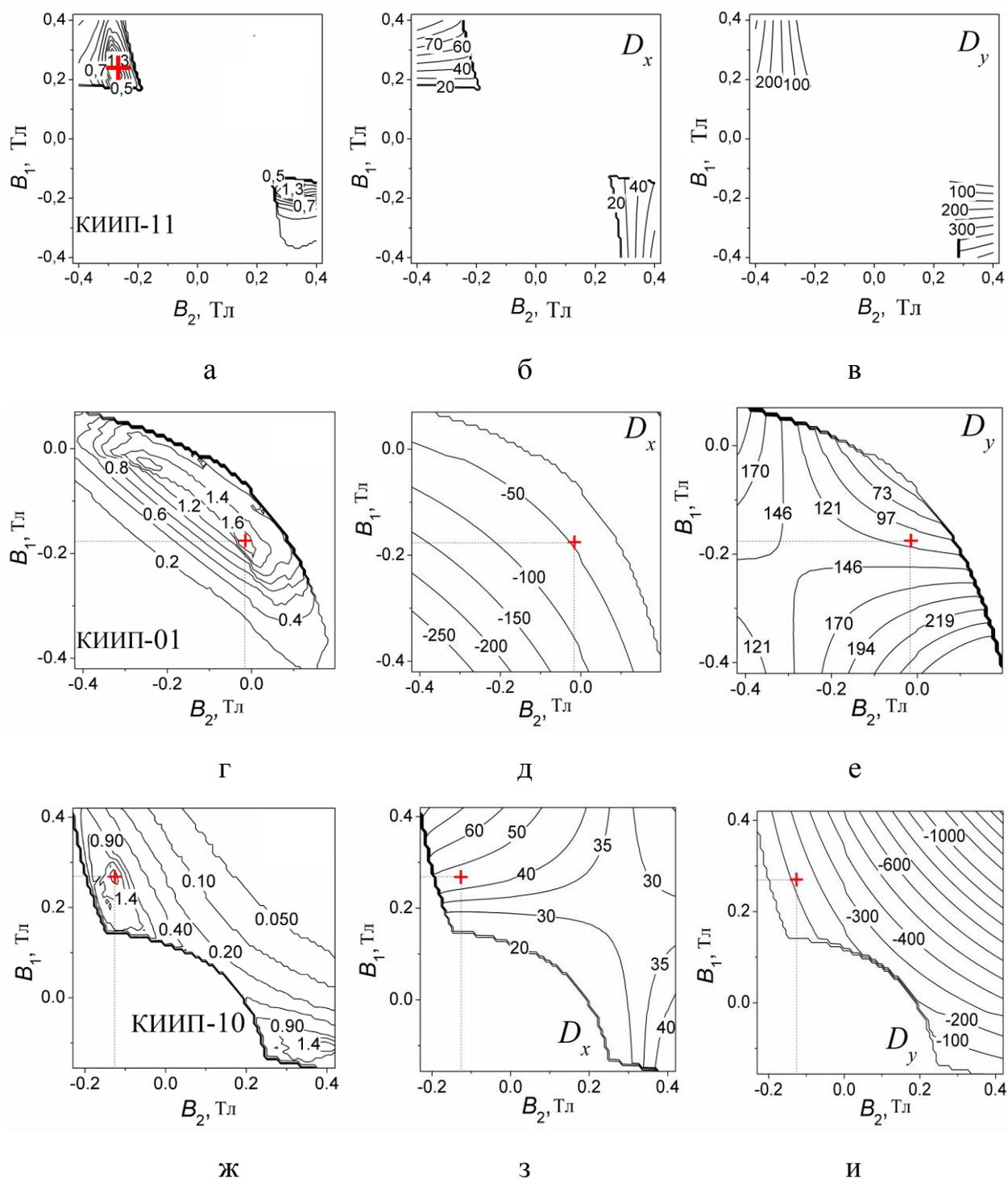


Рис. 4.6. Зависимость приведенного аксептанса Ω и коэффициентов уменьшения D_x и D_y для различных типов ЗФС на базе КИИП: а, б, в – система КИИП-11; г, д, е – система КИИП-01; ж, з, и – система КИИП-10

Из рис. 4.6 видно, что каждая из типов систем КИИП имеет свою область значений (G_1 , G_2). Эти области не перекрываются. Для всех трех типов систем КИИП существует оптимальные значения поля на полюсах первых двух квадрупольных линз, которые реализуют ЗФС с максимальным приведенным аксептансом. Параметры таких оптимальных систем приведены в табл. 4.1, где для сравнения приведены также текущие параметры ЗФС РРК для экспериментальной установки ЯСМЗ. Из данных таблицы видно, что все три оптимальные системы КИИП имеют приблизительно одинаковые параметры. Концентрирующее действие КИИП систем связанное с произведением ($D_x \cdot D_y$) более чем на порядок превышает аналогичный параметр системы РРК, а приведенный аксептанс у КИИП выше приблизительно в три раза по сравнению с РРК. Это является результатом того, что концентрирующее действие коэффициентов уменьшения превалирует над абберациями у КИИП систем по сравнению с РРК.

Из рис. 4.6 а, г, ж видно, что максимум Ω имеет пологую вершину. Это означает, что относительно большие изменения в значениях G_1 и G_2 приводят к малым изменениям приведенного аксептанса. Этот факт дает основания утверждать о возможности практической реализации таких систем.

4.3. Особенности юстировки квадруплета магнитных квадрупольных линз с индивидуальными источниками питания

На размеры пятна сфокусированного пучка на мишени оказывает влияние множество факторов, основные из них – ионно-оптические характеристики ЗФС. Наличие собственных и паразитных аббераций вносит вклад в увеличение размера зонда на мишени. Паразитные абберации являются следствием несоосности оптической оси элементов ЗФС с оптической осью пучка, которая может искривляться благодаря наличию в экспериментальном помещении

Таблица 4.1

Ионно-оптические характеристики ЗФС на базе РРК и КИИП

ЗФС	РРК	КИИП-11	КИИП-10	КИИП-01
Поле на полюсе линзы, Тл				
$G_1; G_2$	0,2918; -0,3136	0,4006; -0,4652	0,4135; -0,1938	-0,2713; -0,0258
$G_3; G_4$	0,3136; -0,2918	0,3063; -0,2753	0,3024; -0,2652	0,2953; -0,2681
Безразмерное возбуждение				
k_1	0,853035734	0,999451276	1,015443512	-0,822603261
k_2	-0,627546501	-0,764229682	-0,493308138	-0,180130663
k_3	0,627546501	0,620062616	0,616138012	0,608910618
k_4	-0,853035734	-0,828609892	-0,813111950	-0,817756827
$D_x \times D_y$	23,5×23,5	44,5×121,4	42,9×(-119,9)	-48,6×118,7
Аберрации мкм, мрад, %				
$\langle x / x' \delta \rangle$	-526	-895	-827	881
$\langle y / y' \delta \rangle$	-160	-519	454	-465
$\langle x / x'^3 \rangle$	932	5408	4423	-6328
$\langle x / x' y'^2 \rangle$	264	12483	11453	-12458
$\langle y / y'^3 \rangle$	38	3177	-2947	2867
$\langle y / y' x'^2 \rangle$	264	4571	-4100	5099
Акцептанс, мкм ² мрад ²	0,67	1,50	1,63	1,78
Размеры коллиматоров, мкм				
$r_x \times r_y$	6,55×6,55	11,17×30,51	10,78×30,12	12,21×29,82
$R_x \times R_y$	45,55×134,19	25,02×68,88	25,58×76,81	25,41×75,20

рассеянных магнитных полей различного происхождения. Поэтому существует определенная методика юстировки, которая позволяет согласовать оптические оси всех ионно-оптических элементов с осью пучка с достаточно высокой точностью.

На первом этапе пучок заряженных частиц после выхода из ускорителя проходит через анализирующий магнит и стабилизирующую вертикальную щель. После этого он попадает на горизонтальную щель, которая задает его базовое положение. Ламели задающей щели обозначены **1** на рис. 4.7. Далее пучок

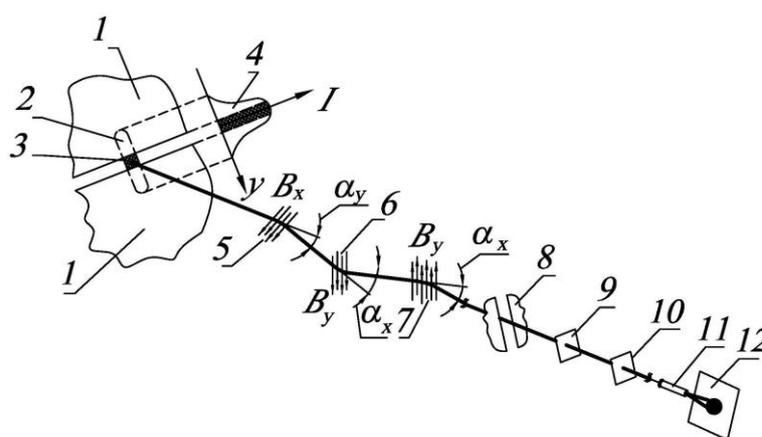


Рис. 4.7. К описанию схемы прохождения пучка в канале ЯСМЗ

проходит через вертикальный **5** и горизонтальный **6** электромагнитные корректоры. Поле раздаточного магнита обозначено **7**. Наличие двух корректирующих магнитных полей **6** и **7** в горизонтальной плоскости объясняется тем, что остаточная намагниченность раздаточного магнита есть случайная величина, которая зависит от условий предыдущих экспериментов. Таким образом, горизонтальный корректор смещает пучок так, чтобы запитать раздаточный магнит током близким к 1 А и уйти от остаточной намагниченности. Позиция **8** – это предохранительная щель. Пройдя через раскрытые окна объектного **9** и углового **10** коллиматоров, пучок попадает в апертуру **11** на выходе из сканирующей системы. С помощью кварцевого экрана **12**, напыленного тонким проводящим слоем, можно фиксировать величину тока, используя

интегратор тока, и наблюдать на просвет размеры пятна пучка, используя оптический микроскоп с CCD-камерой.

Следующим этапом юстировки является определение питания корректоров и раздаточного магнита, которые должны обеспечить максимальный ток пучка, который оптимальным образом должен пройти через ограничивающую вертикальную щель **8**, объектный **9** и угловой **10** коллиматоры и аппретуру **11** на входе в камеру взаимодействия пучка с облучаемыми образцами. Оси лабораторной системы координат связываются с светящимся на кварцевом экране диском, а именно его центр будет в дальнейшем задавать ось пучка – ось z , которая перпендикулярна плоскости кварцевого экрана. Пересечение координат x и y будет проведено через этот центр. Расположение предохраняющей щели юстируется используя ее изображение на кварцевом экране и перемещая как единое целое до полного совмещения с осью лабораторной системы координат. По такой же методике проводится юстировка объектного и углового коллиматоров. Последовательно сводятся вертикальные и горизонтальные ламели каждого из коллиматоров таким путем, чтобы их щелевые отверстия были расположены симметрично по отношению к геометрическому центру коллиматоров. Соосность осей коллиматоров с лабораторной системой координат определяется используя изображение щелей на кварцевом экране. В случае необходимости коллиматоры смещаются как единое целое. Для более точной юстировки изменяется положение ламелей относительно центра коллиматоров, соблюдая их размеры, и производится фиксация осей коллиматоров относительно оси пучка. Достижимая точность соосности лежит на уровне 20 мкм.

Юстировка ЗФС состоит в согласовании собственной системы координат каждой линзы в отдельности с лабораторной системой, что позволит обеспечить линии стигматического изображения пучка для каждой одиночной линзы на кварцевом экране. В случае если линия изображения не совпадает с одной из осей лабораторной системы координат, необходимо параллельно перемещать линзы дублетов в вертикальном и горизонтальном направлениях. Изменение полярности питания катушки в линзе позволяет аналогично согласовывать линию

изображения с одной из осей лабораторной системы координат. Если линия изображения расположена под углом по отношению к оси лабораторной системы координат, то осуществляется поворот дублета как единого целого относительно оси z . Когда можно утверждать, что оси x и y собственной системы координат первой линзы совпадают с определенной точностью с соответствующими осями лабораторной системы, то питание этой линзы отключается и подается на вторую. Процедура повторяется аналогичным образом. Условие совпадения осей линз с осью пучка позволяет проверить включение питания второй линзы при выключенном питании первой. Если ось второй линзы не совпадает с осью пучка, то можно сделать вывод, что дублет повернут в плоскости рыскания или тангажа и смещен на некоторый угол в плоскости x и (или) y . В таком случае необходимо повернуть дублет, используя механизм позиционирования (рис. 4.3), что обеспечит соосность второй линзы с лабораторной системой. Для первой линзы процедура аналогична.

Стоит отметить, что в случае недостаточно точной юстировки дублета МКЛ смещение линз относительно оси z приводят к появлению дипольной компоненты поля и пучок уходит на некоторое расстояние относительно выбранной нами ранее лабораторной системы координат. Влияние этого фактора в «русском» квадруплете, который имеет небольшие коэффициенты уменьшения $D_x = D_y = 23$ было рассмотрено в работе [124]. Здесь было проведено сравнение распределения плотности тока для квадруплета в случае соосности всех линз и при отклонении наиболее чувствительной линзы на угол 2 мрад. В результате такого анализа показано, что при отклонении линзы от оси пучка имеет место смещение положения пучка и деформация, растягивание, сфокусированного пятна по координате, в плоскости которой отклонена линза. Можно сделать вывод, что неточность юстировки каждой линзы будет вносить свой вклад в погрешность, поэтому необходимо определить допустимый угол отклонения для всех линз, исходя из требований для самой чувствительной линзы. В случае

квадруплета – это первая линза. Поэтому именно она задает общие требования к точности позиционирования всей ЗФС.

По мере роста коэффициентов уменьшения, что наблюдается в квадруплете МКЛ с индивидуальными источниками питания, где D_x и D_y могут достигать порядка 100, то необходимо обеспечить точную юстировку линз относительно оси пучка. Поэтому ранее применяемая методика юстировки, когда квадрупольные линзы в дублетах возбуждаются поочередно для фокусировки пучка в линию, оказалась неэффективной. При использовании методики юстировки, которая основана на фокусировке пучка на мишени в точку каждым дублетом при тщательном совмещении пятна с центром МКЛ, было получено разрешение менее 1 мкм [124].

Последним этапом юстировки ЗФС является получение стигматического изображения сфокусированного пучка на мишени при включенных источниках питания в линзах обеих дублетов. Расчетные значения токов в катушках линз берутся за начальные, которые потом корректируются в соответствии с требованиями получить визуально минимальную величину и наиболее отчетливое изображение пучка на кварцевом экране при размерах коллиматоров 200×200 мкм². Затем размеры коллиматоров приводятся в соответствии с расчетными для получения наилучшего разрешения и измеряется тока пучка. Кварцевый экран заменяется калиброванной микрометрической медной сеткой, и происходит сканирование пучком в x и y направлениях. С помощью детектора вторичных электронов производится детектирование вторичной электронной эмиссии. На экране монитора управляющего компьютера в режиме реального времени отображается профиль выхода вторичных электронов в зависимости от геометрического положения пучка, который позволяет оценить качество фокусировки.

4.4. Определение параметров сформированного пучка и сравнительный анализ теоретических и экспериментальных данных

Основной целью проведения экспериментов была проверка данных теоретического анализа фокусирующих свойств КИИП и определения величины плотности тока в зонде при его площади $S \approx 4 \text{ мкм}^2$. Для этого были проведены предварительные расчеты по определению размеров объектного и углового коллиматоров, которые обеспечивают максимальный ток пучка и позволяют сфокусировать пучок в зонд с заданной площадью. Расчеты основывались на экспериментально определенном неравномерном распределении ионов в фазовом пространстве занимаемом пучком [125]. В результате получены расчетные размеры коллиматоров $r_x \times r_y = 90 \times 220 \text{ мкм}^2$ $R_x \times R_y = 160 \times 180 \text{ мкм}^2$, которые обеспечивают формирование зонда $d_x \times d_y = 2,0 \times 1,8 \text{ мкм}^2$ ($FWHM$) с током $I = 700 \text{ пкА}$. Расчетное распределение плотности тока в зонде показано на рис. 4.8, где область зонда на полувысоте распределения содержит 70% тока пучка.

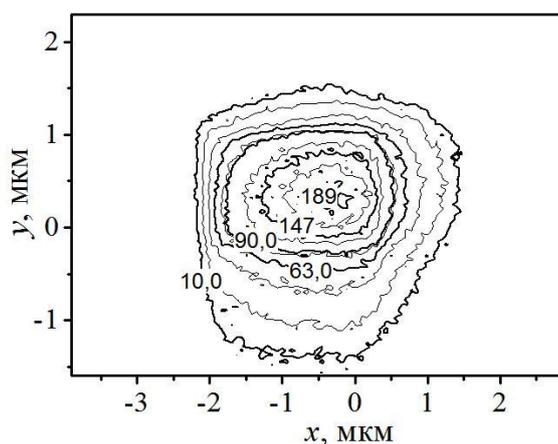


Рис. 4.8. Контуры расчетного распределения плотности тока в зонде $J(x, y)$ с размерностью пкА/мкм^2 при формировании пучка с помощью КИИП

В эксперименте по формированию пучка протонов с энергией 1,4 МэВ размеры объектного и углового коллиматора были установлены в соответствии с

расчетными значениями. Ток пучка после коллимирования измерялся с помощью цилиндра Фарадея и интегратора тока в течении 10 с, результаты величины тока записывались на жесткий диск компьютера, после чего производилась обработка временной зависимости тока, в результате чего было получено среднее значение и среднеквадратичное отклонение тока пучка $I = I_{cp} \pm \Delta I_{rms}$ (719 ± 69) пкА. Питание первых двух МКЛ подсистемы согласования было установлено в соответствии с расчетными значениями, питание третьей и четвертой линз подсистемы финальной фокусировки выбирались из условия получения зонда с наименьшими размерами. Первоначально это осуществлялось с помощью кварцевого экрана и визуального определения размеров зонда с помощью оптического микроскопа снабженного цифровой камерой. Точная фокусировка производилась за счет уточнения питания линз подсистемы финальной фокусировки в ручном режиме. В результате сканирования калиброванной микрометрической сетки с шагом 25,4 мкм и размерами перемычки около 7 мкм в двух поперечных направлениях x и y производилась регистрация вторичной электронной эмиссии (SEE). На рис. 4.9 показано изображение одной полной ячейки сетки во вторичных электронах. Изображение получено в цифровом виде, что позволяет обрабатывать профили выхода SEE, за счет линейных выборок или их группы в соответствующем направлении, показанных на рис. 4.9.

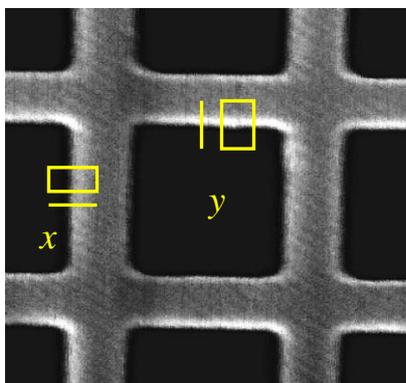


Рис. 4.9. – Изображение во вторичных электронах одной полной ячейки медной калиброванной сетки с периодом 25,4 мкм, полученное в результате сканирования сфокусированным пучком протонов с энергией 1,4 МэВ

Профили выхода SEE обрабатывались системой сбора данных в режиме online, что позволяет определять размеры зонда по величине полной ширины на полувысоте распределения плотности тока на основании методики изложенной в работе [126]. Здесь подгоночная функция для функции выхода вторичной электронной эмиссии f_x зарегистрированного детектором при сканировании в линию в x направлении, может быть выражена в виде:

$$\begin{aligned}
 f_x(X_0, \lambda, \tau, \gamma, d_x, a) &= \int_{-\infty}^{+\infty} (\lambda \cdot \theta(x) + \tau \cdot \delta(x-a)) \cdot J(x) dx = \\
 &= \lambda \cdot \int_{-\infty}^a J(x) dx + \tau \cdot J(a) + \gamma = \\
 &= \frac{\lambda}{2} \left[1 + \operatorname{Erf} \left(\frac{2\sqrt{\ln 2}}{d_x} (a - X_0) \right) \right] + \frac{\tau}{d_x} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp \left[-\frac{\ln 16}{d_x^2} (a - X_0)^2 \right] + \gamma,
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

где λ – параметр, описывающий интенсивность выхода вторичных электронов с поверхности сетки перпендикулярной оси пучка;

τ – параметр, описывающий интенсивность выхода вторичных электронов с боковой поверхности ячейки сетки по направлению пучка;

γ – выход вторичных электронов в полостях сетки, если сама сетка расположена на подложке;

$\operatorname{Erf}(z)$ – функция ошибки;

a – координата положения края перемычки сетки в x направлении;

d_x – полная ширина на полувысоте распределения плотности тока в x направлении $J(x)$.

Здесь предполагается, что плотность тока пучка в поперечном сечении в плоскости поверхности сетки имеет нормальное распределение и центрировано относительно $x = X_0$, которое задается выражением:

$$J(x) = \frac{2}{d_x} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp \left[-\frac{\ln 16}{d_x^2} (x - X_0)^2 \right]. \quad (4.2)$$

Математическая подгонка функции (4.1) для экспериментальных данных линии сканирования осуществляется при помощи нелинейного метода Левенберга-Марквардта. При подгонке профиля выхода вторичной электронной эмиссии ниже использованы пять параметров: λ , τ , γ , a и d_x .

В направлении y процедура аналогична. Результаты процедуры подгонки линейных выборок выхода SEE в x и y направлениях (рис. 4.9) приведены на рис. 4.10, где показаны наименьшие размерами зонда на полувысоте распределения плотности тока пучка, полученные при ручной юстировке зондовой системы КИИП.

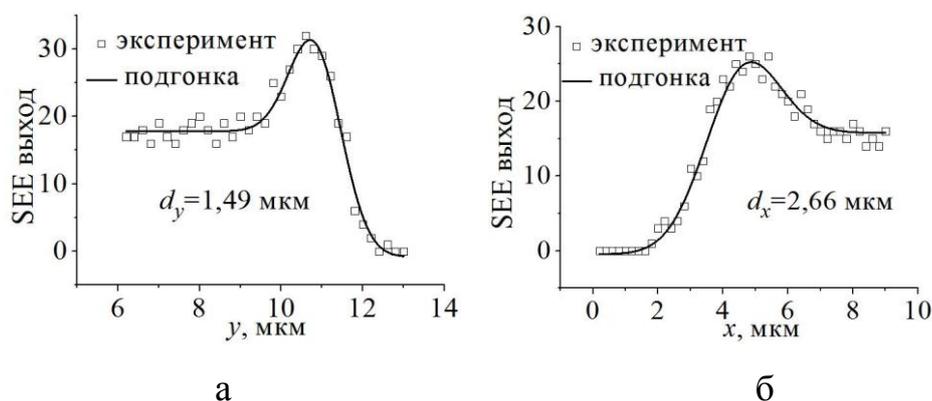


Рис. 4.10. – Результаты подгонки профилей выхода вторичной электронной эмиссии при сканировании калибровочной сетки

Так как выход вторичной электронной эмиссии имеет статистический характер, поэтому было проведено измерение выхода SEE из серий 20 линейных выборок сканирования в x и y направлениях показанных на рис. 4.9 прямоугольными областями. Обработка профилей выхода для каждой из серий и полученных в результате этого данных дала следующие размеры зонда: $\bar{d}_x (FWHM) = 2,72 \pm 0,29$ мкм; $\bar{d}_y (FWHM) = 1,51 \pm 0,14$ мкм. Несложные

вычисления показывают, что средняя плотность тока в зонде для КИИП составляет $j_{КИИП} = 123$ пкА/мкм², в то время как для зондовой системы РРК эта величина $j_{РРК} = 37$ пкА/мкм², где учтено, что для КИИП в зонде сосредоточено 70% полного тока пучка, а для РРК эта величина равна 90%. Полученные результаты подтверждают теоретические расчеты, в результате которых делалось заключение, что плотность тока в зонде для системы КИИП превышает аналогичную величину для РРК в три раза.

4.5. Выводы к четвертому разделу

В данном разделе были представлены результаты экспериментальных исследований формирования прецизионного пучка протонов в квадруплете с индивидуальными источниками питания МКЛ.

1. Проведены теоретические расчеты ионно-оптических характеристик ЗФС экспериментальной установки на базе квадруплета МКЛ с фиксированными геометрическими параметрами для четырех источников питания линз.

2. Характеристики сфокусированного пучка подтверждают результаты теоретического расчета такой ЗФС, которые были проведены в п 4.2 (табл. 4.1), что говорит о правильности выбора математической модели.

3. Показана определенная методика юстировки, которая позволяет согласовать оптические оси всех ионно-оптических элементов с осью пучка с достаточно высокой точностью.

4. Проведена обработка профилей выхода для каждой из серий и полученных в результате этого данных и получены следующие размеры зонда: $\bar{d}_x(FWHM) = 2,72 \pm 0,29$ мкм; $\bar{d}_y(FWHM) = 1,51 \pm 0,14$ мкм.

5. Показано, что полученная плотность тока пучка протонов в зонде ($j_{КИП} = 123$ пкА/мкм²) более чем в три раза превышает аналогичную величину для широко распространенной ЗФС с применением распределенного «русского» квадруплета ($j_{РРК} = 37$ пкА/мкм²).

ВЫВОДЫ

В результате выполнения диссертационной работы было установлено влияние свободных параметров фокусирующих полей различных конфигураций, которые были представлены в виде дополнительных источников питания магнитных квадрупольных линз и углов конусности апертуры, на плотность тока в зонде при фиксированном его размере. Основные результаты диссертационной работы состоят в следующем:

1. Предложены новые ЗФС на основе введения свободных параметров фокусирующих полей, которые позволяют увеличить пространственное разрешение ЯСМЗ. Особенностью таких систем является наличие дополнительных источников питания линз и использование новых типов квадрупольных линз с конической апертурой, которые позволяют ввести свободные параметры в процесс формирования прецизионного пучка протонов мегаэлектронвольтных энергий с целью увеличения плотности тока в зонде.

2. В результате решения нелинейных траекторных уравнений движения заряженных частиц матричным методом для модели продольного распределения поля в МКЛ с конической апертурой получен аналитический вид матрицы преобразования фазовых координат частиц пучка – матрицанта.

3. Результаты проведенного численного моделирования ЗФС на базе мультиплетов МКЛ с дополнительными источниками питания линз показали, что оптимизация процесса формирования пучка, которая основана на нахождении наибольшего приведенного коллимированного аксептанса, может обеспечивать значительное улучшение ионно-оптических характеристик ЗФС. Для триплета МКЛ с индивидуальными источниками питания величина аксептанса увеличивается более чем на 50 %, для квадруплета и пентуплета – в два раза.

4. Анализ влияния числа квадрупольных линз, геометрии их расположения и величины рабочего расстояния на плотность ионного тока показал, что с уменьшением рабочего расстояния величина аксептанса системы растет, в то

время как положение линз системы согласования не существенно влияет на характеристики ЗФС.

5. В результате проведенного анализа для ЗФС на базе дублета и триплета МКЛ с дополнительными параметрами в виде углов конусности линз установлено, что величина максимального приведенного коллимированного аксептанса для конвенциональных систем уступает системам с МКЛ с конусной апертурой в случае дублета в полтора раза, а для триплета более чем в два раза.

6. В результате теоретических расчетов и эксперимента показано более чем трехкратное увеличение плотности тока в зонде при формировании пучка протонов в системе из четырех магнитных квадрупольей с индивидуальными источниками питания линз по сравнению с конвенциональной системой распределенным «русским» квадруплетом, где используются два источника питания.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает благодарность научному руководителю проф. Воробьеву Геннадию Савельевичу за оказанную помощь в подготовке диссертации, за замечания и рекомендации, за постоянное сотрудничество и наставления в проведении расчетов. Особенная признательность всей научной группе лаборатории «Новые технологии в физике и технике СВЧ» кафедры наноэлектроники Сумского государственного университета, а именно Журбе В. О., Рыбалко А. А. и Барсуку И. В. Автор выносит благодарность всем соавторам совместных публикаций.

Выражаю признательность всем сотрудникам группы нелинейной динамики ионных пучков отдела электростатических ускорителей Института Прикладной Физики НАН Украины, а именно с.н.с. Пономареву А. Г., за предоставленную возможность проводить эксперименты, за ценные замечания и дискуссии. Отдельная признательность Магилину Д. В. за помощь в проведении экспериментов.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Osipovicz T. The use of proton microbeam for the production of microcomponents / T. Osipovicz, J.A. van Kan, T.C. Sum [et al.] // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2000. – Vol. 161–163. – P. 83–89.
2. Rajput N. S. Electrical transport characteristics of focused ion beam fabricated Au, Cu nanowires / N.S. Rajput, A.K. Singh, N. Shukla, V.N. Kulkarni // International Journal of Nanoscience. – 2011. – Vol. 10. – P. 7–12.
3. Grime G. The next generation of high energy focused ion beam facilities at the University of Surrey / G. Grime, M. Merchant, V. Palitsin [et al.] // The 12th international conference on nuclear microprobe technology and applications: book of abstracts, (Leipzig, 26–30 July 2010). – Leipzig, 2010. – P. 41.
4. Duan H. Sub-10-nm half-pitch electron-beam lithography by using poly (methyl methacrylate) as a negative resist / H. Duan, D. Winston, J. Yang [et al.] // J. Vac. Sci. Technol. B. – 2010. – Vol. 28, № 6. – P. C6C58–C6C62.
5. Lin Y. E-beam patterned gold nanodot arrays on optical fiber tips for localized surface plasmon resonance biochemical sensing / Y. Lin, Y. Zou, Y. Mo [et al.] // Sensors. – 2010. – Vol. 10. – P. 9397–9406.
6. van Kan J.A. Proton beam writing nanoprobe facility design and first test results / J.A. van Kan, P. Malar, A.B. De Vera [et al.] // Nucl. Instr. and Meth. A. – 2011. – Vol. 645. – P. 113–115.
7. Udalagama C. Proton beam writing of long, arbitrary structures for micro/nano photonics and fluidics applications / C. Udalagama, E.J. Teo, S.F. Chan [et al.] // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2011. – Vol. 269. – P. 2417–2421.
8. van Kan J.A. Proton beam writing: a progress review / J.A. van Kan, A.A. Bettiol, K. Ansari [et al.] // Int. J. Nanotechnology. – 2004. – Vol. 1, № 4. – P. 464–479.
9. Sum T.C. Proton beam writing of passive waveguides in PMMA / T.C. Sum, A.A. Bettiol, H.L. Seng [et al.] // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2003. – Vol. 210. – P. 266–271.

10. Joao Gomes. Displacement damage effects in silicon MEMS at high proton doses / Joao Gomes, Herbert Shea / Proceedings of SPIE. – 2011. – Vol. 7928. – P. 79280G-1–79280G-10.
11. Ansari K. Electrokinetic flow in microchannels fabricated by proton beam writing // K. Ansari, I. Rodriguez, C.H. Sow [et al.] // J. of Micromech. and Microeng. – 2006. – Vol. 16. – P. 1170–1180.
12. Barberet Ph. First results obtained using the CENBG nanobeam line: Performances and applications / Ph. Barberet, L. Daudin, N. Gordillo [et al.] // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2011. – Vol. 269. – P. 2163–2167.
13. Lina Sheng. High energy heavy ion microbeam irradiation facility at IMP / Lina Sheng, Mingtao Song, Xiaoqi Zhang [et al.] // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2011. – Vol. 269. – P. 2189–2192.
14. Kimikazu Sasa. The Tsukuba high-energy nuclear microprobe for hydrogen analysis of mineral samples / Kimikazu Sasa, Kohei Furuno, Yoshihiro Yamato [et al.] // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2003. – Vol. 210. – P. 48–53.
15. Wolfgang Larisch. Proton beam writing of microstructures in Agar gel for patterned cell growth / Wolfgang Larisch, Torsten Koal, Ronald Werner [et al.] // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2011. – Vol. 269. – P. 2444–2447.
16. Ребров В.А. Прецизионная магнитная квадрупольная линза для ядерного сканирующего микронзонда на базе электростатического перезарядного ускорителя ЭГП-10 / В.А. Ребров, А.Г. Пономарев, Д.В. Магилин [и др.] // ЖТФ. – 2007. – Т. 77, № 3. – С. 76–79.
17. Kamiya T. Submicron microbeam apparatus using a single-ended accelerator with very high voltage stability / T. Kamiya, T. Suda, R Tanaka // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1995. – Vol. 104. – P. 43–48.
18. Dymnikov A.D. Composed of series electrostatic and magnetic quadrupole lenses with null or negative chromatic aberrations / A.D. Dymnikov, S.Ya. Yavor // Sov. Phys. Tech. Phys. – 1964. – Vol. 9, № 11. – P. 1544–1548.

19. Cookson J.A. Microtechniques proton microbeams their production and use / J.A. Cookson, A.J. Ferguson, F.D. Pilling // *Journal of Radioanalytical Chemistry*. – 1972. – Vol. 12. – P. 39–52.
20. Prakash R.A. Review and preview of proton microprobes / R.A. Prakash, J.S. McKee // *Nucl. Instr. and Meth. B*. – 1984. – Vol. 10–11, № 2. – P. 679–682.
21. Butz T. From micro- to nanoprobe: auspices and horizons / T. Butz, G. Legge // *Nucl. Instr. and Meth. B*. – 1996. – Vol. 113. – P. 317–322.
22. Brazhnik V.A. Optimization of magnetic quadrupole probe forming systems based on separated Russian quadruplet / V.A. Brazhnik, V.I. Miroshnichenko, A.G. Ponomarev, V.E. Storizhko // *Nucl. Instr. and Meth. B*. – 2001. – Vol. 174. – P. 385–391.
23. Ponomarev A.G. Resolution limit of probe-forming systems with magnetic quadrupole lens triplets and quadruplets / A.G. Ponomarev, K.I. Melnik, V.I. Miroshnichenko [et al.] // *Nucl. Instr. and Meth. B*. – 2003. – Vol. 201. – P. 637–644.
24. Dymnikov A.D. Magnetic sextuplet as a zoom lens for the nuclear nanoprobe at the Louisiana Accelerator Center / A.D. Dymnikov, G.A. Glass // *Nucl. Instr. and Meth. B*. – 2004. – Vol. 219–220. – P. 994–999.
25. Dymnikov A.D. Zoom quadrupole focusing systems producing an image of an object / A.D. Dymnikov, B. Rout, G.A. Glass // *Nucl. Instr. and Meth. B*. – 2005. – Vol. 241. – P. 402–408.
26. Dymnikov A.D. Combination of magnetic and electric quadrupole lenses as zoom Sextuplet ion microprobe focusing system with minimum spherical aberration / A.D. Dymnikov, B. Rout, G.A. Glass // *Nucl. Instr. and Meth. B*. – 2007. – Vol. 261. – P. 447–451.
27. Spemann D. Materials analysis and modification at LIPSION – Present state and future developments / D. Spemann, T. Reinert, J. Vogt [et al.] // *Nucl. Instr. and Meth. B*. – 2011. – Vol. 269. – P. 2175–2179.

28. Дымников А.Д. Системы формирования протонных пучков микронных размеров / А.Д. Дымников, Г.М. Осетинский // Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 1989. – Т. 20, № 3. – С. 694–733.
29. Ponomarev A.G. Optimum collimator shape and maximum emittance for submicron focusing of ion beams. Determination of the probe forming system resolution limit / A.G. Ponomarev, V.I. Miroshnichenko, V.E. Storizhko // Nucl. Instr. and Meth. A. – 2003. – Vol. 506. – P. 20–25.
30. Numerical Recipes in C++ / [W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, B.P. Flannery]. – 2nd Edition, Cambridge University Press, 2003. – 994 p.
31. Ponomarev A.G. Optimization of the quadrupole probe-forming system with individual power supplied for lenses / A.G. Ponomarev, G.S. Vorobjov, A.A. Ponomarova // Radioelectronics and Communications Systems. – 2010. – Vol. 53, № 2. – P. 113–118.
32. Ponomarova A.A. One-stage-forming systems with quadrupole lenses excited by individual power supplies / A.A. Ponomarova, K.I. Melnik, G.S. Vorobjov, A.G. Ponomarev // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2011. – Vol. 269. – P. 2202–2205.
33. Пономарев А.Г. Ионно-оптические свойства квадрупольных линз с конической апертурой / А.Г. Пономарев, Д.В. Магилин, В.И. Мирошниченко, А.А. Пономарева // Прикладная физика. – 2011. – № 3. – С. 117–124.
34. Пономарева А.А. Оптимизация фокусирующих свойств зондовых систем формирования ионных пучков мультиплетами магнитных квадрупольных линз со свободными параметрами / А.А. Пономарева // Прикладная радиоэлектроника. – 2012. – Т. 11, № 4. – С. 522–526.
35. Ponomarova A.A. The precision proton beam formation in the probe system with individual power supplies of magnetic quadrupole lenses (experimental results) / A.A. Ponomarova, D.V. Magilin, G.S. Vorobjov, A.G. Ponomarev // Journal of Nano- and Electronic Physics. – 2013. – Vol. 5, № 1. – P.01030-1–01030-5.
36. Воробьев Г.С. Применение сфокусированным протонных пучков МэВ-ных энергий в технологии изготовления электронных и оптических микро- и

нанокомпонент / Г.С. Воробьев, А.А. Дрозденко, А.Г. Пономарев, А.А. Пономарева // II Международная научная конференция : сборник научных трудов [«Электронная компонентная база. Состояние и перспективы развития»]. – Харьков-Кацевели, 2009. – С. 142–145.

37. Пономарев А.Г. О возможности усовершенствования ядерного сканирующего микрозонда для технологии протонной пучковой литографии / А.Г. Пономарев, Г.С. Воробьев, А.А. Пономарева // III Международная научная конференция : сборник научных трудов [«Функциональная компонентная база микро-, опто- и наноэлектроники»]. – Харьков-Кацевели, 2010. – С. 34–36.

38. Ponomarova A.A. One-stage-forming systems with quadrupole lenses excited by individual power supplies / A.A. Ponomarova, K.I. Melnic, G.S. Vorobjov, A.G. Ponomarev // The 12th international conference on nuclear microprobe technology and application : book of abstracts, (Leipzig, 26-30 July 2010). – Leipzig, 2010. – P. 62.

39. Пономарева А.А. Возможности усовершенствования ядерного сканирующего микрозонда, применяемого в создании нанокомпонент / А.А. Пономарева // XVI Международный молодежный форум : материалы форума [«Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке»], (Харьков, 17-19 апреля 2012 г.). – Харьков, 2012. – С. 85–86.

40. Пономарева А. Моделирование процессов прохождения пучков заряженных частиц в материальных средах с помощью численного кода SRIM / А. Пономарева, И. Барсук // Международная конференция студентов и молодых ученых по теоретической и экспериментальной физике «ЭВРИКА-2012»: тезисы докладов, (Львов, 19-22 апреля 2012 г.). – Львов, 2012. – С. В4.

41. Воробьев Г.С. Экспериментальное исследование формирования пучка протонов в зондоформирующей системе с индивидуальными источниками питания четырех магнитных квадрупольных линз / Г.С. Воробьев, А.А. Пономарева, А.В. Резник // Научно-техническая конференция : материалы и программа конференции [«Физика, электроника, электротехника»], (Сумы, 22-27 апреля 2013 г.). – Сумы, 2013. – С. 85.

42. Гапонов С.В. Литография на длине волны 13 нм / С.В. Гапонов // Вестник Российской академии наук. – 2003. – Т. 73, № 5. – С. 392.
43. Черепин В.Т. Ионный микрозондовый анализ / В.Т. Черепин. – К.: Наук. думка, 1992. – 344 с.
44. <http://www.srim.org/>.
45. Воробьев Г.С. Анализ применения сфокусированных пучков заряженных частиц в производстве наноконпонент / Г.С. Воробьев, А.А. Пономарева // Научно-техническая конференция преподавателей, сотрудников, аспирантов и студентов факультету Электроники и информационных технологий: материалы и программа конференции, (Сумы, 19-23 апреля 2010 г.). – Сумы, 2010. – С. 136.
46. Пономарева А.А. Особенности взаимодействия ускоренных заряженных частиц с резистивными материалами / А.А. Пономарева // Международная конференция молодых ученых и аспирантов «IEФ-2011»: программа и тезисы докладов, (Ужгород, 24-27 мая 2010 г.). – Ужгород, 2011. – С. 112.
47. Воробьев Г.С. Процессы прохождения пучков заряженных частиц в материальных средах / Г.С. Воробьев, А.А. Пономарева, И.В. Барсук, Ю.О. Остапенко // Научно-техническая конференция : материалы и программа конференции «[Физика, электроника, электротехника]», (Сумы, 16-21 апреля 2012 г.). – Сумы, 2012. – С. 68.
48. Whitlow H.J. Lithography of high spatial density biosensor structures with sub-100 nm spacing by megaelectronvolt proton beam writing with minimal proximity effect / H.J. Whitlow, M.L. Ng, V. Auzelyte [et al.] // Nanotechnology. – 2004. – Vol. 15. – P. 223–226.
49. Udalagama C.N. A Monte Carlo study of the extent of proximity effects in e-beam and p-beam writing of PMMA / C.N. Udalagama, A.A. Bettiol, F. Watt // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2007. – Vol. 260. – P. 384–389.
50. van Kan J.A. Sub 100 nm proton beam micromachining: Theoretical calculations on resolution limits / J.A. van Kan, T.C. Sum, T. Osipowicz, F. Watt // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2000. – Vol. 161. – P. 366–370.

51. Biersack J. A monte carlo computer program for the transport of energetic ions in amorphous targets / J. Biersack, L.G. Haggmark // Nucl. Instr. and Meth. – 1980. – Vol. 174. – P. 257–269.
52. Udalagama C. Stochastic spatial energy deposition profiles for MeV protons and keV electrons / C. Udalagama, A.A. Bettioli, F. Watt // Physical Review B. – 2009. – Vol. 80. – P. 224107–224115.
53. Springham S.V. Micromachining using deep ion beam lithography / S.V. Springham, T. Osipowicz, J.L. Sanchez [et al.] // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1997. – Vol. 130. – P. 155–159.
54. van Kan J.A. Micromachining using focused high energy ion beams: Deep Ion Beam Lithography / J.A. van Kan, J.L. Sanchez, B. Xu [et al.] // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1999. – Vol. 148. – P. 1085–1089.
55. Watt F. Focused high energy proton beam micromachining: A perspective view / F. Watt // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1999. – Vol. 158. – P. 165–172.
56. Явор С. Я. Фокусировка заряженных частиц квадрупольными линзами / С.Я. Явор. – М.: Атомиздат, 1968. – 263 с.
57. Watt F. Principles and applications of high-energy microbeams / F. Watt, G. Grime. – Bristol UK: Adam Hilger Ltd., 1987. – 230 p.
58. van Kan J. A. Three-dimensional nanolithography using proton beam writing / J.A. van Kan, A.A. Bettioli, F. Watt // Applied Physics Letters. – 2003. – Vol. 83. – P.1629–1631.
59. van Kan J.A. Proton beam writing: a platform technology for nanowire production / J.A. van Kan, F. Zhang, S.Y. Chiam [et al.] // Microsystem Technologies. – 2008. – Vol. 14. – P.1343–1348.
60. Vorobyov G.S. Application of focused charge-particle beam of in manufacturing of nanocomponents / G.S. Vorobyov, A.G. Ponomarev, A.A. Ponomareva [et al.] // Telecommunications and Radio Engineering. – 2010. – Vol. 69, № 4. – P. 355–365.
61. Пономарева А.А. О возможности применения ядерных микронзондов в пучковой ионной литографии / А.А. Пономарева, Г.С. Воробьев, А.Г. Пономарев

- // 6 Международная молодежная научно-техническая конференция : материалы конференции [«Современные проблемы радиотехники и телекоммуникаций РТ-2010»], (Севастополь, 19-24 апреля 2010 г.). – Севастополь, 2010. – С. 440.
62. Mous D.J. The novel ultrastable HVEE 3.5 MV Singletron™ accelerator for nanoprobe applications / D.J. Mous, R.G. Haitzma, T. Butz [et al.] // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1997. – Vol. 130. – P. 31–36.
63. Rajta I. Si micro-turbine by proton beam writing and porous silicon micromachining / S.Z. Szilasi, P. Fürjes, P. Furjes [et al.] // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2009. – Vol. 267. – P. 2292–2295.
64. Bolhuis S. Enhancement of proton beam writing in PMMA through optimization of the development procedure / S. Bolhuis, J.A. van Kan, F. Watt // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2009. – Vol. 267. – P. 2302–2305.
65. Menzel F. 3D-structures with arbitrary shapes created in negative resists by grayscale proton beam writing / D. Spemann, T. Koal, T. Butz // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2011. – Vol. 269. – P. 2427–2430.
66. van Kan J.A. New resists for proton beam writing / J.A. van Kan, A.A. Bettiol, S.Y. Chiam [et al.] // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2007. – Vol. 260. – P. 460–463.
67. Breese M.B. Materials Analysis using a Nuclear Microprobe. / M.B. Breese, D.N. Jamieson, P.J. King – John Wiley and Sons Inc., New York, 1996. – 428 p.
68. Humphries S. Charged Particle Beams / Humphries S. – New York: Wiley, 1990. – 847 p.
69. Maggiore C.J. The Los Alamos nuclear microprobe with a superconducting solenoid final lens / C.J. Maggiore // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1981. – Vol. 191. – P. 199–203.
70. Maggiore C.J. Materials analysis with a nuclear microprobe / C.J. Maggiore // Scanning electron microscopy. – 1980. – Vol. 1. – P. 439–454.
71. Явор С.Я. Фокусировка заряженных частиц квадрупольными линзами / Явор С.Я. – М.: Атомиздат, 1968. – 263 с.
72. Hawkes P.W. Quadrupoles in electron lens design / Hawkes P.W. – New York: Academic Press, 1970. – 379 p.

73. Hawkes P.W. Superconductivity and electron microscopy / P.W. Hawkes, U. Valdre // *J. Phys. E.* – 1977. – Vol. 10. – P. 309–328.
74. Kamiya T. Submicron microbeam apparatus using a single-ended accelerator with very high voltage stability / T. Kamiya, T. Suda, R. Tanaka // *Nucl. Instr. and Meth. B.* – 1995. – Vol. 104. – P. 43–48.
75. Antoine C. Evidence of preferential diffusion of impurities along grain boundaries in very pure niobium used for radio frequency cavities / C. Antoine, B. Bonin, H. Safa // *J. Appl. Phys.* – 1997. – Vol. 81, № 4. – P. 1677–1682.
76. Massi M. The external beam microprobe facility in Florence: Set-up and performance / M. Massi, L. Giuntini, M. Chiari [et al.] // *Nucl. Instr. and Meth. B.* – 2002. – Vol. 190. – P. 276–282.
77. Matsuyama S. Preliminary results of microbeam at Tohoku University / S. Matsuyama, K. Ishii, H. Yamazaki [et al.] // *Nucl. Instr. and Meth. B.* – 2003. – Vol. 210. – P. 59–64.
78. Matsuyama S. Progress and application of the Tohoku microbeam system / S. Matsuyama, K. Ishii, H. Yamazaki [et al.] // *Nucl. Instr. and Meth. B.* – 2007. – Vol. 260. – P. 55–64.
79. Brazhnik V.A. Optimization of magnetic quadrupole probe-forming systems by the method of synthesis / V.A. Brazhnik, S.A. Lebed, V.I. Miroshnichenko [et al.] // *Nucl. Instr. and Meth. B.* – 2000. – Vol. 171. – P. 558–564.
80. Grime G.W. Beam optics of quadrupole probe-forming systems / G.W. Grime, F. Watt. – Bristol, UK: Adam Hilger Ltd., 1984. – 273 p.
81. Cervellera F. The Legnaro ion microprobe in low current experiments / F. Cervellera, C. Donolato, G.P. Egeni [et al.] // *Nucl. Instr. and Meth. B.* – 1997. – Vol. 130. – P. 25–30.
82. Imaseki H. The scanning microbeam PIXE analysis facility at NIRS / H. Imaseki, M. Yukawa, F. Watt [et al.] // *Nucl. Instr. and Meth. B.* – 2003. – Vol. 210. – P. 42–47.
83. Simicic J. The performance of the Ljubljana ion microprobe / J. Simicic, P. Pelicon, M. Budnar, Z. Smit // *Nucl. Instr. and Meth. B.* – 2002. – Vol. 190. – P. 283–286.

84. Watt F. The Singapore high resolution single cell imaging facility / F. Watt, Xiao Chen, Armin Baysic De Vera [et al.] // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2011. – Vol. 269. – P. 731–735.
85. Дымников А.Д. Четыре квадрупольные линзы как аналог аксиальносимметричной системы / А.Д. Дымников, С.Я. Явор // ЖТФ. – 1963. – Т. 33, № 7. – С. 851–858.
86. Дымников А.Д. Влияние геометрических параметров на оптические характеристики системы из четырех квадрупольных линз, аналогичной осесимметричной линзе / А.Д. Дымников, Т.Я. Фишкова, С.Я. Явор // ЖТФ. – 1965. – Т. 35, № 3. – С. 431–440.
87. Dymnikov A.D. Four quadrupole lenses as an analogue of an axially symmetric system / A.D. Dymnikov, S.Ya. Yavor // Sov. Phys. Tech. Phys. – 1963. – Vol. 8. – P. 639–643.
88. Legge G.J. Microprobes and their application to PIXE analysis / G.J. Legge // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1984. – Vol. 3. – P. 561–571.
89. Brazhnik V.A. Numerical optimization of magnetic nonlinear quadrupole systems in an ion microprobe with given spot size on the target / V.A. Brazhnik, A.D. Dymnikov, D.N. Jamieson [et al.] // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1995. – Vol. 104. – P. 92–94.
90. Brazhnik V.A. The effect of lens arrangement in a triplet and in Russian quadruplet on the demagnification and beam current in a microprobe / V.A. Brazhnik, A.D. Dymnikov, R. Hellborg [et al.] // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1993. – Vol. 77. – P. 29–34.
91. Melnik K.I. Optimization of the working distance of an ion microprobe-forming system / K.I. Melnik, D.V. Magilin, A.G. Ponomarev // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2009. – Vol. 267. – P. 2036–2040.
92. Ponomarev A.G. Parametric multiplets of magnetic quadrupole lenses: application prospects for probe-forming systems of nuclear microprobe / A.G. Ponomarev, K.I. Melnik, V.I. Miroshnichenko // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2005. – Vol. 231. – P. 86–93.

93. Ryan C.G. A high performance quadrupole quintuplet lens system for the CSIRO-GEMOC nuclear microprobe / C.G. Ryan, D.N. Jamieson // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1999. – Vol. 158. – P. 97–106.
94. Jamieson D.N. The new Melbourne nuclear microprobe system / D.N. Jamieson, B. Rout, R. Szimanski [et al.] // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2002. – Vol. 190. – P. 54–59.
95. Силады М. Электронная и ионная оптика / М. Силады. – М.: Мир, 1990. – 639 с.
96. Глазер В. Основы электронной оптики / В. Глазер; [пер. с немецкого Д.В. Дершварца под ред. В.А. Фабриканта]. – М.: Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1957. – 764 с.
97. Гаврилов Н.М. Оборудование для работы с ускоренными пучками: учебное пособие / Н.М. Гаврилов, С.В. Сомов. – М.: НИЯУ МИФИ, 2010. – 224 с.
98. Пономарев А.Г. Ионно-оптические свойства квадрупольных линз с конической апертурой / А.Г. Пономарев, Д.В. Магилин, В.И. Мирошниченко, А.А. Пономарева // Девятый всероссийский семинар : тезисы докладов [«Проблемы теоретической и прикладной электронной и ионной оптики»], (Москва, 27-29 мая 2009 г.). – Москва, 2009. – С. 20.
99. <http://www.vectorfield.co.uk>.
100. Grime G.W. WinTRAX: A raytracing software package for the design of multipole focusing systems // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2013. – <http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2012.11.038>.
101. <http://simion.com>.
102. Дымников А.Д. Системы формирования протонных пучков микронных размеров / А.Д. Дымников, Г.М. Осетинский // Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 1989. – Т. 20, № 3. – С. 694–733.
103. Dymnikov A. Matrix theory of the motion of a charged particle beam in curvilinear space-time. Part I. General theory / A. Dymnikov, R. Helborg // Nucl. Instr. and Meth. A. – 1993. – Vol. 330. – P. 323–342.

104. Dymnikov A. Matrix theory of the motion of a charged particle beam in curvilinear space-time. Part II. Nonlinear theory. Formulae and algorithms / A. Dymnikov, R. Helborg // Nucl. Instr. and Meth. A. – 1993. – Vol. 330. – P. 343–362.
105. Dymnikov A.D. The methods of shuttle-sums and of shuttle-integrals in ion optics // Nucl. Instr. and Meth. A. – 1995. – Vol. 363. – P. 435–439.
106. Мельник К.И. Предельная разрешающая способность зондоформирующих систем на базе параметрических мультиплетов квадрупольных линз: дис. кандидата физ.-мат. наук: 01.04.20 / Мельник Константин Игоревич. – Сумы, 2007. – 160 с.
107. Ponomarev A.G. Parametric multiplets of magnetic quadrupole lenses: application prospects for probe-forming systems of nuclear microprobe / A.G. Ponomarev, K.I. Melnik, V.I. Miroshnichenko // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2005. – Vol. 231. – P. 86–93.
108. Баранова Л.А. Радиальные конусные электронно-оптические системы / Л.А. Баранова, С.Я. Явор // ЖТФ. – 1984. – Т. 54, № 10. – С. 1999–2003.
109. Баранова Л.А. Исследование оптики конусной радиальной линзы / Л.А. Баранова, С.Г. Нарылков, С.Я. Явор // ЖТФ. – 1986. – Т. 56, № 10, С. 2075–2079.
110. Баранова Л.А. Исследование цилиндрических и конических дефлекторов / Л.А. Баранова, С.Г. Нарылков, С.Я. Явор // ЖТФ. – 1987. – Т. 57, № 9. – С. 1872–1876.
111. Ryan C.G. The new CSIRO-GEMOC nuclear microprobe: first results, performance and recent applications / C.G. Ryan, D.N. Jamieson, W.L. Griffin [et al.] // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2001. – Vol. 181. – P. 12–19.
112. Ryan C.G. PIXE and the nuclear microprobe: Tools for quantitative imaging of complex natural materials / C.G. Ryan // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2011. – Vol. 269. – P. 2151–2162.

113. Ryan C.G. A high performance quadrupole quintuplet lens system fo the CSIRO-GEMOC nuclear microprobe/ C.G. Ryan, D.N. Jamieson // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1999. – Vol. 158. – P. 97–106.
114. Пономарев А.Г. Оптимизация квадрупольной зондоформирующей системы с индивидуальными источниками питания линз / А.Г. Пономарев, Г.С. Воробьев, А.А. Пономарева // XVIII Международная конференция по электростатическим ускорителям и пучковым технологиям : труды конференции, (Обнинск, 21-23 октября 2008 г.). – Обнинск, 2008. – С. 96–101.
115. Пономарев А.Г. Оптимальное коллимирование пучка заряженных частиц в зондоформирующих системах / А.Г. Пономарев // ЖТФ. – 2009. – Т. 79, № 2. – С. 112–116.
116. Ponomarev A.G. A review of high resolution probe-forming systems for nuclear microprobe / A.G. Ponomarev, A.A. Ponomarova // The 13th international conference on nuclear microprobe technology and applications : book of abstracts, (Lisbon, 22-27 July 2012). – Lisbon, 2012. – P. 31.
117. Пономарева А.А. Исследование процессов формирования пучка ионов в квадрупольных системах со свободными параметрами для повышения разрешающей способности ядерного микрозонда / А.А. Пономарева // IX Конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям : тезисы докладов, (Харьков, 21-25 февраля 2011 г.). – Харьков, 2011. – С. 34.
118. Butz T. The Leipzig high-energy ion nanoprobe: A report on first results / T. Butz, R.-H. Flaggmeyer, J. Heitmann [et al.] // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2000. – Vol. 161–163. – P. 323–327.
119. Lebed S. Design and first results of the nuclear microprobe in Cracow / S. Lebed, Z. Stachura, M. Cholewa [et al.] // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1999. – Vol. 158, № 1–4. – P. 44–47.
120. Storizhko V.E. The Sumy scanning nuclear microprobe: design features and first tests / V.E. Storizhko, A.G. Ponomarev, V.A. Rebrov [et al.] // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2007. – Vol. 260 – P. 49–54.

121. Rebrov V.A. The new design of magnetic quadrupole lens doublet manufactured from a single piece / V.A. Rebrov, A.G. Ponomarev, V.K. Palchik, N.G. Melnik // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2007. – Vol. 260. – P. 34–38.
122. Ребров В.А. Зондоформирующая система ядерного сканирующего микрозонда на базе интегрированных дублетов магнитных квадрупольных линз: дис. кандидата физ.-мат. наук: 01.04.01 / Ребров Владимир Анатольевич. – Сумы, 2009. – 149 с.
123. Magilin D.V. Performance of the Sumy nuclear microprobe with the integrated probe-forming system / D.V. Magilin, A.G. Ponomarev, V.A. Rebrov [et al.] // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2009. – Vol. 267. – P 2046–2049.
124. Колинько С.В. Моделирование процессов формирования ионных пучков в зондах с распределенными системами магнитных квадрупольных линз / С.В. Колинько, А.Г. Пономарев, А.А. Дрозденко // Журнал Нано- и Электронной Физики. – 2012. – Т. 4, № 3. – С. 03018-1–03018-5.
125. Ponomarov A.A. Influence of the beam current density distribution on the spatial resolution of a nuclear microprobe / A.A. Ponomarov, V.I. Miroshnichenko, A.G. Ponomarev // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2009. – Vol. 267. – P. 2041–2045.
126. Udalagama C.N.B. An automatic beam focusing system for MeV protons / C.N.B. Udalagama, A.A. Bettioli, J.A. van Kan [et al.] // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2005. – Vol. 231. – P. 389–393.