

**НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНЫ
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ**

На правах рукописи

Ребров Владимир Анатольевич

УДК 537.534.3

**ЗОНДОФОРМИРУЮЩАЯ СИСТЕМА ЯДЕРНОГО
СКАНИРУЮЩЕГО МИКРОЗОНДА НА БАЗЕ
ИНТЕГРИРОВАННЫХ ДУБЛЕТОВ МАГНИТНЫХ
КВАДРУПОЛЬНЫХ ЛИНЗ**

01.04.01 – физика приборов, элементов и систем

Диссертация

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

Пономарев Александр Георгиевич

кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник

СУМЫ – 2010

СОДЕРЖАНИЕ

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ	4
ВВЕДЕНИЕ	5
РАЗДЕЛ 1 ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ ЗОНДОФОРМИРУЮЩИХ СИСТЕМ ЯДЕРНЫХ СКАНИРУЮЩИХ МИКРОЗОНДОВ	13
1.1. Типы пучков заряженных частиц для методов элементного микроанализа	13
1.2. Факторы, определяющие пространственное разрешение ядерных микрозондов	15
1.3. Анализ устройств формирования пучка в ядерном микрозонде	17
1.4. Зондоформирующие системы экспериментальных установок ядерных микрозондов	22
Выводы к разделу 1	29
РАЗДЕЛ 2 ЗОНДОФОРМИРУЮЩАЯ СИСТЕМА ЯДЕРНОГО СКАНИРУЮЩЕГО МИКРОЗОНДА С ОПТИМИЗИРОВАННЫМИ ИОННО-ОПТИЧЕСКИМИ ПАРАМЕТРАМИ	31
2.1. Динамика пучков заряженных частиц в ЗФС ядерного микрозонда	31
2.2. Критерий оптимальности ЗФС	41
2.3. Анализ распределенных зондоформирующих систем ядерных микрозондов	44
2.4. Решение задачи точной юстировки линз в распределенных зондоформирующих системах	49
2.5. Выбор оптимизированных ионно-оптических параметров зондоформирующих систем	55
Выводы к разделу 2	63
РАЗДЕЛ 3 ПРЕЦИЗИОННЫЙ ИНТЕГРИРОВАННЫЙ ДУБЛЕТ МАГНИТНЫХ КВАДРУПОЛЬНЫХ ЛИНЗ	64

3.1. Физические особенности прецизионного дублета магнитных квадрупольных линз	64
3.2. Стендовые экспериментальные исследования прецизионного дублета магнитных квадрупольных линз	70
Выводы к разделу 3	78
РАЗДЕЛ 4 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССА ФОКУСИРОВКИ ПУЧКА В ЯДЕРНОМ СКАНИРУЮЩЕМ МИКРОЗОНДЕ	79
4.1. Зондоформирующая система экспериментальной установки ядерного сканирующего микронзонда	79
4.2. Физические особенности коллимирования пучка в зондоформирующей системе	83
4.3. Экспериментальные исследования процесса формирования зонда	88
4.4. Исследование влияния внешних факторов на пространственное разрешение микронзонда	96
4.5. Калибрование параметров зонда и сравнительный анализ расчетных и экспериментальных данных	104
Выводы к разделу 4	114
ВЫВОДЫ	115
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	117
ПРИЛОЖЕНИЕ А	130

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ

ЗФС	- зондоформирующая система
МКЛ	- магнитная квадрупольная линза
ЭСУ	- электростатический ускоритель
ЭГП	- электростатический генератор перезарядный
SIMS	- secondary ion mass spectrometry
ЯСМЗ	- ядерный сканирующий микрозонд
ФС	- фокусирующая система
ОК	- объектный коллиматор
УК	- угловой коллиматор
PIXE	- particle induced X-ray emission
РЭММА	- растровый электронный микроскоп с микроанализом
SEM	- secondary electron microscope
ppm	- part per million
PMMA	- poly methyl methacrylate
EPMA	- electron probe micro-analysis
FWHM	- Full Width at Half Maximum

ВВЕДЕНИЕ

Современные достижения науки в области микроанализа и высокий уровень технологий в этой сфере деятельности, позволили человеку найти решение многих макрозадач при помощи изучения законов микромира. Именно структура и элементный состав вещества, а также расположение микроэлементов в нем в совокупности определяют его физико-химические свойства. В частности, в медицине при исследовании нейронов головного мозга методами микроанализа было установлено, что причиной таких болезней как Alzheimer и Parkinson является изменение структуры нейромеланина - связующего звена между мозгом и интеллектом. Изучение содержания и распределения в нейромеланине таких элементов как Fe, Ca, Cu, Ni, P, S подтверждает, что именно эти элементы определяют его свойства [1,2].

Последние десятилетия прошлого века показали рост потребности методов микроанализа в геологических приложениях. Высокая чувствительность методов – единицы на миллион (1...10 ppm) и пространственное разрешение на уровне нескольких микрометров создали возможности изучения микронных областей различных редких минералов, в частности плавких реликтовых включений, сохранивших важную информацию об отдельных фазах их образования. Исследования этими методами вулканических пород, например, магмы, позволяют проследить процесс эволюции Земли [3-5].

В микроэлектронике основополагающим принципом является строгая ориентация друг относительно друга плоскостей прилегания кристаллических решеток элементов Si и Ge. Дефекты расположения кристаллов искажают движение электронов в направлении каналов на границе между элементами, заставляют электроны терять свою энергию и в результате создают запирающий эффект. Исследование каналов перехода методами микроанализа [6], когда пучком заряженных частиц высокой

энергии сканируется образец, по изображению структуры кристаллов на мониторе определяется качество соединения SiGe.

Одним из основных процессов, ограничивающих срок службы корпусов реакторов атомных энергетических установок, является охрупчивание, которое вызвано радиационно-индуцированной миграцией микропримесей, образованием и перемещением дефектов кристаллической структуры под воздействием радиационного излучения [7-10]. Без понимания механизма охрупчивания нельзя сделать надежный долгосрочный прогноз относительно сроков эксплуатации элементов конструкций реакторов. Применение неразрушающих методов микроанализа позволяет исследовать эволюцию микропримесей под воздействием радиационного излучения, определять структуру материалов в процессе и после облучения, выделять области сегрегации таких важных легирующих и примесных элементов как медь, фосфор и никель.

На основании рассмотренного лишь небольшого фрагмента обширной области применения методов микроанализа можно судить о важности создания современных приборов для проведения исследований в этом направлении и получения новых знаний в области естественных наук.

Актуальность темы. Среди широкого многообразия физических методов, позволяющих определять распределение элементов в приповерхностных слоях твердого тела, существуют методы микроанализа, которые основываются на использовании ядерных сканирующих микронзондов, где применяются сфокусированные пучки легких ионов средних (несколько МэВ) энергий, и которые отличаются возможностью проведения неразрушающего количественного микроанализа с высоким пространственным разрешением.

Методы микроанализа, имеют большие потенциальные возможности, связанные с применением в ядерных микронзондах ряда ядерно-физических методов – это рентгеновский микроанализ, анализ ядерных реакций, обратное резерфордское рассеивание. Отличительной особенностью

движения ионов в веществе на глубине до нескольких десятков микрометров является их достаточно прямолинейные траектории, определяющие практически неизменные поперечные размеры пучка. Поэтому локальность метода микроанализа или пространственная разрешающая способность ядерного микрозонда определяется размерами сфокусированного пучка на поверхности исследуемого образца. С другой стороны, низкий тормозной фон от ионов и низкоэнергетичных вторичных электронов и особенность физических процессов резонансных ядерных реакций обеспечивают чувствительность методов микроанализа на уровне $1\div 10$ ppm.

Вследствие того, что масса частиц ионного пучка и энергия их ускорения в ядерном микрозонде значительно выше аналогичных характеристик электронного пучка в растровых электронных микроскопах, то разработанные методы формирования электронного зонда не приемлемы для обеспечения необходимых параметров (геометрические размеры и ток) ионного зонда. Для фокусировки пучка ионов на поверхности образца (мишени) в ядерном микрозонде применяются зондоформирующие системы (ЗФС) на основе мультиплетов магнитных квадрупольных линз (МКЛ), физические параметры которых являются определяющими в процессах формирования ионного зонда. Кроме этого, на входе в микрозонд, ускоренный пучок ионов формируется при помощи электростатического ускорителя, стабильность энергии и величина яркости пучка которого в значительной степени влияют на разрешающую способность микрозонда.

На сегодняшний день существует ряд нерешенных задач, вследствие чего параметры разрешающей способности ядерного микрозонда уступают аналогичным параметрам растровых электронных микроскопов [11].

На основании вышесказанного, повышение разрешающей способности ядерного микрозонда за счет усовершенствования ЗФС и применения новых фокусирующих элементов актуально как с научной, так и с практической точек зрения. Эти исследования определяют направление в разработке и

созданию новых приборов и аппаратурных комплексов для использования в различных областях науки и в новейших технологиях.

Связь работы с научными программами, планами, темами.

Диссертационная работа выполнена в отделе электростатических ускорителей Института прикладной физики НАН Украины и является частью работ, которые проводились согласно проектам: "Разработка компактного сканующего ионного зонда МеВ-ных энергий для застосування в мікроаналізі та нанотехнологіях" (№ гос. регистр. 0103U008609) (2003-2004 гг.); "Створення інтегрованої фокуруючої системи для ядерного мікрозонду та проведення експериментальних досліджень процесів формування мікропучка іонів мегаелектронвольтних енергій" (№ гос. регистр. 0105U005965) (2005-2006 гг.); "Створення апаратури і розробка методик досліджень розподілу елементів і дефектів на міжзерених границях конструкційних реакторних матеріалів" (№ гос. регистр. 0107U004005) (2007-2008 гг.).

Цель и задачи исследований. Целью данной работы является создание математических и физических моделей ЗФС с интегрированными дублетами МКЛ, которые при практической реализации способны обеспечить фокусировку пучка ионов водорода и гелия с энергией до 2 МэВ в зонд с параметрами (геометрические размеры и ток), необходимыми для проведения анализа распределения микропримесей в твердом теле.

Достижение поставленной цели предусматривает решение следующих задач:

- создание физической модели фокусирования пучка ионов в ЗФС ядерного микрозонда с целью выбора оптимальных параметров системы для разработки общей схемы установки ускоритель-микрозонд;
- математическое моделирование конфигурации магнитных полей в новом прецизионном интегрированном дублете МКЛ с оптимизированной формой полюсных наконечников и проведение экспериментальных исследований структуры магнитного поля дублета;

- разработка комплексной методики юстировки элементов и систем микрозонда и согласование фазовых характеристик пучка и акцептанса ЗФС с помощью оптимизации режимов питания конденсорной системы;
- экспериментальные исследования процесса фокусировки пучка ионов в ЗФС с интегрированными дублетами МКЛ, проведение калибровки параметров сфокусированного пучка в ядерном микрозонде;
- сравнительный анализ расчетных и экспериментальных данных параметров пучка на мишени.

Объект исследований – нелинейные процессы фокусирования пучка заряженных частиц в зондоформирующих системах с интегрированными дублетами магнитных квадрупольных линз.

Предмет исследований – разрешающая способность зондоформирующих систем и структура поля прецизионного интегрированного дублета магнитных квадрупольных линз.

Согласно поставленным задачам используются следующие теоретические и экспериментальные **методы исследований**:

- метод матрицантов для решения нелинейных траекторных уравнений движения пучка в поле МКЛ;
- метод оптимизации ионно-оптических параметров зондоформирующей системы, основанный на критерии максимального акцептанса;
- метод математической подгонки Левенберга-Маркуадта;
- метод сопряженных градиентов;
- метод восстановления поля МКЛ;
- метод регистрации электронов вторичной электронной эмиссии.

Научная новизна полученных результатов.

1. Получил дальнейшее развитие метод оптимизации системы формирования пучка ионов, основанный на критерии максимального акцептанса системы при фиксированных размерах зонда на мишени для ЗФС

ядерного микрозонда с интегрированными дублетами магнитных квадрупольных линз с учетом нелинейных процессов фокусирования пучка.

2. Впервые решена задача точного позиционирования МКЛ в распределенных ЗФС ядерного микрозонда благодаря использованию новых прецизионных интегрированных дублетов магнитных квадрупольных линз, у которых магнитопровод и полюсные наконечники составляют единое целое, что уменьшает aberrации и позволяет достичь соосности линз на уровне ± 10 мкм.

3. Впервые результаты теоретических исследований реализованы в новой системе формирования ионного зонда с двумя интегрированными дублетами магнитных квадрупольных линз в экспериментальной установке ядерного сканирующего микрозонда.

4. Путем сравнительного анализа расчетных и экспериментальных значений параметров разрешающей способности ($2,3 \times 2,1$ мкм² при токе 100 пА), которые получены впервые в данном типе зондоформирующих систем, практически подтверждена справедливость предложенной теоретической модели системы фокусирования пучка ионов.

Практическое значение полученных результатов. Результаты, полученные в ходе выполнения диссертационной работы могут быть использованы для создания систем формирования зондов ускоренных частиц, построенных с применением фокусирующих элементов на базе принципиально нового типа интегрированного дублета магнитных квадрупольных линз. Разработанная методика позиционирования позволяет согласовывать оси всех элементов распределенной зондоформирующей системы между собой и осью пучка, что уменьшает значения aberrаций позиционирования до уровня, когда их влияние не является определяющим.

Фундаментальное значение полученных результатов состоит в том, что на основе созданной автором физической модели фокусирования пучка ионов в зондоформирующих системах ядерных микрозондов решена оптимизационная задача, в которой в качестве целевой функции выбрано

величину аксептанса системы при заданных размерах зонда на мишени, и определены физические и геометрические параметры оптимизированной ЗФС с учетом яркости пучка и величины энергетического разброса ионов в пучке. Обосновано выбор типа ЗФС с распределенными вдоль оптического тракта дублетами МКЛ, позволяющие иметь на мишени зонд необходимых параметров, и могут быть использованы как в установке ядерного микрозонда ускорительно-аналитического Института прикладной физики НАН Украины (г. Сумы), так и в других организациях, работающих над проблемой фокусирования пучков заряженных частиц.

Личный вклад соискателя. Результаты, изложенные в диссертационной работе, получены соискателем самостоятельно или при его непосредственном участии. Численное моделирование нелинейных процессов фокусирования пучка заряженных частиц в ЗФС с интегрированными дублетами МКЛ выполнено соискателем в части проведения расчетов. Развита метод оптимизации систем формирования пучка ионов для ЗФС ядерного микрозонда, в котором учтены дополнительные параметры. В результате моделирования получены оптимизированные ионно-оптические параметры ЗФС ядерного микрозонда представленные в работах [12,13], которые написаны автором самостоятельно. В работах [14,15] были выполнены расчеты физических и геометрических параметров нового интегрированного дублета МКЛ и проведены экспериментальные исследования соосности линз дублета в различных вариантах запитывания возбуждающих катушек полюсов. Самостоятельно автором написаны разделы 3,4,5 в работе [14]. В работах [16,17] соискателем рассчитаны физические параметры прецизионных магнитных квадрупольных линз для ядерного сканирующего микрозонда на базе электростатического перезарядного ускорителя ЭПП-10, также представлены результаты стендовых экспериментальных исследований линз, в которых он принимал участие. В работах [18-22] изложены особенности, разработанной соискателем совместно с научным руководителем, зондоформирующей

системы ядерного сканирующего микрозонда с интегрированными дублетами магнитных квадрупольных линз, приведены полученные им результаты экспериментальных исследований процесса фокусировки пучка и сравнительного анализа экспериментальных и расчетных данных параметров зонда.

Апробация результатов диссертации. Основные результаты работы докладывались и обсуждались на таких конференциях и семинарах: XV Международная конференция по электростатическим ускорителям и пучковым технологиям (Россия, Обнинск, 2003 г.); XVI Международная конференция по электростатическим ускорителям и пучковым технологиям (Россия, Обнинск, 2006 г.); X Международная конференция по технологии и применению ядерных микрозондов ICNMTA 2006 (Сингапур, 2006 г.); VIII Всероссийский семинар "Проблемы теоретической и прикладной электронной и ионной оптики" (Россия, Москва, 2007 г.); Международное совещание "Микро и нанотехнологии с использованием пучков ионов, ускоренных до малых и средних энергий" (Россия, Обнинск, 2007 г.); VI Конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям (Украина, Харьков, 2008 г.); X Міждержавному семінарі "Плазмова електроніка та нові методи прискорення" (Украина, Харьков, 2008 г.).

Публикации. Основные материалы диссертации опубликованы в 11 научных работах, из которых 5 статей [12,15,16,18,19] опубликованы в специализированных журналах, которые входят в перечень ВАК Украины, один патент Украины [14] и 5 тезисов докладов [13,17,20-22] в материалах научно-технических конференций.

Структура и содержание работы. Диссертационная работа состоит из вступления, четырех разделов, общих выводов, списка использованных источников и приложения. Объем диссертации составляет 146 страниц, в том числе 58 рисунков, 4 таблицы. Список использованных источников содержит 109 наименований.

РАЗДЕЛ 1

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ ЗОНДОФОРМИРУЮЩИХ СИСТЕМ ЯДЕРНЫХ СКАНИРУЮЩИХ МИКРОЗОНДОВ

В данном разделе рассмотрены основные типы пучков заряженных частиц, используемые для методов элементного микроанализа различных веществ. Описаны принцип работы, устройства формирования пучка и факторы, определяющие пространственное разрешение ядерных микрозондов – величины локальности проводимого анализа. Приведены различные виды зондоформирующих систем и типы фокусирующих элементов, как основного активного элемента современных экспериментальных установок ядерных микрозондов, определены направления их развития. Сформулированы цели и направления исследований для решения задачи создания ЗФС ядерного сканирующего микрозонда на базе малогабаритного электростатического ускорителя "Сокол" с максимальным напряжением на кондукторе 2 МэВ.

1.1. Типы пучков заряженных частиц для методов элементного микроанализа

Исследование твердых тел и биологических объектов включает в себя множество различных методов, позволяющих получать исчерпывающую информацию о физических особенностях, элементном составе, распределении примесей и многих других свойствах, представляющих как чисто научный, так и практический интерес. В методах микроанализа для изучения структуры и элементного состава веществ с высоким пространственным разрешением используются различные типы заряженных частиц, которые в зависимости от энергии по-разному взаимодействуют с веществом в твердой фазе [23].

Основным физическим механизмом взаимодействия низкоэнергетичных электронов сфокусированного пучка с веществом является их рассеяние на атомарных электронах. В результате чего, первичные электроны многократно отклоняются на большой угол и образуют классическую грушевидную форму области рассеяния вокруг точки соприкосновения первичного сфокусированного пучка [24]. Сфокусированный пучок электронов с энергией 50 кэВ проникает на глубину до 40 мкм в резистивном материале PMMA (poly methyl methacrylate), отклоняясь от своей оси на расстояние до 20 мкм.

Низкоэнергетичные пучки электронов применяются в растровом электронном микроскопе. В нем электронный пучок с помощью аксиальносимметричных электромагнитных линз фокусируется в пятно на мишени и сканируется в необходимой области для получения изображения и зондового элементного микроанализа. Вторичные и обратно рассеянные электроны несут информацию об электронной структуре атомов и о микрорельефе объекта. Характеристическое рентгеновское излучение, индуцированное электронами пучка, используется для проведения элементного анализа вещества [25].

Для сфокусированных пучков низкоэнергетичных тяжелых ионов, применяемых во вторичной ионной масспектрометрии, характерным механизмом взаимодействия с веществом является рассеяние падающих ионов на ядрах атомов мишени [26]. За счет передачи импульса ионов пучка атомам приповерхностного слоя материала происходит их переупорядочивание, что приводит к химическим и структурным изменениям, таким как распыление атомарных, молекулярных или кластерных образований. Процесс распыления, рассчитанный с помощью метода Монте-Карло [27], 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. Экспериментальные данные получают в виде развертки по массам, то есть записи выходного тока детектора ионов

спектрометра в зависимости от времени регистрации. Детектирование вторичных электронов позволяет получать изображение поверхности образца в растре сканирования [28]. Имея высокие значения пространственного разрешения и чувствительности (~ 1 ppm), метод вторичной ионной масспектрометрии обладает и рядом недостатков – метод является разрушающим, полуколичественным, исследуются только приповерхностные слои образца.

В отличие от первых двух методов, описанных выше, сфокусированные пучки легких ионов с энергией нескольких мегаэлектронвольт могут взаимодействовать как с электронами, так и с ядрами атомов исследуемого материала. Но на первой части своего пути вероятность взаимодействия иона с электронами на несколько порядков выше, чем вероятность рассеяния на ядрах атомов. Из-за большого различия в массах, ион-электронные взаимодействия не могут значительно изменить траекторию движения падающего иона, которая мало отличается от прямой линии. Поэтому по мере проникновения пучка вглубь исследуемого образца поперечный размер пучка практически не изменяется и разрешающая способность, таким образом, определяется размерами зонда на поверхности.

Сфокусированные пучки легких ионов мегаэлектронвольтных энергий применяются в ядерных сканирующих микрозондах для целей локального элементного микроанализа вещества. Наилучшие результаты достигнуты на микрозондовой установке Центра Ионно-Пучковых Приложений (CIBA) Национального Университета Сингапура [29-31]. На ней получены размеры зонда на мишени 290×450 нм² с током протонного пучка 50 пА.

1.2. Факторы, определяющие пространственное разрешение ядерных микрозондов

Ядерный микрозонд состоит из электростатического ускорителя, системы масс-анализа и транспортировки пучка ионов, зондоформирующей

системы и камеры взаимодействия пучка заряженных частиц с исследуемым образцом (рис. 1.1).

Пучок легких ионов (H^+ , H_2^+ , He^+) ускоряется до энергий нескольких МэВ с помощью ЭСУ. Масс-анализатор обеспечивает выделение необходимого сорта ионов и с помощью системы транспортировки пучок поступает на вход в ЗФС. Формирование необходимых размеров пучка в ЗФС происходит при помощи объектного и углового коллиматоров и фокусирующей системы, которая в большинстве микрозондовых установок состоит из мультиплета магнитных квадрупольных линз и обеспечивает фокусировку пучка на мишени.

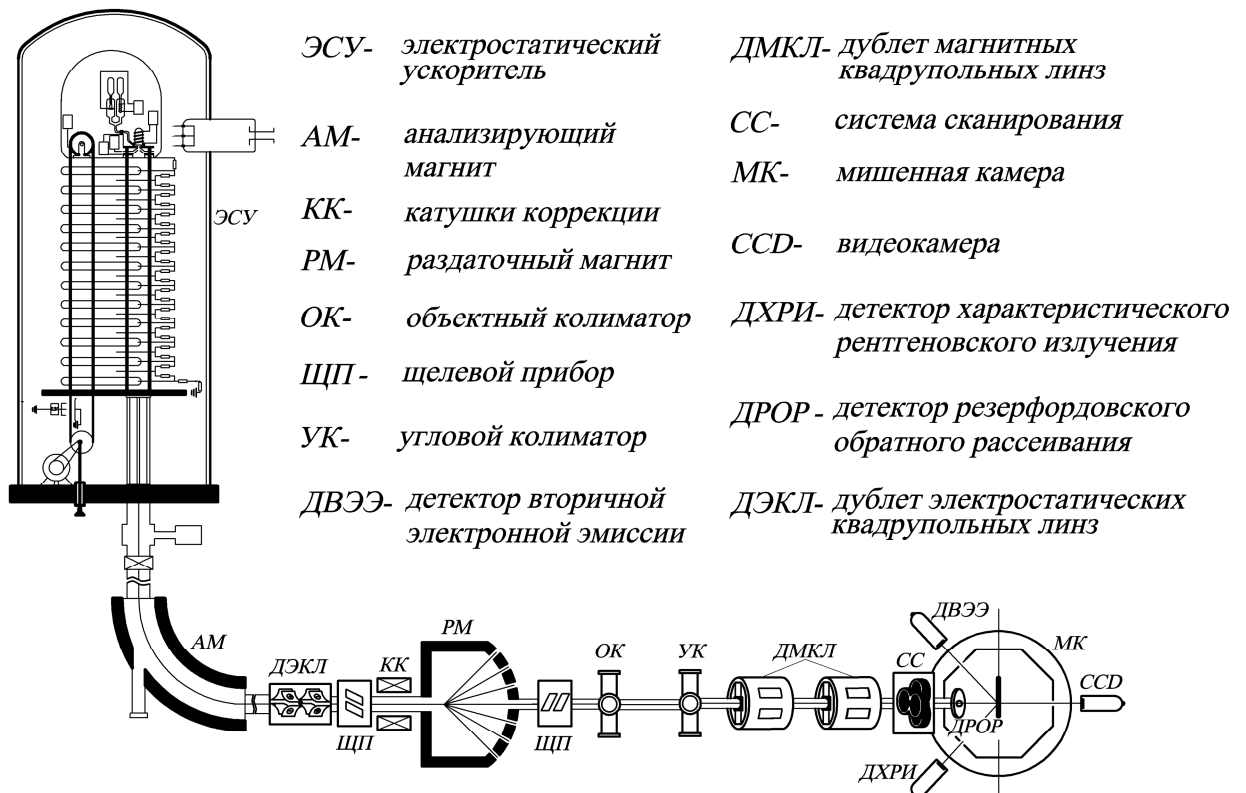


Рис. 1.1. Схема размещения элементов и узлов ЯСМЗ

Основными факторами, определяющими пространственное разрешение микрозонда (минимальные размеры пятна на мишени при заданной величине тока), являются:

- яркость источника ионов;

- стабильность высокого напряжения на кондукторе ускорителя;
- процессы рассеяния частиц пучка на стенках объектного и углового коллиматоров;
- структура поля фокусирующих элементов и сканирующей системы;
- выбор оптимальных параметров ЗФС;
- влияние внешних паразитных электромагнитных полей;
- величина вакуума, вибрации и др.

В зондовых системах локального элементного микроанализа, в которых используются сфокусированные пучки ионов с энергией несколько МэВ, размер пятна и величина тока на мишени являются главными характеристиками аналитического прибора. Улучшение его пространственного разрешения связано с уменьшением размеров пятна на мишени. Достижение этого простым уменьшением размеров коллиматоров сопряжено с ограничением тока пучка и ухудшением чувствительности используемых ядерно-физических методов. Поэтому процесс формирования зонда на поверхности исследуемого образца является сложной задачей, связанной с оптимальным выбором различных параметров ЗФС.

Таким образом, разрешающая способность микрозонда является комплексной задачей оптимизации процесса зондоформирования с учетом всех приведенных факторов и параметров пучка, которые обеспечивает ускоритель. В настоящее время в мире существует не более 100 действующих экспериментальных установок ЯСМЗ. Эти установки наилучшим образом отображают тенденции развития ЯСМЗ, которые анализируются ниже.

1.3. Анализ устройств формирования пучка в ядерном микрозонде

Устройства формирования пучка в ядерном микрозонде можно разделить на две части: это пассивные устройства, такие как коллиматоры, и

устройства, которые создают управляющие электромагнитные поля, к ним относятся корректоры пучка и линзовые устройства.

Как упоминалось выше, в ядерном микрозонде применяются как минимум два коллиматора: объектный и угловой. Объектный коллиматор (ОК) ограничивает поперечные координаты частиц пучка, а угловой коллиматор (УК) из набора частиц, прошедших через объектный коллиматор, отсекает частицы с углами расходимости, превышающими допустимые значения.

В ядерных микрозондах используется два типа коллиматоров: апертурные и щелевые. Апертурные коллиматоры имеют диафрагмы с круглым прецизионным отверстием, подобно тем, которые обычно применяются в электронной микроскопии. Такие коллиматоры, чаще всего, используются в ортоморфных фокусирующих системах с небольшими коэффициентами уменьшения $D \sim 20$, которые одинаковы в обеих плоскостях x и y . Но в ортоморфных фокусирующих системах типа “Русский квадруплет,” с коэффициентом уменьшения $D > 50$ [32], абберрации дают несимметричные вклады в пятно на мишени, и оптимальные параметры можно получить только при помощи коллиматоров щелевого типа, в которых щели имеют взаимно перпендикулярное расположение, а стенки щелей (ламели) – автономные механизмы перемещения. Одной из разновидностей коллиматоров подобного типа являются коллиматоры с конструкцией щелей V образного типа [33-35]. При помощи таких коллиматоров можно добиться сечения пучка прямоугольной формы.

В настоящее время стремление перейти в нанометрический диапазон (< 100 нм) размеров пучка на мишени при использовании ОК сравнительно больших размеров (~ 10 мкм) определило тенденцию применения ЗФС с большими коэффициентами уменьшения $D > 100$. Условие, накладывающее ограничение на минимальные размеры ОК, связано с тем, что система коллиматоров должна обеспечивать минимальный вклад от рассеянных ионов пучка на краях каждой ламели коллиматора, так как такие рассеянные

ионы определяют гало пучка и не входят в исходный фазовый объем. Кроме того, при рассеянии, ионы теряют часть своей энергии, что ведет к увеличению влияния хроматических aberrаций.

Исходя из теоретических и экспериментальных работ [36-38], проведенных с целью определения формы и материала ламелей коллиматоров, наиболее предпочтительной формой является цилиндрическая поверхность ламелей. Из материалов же предпочтительнее использовать тяжелые элементы W, Mo, Pt, Ta, которые обеспечивают сохранение требуемой формы и чистоты поверхности ламелей при длительном взаимодействии с ионами пучка.

В большинстве современных ядерных микронзондах в качестве линзовых устройств для фокусировки ионных пучков энергией несколько МэВ используются МКЛ. Так как квадрупольные линзы имеют основную составляющую поля перпендикулярную к оси ионного пучка и создают сильное фокусирующее действие – это делает их идеально подходящими для фокусировки частиц с высокой энергией. А в связи с тем, что квадрупольная линза фокусирует пучок в одном направлении и дефокусирует в другом, перпендикулярном первому, то для фокусировки в обоих направлениях применяется система из нескольких линз, и линзы при этом должны быть повернуты вокруг оси друг относительно друга на угол 90° от своего базового положения.

За тридцатилетнюю историю существования микронзондов пройдены следующие этапы модернизации магнитных квадрупольных линз:

- для уменьшения величины паразитических мультипольных компонент поля высших порядков был совершен переход от цилиндрической к гиперболической форме полюсных наконечников;

- с целью исключения секступольных и октупольных паразитических компонент поля, вызванных нарушением квадрупольной симметрии линз, была рассчитана и внедрена фирмой Oxford microbeam [39] технология изготовления неразборных линз (OM50 [40], рис. 1.2 а) с применением

электроэрозионной технологии обработки металла с точностью взаимного расположения полюсных наконечников ~ 2 мкм;

- для уменьшения рабочего расстояния, расстояния от выходной границы эффективного поля последней линзы до плоскости мишени, были разработаны новые конструкции магнитопроводов с выдвинутыми полюсными наконечниками (OM52 [41], рис. 1.2 б) и выборками в магнитопроводе для расположения в них детекторов ионов ([42], рис. 1.2 в);

- были проведены исследования и применены магнитные материалы с узкой петлей гистерезиса для изготовления магнитопровода и полюсных наконечников линз;

- для фокусировки ионов с энергией ~ 20 МэВ возникла необходимость применения магнитных квадрупольных со сверхпроводящими питающими катушками [43].

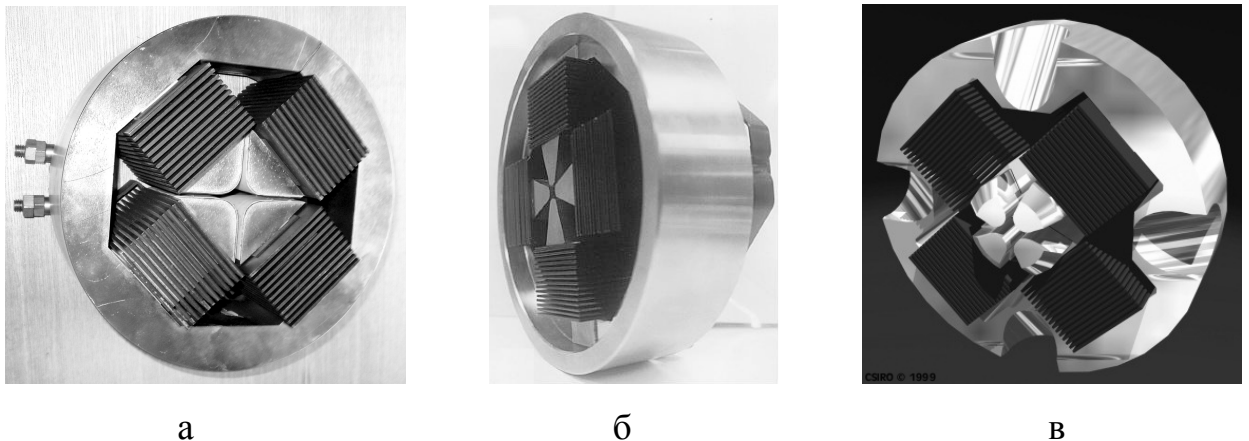


Рис. 1.2. Магнитные квадрупольные линзы, применяющиеся в системах фокусировки пучка в ядерных микронзондах: а - линза OM50 (Oxford microbeam); б - линза OM52 (Oxford microbeam); в - линза (CSIRO-GEMOC) [40-42]

Использование сверхпроводящих соленоидов в качестве фокусирующих элементов [44,45] не нашло широкого применения из-за ряда серьезных недостатков: сложность конструкции, гелиевые температуры, сильные рассеянные магнитные поля (внутри соленоида магнитная индукция

$B \sim 8$ Тл), что затрудняет работу регистрирующей аппаратуры. К преимуществам соленоида перед магнитными квадрупольями можно отнести отсутствие гистерезиса и малые aberrации.

Общие тенденции развития прецизионных МКЛ вытекают из необходимости создания ЗФС с малым рабочим расстоянием, так как короткофокусные ионно-оптические системы имеют большие коэффициенты уменьшения при умеренных aberrациях. Уменьшение рабочего расстояния и одновременно фокусного расстояния связано с увеличением оптической силы МКЛ, которая определяется безразмерным возбуждением полюсных наконечников:

$$\kappa = L_{eff} \left(\frac{q}{\sqrt{2mE}} \frac{B_p}{r_a} \right)^2, \quad (1.1)$$

где L_{eff} – эффективная длина поля линзы;

q, m, E – заряд, масса и энергия частиц пучка соответственно;

B_p – магнитная индукция на полюсе;

r_a – радиус апертуры линзы.

Из соотношения (1.1) видно, что для фиксированных параметров пучка оптическая сила прямо пропорциональна магнитной индукции на полюсе и эффективной длине линзы и обратно пропорциональна радиусу апертуры линзы. Несмотря на такую простую зависимость, все эти параметры имеют ограничения своего выгодного изменения. Увеличение эффективной длины не связано с рабочим расстоянием, однако приводит к росту фокусного расстояния. Увеличение магнитной индукции связано как с величиной насыщения для используемого магнитного материала, так и с геометрией полюсных наконечников. Так для линзы OM50 величина максимальной индукции на полюсе $\max(B_p) \approx 0,354$ Тл при токе в катушках возбуждения 102 А. Это ограничение связано с формой полюсных наконечников. Простое уменьшение радиуса апертуры приводит к изменению профиля полюсов, что

вызывает рост паразитных мультипольных компонент поля за счет ухода от гиперболичности профиля и появлению локальных зон насыщения полюсов в местах их наименьшего сближения друг с другом. Эти факторы были учтены при разработке линз OM52 и CSIRO-GEMOC. В работе [46] рассмотрена задача оптимизации выбора профиля МКЛ, где учтены противоречивые факторы ухода от гиперболичности полюса с позиций обеспечения максимальной величины магнитной индукции и не превышения уровней паразитных секступольной и октупольной компонент поля, когда их вклады в увеличение пучка на мишени не превышают 10 %.

Важным фактором также является отсутствие физических механизмов точной установки одиночной МКЛ перпендикулярно оси пучка. В существующих микрозондовых системах поперечная плоскость линзы устанавливается перпендикулярно лазерному лучу. Однако ось светового луча может не совпадать с осью пучка ионов вследствие присутствия в лаборатории рассеянных магнитных полей, что приводит к искажению прямолинейности оси пучка. Поэтому в ЗФС с распределенным расположением вдоль оптического тракта магнитных квадрупольных магнитов прибегают к объединению линз в дублеты [35].

1.4. Зондоформирующие системы экспериментальных установок ядерных микрозондов

Несмотря на ряд предпочтительных особенностей сфокусированных пучков ионов с энергией нескольких МэВ перед аналогичными устройствами, где используются пучки электронов и тяжелых ионов низких энергий, в настоящее время нет коммерчески предлагаемых установок ЯСМЗ. Попытка создания промышленной микрозондовой установки американской компанией NEC (National Electrostatic Corporation) [47] не была успешной, так как параметры пучка на мишени на порядок уступали экспериментальным установкам в исследовательских лабораториях. Это

связано с тем, что есть множество не решенных физических и технических проблем, которые не позволяют сделать микрозондовые установки коммерчески привлекательными. Поэтому существуют только экспериментальные установки, которые постоянно модернизируются, создаются новые более совершенные. В большинстве эти установки создаются для решения определенного ряда задач, стоящих перед промышленностью, окружающей средой, технических задач, стоящих перед экономикой, биомедициной и др. в конкретном государстве, что выражается в финансировании создания таких установок из государственного бюджета. Ниже рассмотрены установки ЯСМЗ, которые либо интересны с точки зрения применения новых ЗФС и их элементов, либо включают достижения определенного этапа развития этого направления науки.

Сингапур, (СІВА). В Центре ионно-пучковых приложений (СІВА) Национального Университета Сингапура на базе электростатического ускорителя Singltron™ созданы две установки ЯСМЗ. Общая схема расположения и оконечные части микрозондовых установок №1 СІВА с МКЛ ОМ50 и №2 СІВА с МКЛ ОМ52 показаны на рис. 1.3. Цифрами на рисунке обозначены: 1 – камера взаимодействия; 2, 3, 4 – магнитные квадрупольные линзы; 5 – ферромагнитная сканирующая система; 6 – электростатическая сканирующая система; 7 – угловой коллиматор.

В обеих микрозондовых установках применена ЗФС на базе триплетов МКЛ, а объектные и угловые коллиматоры имеют идентичную конструкцию щелевого типа с индивидуальным ручным управлением перемещения ламелей при помощи дифференциальных микровинтов с ценой деления на лимбе 1 мкм производства японской компании Mitutoyo.

В микрозондовой установке №1 используются линзы ОМ50, рабочее расстояние 160 мм, коэффициенты уменьшения $88 \times (-24)$. Основное применение этой установки направлено на решение задач микроанализа. Несмотря на то, что здесь достигнуты наилучшие результаты по разрешению $280 \times 450 \text{ нм}^2$ при токе около 50 пА, акцептанс у этой ЗФС не достаточно высокий, т.е. при потребности в увеличении тока, например для

геологических образцов, размеры пучка значительно увеличиваются. Стоит также отметить, что яркость пучка на входе в ЗФС для этой установки около $70 \text{ пА/мкм}^2 \text{мрад}^2 \text{МэВ}$, что пока является наилучшим результатом в мире.

В микрозондовой установке №2 в качестве фокусирующих элементов применяются МКЛ OM52, что позволило уменьшить рабочее расстояние до 70 мм и поднять коэффициенты уменьшения до $220 \times (-60)$. В результате получено наилучшее разрешение $35 \times 75 \text{ нм}^2$ при малых токах (~ 10000 ионов H_2^+ в секунду). Основное применение этой установки направлено на разработку новой нанотехнологии, связанной с нанофабрикацией трехмерных структур в резистивных материалах [23,31,48-50].

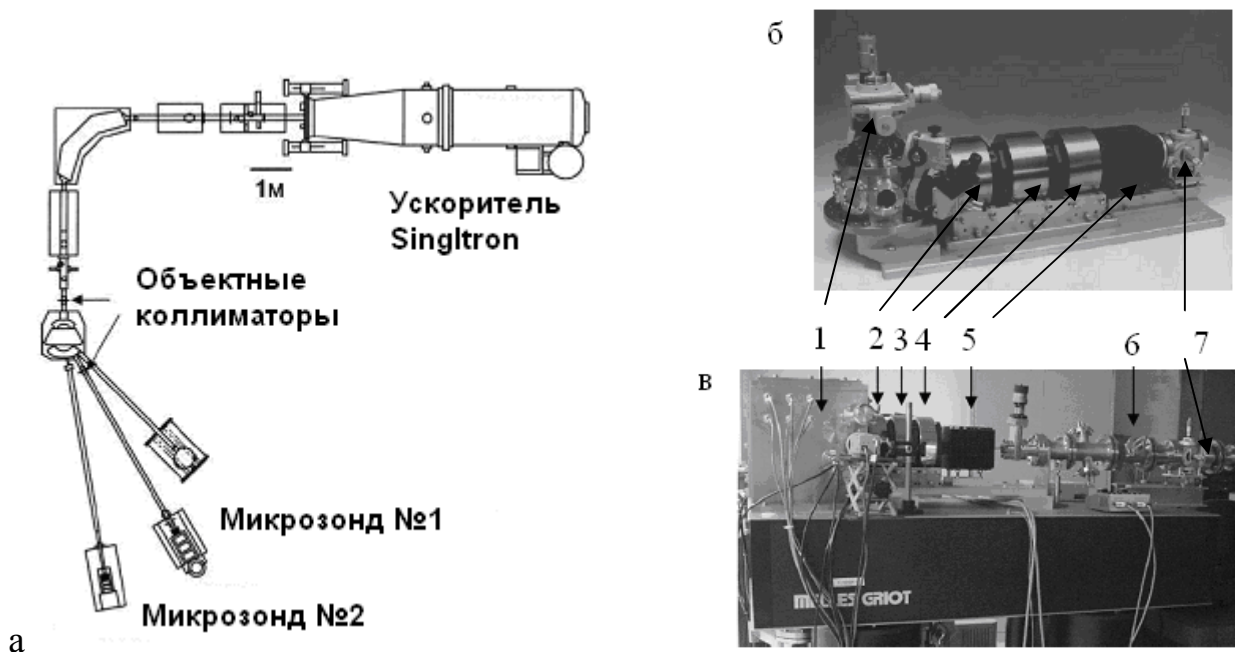


Рис. 1.3. Общая схема (а) и оконечные части микрозондовых установок (б) - №1 CIBA, (в - №2 CIBA [11,51]

Микрозонд №2 предназначен для приложений, где требуются высокое разрешение при малых токах. Это объясняется особенностями его ионно-оптических характеристик ЗФС, в частности, с ростом коэффициентов уменьшения значительно растут aberrации.

Определение размеров пучка на мишени в обеих микрозондовых установках осуществляется за счет обработки сигнала детектирования выхода продуктов взаимодействия частиц пучка, при сканировании

стандартных микрометрических шаблонов или сеточных структур. При этом предполагается, что профиль тока в пучке имеет гауссово распределение. В случае малых токов, применяется методика сканирующей трансмиссионной ионной микроскопии, когда детектор заряженных частиц находится за образцом.

Австралия, Сидней, CSIRO-GEMOC. Основной задачей, под которую создавался ядерный сканирующий микрозонд CSIRO-GEMOC, являлось исследование структуры и элементного состава геологических образцов Австралийского континента. Поэтому основное требование к установке было обеспечить максимально возможный ток пучка ионов при микрометрических размерах пучка на мишени. Это требование определило необходимость выбора ЗФС с максимальным акцептансом. При решении поставленной задачи были проведены исследования по оптимизации процесса зондоформирования в системах из пяти магнитных квадрупольных линз [47]. Была рассмотрена конфигурация с модификацией Оксфордского триплета, когда добавление еще двух линз (поз.3 и 4, рис. 1.4 а), дистанцированных от финального триплета (поз.1, рис. 1.4 б), создает эффект третьего независимого источника питания. Кроме этого, в состав микрозонда входят электростатическая сканирующая система (поз.2) и угловой коллиматор (поз.5). Оптимизация ЗФС производилась по двум параметрам месторасположения первых квадрупольных линз вдоль оптического тракта. В совокупности эта разработка явила собой результат воплощения накопленного опыта и нового подхода в процессе зондоформирования пучка ионов с энергией нескольких МэВ.

Микрозондовая установка CSIRO-GEMOC хорошо интегрирована: ламели объектного и углового коллиматоров щелевого типа управляются с помощью шаговых двигателей, МКЛ (рис. 1.2 в) специально разработаны с целью уменьшения рабочего расстояния до 80 мм и возможностью расположения детектирующего оборудования, камера взаимодействия оборудована рядом современных детектирующих устройств и прецизионным 5-ти координатным гониометром. Все это имеет дистанционное управление от компьютера. Не смотря на невысокую яркость пучка

1,2 пА/мкм²мрад²МэВ, которую обеспечивает тандемный ускоритель, полученное разрешение наилучшее для микроанализа с точки зрения величины тока и размеров пучка на мишени: 0,5 нА 1,3 мкм; 8 нА 1,8 мкм; 10 нА 2,0 мкм. Такая величина тока позволила в режиме микроанализа для методики PIXE получить чувствительность на уровне сотен ppb.

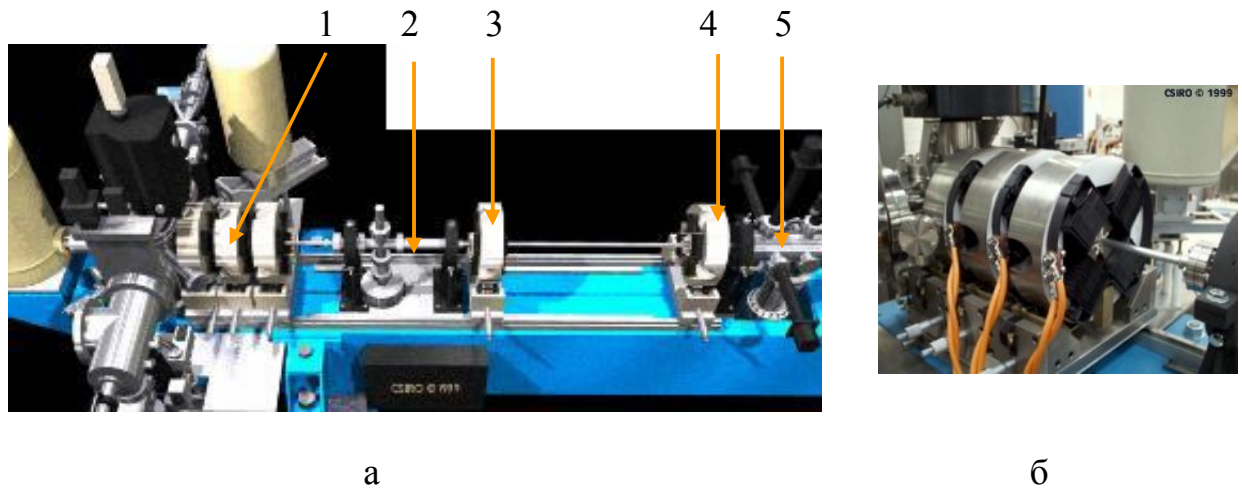


Рис. 1.4. Зондоформирующая система на базе квинтуплета магнитных квадрупольных линз CSIRO-GEMOC; а - общая схема расположения элементов ЗФС микрозонда; б - фото финального триплета магнитных квадрупольных линз [47]

Стоит отметить, что аналогичная ЗФС была установлена на микрозонде в Амстердаме [52] на базе тандемного электростатического ускорителя, где получены аналогичные результаты величины разрешающей способности.

Австралия, Мельбурн, (MARC). Микрозондовая установка Микроаналитического исследовательского центра (MARC) университета в Мельбурне [33] являет собой некоторый завершающий этап развития ЗФС на базе классического «Русского квадруплета», когда все четыре линзы находятся на минимальном расстоянии друг от друга (рис. 1.5). Первая и четвертая (по ходу пучка) линзы имеют один источник питания токовых катушек, а вторая и третья подключены ко второму источнику с той лишь разницей, что четвертая и вторая линзы имеют инверсное направление тока в катушках. Это обеспечивает чередование фокусирующих и дефокусирующих

свойств линз в системе в поперечных плоскостях xOz и yOz . Как уже отмечалось выше, такая ЗФС является аналогом аксиально-симметричной

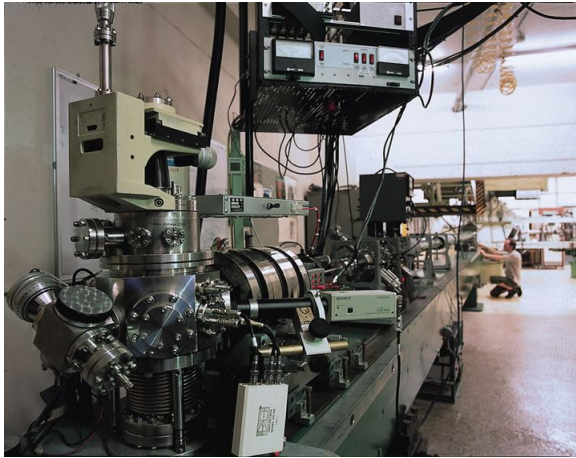


Рис. 1.5. Микронзондовая установка исследовательского центра (MARC) [33]

линзы, так как коэффициенты уменьшения в обеих плоскостях равны ($D_x = D_y = D$). В классическом «Русском квадруплете» отсутствует промежуточный кроссовер, поэтому коэффициенты уменьшения здесь не велики ($D \approx 28$) при сравнительно большой общей длине системы около восьми метров. Система оптимизирована по длине линз. Из рис. 1.5 видно, что внешние - первая и четвертая линзы имеют меньшую

длину, чем внутренние – вторая и третья. Это позволяет работать линзам при приблизительно одинаковых значениях магнитной индукции на полюсных наконечниках и уменьшает относительный уровень паразитных мультипольных компонент поля связанных с гистерезисом.

Конструкция линз аналогична линзам OM50, где ярмо и полюса выполнены из цельного куска магнитомягкого материала с применением электроэрозионной обработки металла.

Объектный коллиматор имеет форму круглой диафрагмы, в то время как угловой коллиматор щелевого типа. Разрешающая способность, полученная в режиме микроанализа, имеет величину около 1 мкм при токе $I \approx 100$ пА. Камера взаимодействия пучка с образцом оснащена гониометром.

Германия, Лейпциг, (LIPSION). В работе [53] рассмотрена возможность преодоления рубежа пространственного разрешения микронзондовых установок 1 мкм и поэтому установка LIPSION анонсировалась как ядерный сканирующий нанозонд (рис. 1.6).

Здесь был впервые применен ЭСУ Singletron™ [54], который обеспечивал яркость пучка $20 \text{ пА/мкм}^2 \text{мрад}^2 \text{МэВ}$, разброс по энергии на уровне $\Delta E/E = 10^{-5}$. Отсутствие вибраций от системы зарядки, также давало ряд преимуществ перед другими типами ускорителей.

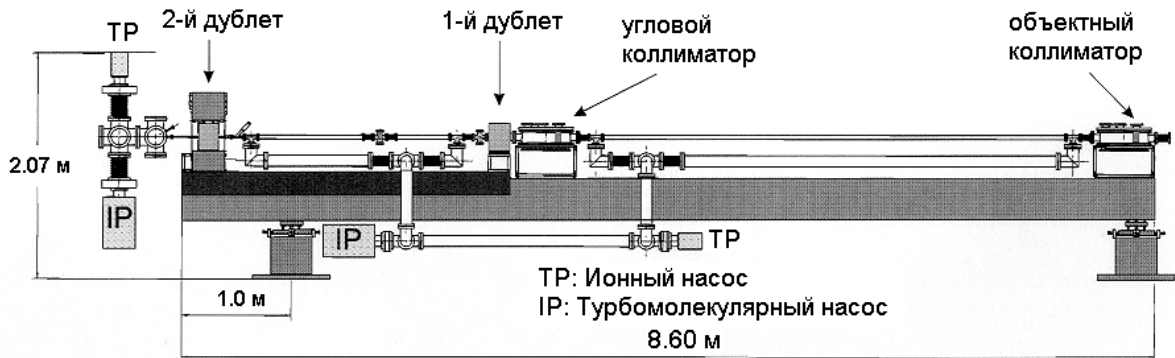


Рис. 1.6. Схема микрозондовой установки университета в Лейпциге (LIPSION) [53]

В качестве ЗФС была применена схема распределенного «Русского квадруплета», когда первые две линзы (1-й дублет) дистанционированы от двух последних (2-й дублет) на некотором расстоянии. Такая конфигурация линз позволяет создать промежуточный кроссовер пучка, что значительно увеличивает коэффициенты уменьшения ($D = 110$). Это, безусловно, ведет к росту aberrаций. Однако в этом случае можно применять сравнительно большие размеры объектного коллиматора, что снижает долю рассеянных на ламелях частиц пучка и в свою очередь уменьшает гало у сфокусированного пятна на мишени.

В случае распределенных систем, когда МКЛ дистанционированы вдоль оптического тракта на значительные расстояния, появляются трудности расположения линз перпендикулярно оси пучка. В данной системе линзы объединены в дублеты. Каждый дублет имеет разборную конструкцию из четырех частей, где соседние полюсы представляют собой единое целое с частью ярма. За счет такой конструкции решается проблема юстировки, но нарушается квадрупольная симметрия за счет ошибок сборки, что приводит к

паразитическим мультипольным компонентам поля. На микрозондовой установке LIPSION получено разрешение 0,34 мкм при токе 10 нА.

Украина, Харьков, Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт» (ННЦ ХФТИ). Ядерный микрозонд ННЦ ХФТИ является первой установкой такого типа, построенной на Украине [55-57]. Он предназначен для проведения локального микроанализа объектов в областях материаловедения, геологии, археологии, медицины, окружающей среды и пр. Были исследованы концентрационные профили элементов в различных типах тугоплавких покрытий и определены концентрации легирующих элементов на отдельных гранях синтетических алмазов [58]. Микрозондовая установка создана на базе ускорителя протонов ЭСУ-4,5 и включает в себя коллиматор пучка, состоящий из двух прямоугольных диафрагм, фокусирующую систему на базе дублета МКЛ, камеру взаимодействия пучка с образцом и систему сбора информации. Линзы дублета имеют составную конструкцию: ярмо диаметром 240 мм и шириной 43 мм изготовлено из низкоуглеродистого железа «Армко», полюса из железо-кобальтового сплава 49КФ с индукцией насыщения 2,5 Тл, общее число ампер-витков на полюсах 1520, диаметр апертуры линзы составляет 6,5 мм, максимальный градиент магнитного поля 96 Тл/м. На установке (ионно-оптические характеристики в табл.1.1) при энергии 2,4 МэВ для пучка протонов получен зонд размером $3,0 \times 5,0$ мкм² с током 4 нА.

Таблица 1.1

Ионно-оптические характеристики ЗФС микрозонда ННЦ ХФТИ

Коэффициенты уменьшения D_x, D_y	6,02; 37,93
Хроматические аберрации, мкм/мрад·% $\langle x/x'\delta \rangle, \langle y/y'\delta \rangle$	56,8; 52,5
Сферические аберрации, мкм/мрад ³ $\langle x/x'^3 \rangle, \langle x/x'y'^2 \rangle$ $\langle y/y'^3 \rangle, \langle y/y'x'^2 \rangle$	-2,6; -16,5; -14,9; -2,6

Выводы к разделу 1

На основании анализа литературных источников следует, что для решения задачи создания зондоформирующей системы ядерного сканирующего микрозонда на базе малогабаритного электростатического ускорителя "Сокол" с максимальным напряжением на кондукторе 2 МэВ необходимо выполнить ряд исследований:

- провести оптимизационные исследования ионно-оптических параметров зондоформирующей системы с учетом энергетического разброса частиц в пучке, яркостью пучка и его характеристиками фазового объема в плоскости объектного коллиматора;
- разработать прецизионный интегрированный дублет магнитных квадрупольных линз новой конструкции с оптимизированной формой полюсных наконечников, что позволит значительно уменьшить величину паразитных компонент поля и решит проблему точной юстировки линз друг относительно друга в распределенных зондоформирующих системах;
- провести экспериментальные исследования структуры магнитного поля дублета с целью определения точности относительного расположения физических осей каждой из линз;
- провести экспериментальные исследования процесса фокусировки пучка ионов в зондоформирующей системе с интегрированными дублетами магнитных квадрупольных линз;
- отработать режимы формирования зонда на мишени и разработать методики юстировки и калибровки пучка в ядерном микрозонде;
- провести сравнительный анализ параметров пучка на мишени на основании расчетных и экспериментальных данных.

РАЗДЕЛ 2

ЗОНДОФОРМИРУЮЩАЯ СИСТЕМА ЯДЕРНОГО СКАНИРУЮЩЕГО МИКРОЗОНДА С ОПТИМИЗИРОВАННЫМИ ИОННО-ОПТИЧЕСКИМИ ПАРАМЕТРАМИ

Для исследования процессов формирования пучка в ЗФС рассмотрен метод моделирования нелинейной динамики пучков ионов с энергией нескольких мегаэлектронвольт в ЗФС на базе мультиплетов МКЛ, который основывается на решении задачи Коши для нелинейных траекторных уравнений движения заряженных частиц в стационарном магнитном поле. Оптимизация параметров мультиплета основывается на критерии величины акцептанса системы при фиксированных размерах зонда на мишени. Проанализированы современные тенденции развития ЗФС ядерных микрозондов, а на основе этого анализа выбран тип мультиплета МКЛ и определены параметры оптимизации ЗФС. В оптимизационных расчетах учтены характеристики пучка, который обеспечивает электростатический ускоритель "Сокол" и максимальный уровень паразитных секступольных и октупольных компонент поля в линзах. Результаты данного раздела опубликованы в работах [12,13].

2.1. Динамика пучков заряженных частиц в зондоформирующей системе ядерного микрозонда

Система зондоформирования ядерного сканирующего микрозонда предназначена для фокусировки ионного пучка на поверхности анализируемого образца. Локальность проводимого анализа определяется пространственным разрешением системы и задается геометрическими размерами зонда. С другой стороны величина тока зонда определяет чувствительность методов анализа. Поэтому размеры зонда и его ток являются основным предметом исследований при оптимизации зондоформирующих систем микрозонда.

Использование в качестве зонда сфокусированного пучка легких ионов энергией несколько МэВ с размерами на мишени в микронном и субмикронном диапазоне определяет требования к основным составляющим элементам зондоформирующей системы, которыми являются объектный и угловой коллиматоры и набор фокусирующих линз. Высокая энергия пучка делает практически непригодным опыт, накопленный в электронной микроскопии, где используются фокусирующие элементы с аксиальной симметрией поля, так как они не в состоянии создать требуемую величину магнитной индукции (исключение составляют системы на основе сверхпроводящих элементов). В большинстве современных ядерных микронзондов в качестве основного фокусирующего элемента используются магнитные квадрупольные линзы, оптическая сила которых определяется безразмерным возбуждением полюсных наконечников, приведенным в соотношении (1.1). Из этого соотношения следует, что оптическую силу квадрупольной линзы, можно увеличить как за счет увеличения эффективной длины поля линзы, так и за счет увеличения градиента поля, что практически снимает ограничения на величину энергии пучка.

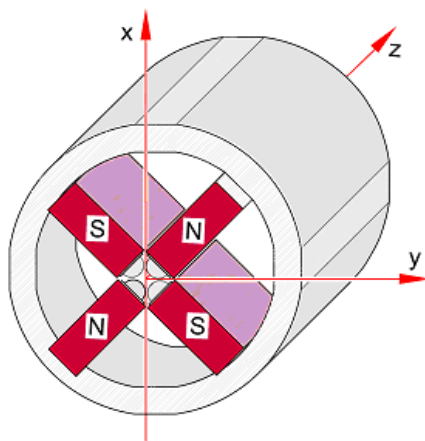


Рис. 2.1. Схематическое расположение локальной системы координат в МКЛ

Магнитная квадрупольная линза относится к ионно-оптическим системам с прямолинейной осью. В силу того, что поле вдоль физической оси отсутствует ($|\vec{B}| = 0$), поэтому заряженная частица, движущаяся вдоль этой оси, не изменит своего направления движения на выходе из линзы. Каждая линза имеет свою локальную систему координат (рис. 2.1), которая связана с физической осью линзы и плоскостями антисимметрии.

Скалярный магнитный потенциал в такой системе координат может быть представлен в виде ряда [59]:

$$\begin{aligned}
w(x,y,z) = & 2W_2(z)xy + U_3(z)x^3 + 3W_3(z)x^2y - 3U_3(z)xy^2 - W_3(z)y^3 + \\
& + U_4(z)x^4 + (4W_4(z) - W_2''(z)/6)x^3y - 6U_4(z)x^2y^2 - \\
& - (4W_4(z) + W_2''(z)/6)xy^3 + U_4(z)y^4 + \dots,
\end{aligned} \tag{2.1}$$

где $W_2(z)$ - распределение вдоль оси МКЛ основной квадрупольной компоненты;

$W_3(z), U_3(z)$ - осевое распределение паразитных основной и вращательной секступольных компонент;

$W_4(z), U_4(z)$ - осевое распределение паразитных октупольных основной и вращательной компонент соответственно.

В силу того, что внешние магнитные поля не зависят от времени, можно перейти к стационарным уравнениям движения заряженных частиц, описывающим их траектории. В локальной системе координат МКЛ траекторное стационарное уравнение движения иона имеет вид [60]:

$$\begin{aligned}
x'' = & \frac{q}{p_0(1+\delta)} (y'B_z - B_y - x'^2 B_y + x'y'B_x) \sqrt{1+x'^2+y'^2} \\
y'' = & \frac{q}{p_0(1+\delta)} (B_x - x'B_z - x'y'B_y + y'^2 B_x) \sqrt{1+x'^2+y'^2},
\end{aligned} \tag{2.2}$$

где q, p_0, δ – заряд, средний импульс и относительное отклонение импульса иона от средней величины соответственно;

B_x, B_y, B_z – составляющие магнитного поля в МКЛ, которые определяются скалярным магнитным потенциалом (2.1);

$$\vec{B} = -grad(w);$$

x, y – координаты иона, задающие его отклонение от оси z .

Уравнения (2.2) являются нелинейными относительно поперечных координат x, y , где отсутствует учет сил пространственного заряда пучка вследствие малого тока (~ 100 пА) и релятивистского эффекта, так как энергия ионов находится на уровне нескольких МэВ. Подстановка в (2.2) выражений компонент вектора магнитной индукции через скалярный

потенциал в виде ряда до третьего порядка малости по поперечным координатам и учет представлений $1/(1+\delta) \approx 1-\delta$ и $\sqrt{1+x'^2+y'^2} \approx 1+(x'^2+y'^2)/2$ дает следующую форму приближенных траекторных уравнений движения ионов в МКЛ, аппроксимирующих исходное уравнение (2.2) с третьим порядком малости по фазовым координатам (x, x', y, y') :

$$\begin{aligned} x'' &= (Q_2)' = \beta^2 \sum_{i=1}^{38} X_i \cdot Q_i \\ y'' &= (Q_4)' = \beta^2 \sum_{i=1}^{38} Y_i \cdot Q_i \end{aligned}, \quad (2.3)$$

где $\beta^2 = 2|q \cdot W_2|/p_0$;

\vec{Q} - вектор фазовых моментов:

$$\begin{aligned} \vec{Q} = & (x, x', y, y', x\delta, x'\delta, y\delta, y'\delta, x^2, xx', x'^2, y^2, yy', y'^2, xy, x'y, xy', x'y', \\ & x^3, x^2x', xx'^2, x'^3, xy^2, xyu', xy'^2, x'y^2, x'yy', x'y'^2, \\ & y^3, y^2y', yy'^2, y'^3, yx^2, yxx', yx'^2, y'x^2, y'xx', y'x'^2)^T, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \vec{X} = & (-1, 0, 0, 0, 1, 0, 0, 0, -3W_3/2W_2, 0, 0, 3W_3/2W_2, 0, 0, 3U_3/2W_2, 0, 0, 0, \\ & W_2''/12W_2 - 2W_4/W_2, 0, -3/2, 0, W_2''/4W_2 + 6W_4/W_2, W_2'/W_2, -1/2, 0, 1, 0, \\ & -2U_4/W_2, 0, 0, 0, 6U_4/W_2, 0, 0, 0, 0, 0)^T, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \vec{Y} = & (0, 0, 1, 0, 0, 0, -1, 0, 3U_3/2W_2, 0, 0, -3U_3/2W_2, 0, 0, 3W_3/2W_2, 0, 0, 0, \\ & 2U_4/W_2, 0, 0, 0, -6U_4/W_2, 0, 0, 0, 0, 0, \\ & -W_2''/12W_2 - 2W_4/W_2, 0, 3/2, 0, -W_2''/4W_2 + 6W_4/W_2, -W_2'/W_2, 1/2, 0, -1, 0, 0)^T, \end{aligned}$$

где $W_i = W_i(z)$, $i=2,3,4$, $U_i = U_i(z)$, $i=3,4$.

Из вида уравнений (2.3) видно, что если рассматривать эти уравнения относительно фазовых координат (x, x', y, y') , то они являются нелинейными. Если перейти к координатам фазовых моментов, тогда в правой части (2.3) зависимость линейна относительно этих новых переменных. Неопределенность в этом случае заключается в недостатке уравнений для

однозначного решения. Эта задача решается с помощью процедуры погружения уравнений (2.3) в пространство фазовых моментов [61-63], в результате чего получают недостающие уравнения, и система теперь уже линейных дифференциальных уравнений первого порядка является замкнутой и имеет вид:

$$\frac{d\vec{Q}(z)}{dz} = P(z) \cdot \vec{Q}(z), \quad \vec{Q}(z_0) = \vec{Q}_0, \quad (2.4)$$

где $P(z)$ – квадратная матрица, которая определяется осевым распределением мультипольных компонент поля МКЛ ($W_2(z)$, $W_3(z)$, $U_3(z)$, $W_4(z)$, $U_4(z)$).

Матрица $P(z)$ имеет блочную верхнедиагональную структуру (2.5) [64]:

$$P(z) = \left\{ \begin{array}{cccccccccccc} p^{1,1} & 0 & p^{1,3} & 0 & p^{1,5} & p^{1,6} & p^{1,7} & p^{1,8} & p^{1,9} & p^{1,10} & p^{1,11} \\ 0 & p^{2,2} & 0 & p^{2,4} & p^{2,5} & p^{2,6} & p^{2,7} & p^{2,8} & p^{2,9} & p^{2,10} & p^{2,11} \\ 0 & 0 & p^{3,3} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p^{4,4} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p^{5,5} & 0 & 0 & p^{5,8} & p^{5,9} & 0 & p^{5,11} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & p^{6,6} & 0 & 0 & p^{6,9} & p^{6,10} & p^{6,11} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & p^{7,7} & p^{7,8} & p^{7,9} & p^{7,10} & p^{7,11} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & p^{8,8} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & p^{9,9} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & p^{10,10} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & p^{11,11} \end{array} \right\}. \quad (2.5)$$

Особенностью динамики пучков заряженных частиц в зондоформирующих системах является необходимость проводить траекторный анализ некоторого множества частиц, где их количество может достигать величины $\sim 10^8$. Поэтому решение задачи Коши (2.4) для каждой из частиц множества крайне нерационально с вычислительной точки зрения. Исходя из этого задача (2.4) трансформируется в задачу отыскания некоторой матричной функции – матрицанта $\mathfrak{R}(z/z_0)$, который обеспечивает

преобразование координат фазовых моментов каждой частицы из плоскости перпендикулярной оси с координатой z_0 на входе в линзу в плоскость $z \leq z_1$, где z_1 - плоскость на выходе из линзы.

$$\vec{Q}(z) = \mathfrak{R}(z/z_0) \cdot \vec{Q}(z_0). \quad (2.6)$$

Тогда задача (2.4) представляется в виде

$$\frac{d\mathfrak{R}(z/z_0)}{dz} = P(z) \cdot \mathfrak{R}(z/z_0), \quad \mathfrak{R}(z_0/z_0) = E, \quad (2.7)$$

где E - единичная матрица.

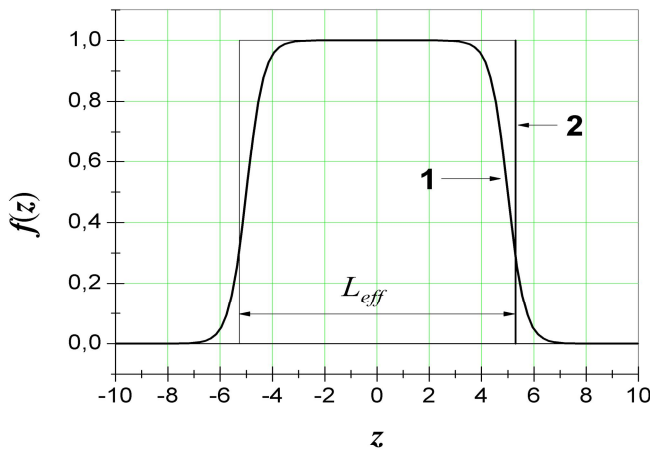


Рис. 2.2. Графическое представление формы продольного распределения мультипольных компонент поля МКЛ

$$W_n(z) = W_n \cdot f(z) \quad n=2,3,4,$$

$$U_n(z) = U_n \cdot f(z) \quad n=3,4;$$

1 – реальное распределение;

2 – прямоугольная аппроксимация

Для длинного квадрупольного магнитного поля справедливо соотношение $r_a \ll L$, зависимость мультипольных компонент могут быть представлены в виде кривой 1 на рис. 2.2. В том случае, если необходимо проводить оптимизационные исследования зондоформирующих систем, тогда прибегают к аппроксимации распределения мультипольных компонент в виде кусочно-постоянной функции (зависимость 2, рис. 2.2). Это позволяет получить аналитическое решения

Задача (2.7) может быть решена, если известны распределения мультипольных компонент магнитного поля квадрупольной линзы. Для длинного квадрупольного магнитного поля, когда для радиуса апертуры r_a и геометрической длины линзы L справедливо соотношение $r_a \ll L$, зависимость мультипольных компонент могут быть представлены в виде кривой 1 на рис. 2.2. В том случае, если необходимо проводить оптимизационные исследования зондоформирующих систем, тогда прибегают к аппроксимации распределения мультипольных компонент в виде кусочно-постоянной функции (зависимость 2, рис. 2.2). Это позволяет получить аналитическое решения

задачи (2.7) и значительно уменьшить время вычислений в процессе оптимизации. Для такой прямоугольной модели распределения вводится понятие эффективной длины линзы $L_{eff} = L + \alpha \cdot r_a$, где $0,9 < \alpha < 1,1$ в зависимости от формы полюсного наконечника. В пределах этой длины поле постоянно и его действие таково, что величина фокусного расстояния равна фокусному расстоянию линзы с реальным распределением компонент.

Для прямоугольной модели распределения поля в МКЛ аналитический вид матрицанта (2.8) получен в работе [65]. Стоит также заметить, что матрицант имеет блочную структуру аналогичную матрице $P(z)$ в (2.5).

$$\mathfrak{R}(z/z_0) = \left\{ \begin{array}{cccccccccccc} r^{1,1} & 0 & r^{1,3} & 0 & r^{1,5} & r^{1,6} & r^{1,7} & r^{1,8} & r^{1,9} & r^{1,10} & r^{1,11} \\ 0 & r^{2,2} & 0 & r^{2,4} & r^{2,5} & r^{2,6} & r^{2,7} & r^{2,8} & r^{2,9} & r^{2,10} & r^{2,11} \\ 0 & 0 & r^{3,3} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & r^{4,4} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & r^{5,5} & 0 & 0 & r^{5,8} & r^{5,9} & 0 & r^{5,11} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & r^{6,6} & 0 & 0 & r^{6,9} & r^{6,10} & r^{6,11} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & r^{7,7} & r^{7,8} & r^{7,9} & r^{7,10} & r^{7,11} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & r^{8,8} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & r^{9,9} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & r^{10,10} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & r^{11,11} \end{array} \right\} \quad (2.8)$$

В силу того, что квадрупольные линзы обладают фокусирующими свойствами только в одном поперечном направлении, для создания стигматической фокусировки пучка на мишени применяются зондоформирующие системы из нескольких линз. При этом оси магнитных квадрупольных линз совмещены с оптической осью ионного пучка ЗФС и распределение магнитного поля вдоль оси зависит от ряда параметров, которые связаны как с величиной протяженности поля МКЛ, так и с расположением квадруполей вдоль оптического тракта микрозонда.

На рис. 2.3 изображена схема распределения квадрупольной компоненты вдоль оптического тракта в зондоформирующей системе из n линз.

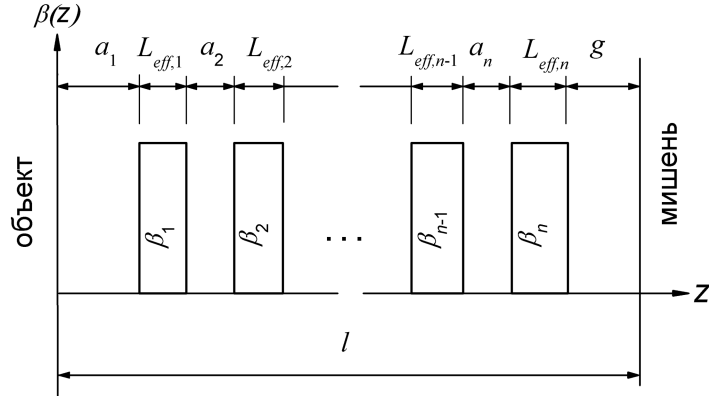


Рис. 2.3. Схема распределения квадрупольной компоненты поля зондоформирующей системы состоящей из n линз

$$|\beta_i| = \sqrt{2 |q \cdot W_{2,i}| / p_0};$$

l – длина ЗФС;

$$i=1,2,\dots,n$$

Для такой зондоформирующей системы линейная часть матрицанта – матрица преобразования фазовых координат из плоскости объекта z_o в плоскость мишени z_t определяется в виде:

$$r^{1,1}(z_t/z_o) = S(g) \cdot r_{[n]}^{\nu,\nu} \cdot \dots \cdot r_{[2]}^{3,3} \cdot S(a_2) \cdot r_{[1]}^{1,1} \cdot S(a_1), \quad \nu = \begin{cases} 3, & n - \text{четное} \\ 1, & n - \text{нечетное} \end{cases}$$

$$r^{3,3}(z_t/z_o) = S(g) \cdot r_{[n]}^{\mu,\mu} \cdot \dots \cdot r_{[2]}^{1,1} \cdot S(a_2) \cdot r_{[1]}^{3,3} \cdot S(a_1), \quad \mu = \begin{cases} 1, & n - \text{четное} \\ 3, & n - \text{нечетное} \end{cases}$$

$$\text{где } r_{[i]}^{1,1} = r_{[i]}^{1,1}(\kappa_i, L_{eff,i}) = \begin{bmatrix} \cos(\kappa_i) & L_{eff,i} / \kappa_i \cdot \sin(\kappa_i) \\ -\kappa_i / L_{eff,i} \cdot \sin(\kappa_i) & \cos(\kappa_i) \end{bmatrix};$$

$$r_{[i]}^{3,3} = r_{[i]}^{3,3}(\kappa_i, L_{eff,i}) = \begin{bmatrix} \cosh(\kappa_i) & L_{eff,i} / \kappa_i \cdot \sinh(\kappa_i) \\ \kappa_i / L_{eff,i} \cdot \sinh(\kappa_i) & \cosh(\kappa_i) \end{bmatrix} - \text{линейная}$$

часть матрицанта i -ой линзы, представленного в виде блочной

верхнетреугольной матрицы (2.8), где введено безразмерное возбуждение полюсных наконечников i -ой линзы:

$$\kappa_i = \beta_i \cdot L_{eff,i},$$

$$S(a_i) = \begin{bmatrix} 1 & a_i \\ 0 & 1 \end{bmatrix} - \text{линейная часть матрицанта дрейфового предрасстояния } a_i.$$

При определении ионно-оптических свойств ЗФС, в которые входят коэффициенты уменьшения и аберрации, первоначально решается задача в параксиальном приближении для того, чтобы удовлетворить условиям стигматичности системы. Это условие будет выполнено, если соответствующие элементы блоков матрицанта $\Re(z_t / z_o)$ будут равны нулю

$$r_{1,2}^{1,1} = h_x(\kappa_1, \kappa_2, \dots, \kappa_n, a_1, L_{eff,1}, \dots, a_n, L_{eff,n}) = 0, \quad (2.9)$$

$$r_{1,2}^{3,3} = h_y(\kappa_1, \kappa_2, \dots, \kappa_n, a_1, L_{eff,1}, \dots, a_n, L_{eff,n}) = 0.$$

Уравнения (2.9) являются нелинейными трансцендентными уравнениями относительно геометрического расположения a_i , эффективной длины $L_{eff,i}$ и величины безразмерного возбуждения полюсных наконечников κ_i каждой из линз ЗФС ($i = 1, 2, \dots, n$). Очевидно, что в этом случае существует бесконечное множество решений этой системы уравнений, поэтому вводятся некоторые ограничения. Зондоформирующие системы, в которых $n > 2$ и каждая из линз имеет индивидуальный источник питания, мало изучены, поэтому обычно рассматриваются ЗФС с двумя независимыми источниками. В таких системах каждая из линз подключена к одному из этих двух источников с прямым или инверсным направлением тока в катушках. Для положительных ионов, при прямом направлении тока в катушках, обеспечиваются фокусирующие свойства линзы в плоскости xOz и дефокусирующие во взаимно перпендикулярной плоскости yOz . Напротив, для инверсного направления тока в катушках линза имеет фокусирующие свойства в плоскости yOz и дефокусирующие в плоскости xOz . Таким образом, вместо n переменных κ_i , $i = 1, 2, \dots, n$, вводятся только две

переменные κ_1 и κ_2 , которые дополняются топологическим вектором $\{v_i\}$, $i = 1, 2, \dots, n$, определяющим вариант запитывания линз от двух независимых источников питания, при этом $v_i \in \{C_1, D_1, C_2, D_2\}$, где C_j означает подключение к источнику j ($j = 1, 2$) с прямым направлением тока, а D_j означает подключение к источнику j ($j = 1, 2$) с инверсным направлением тока. Тогда уравнения (2.9) преобразовываются к виду:

$$\begin{aligned} h_x(\kappa_1, \kappa_2; \{a_i\}, \{L_{eff,i}\}, \{v_i\}) &= 0, \\ h_y(\kappa_1, \kappa_2; \{a_i\}, \{L_{eff,i}\}, \{v_i\}) &= 0, \quad i=1, 2, \dots, n. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Параметры:

- n – число линз в ЗФС;
- g – рабочее расстояние (рис. 2.3);
- $\{a_i\}$ – дрейфовые предрасстояния линз;
- $\{L_{eff,i}\}$ – эффективные длины линз;
- l – длина ЗФС, $l = g + \sum_{i=1}^n (a_i + L_{eff,i})$;
- $\{v_i\}$ – топология подключения линз к источникам питания

определяют параметрический мультиплет магнитных квадрупольных линз с двумя независимыми источниками питания, на котором основываются ЗФС ядерного микронзонда. Решение уравнения (2.10) относительно неизвестных возбуждений κ_1 и κ_2 при фиксированных параметрах мультиплета и вычисление матрицанта ЗФС $\mathfrak{R}(z_t/z_o)$ реализовано в вычислительной программе ProbForm [66], разработанной в ИПФ НАН Украины. Из соотношения (2.6) следует, что первая и третья строки матрицанта содержат ионно-оптические свойства ЗФС:

- $\mathfrak{R}_{1,1}(z_t/z_o) = 1/D_x$, $\mathfrak{R}_{3,3}(z_t/z_o) = 1/D_y$, где D_x , D_y коэффициенты уменьшения ЗФС в x и y поперечных направлениях соответственно;

- $\mathfrak{R}_{1,6}(z_t/z_o) = C_{px} = \langle x/x'\delta \rangle$, $\mathfrak{R}_{3,8}(z_t/z_o) = C_{py} = \langle y/y'\delta \rangle$ - хроматические аберрации;

- $\mathfrak{R}_{1,m}(z_t/z_o)$, $\mathfrak{R}_{3,m}(z_t/z_o)$, $m=9,\dots,18$ – геометрические aberrации второго порядка, обусловленные паразитными секступольными компонентами поля линз;

- $\mathfrak{R}_{1,m}(z_t/z_o)$, $\mathfrak{R}_{3,m}(z_t/z_o)$, $m=19,\dots,38$ – суммарные геометрические aberrации третьего порядка, обусловленные паразитными октупольными компонентами поля и собственными aberrациями линз.

Из проведенных выше рассуждений следует, что ионно-оптические свойства ЗФС ядерного микрозонда зависят от параметров параметрического мультиплета, поэтому необходимо в дальнейшем оптимизировать эти параметры с целью получения наилучшего разрешения и чувствительности микрозонда.

2.2. Критерий оптимальности зондоформирующей системы

Усовершенствование разрешения и чувствительности микрозондов основано на поиске ЗФС с большими коэффициентами уменьшения при малых aberrациях, так как первые приводят к уменьшению пятна на мишени, а вторые – к его увеличению. Это следует из вида преобразования фазовых координат в соотношении (2.6), которое можно записать в упрощенном виде

$$\begin{aligned} x_t &\approx x_o / D_x + C_{px} x'_o \delta + \sum_{\substack{i,j \\ 2 \leq i+j \leq 3}} \langle x / x'^i y'^j \rangle x_o'^i y_o'^j \\ y_t &\approx y_o / D_y + C_{py} y'_o \delta + \sum_{\substack{i,j \\ 2 \leq i+j \leq 3}} \langle y / x'^i y'^j \rangle x_o'^i y_o'^j \end{aligned} \quad (2.11)$$

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 мишени;

δ – разброс частиц по импульсу;

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

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

$\langle x/x'^i y'^j \rangle, \langle y/x'^i y'^j \rangle$ - собственные и паразитические сферические aberrации ЗФС.

Соотношение (2.11) справедливо для случая стигматической фокусировки пучка и когда вклад прочих геометрических и паразитических aberrаций мал по сравнению с хроматическими, собственными и паразитическими сферическими aberrациями, что присуще для ЗФС ядерных микронзондов. Однако во всех ЗФС рост коэффициентов уменьшения ведет к значительному увеличению aberrаций, поэтому при оптимальном соотношении коэффициентов уменьшения и aberrаций, в конкретно выбранной системе, достигается возможность создания на мишени зонда с высокой концентрацией ионов. Критерий качества ЗФС вытекает из требований аналитических методик, применяемых для анализа вещества, когда информация поступает из акта взаимодействия частиц пучка с атомами мишени. Число таких событий находится в прямой зависимости от количества частиц, попадающих в единицу времени в пятно на мишени. Для определения карты распределения элементов в исследуемом веществе пятно должно иметь минимальные размеры. Поэтому физически обоснованным критерием качества ЗФС является величина тока на мишени в пятне заданных размеров [67].

Ток пучка I связан с яркостью b и фазовым объемом пучка ε , который формируется на входе в ЗФС с помощью двух коллиматоров - объектного и углового, соотношением:

$$I = b \cdot \varepsilon.$$

Из того, что яркость, являющаяся характеристикой источника ионов и системы транспортировки пучка, величина фиксированная, следует $\max(I) \sim \max(\varepsilon)$.

Для каждой ЗФС существует функциональная зависимость $d = d^*(\varepsilon)$, где d – минимальные размеры пучка. Функция $d^*(\varepsilon)$ является монотонно

возрастающей, а обратная зависимость $\varepsilon = \varepsilon^*(d)$ строится на принципах поиска максимального фазового объема пучка при фиксированных его размерах на мишени.

Важно отметить, что максимальный фазовый объем пучка в данном случае равен аксептансу ЗФС \mathcal{A} : $\max(\varepsilon) = \mathcal{A}$. Аксептанс определяется размерами коллиматоров:

$$\mathcal{A} = 16r_x r_y R_x R_y / a^2, \quad (2.12)$$

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

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

a – объектное расстояние, расстояние от объектного до углового коллиматоров.

Согласно (2.12), требуемые размеры пятна на мишени, для данной ЗФС, можно получить различными комбинациями размеров объектного и углового коллиматоров. Так уменьшая размеры объектного коллиматора, пятно на мишени останется неизменным за счет абберационного расширения пучка при увеличении величины углового коллиматора. Так как увеличение размеров углового коллиматора ведет к увеличению угла расходимости частиц пучка, а это в свою очередь и увеличивает влияние аббераций. На основании выше сказанного для каждой ЗФС существует оптимальное соотношение размеров объектного и углового коллиматоров, которые обеспечивают максимальный ток пучка при заданных размерах пятна на мишени. Размеры коллиматоров и, следовательно, аксептанс зависят от ионно-оптических свойств ЗФС, которые, как уже отмечалось, зависят от параметров ЗФС.

Формализация оптимизационной задачи, где целевой функцией является аксептанс ЗФС с прямоугольными объектным и угловым коллиматорами, который прямо пропорционален току пучка, представляется в виде задачи нелинейного программирования [68]:

$$\mathcal{A}^* = \max_{r_x, r_y, R_x, R_y} (\mathcal{A}); \quad \mathcal{A} = \text{vol}(\mathbf{g}_o); \quad (2.13)$$

$$\mathbf{g}_o = \{(x_o, y_o, x'_o, y'_o) \mid |x_o| < r_x, \quad |y_o| < r_y, \\ -\frac{R_x + x_o}{a} \leq x'_o \leq \frac{R_x - x_o}{a}, \quad -\frac{R_y + y_o}{a} \leq y'_o \leq \frac{R_y - y_o}{a}, \\ |T_{ox}(z_t)| \leq d_t, \quad |T_{oy}(z_t)| \leq d_t, \quad |\delta| \leq \delta_{\max}\},$$

где $T_{ox}(z) = \sum_{j=1}^{38} \mathfrak{R}_{1,j}(z_t/z_o) \cdot Q_{oj}$ и $T_{oy}(z) = \sum_{j=1}^{38} \mathfrak{R}_{3,j}(z_t/z_o) \cdot Q_{oj}$;

$2d_t$ – размер прямоугольного пятна на мишени;

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

Метод определения максимального фазового объема пучка, который может пропустить зондоформирующая система при фокусировке пучка на мишени в пятно с заданными размерами, реализован в численном коде MaxVEmit [71], разработанном в ИПФ НАН Украины. В дальнейшем этот код применен для оптимизации выбранного типа ЗФС.

2.3. Анализ распределенных зондоформирующих систем ядерных микрозондов

Из формулы (2.11) следует, что ЗФС с большими коэффициентами уменьшений способны обеспечить малый размер пятна на мишени при достаточно больших размерах объектного коллиматора. Однако системы с большими коэффициентами уменьшений имеют и большие aberrации, что приводит к необходимости уменьшения размеров углового коллиматора. Эта противоречивость ЗФС ядерных микрозондов приводит к необходимости поиска решений, позволяющих увеличить коэффициенты уменьшения при незначительном росте aberrаций.

Одной из первых работ посвященных этой проблеме была работа А.Д. Дымникова, Т.Я.Фишковой и С.Я. Явор [69], где был рассмотрен квадруплет квадрупольных линз, в котором при определенном варианте подключения

каждой из линз к одному из двух независимых источников питания реализуется ЗФС аналогичная аксиально-симметричной линзе. Такая система в дальнейшем получила название «Русский квадруплет». Основываясь на этой работе Куксон и Фергюсон, в Харруэле в конце 1960-х годов создали первый ядерный микрозонд [70]. В дальнейшем появилось множество работ посвященных поиску ЗФС, способных повысить разрешающую способность ядерных микрозондов.

Для зондоформирующих систем с количеством линз от двух до четырех проведен анализ систем с 35 возможными вариантами подключения различных мультиплетных конфигураций магнитных квадрупольных линз [71]. Так использование триплета МКЛ с высоким возбуждением полюсов имеет ряд преимуществ: малые размеры сфокусированного пятна на мишени, возможность независимого контроля фокусировки в двух поперечных плоскостях, дешевизна, как в смысле изготовления, так и в смысле потребляемой мощности, компактность, так как занимает меньше места как элемент системы фокусировки пучка. Такой триплет МКЛ имеет название Оксфордского триплета (Oxford triplet).

Одно из направлений повышения разрешающей способности ядерных микрозондов связано с увеличением количества линз в ЗФС. В этом случае количество параметров в системе, от которых зависит ее разрешающая способность, значительно увеличивается. Для зондоформирующей системы, состоящей из пяти магнитных квадрупольных линз, предложена целевая функция оптимизации сложных ЗФС, основывающаяся на отношении коэффициентов уменьшения и перекрестных собственных сферических aberrаций системы [47]:

$$Q = \frac{D_x \cdot D_y}{\sqrt[3]{\langle x / x'y'^2 \rangle \cdot \langle y / y'x'^2 \rangle}}.$$

Но такой критерий оптимизации является лишь необходимым условием для оптимальности параметров ЗФС, но не достаточным, так как не учитывает собственно процесс формирования пучка ионов. Применение такого подхода для систем с коэффициентами уменьшения $D > 300$ [72] не дает желаемого результата.

Для решения задачи оптимизации параметров многолинзовых зондоформирующих систем ядерного микрозонда введено понятие параметрического мультиплета МКЛ [71]. В качестве параметров выбраны: геометрическое расположение каждой линзы вдоль оптической оси, рабочее расстояние, эффективные длины линз, максимально достижимая величина магнитной индукции на полюсном наконечнике линз, топология подсоединения каждой линзы к источникам питания. Подтвержден выбор критерия оптимизации, основывающегося на принципе получения максимальной плотности тока пучка J в фиксированном пятне на мишени, которое имеет квадратную форму со стороной d . Тогда максимальная плотность тока пучка выражается через аксептанс ЗФС в виде:

$$\max(J) = \mathcal{A} \cdot b/d^2.$$

Проведена оптимизация зондоформирующей системы на базе параметрических мультиплетов магнитных квадрупольных линз с двумя независимыми источниками питания и количеством линз от трех до шести.

Зависимость плотности аксептанса системы от размеров зонда на мишени, приведенная на рис. 2.4, показывает, что с увеличением количества линз в системе наблюдается некоторый рост плотности аксептанса, однако уже для систем с пятью и шестью линзами отличие находится лишь на уровне величины погрешности вычислений. Это подтверждает нецелесообразность применения зондоформирующих систем с количеством линз более шести.

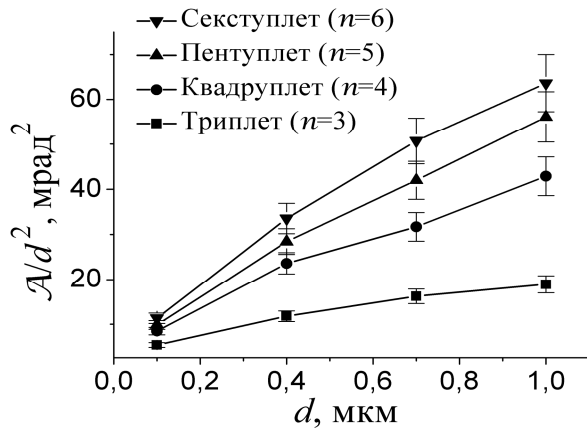


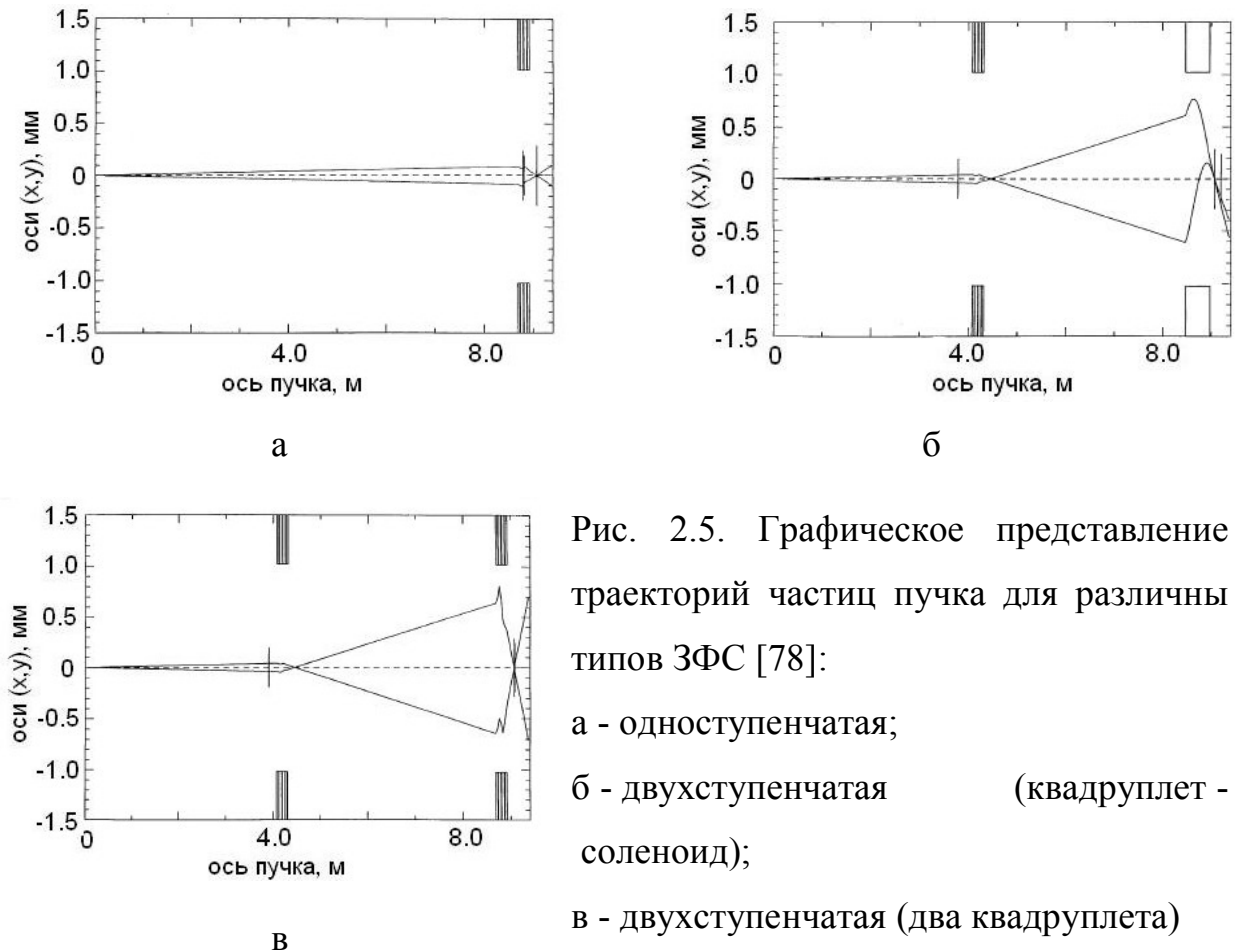
Рис. 2.4. Зависимость плотности акцептанса оптимальных ЗФС от фиксированных размеров зонда на мишени d [71]

Другим направлением увеличения пространственного разрешения микрозондов является создание двухступенчатых ЗФС. Сфокусированное первым мультиплетом пятно является виртуальным объектом для второго мультиплета, который усиливает уменьшение и создает изображение пучка необходимого размера, способом аналогичным ЗФС в растровом электронном микроскопе.

В конфигурации систем, состоящих из двух ступеней квадруплетов, угловые аберрации квадруплета второй ступени в значительной степени влияют на деградацию пятна на мишени, вследствие больших углов расходимости пучка, проходящего через магнитные квадруполи второй ступени [73]. Для преодоления этих искажений предложено использование двухступенчатых ЗФС с коэффициентом уменьшения в несколько сот раз, в которых на первой ступени установлен квадруплет МКЛ, а на второй соленоидальная линза [74]. Благодаря малым аберрациям соленоидальной линзы удастся повысить акцептанс системы в несколько раз, по сравнению с мультиплетной системой из МКЛ.

Зондоформирующие системы, в которых применяются магнитные квадрупольные линзы, имеют более высокие сферические и хроматические аберрации, чем соленоидальные линзы, а также и более высокие паразитические аберрации, возникающие из-за сложности юстировки квадрупольных линз. В работах [75,76,77] проведены сравнительные исследования фокусирующих свойств одноступенчатой и двухступенчатых микрозондовых систем на основе мультиплетов магнитных квадрупольных линз и соленоидов для пучков ионов энергией несколько МэВ.

Одноступенчатая фокусирующая система построена на базе одного мультиплета МКЛ с одинаковыми коэффициентами уменьшения в плоскостях xOz и yOz . В двухступенчатых системах, в качестве первой ступени использовался такой же мультиплет МКЛ, а второй ступенью были подобный мультиплет магнитных квадрупольных линз или же соленоидальная линза. В рассматриваемых исследованиях использовался соленоид с рабочим расстоянием 200 мм и максимальной индукцией 1,3 Тл. При помощи программы PRAM [78] рассчитаны траектории пучков (рис. 2.5), коэффициенты уменьшения и aberrаций для всех трех конфигураций.



Проблемы, которые возникают в двухступенчатых системах, очевидны из самого вида траекторий. Отклонение частиц от оси и углы наклона траекторий на входе во вторую ступень (рис. 2.5 б, в) на порядок превышают

аналогичные параметры пучка на входе в квадрупольные линзы для одноступенчатой системы (рис. 2.5 а). Это приводит к значительной деградации размеров пучка на мишени вследствие aberrаций второй ступени. Поэтому для уменьшения размеров пучка на входе во вторую ступень и снижения угла расходимости применяют дополнительные коллиматоры, что в значительной степени снижает ток пучка, а, следовательно, увеличивается время набора информации при микроанализе и ухудшается чувствительность метода. Такие двухступенчатые системы применяются в микрозондовых установках для задач, где не требуется достаточно высокий ток пучка, а важным фактором является размер пятна на мишени.

2.4. Решение задачи точной юстировки линз в распределенных зондоформирующих системах

В результате проведенного теоретического анализа зондоформирующих систем на базе параметрических мультиплетов МКЛ было определено, что системы с распределенными линзами вдоль оси обладают значительно большей величиной приведенного коллимированного аксептанса по сравнению с классическими мультиплетами. Однако практическое применение таких систем может быть ограничено вследствие сложностей юстировки магнитных квадрупольных линз. Это вытекает из отсутствия физических принципов совмещения оси линзы с осью пучка, которая задает продольную ось ЗФС, что можно объяснить на основании следующих рассуждений.

На рис. 2.6 представлена одиночная магнитная квадрупольная линза, расположенная произвольным образом относительно системы координат ЗФС zz_0x связанной с осью пучка. Область поля МКЛ с длиной эффективного поля L и величиной возбуждения полюсов β . Границы области поля пересекают ось z в точках z_1 и z_2 . Локальная система координат МКЛ $\tilde{z}\tilde{O}\tilde{x}$

смещена относительно системы координат ЗФС на вектор $\mathbf{h} = (b, a)^T$ и повернута на угол γ . При этом поперечные плоскости объектного коллиматора и мишени имеют координаты z_0 и z_t соответственно.

Если плоскость $\tilde{z}O\tilde{x}$ является фокусирующей для рассматриваемой МКЛ, то преобразование фазовых координат частиц пучка $\mathbf{q}(z) = (x(z), x'(z))^T$ из плоскости объекта z_0 в плоскость пересечения границы поля с осью ЗФС в точке z_1 будет иметь вид:

$$\mathbf{q}(z_1) = \mathcal{R}_1(z_1/z_0) \mathbf{q}(z_0),$$

где $\mathcal{R}_1(z_1/z_0) = \begin{bmatrix} 1 & z_1 - z_0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$ - матрицант дрейфового промежутка.

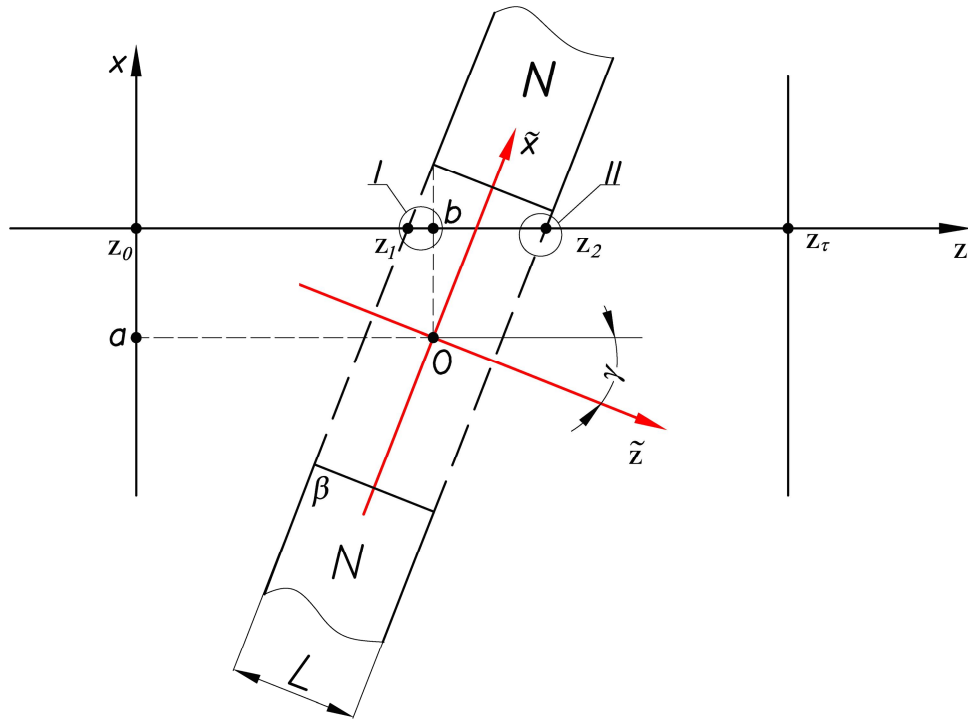


Рис. 2.6. Схематическое представление расположения одиночной МКЛ в ЗФС

Пересчет фазовых координат $\mathbf{q}(z_1)$ на наклонную переднюю границу поля МКЛ (рис. 2.7 а) осуществляется в соответствии с выражением:

$$\hat{\mathbf{q}}(\hat{z}) = \left(\frac{x(z_1)\operatorname{tg}(\gamma)}{\operatorname{tg}(\gamma) - x'(z_1)}, x'(z_1) \right)^T.$$

Фазовые координаты в локальной системе координат МКЛ на наклонной передней границе поля имеют вид:

$$\begin{aligned} \tilde{x}(-L/2) &= (\hat{x}(\hat{z}) - a)\cos(\gamma) + (\hat{z} - b)\sin(\gamma) \\ \frac{d\tilde{x}}{d\tilde{z}}(-L/2) &= \tilde{x}'(-L/2) = \frac{\hat{x}'(\hat{z})\cos(\gamma) + \sin(\gamma)}{-\hat{x}'(\hat{z})\sin(\gamma) + \cos(\gamma)}. \end{aligned}$$

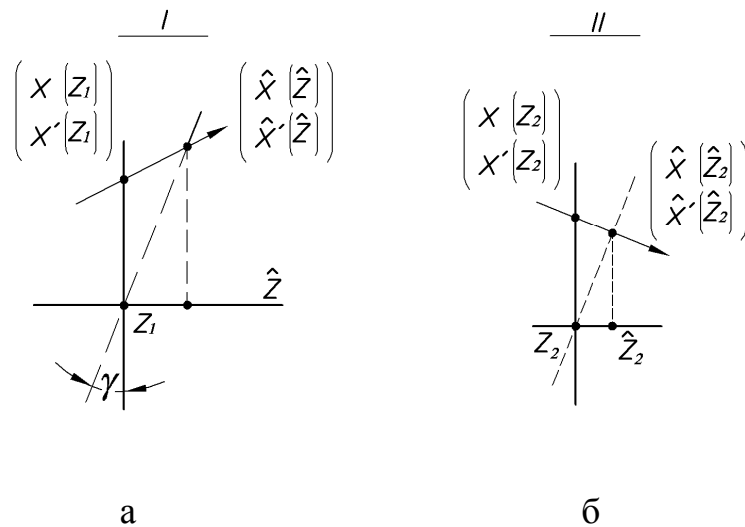


Рис. 2.7. Пересчет фазовых координат
а - на наклонную переднюю границу поля МКЛ;
б - на фиктивную поперечную плоскость с координатой z_2 в системе координат ЗФС с наклонной задней границы поля МКЛ

Трансформация фазовых координат в МКЛ осуществляется в соответствии с соотношением:

$$\tilde{\mathbf{q}}(L/2) = \mathcal{R}_2(L/2)/(-L/2) \tilde{\mathbf{q}}(-L/2),$$

где $\mathcal{R}_2(L/2)/(-L/2) = \begin{bmatrix} \cos(\beta L) & \sin(\beta L)/\beta \\ -\beta \sin(\beta L) & \cos(\beta L) \end{bmatrix}$ - матрицант МКЛ.

Пересчет фазовых координат из локальной системы координат МКЛ в систему координат ЗФС выполняется согласно выражениям:

$$\begin{aligned} \hat{x}(\hat{z}_2) &= \tilde{x}(L/2)\cos(\gamma) - L/2\sin(\gamma) + a \\ \hat{z}_2 &= \tilde{x}(L/2)\sin(\gamma) + L/2\cos(\gamma) + b \\ \frac{d\hat{x}}{dz}(\hat{z}_2) &= \hat{x}' = \frac{\tilde{x}'(L/2)\cos(\gamma) - \sin(\gamma)}{\tilde{x}'(L/2)\sin(\gamma) + \cos(\gamma)} \end{aligned}$$

Фазовые координаты в фиктивной поперечной плоскости с координатой z_2 в системе координат ЗФС имеют вид (рис. 2.7 б):

$$\begin{aligned} x(z_2) &= \hat{x}(\hat{z}_2) + (z_2 - \hat{z}_2)\hat{x}'(\hat{z}_2) \\ x'(z_2) &= \hat{x}'(\hat{z}_2) \end{aligned}$$

Окончательно фазовые координаты в плоскости мишени преобразовываются в соответствии с выражением:

$$\mathbf{q}(z_\tau) = \mathcal{R}_3(z_\tau/z_2) \mathbf{q}(z_2),$$

где $\mathcal{R}_3(z_\tau/z_2) = \begin{bmatrix} 1 & z_\tau - z_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$ - матрицант дрейфового промежутка.

Приведенная последовательность преобразований фазовых координат частиц пучка справедлива для произвольных значений a, b, γ , определяющих расположение одиночной МКЛ. Для случая, когда угол поворота линзы γ

имеет малую величину, эти преобразования могут быть записаны в более простом виде:

$$\mathbf{q}(z_\tau) = \mathcal{R}(z_\tau/z_0) \mathbf{q}(z_0) + \mathbf{q}_0(z_\tau), \quad (2.14)$$

где $\mathcal{R}(z_\tau/z_0) = \mathcal{R}_3(z_\tau/z_2) \mathcal{R}_2(L/2)/(-L/2) \mathcal{R}_3(z_1/z_0)$;

$$\mathbf{q}_0(z_\tau) = \mathcal{R}_3(z_\tau/z_2) \{ [\mathcal{R}_2(L/2)/(-L/2) \xi] - \xi \};$$

$$\xi = (-a, \gamma)^T.$$

Процесс юстирования одиночной МКЛ осуществляется за счет перемещения сфокусированного пучка в виде вытянутой линии в положение, совпадающее с осью ЗФС. Формально это обеспечивается, во-первых, за счет выбора возбуждения полюсов линзы β , которая может быть определена из уравнения стигматической фокусировки:

$$\mathcal{R}_{12}(z_\tau/z_0) = 0. \quad (2.15)$$

И во-вторых, совмещение сфокусированного пучка с осью ЗФС требует удовлетворения другому уравнению:

$$x_0(z_\tau) = 0. \quad (2.16)$$

Исходя из вида (2.14) в это уравнение входит два неизвестных параметра a и γ , определяющих ориентацию одиночной МКЛ относительно системы координат ЗФС. Теперь становится очевидным, что не существует однозначного решения совмещения локальной системы координат МКЛ с осью ЗФС. Как правило, смещение сфокусированного пучка в линию осуществляется за счет изменения параметра a , что приводит к поперечному смещению линзы как жесткого целого. При этом угол наклона линзы γ остается неизвестным. Когда достигнуто совмещение сфокусированного пучка с осью ЗФС существует предположение, что это положение может

измениться при увеличении возбуждения полюсов линзы и тем самым появляется возможность определить угол γ . Однако изменение возбуждения приводит к расфокусированию пучка. В этом случае увеличение размеров пучка значительно превышает величину смещения его положения относительно оси ЗФС, что делает это предположение несостоятельным. Для распределенных ЗФС, где линзы дистанцированы друг от друга на значительные расстояния величина возбуждения линз при юстировании может на порядок отличаться от величины β при работе в составе ЗФС. Это приводит к не контролируемому отклонению пучка от оси ЗФС для, казалось бы, съюстированных линз в режиме работы в системе.

Решением задачи точной юстирования линз в распределенных ЗФС является объединение МКЛ в мультиплеты. На рис. 2.8 показана схема расположения интегрированного дублета МКЛ, в котором две линзы жестко связаны и имеют общую систему координат.

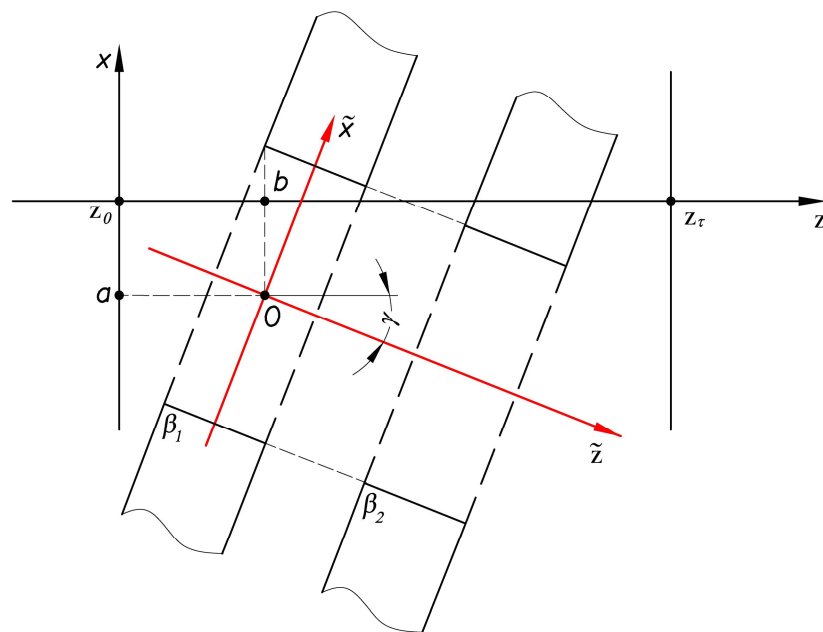


Рис. 2.8. Схематическое представление расположения интегрированного дублета МКЛ в зондоформирующей системе

В этом случае для каждой из линз справедливы уравнения стигматического фокусирования (2.15) и совмещения сфокусированного

пучка с осью ЗФС (2.16), т.е. количество уравнений становится равным четырем и неизвестных параметров юстирования также четыре ($\beta_1, \beta_2, a, \gamma$). Это позволяет однозначно решить задачу совмещения оси интегрированного дублета с осью ЗФС.

2.5. Выбор оптимизированных ионно-оптических параметров зондоформирующих систем

Выбор оптимальных геометрических и физических параметров зондоформирующей системы, с точки зрения получения минимальных размеров пятна на мишени при токе пучка около 100 пА основывается на оптимизационных расчетах параметрических мультиплетов магнитных квадрупольных линз. В оптимизационной задаче (2.13) в ограничивающих условиях принимает участие матрицант ЗФС $\mathfrak{R}(z_t / z_o)$, который зависит от параметров параметрического мультиплета $n, g, \{a_i\}, l, \{L_{eff,i}\}, \{v_i\}$, а также размеры коллиматоров r_x, r_y, R_x, R_y , входящих в определение целевой функции. Поэтому параметры параметрического мультиплета и размеры коллиматоров являются главными переменными при оптимизации ЗФС ядерного микронзонда. Однако кроме главных переменных оптимизационной задачи существуют ряд физических и технологических ограничений, которые достаточно трудно формализовать. К таким не формализованным ограничениям относятся: величина магнитной индукции насыщения материала полюсных наконечников линз, минимально возможные допуски изготовления магнитопровода линз и связанные с ними величины паразитных мультипольных компонент поля, точность позиционирования магнитных квадрупольных линз в процессе юстирования, учет влияния рассеяния ионов на ламелях коллиматоров, учет вибраций и внешних переменных электромагнитных полей, возможность расположения элементов ЗФС в экспериментальном зале и др. Все эти условия затрудняют применение стандартных методов оптимизации. Поэтому необходимо

анализировать оптимизированные главные переменные на предмет их соответствия неформализованным ограничениям.

Выбор количества линз в ЗФС основывался на результатах анализа проведенного в предыдущем подразделе, где было показано, что увеличение количества линз в ЗФС на базе параметрических мультиплетов с двумя независимыми источниками питания не приводит к значительному росту акцептанса и уже системы с пятью и шестью линзами отличаются по величине акцептанса на величину погрешности вычислений. Системы с четырьмя линзами отличаются по величине акцептанса от систем с пятью линзами лишь на 30 %. В дополнение к этому в системах с нечетным количеством линз, затруднено точное юстирование одной из непарных линз, что может приводить к уменьшению величины акцептанса. На основании этого анализа количество линз в ЗФС выбрано равное четырем ($n=4$).

В работах [17,69,79] проводился анализ влияния величины рабочего расстояния g на акцептанс ЗФС. Было показано, что уменьшение рабочего расстояния приводит к росту акцептанса системы. Это связано с тем, что рабочее расстояние входит в величину фокусного расстояния $f_i = g + 0,5 \cdot L_{eff,i}$, а именно короткофокусные ЗФС имеют лучшие ионно-оптические свойства. Однако уменьшение g связано с рядом технологических ограничений, таких как необходимость расположения сканирующей системы и детектирующих устройств, поэтому в нашем случае минимально допустимая величина рабочего расстояния $g=0,23$ м.

Следующим важным параметром является длина зондоформирующей системы l . Выбор этого параметра основывался на особенностях антивибрационного фундамента, состоящего из четырех гранитных блоков длиной около 2 м каждый. Поэтому существовала возможность выбора длины ЗФС $l \in \{4 \text{ м}; 6 \text{ м}; 8 \text{ м}\}$.

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 фокусирование только в одном поперечном направлении x . Из этого следует необходимость расположения

линзы с номером $i = 3$ минимально приближенной к последней для того, чтобы обеспечить фокусирование в другом поперечном направлении y . Поэтому параметр $a_4 = a^* = 0,04$ м.

Первые две линзы с номерами $i = 1$ и $i = 2$ в общем случае могут располагаться произвольным образом вдоль оптической оси системы. Однако, как упоминалось выше, одиночная линза не обладает физическими принципами точного совмещения собственной оси с осью ЗФС, поэтому необходимо объединить первые две линзы в интегрированный дублет магнитных квадрупольных линз, тем самым расположить эти две линзы на минимально возможном расстоянии, поэтому $a_2 = a^* = 0,04$ м.

Таким образом, мы имеем два интегрированных дублета магнитных квадрупольных линз, в каждом из которых предполагается объединить линзы конструктивно с высокой точностью соосности, что позволит обеспечить юстировку каждой линзы с этой определенной заранее точностью. В силу того, что третья и четвертая линзы имеют различное направление питания тока и должны быть подключены к разным источникам питания означает определенность их топологических параметров $v_3 = D_1$ и $v_4 = C_2$. Топологические параметры первых двух линз 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.

При выборе эффективных длин линз стоит отметить особенность того, что каждая из линз может быть подсоединена к одному из двух источников питания. А так как при решении задачи (2.11) безразмерное возбуждение связано с эффективной длиной линзы $\kappa_i = \beta_i / L_{eff,i}$, 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 $f_i = g + 0.5 \cdot L_{eff,i}$, следует, что предпочтительно иметь минимально возможную эффективную длину линз.

Однако существует сложная зависимость ограничения $L_{eff,i}$ снизу, связанная с величинами радиуса апертуры $r_{a,j}$ линзы, максимальной магнитной индукцией на полюсном наконечнике $\max(B_{p,j})$, максимальной энергией ускоренных частиц пучка $\max(E)$, зарядом q и массой m частиц и величиной безразмерного возбуждения κ_j

$$L_{eff,j}^* \geq \kappa_j \sqrt{\frac{r_{a,j} \sqrt{2m \cdot \max(E)}}{q \cdot \max(B_{p,j})}}, j = 1, 2. \quad (2.17)$$

При решении задачи (2.10) проводилось итерационное уточнение величин $L_{eff,j}^*, j = 1, 2$ с целью определения минимально возможных эффективных длин линз для фиксированных параметров параметрического квадруплета $(a_j, l, g, \{v_j\}), j = 1, \dots, 4$ из области их определения и значениях $\max(B_{p,j}) = 0,45$ Тл, сорт ионов He^+ , $\max(E) = 2$ МэВ, $r_{a,j} = 0,0065$ м. Обоснование выбора величины радиуса апертуры $r_{a,j}$ линз будет приведено в следующем разделе.

На основании выше изложенного, оптимизация зондоформирующих систем на базе параметрического квадруплета с двумя независимыми источниками питания, с возможностью применения интегрированных дублетов магнитных квадрупольных линз, проводилась на множестве параметров $a_1; l; v_i, i=1, 2$:

$$0 < a_1 < l - g - 3a^* - \sum_{i=1}^4 L_{eff,i};$$

$$L_{eff,i} \in \{L_{eff,1}^*, L_{eff,2}^*\};$$

$$l \in \{4 \text{ м}; 6 \text{ м}; 8 \text{ м}\};$$

$$v_i \in \{D_1, C_1, D_2, C_2\}.$$

Оптимизационные расчеты проводились по следующей схеме. Для каждого значения параметра l производилась дискретизация параметра a_1 с шагом 0,2 м. На первом этапе при фиксированных параметрах

параметрического квадруплета решалась задача (2.10), с целью определения независимых возбуждений линз и минимальных размеров их эффективных длин. Второй этап состоял в вычислении ионно-оптических свойств ЗФС в виде коэффициентов уменьшения, хроматических aberrаций, и всех геометрических aberrаций до третьего порядка включительно, с учетом паразитных aberrаций вызванных секступольными и октупольными паразитными компонентами поля. Третий этап оптимизационных расчетов состоял из вычисления аксептанса ЗФС, который обеспечивается оптимальным выбором размеров объектного и углового коллиматоров при условии фокусирования пучка с фиксированными размерами пятна на мишени. Точность расчетов аксептанса равнялась 10 %. Анализ параметров наилучшей ЗФС проводился на основании сравнения величины аксептанса. Весь расчетный материал в виде графиков вынесен в Приложение А.

На рис. А.1 - А.16, для каждого из шестнадцати вариантов запитывания линз параметрического квадруплета от двух независимых источников питания представлены аксептанс \mathcal{A} , оптимальные полуразмеры прямоугольных объектного r_x, r_y и углового R_x, R_y коллиматоров, коэффициенты уменьшения D_x, D_y , максимальной хроматической aberrации $\max(C_{px}, C_{py})$ и максимальной собственной сферической aberrации $\max(\langle x/x'^3 \rangle, \langle x/x'y'^2 \rangle, \langle y/y'^3 \rangle, \langle y/y'x'^2 \rangle)$ в зависимости от относительного значения параметра a_1 для трех значений параметра длины системы l .

В расчетах, представленных на рис. А.1 - А.16, учитывались характеристики пучка на входе в зондоформирующую систему, которые обеспечивает малогабаритный электростатический ускоритель «Сокол» [80]: максимальный энергетический разброс частиц в пучке $\Delta E/E = 10^{-3}$, яркость пучка $b \approx 7 \text{ пА}/(\text{мкм}^2 \text{мрад}^2)$ и собственные хроматические и сферические aberrации. Учет только собственных aberrаций является некоторой идеализацией процесса зондоформирования, однако позволяет отбросить заведомо непригодные варианты даже при идеализированных условиях. Размеры квадратного пятна зонда на мишени выбирались из условия

обеспечения аксептанса $\mathcal{A} > 14 \text{ мкм}^2 \text{мрад}^2$ с целью получения тока пучка $I \approx 100 \text{ пА}$ и равнялись $d = 2 \text{ мкм}$.

Анализ величины аксептанса, который имеют ЗФС при различных шестнадцати вариантах запитывания и трех вариантах длины системы, представленных на рис. А.1 - А.16, показывает, что только варианты $C_1D_1D_1C_2$ (рис. А.3), $C_1D_2D_1C_2$ (рис. А.4), $C_2D_2D_1C_2$ (рис. А.8), $D_1C_1D_1C_2$ (рис. А.9), $D_2C_1D_1C_2$ (рис. А.13), $D_2C_2D_1C_2$ (рис. А.14) при определенных значениях параметров a_1 и l имеют значение аксептанса выше нижнего предела $14 \text{ мкм}^2 \text{мрад}^2$.

Далее эти системы были подвергнуты анализу влияния паразитных секступольных и октупольных компонент поля в магнитных квадрупольных линзах на величину аксептанса. По результатам анализа было выбрано лишь шесть вариантов систем, которые удовлетворяют необходимым требованиям.

Были проведены расчеты паразитных геометрических aberrаций 2-го и 3-го порядков для относительных значений паразитных компонент $U_3/W_2=W_3/W_2=0,004 \text{ см}^{-1}$ и $U_4/W_2=W_4/W_2=0,001 \text{ см}^{-2}$, с учетом которых для выбранных вариантов были рассчитаны зависимости аксептанса для размеров полного пятна на мишени $d=3 \text{ мкм}$. Эти зависимости аксептанса для шести выбранных систем приведены на рис. 2.9.

Анализ зависимостей показывает, что только система с антисимметричным вариантом запитывания линз имеющая названия распределенного «Русского квадруплета» имеет аксептанс превышающий заданный нижний предел. Причем только короткая версия с $l=4 \text{ м}$ с интервалом изменения параметра a_1 в пределах $2,4 \text{ м} \leq a_1 \leq 2,8 \text{ м}$ обладает необходимым аксептансом и может обеспечить фокусирование пучка в полное квадратное пятно зонда на мишени с размерами 3 мкм и током $\approx 100 \text{ пА}$.

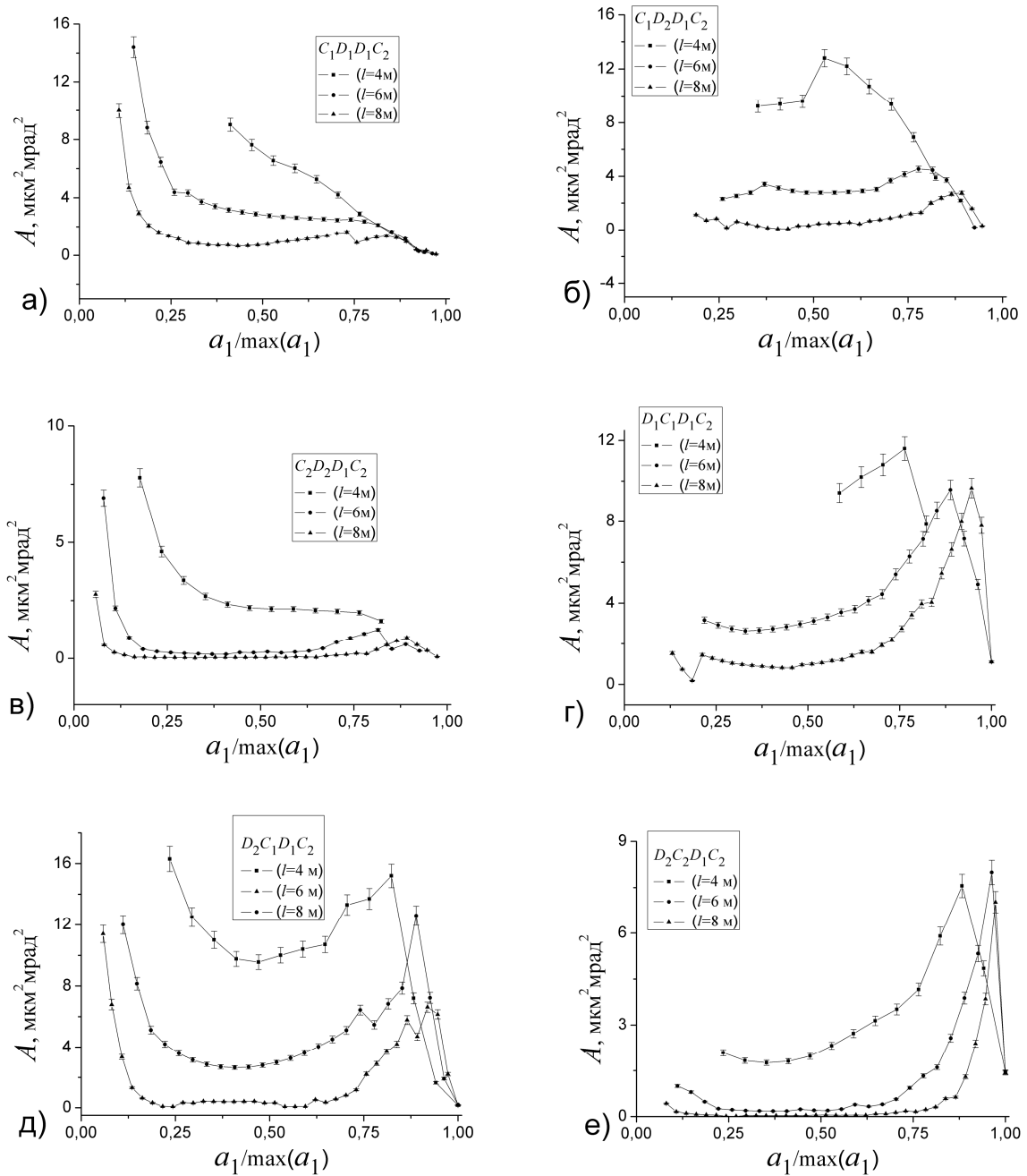


Рис. 2.9. Аксептанс параметрических квадруплетов магнитных квадрупольных линз для шести наилучших вариантов запитывания в зависимости от относительного параметра a_1 и трех значений длины ЗФС с учетом влияния паразитных секступольных и октупольных компонент поля в линзах

В таб. 2.1 приведены параметры базовой зондоформирующей системы с возможностью применения интегрированных дублетов магнитных квадрупольных линз.

Оптимизированные параметры ЗФС ЯСМЗ с интегрированными дублетами МКЛ для варианта запитывания линз $D_2C_1D_1C_2$

Длина системы, l [см]	385
Эффективные длины линз: $L_{Э,(1)}$ [см]; $L_{Э,(2)}$ [см]	7,141; 5,067
Расстояние между линзами в дублетах, $a_2=a_4$ [см]	3,94
Радиус апертуры линз, r_a [см]	0,65
Рабочее расстояние, g [см]	23,554
Дрейфовое расстояние, a_1 [см]	250,4
Объектное расстояние, a [см]	194,5
Максимальная магнитная индукция на полюсе, при $E=2$ МэВ, для H^+ , $B_{\text{макс.}}$ [Тл]; H_2^+ , $B_{\text{макс.}}$ [Тл]; He^+ , $B_{\text{макс.}}$ [Тл]	0,203; 0,288; 0,406
Коэффициенты уменьшения: $D_x=D_y$	23,5
Хроматические aberrации C_{px} ; C_{py} [мкм/мрад/%]:	-160; -526
Собственные сферические aberrации [мкм/мрад ³]:	
$\langle x/x'^3 \rangle$; $\langle x/x'y'^2 \rangle$	38; 264
$\langle y/y'^3 \rangle$; $\langle y/x'^2y' \rangle$	932; 264
Паразитные aberrации, вызванные секступольными компонентами [мкм/мрад ²]:	
$\langle x/x'^2 \rangle$; $\langle x/y'x' \rangle$; $\langle x/y'^2 \rangle$	-20; -48; 76
$\langle y/y'^2 \rangle$; $\langle y/y'x' \rangle$; $\langle y/x'^2 \rangle$	-24; 152; 649
октупольными компонентами [мкм/мрад ³]:	
$\langle x/y'^3 \rangle$; $\langle x/x'y'^2 \rangle$	14; -86
$\langle y/x'^3 \rangle$; $\langle y/x'^2y' \rangle$	350; -86
Размеры коллиматоров для пучка H^+ , $E=2$ МэВ для пятна на мишени 3×3 мкм ² , $I \approx 100$ пА	
объектный, $2r_x$ [мкм]; $2r_y$ [мкм]	39; 43
угловой, $2R_x$ [мкм]; $2R_y$ [мкм]	420; 80
акцептанс, \mathcal{A} [мкм ² мрад ²]	14,9

Выводы к разделу 2

1. Процесс формирования зонда для пучков легких ионов с энергией нескольких мегаэлектронвольт может быть эффективно осуществлен с применением магнитных квадрупольных линз. Моделирование динамики пучка в ЗФС с несколькими МКЛ, распределенными вдоль оси системы, описывается нелинейными траекторными дифференциальными уравнениями для поперечных фазовых координат частиц пучка. Для решения этих уравнений выбран метод матрицантов, в основу которого заложен переход к расширенному пространству фазовых моментов. Матрицантом является матричная функция, осуществляющая преобразование вектора фазовых моментов частиц пучка вдоль оптической оси.

2. Выбран метод оптимизации параметров параметрического мультиплета, основанный на критерии величины аксептанса системы при фиксированных размерах пятна на мишени. Метод позволяет выбрать параметры мультиплета, которые обеспечивают максимальную плотность тока пучка на мишени. В математическую формализацию задачи оптимизации входят ионно-оптические свойства в качестве нелинейных ограничивающих условий.

3. Обоснован выбор типа мультиплета, который состоит из четырех МКЛ объединенных в дублеты. Определены параметры оптимизации квадруплета с возможностью применения интегрированных дублетов. В оптимизационных расчетах учитывались характеристики пучка, который обеспечивает электростатический ускоритель "Сокол" и максимальный уровень паразитных секступольных и октупольных компонент поля в линзах. Выбор оптимизированных параметров основывался на величине максимального аксептанса ЗФС. Анализ показал, что ЗФС на базе несимметричного квадруплета с длиной ≈ 4 м и расположением первого дублета в пределах $2,4 \text{ м} \leq a_1 \leq 2,8 \text{ м}$ обладает наибольшим аксептансом и может обеспечить фокусировку пучка в полное квадратное пятно на мишени с размерами 3 мкм и током ≈ 100 пА.

РАЗДЕЛ 3

ПРЕЦИЗИОННЫЙ ИНТЕГРИРОВАННЫЙ ДУБЛЕТ МАГНИТНЫХ КВАДРУПОЛЬНЫХ ЛИНЗ

В данном разделе рассмотрены физические особенности нового прецизионного дублета магнитных квадрупольных линз, в котором линзы объединены в единую конструкцию с заданной точностью позиционирования полюсов. Для расчетных значений апертуры, получена требуемая величина квадрупольной симметрии линз с допустимыми значениями паразитных секступольной и октупольной компонент поля. Конфигурация профиля полюсных наконечников МКЛ выбрана из требований получения поля с минимальными паразитными составляющими и максимальным градиентом, что отвечает условию максимального соотношения напряженности поля на вершине полюса к напряженности в точках минимального сближения с соседними полюсами. Электротехнические параметры линз дублетов определены для выбранной магнитомягкой стали ЭШ. Применение методики восстановления поля позволило провести экспериментальные исследования и установить величину несоосности линз дублета. Результаты данного раздела опубликованы в работах [14,15].

3.1. Физические особенности прецизионного дублета магнитных квадрупольных линз

Магнитные квадрупольные линзы являются основным фокусирующим элементом для пучка ионов с энергией в несколько мегаэлектронвольт. Это обусловлено их главной особенностью – силовые линии магнитного поля линзы направлены поперек оси фокусируемого пучка заряженных частиц, что создает систему сильной фокусировки [81,82].

В осесимметричных линзах напряженность поля в приосевой области составляет малые углы с направлением скорости частиц, силовые линии идут в основном вдоль пучка заряженных частиц и большая часть поля не

оказывает прямого фокусирующего действия. Фокусирование происходит за счет малых радиальных составляющих поля и скорости частиц и является фокусировкой второго порядка. Осесимметричные линзы равномерно сжимают пучок в радиальном направлении и создают в первом приближении точечное изображение параксиального пучка частиц, выходящего из точки.

Поле квадрупольной линзы имеет две плоскости симметрии и две плоскости антисимметрии. Поэтому в одной плоскости поле фокусирует пучок, а в другой происходит его дефокусировка. Если на входе в поле магнитной квадрупольной линзы ионный пучок имеет круглое поперечное сечение, то в дальнейшем он деформируется, превращаясь в эллипс, а затем сжимается в линию. В микронных системах необходимо иметь на мишени стигматичный сфокусированный пучок, поэтому применяются не отдельные квадруполи, а сочетание нескольких из них. В случае если все линзы расположены компактно, как например в Оксфордском триплете, тогда все линзы приближены друг к другу на минимальные расстояния и ошибки юстирования незначительно влияют на паразитные aberrации позиционирования. Для систем с распределенным расположением линз в зондоформирующей системе, которые обладают теоретически большим аксептансом, фактор физической невозможности обеспечить точное совмещение осей квадруполей с оптической осью приводит к значительным паразитным aberrациям позиционирования и как следствие к снижению аксептанса на практике. Поэтому в данной диссертационной работе рассмотрены системы, которые состоят из компактно расположенных квадруполей в двух дублетах, дистанцированных друг от друга.

Магнитные квадрупольные линзы, применяющиеся при формировании ионного зонда микронных и субмикронных размеров при энергии частиц пучка в несколько мегаэлектронвольт, имеют ряд отличительных особенностей по сравнению с квадрупольными магнитами, которые широко применяются в транспортировке пучков заряженных частиц высоких энергий. Максимальные поперечные размеры пучка здесь составляют около 1 мм, пучок хорошо сформирован на входе в зондоформирующую систему

при помощи системы коллиматоров, поэтому можно применять линзы с малой апертурой. Стремление уменьшить радиус апертуры магнитной квадрупольной линзы объясняется необходимостью получить высокий градиент поля, так как короткофокусные системы обладают большей разрешающей способностью и увеличение оптической силы линз должно происходить в первую очередь за счет увеличения градиента, а не за счет увеличения длины линзы. Однако уменьшение радиуса апертуры накладывает определенные требования на точность позиционирования полюсных наконечников как жесткого целого, с целью соблюдения квадрупольной симметрии. Проведенные расчеты в работе [83] показывают, что уже при радиусе апертуры около 4 мм точность позиционирования полюсных наконечников должна быть <4 мкм, в противном случае появление паразитных мультипольных компонент поля приводит к значительному снижению пространственного разрешения микрозонда [84]. Поэтому при изготовлении магнитопроводов линз необходимо учитывать имеющееся технологическое оборудование, способное обеспечить нужную точность. Немаловажным фактором является выбор материала магнитопровода, который должен иметь с одной стороны минимальную коэрцитивную силу, а с другой высокое значение величины магнитного насыщения материала. Все эти принципы были заложены в основу разработанных прецизионных интегрированных дублетов магнитных квадрупольных линз при создании микрозонда.

Выбор радиуса апертуры линз дублета основывался на технологических возможностях завода изготовителя (ГНПО «Коммунар», г. Харьков), электроэрозионное оборудование которого позволяло выполнить изготовление магнитопровода с точностью позиционирования полюсных наконечников ± 5 мкм. На основании расчетов работы [88] для обеспечения допустимых уровней паразитных секступольных и октупольных компонент поля минимальный радиус апертуры был выбран $r_a = 0,0065$ м, который отвечает точности позиционирования ± 8 мкм, тем самым был заложен некоторый запас в точность изготовления магнитопроводов дублетов.

Другим важным аспектом является выбор формы полюсных наконечников, при этом был учтен опыт, накопленный в мировой практике [85-87]. Для оптимального использования всех параметров выбранной электротехнической стали была применена оптимизированная форма полюсов линзы [16,17,51]. Оптимизация состояла в нахождении такого профиля наконечников, при котором однородность максимального градиента в области прохождения пучка была бы не хуже 10^{-4} и, одновременно, напряженность магнитного поля на их поверхности находилась бы в линейной области кривой намагничивания выбранного материала. Последнее позволяет избежать локального магнитного насыщения материала полюсов, и возникновения паразитных мультипольных компонент поля.

По результатам расчетов выполненных в работах [17,51], были выбраны полюсные наконечники в виде стержней прямоугольного сечения, торцы которых имеют форму цилиндрической поверхности с гиперболической образующей. Чтобы избежать магнитного насыщения материала, которое возникает локально в области наименьшего расстояния между соседними полюсами при повышении до определенного предела

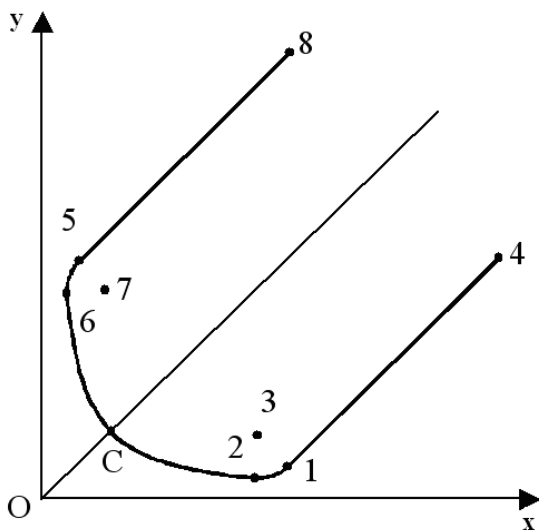


Рис. 3.1. Профиль полюсного наконечника МКЛ

напряженности магнитного поля, гиперболическая образующая и боковая поверхности сопрягались при помощи окружности (рис.3.1). Выбранный профиль полюсных наконечников магнитной квадрупольной линзы явился компромиссом между стремлением получить поле с минимальными паразитными составляющими и максимальным градиентом. Участок профиля т.2 - т.6 представляет собой гиперболу. Участки т.1 - т.2 и т.5 - т.6 части окружностей с центрами в т.3 и т.7

соответственно, гладко сопрягающие гиперболу с прямыми линиями т.1 - т. 4 и т.5 - т.8

В качестве материала магнитопровода была взята магнитомягкая электротехническая сталь ЭШ (изготовитель ОАО «Днепроспецсталь»). Процентное содержание примесей, согласно сертификата изготовителя, составляло: С – 0,03; Si – 0,15; Mn – 0,1; S – 0,008; P – 0,008; Cr – 0,05, Ni – 0,12; Cu – 0,07; Ti – 0,002; Al – 0,012.

Кривая зависимости магнитной индукции от напряженности поля приведена на рис. 3.2, которая получена в Центральной заводской лаборатории ГНПО «Коммунар».

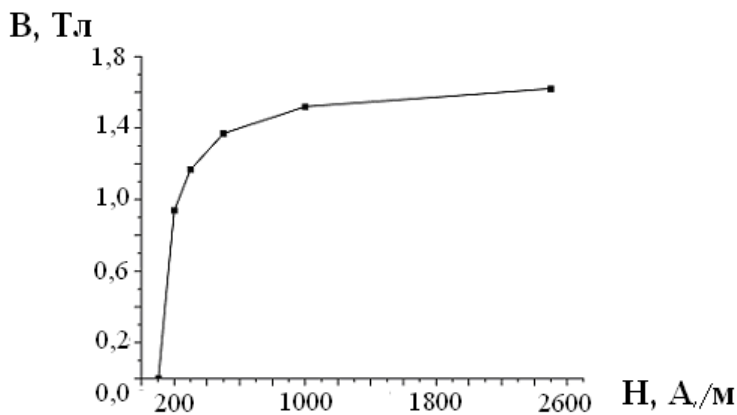


Рис. 3.2. Зависимость $B(H)$ для электротехнической стали ЭШ

Основная цель создания нового интегрированного дублета магнитных квадрупольных линз состоит в том, чтобы механически обеспечить совпадение геометрических осей линз дублета с высокой точностью на уровне точности вырезного электроэрозионного техно-

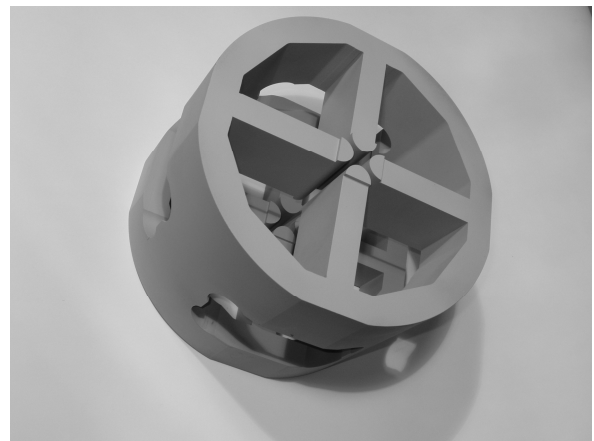
логического оборудования завода изготовителя. Тогда, в процессе юстировки, если одна из линз будет съюстирована так, что изображение линии фокуса на кварцевом мониторе будет пересекать ось пучка, а реально ось этой линзы будет не совпадать с оптической осью, при включении второй линзы дублета это обнаружится вследствие того, что обе линзы жестко связаны и, в этом случае, линия фокусов от второй линзы не будет пересекать ось пучка. Таким образом, в интегрированном дублете реализуется физическая возможность совмещения осей обеих линз с осью пучка (оптической осью) с точностью на уровне точности взаимного расположения осей линз в дублете.

Особенность конструкции магнитопровода прецизионного интегрированного дублета магнитных квадрупольных линз состоит в том,

что ярмо и полюсные наконечники представляют единое целое, и изготовлены из магнитомягкой стали при помощи прецизионной электроэрозионной вырезной технологии. Преимущество такой конструкции состоит в идентичности магнитных потоков во всех четырех полюсах каждой из линз дублета и прецизионном позиционировании полюсов для того, чтобы обеспечить квадрупольную симметрию. Технологическая последовательность изготовления магнитопровода состояла в первоначальной электроэрозионной вырезке длинной линзы, затем делались две взаимно перпендикулярные поперечные полости таким образом, чтобы из одного полюса получились два, в результате чего был получен магнитопровод дублета квадрупольей из одного цельного куска металла, как показано на рис. 3.3 б.



а



б

Рис. 3.3. Дублет (а) и магнитопровод (б) магнитных квадрупольных линз новой конструкции

В этом случае сохраняется прецизионная квадрупольная геометрия каждой линзы с общей продольной осью с точностью не хуже ± 5 мкм. Использование такого интегрированного дублета квадрупольей позволяет упростить юстировку системы линз и уменьшить паразитные aberrации, связанные с поступательной, наклонной и вращательной неточностями юстирования линз в системе. Однако физические оси (где магнитная

индукция равна нулю) каждой из линз могут не совпадать с геометрическим центром линзы. Поэтому необходимо было определить величину несоосности физических осей линз дублета.

Важной характеристикой качества каждой магнитной квадрупольной линзы также являются относительные величины мультипольных паразитных компонент к основной квадрупольной.

Общий вид дублета магнитных квадрупольных линз новой конструкции показан на рис. 3.3 а, а все детали описаны в патенте Украины [14]. Дублет имеет следующие основные технические характеристики: внешний диаметр ярма 235 мм, радиус апертуры 6,5 мм, длины линз 65 мм и 44 мм, расстояние между линзами 46 мм. Количество токовых витков катушек на полюсных наконечниках определялось по результатам расчетов с применением программы OPERA 3D [88] для реальной зависимости магнитной индукции от напряженности тока (рис. 3.2) и с учетом параметров прецизионных источников питания [17] с максимальным током 15 А. Катушки имеют 80 витков в виде плоских медных пластин с поперечным сечением $0,65 \times 10,0 \text{ мм}^2$.

3.2. Стендовые экспериментальные исследования прецизионного дублета магнитных квадрупольных линз

Одной из главных характеристик магнитной квадрупольной линзы, которая применяется в процессе зондоформирования пучка ионов, является ее область линейного изменения магнитной индукции от тока в катушках. Так как максимальное значение индукции в этой области определяет ее градиент поля, а, следовательно, и ее оптическую силу. Проведены измерения зависимости величины магнитной индукции от тока в катушках, которые сравнивались с теоретическими расчетами, выполненными с помощью коммерческого численного кода OPERA-3D. Результаты представлены на рис. 3.4, где видно достаточно хорошее соответствие

расчетных и экспериментальных данных. Максимальный градиент поля в области линейной зависимости магнитной индукции от тока в катушках составляет 0,65 Тл/см.

Проводились также исследования взаимного влияния линз друг на друга, когда измерялась индукция на не запитанной линзе при увеличении или уменьшении тока в соседней линзе дублета. При запитывании током 10 А катушек длинной линзы в незапитанной короткой линзе индукция на полюсном наконечнике составляла 0,0054 Тл и наоборот - в незапитанной длинной линзе с запиткой короткой линзы таким же током индукция составляла 0,0055 Тл. Это соответствуют 0,2 % величины индукции поля линзы, что определяется величиной остаточной намагниченности. Измерения производились с помощью магнетометра FH 54 (Magnet-Physik GmbH), с датчиком Холла, с точностью измерений $<0,1$ %.

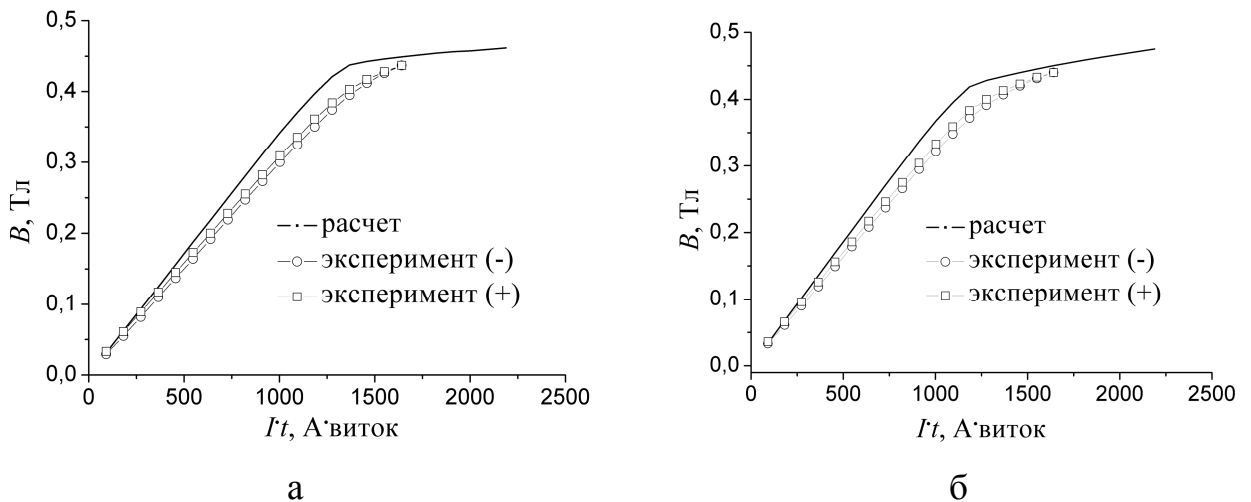


Рис. 3.4. Зависимость величины магнитной индукции от тока в катушках

а - для короткой линзы;

б - для длинной линзы дублета

Для определения величины несоосности физических осей линз и относительных величин мультипольных паразитных компонент была использована методика восстановления поля [89]. Методика основывается на

прецизионном измерении радиальной составляющей вектора магнитной индукции поля на цилиндрической поверхности. Измерения радиальной составляющей вектора магнитной индукции B_r производились на цилиндрической поверхности G при помощи механизма позиционирования датчика Холла с вращательной и поступательной степенями свободы. Измеренная величина $B_r|_G$ использовалась в виде граничного условия в задаче Дирихле для уравнения Лапласа:

$$\Delta w(x, y, z) = 0, \quad \left. \frac{\partial w}{\partial \vec{n}} \right|_G = B_r, \quad (3.1)$$

где $w(x, y, z)$ – магнитный скалярный потенциал в декартовой системе координат (x, y, z) , связанной с механизмом позиционирования датчика Холла; \vec{n} – единичный вектор внешней нормали к поверхности G .

Решение задачи (3.1) позволяет определить поле в области прохождения пучка, и описано в методике восстановления поля в работе [93]. Информация о расположении физической оси линзы относительно системы координат (x, y, z) дает возможность определить взаимное расположение между осями линз дублета. В результате решения задачи (3.1) определяется распределение магнитного потенциала $w(x, y, z)$ и его производных $\partial^{(i+j+k)} w(x, y, z) / \partial x^i \partial y^j \partial z^k$ и поэтому точки (x_{0n}, y_{0n}, z_n) , где поле равно нулю в каждом n -ом поперечном сечении (x_n, y_n) могут быть определены за счет решения следующих уравнений:

$$B_x(x_{0n}, y_{0n}, z_n) = \left. \frac{\partial w}{\partial x} \right|_{(x_{0n}, y_{0n}, z_n)} = 0,$$

$$B_y(x_{0n}, y_{0n}, z_n) = \left. \frac{\partial w}{\partial y} \right|_{(x_{0n}, y_{0n}, z_n)} = 0.$$

Определение паразитных мультипольных компонент поля выполняется вычислением производных высших порядков. Скалярный магнитный потенциал в декартовой системе координат может быть представлен как суперпозиция мультипольных компонент поля:

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

где $U_i(z)$, $W_i(z)$ как и в разделе 2, соотношение (2.1), определяют $2 \times i$ полюсные компоненты поля.

Если распределение производных высших порядков известно, тогда коэффициенты $U_i(z)$, $W_i(z)$ вычисляются в соответствии со следующими соотношениями:

$$\begin{aligned}
 W_1(z) = \frac{\partial w}{\partial y} \Big|_{(x=y=0)}, \quad U_1(z) = \frac{\partial w}{\partial x} \Big|_{(x=y=0)}, \quad W_2(z) = \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \Big|_{(x=y=0)}, \\
 U_2(z) = \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \Big|_{(x=y=0)}, \quad W_3(z) = -\frac{\partial^3 w}{\partial y^3} \Big|_{(x=y=0)} - \frac{1}{8} \frac{\partial^3 w}{\partial y \partial z^2} \Big|_{(x=y=0)}, \dots
 \end{aligned}$$

Пересчитывая величины $U_i(z)$, $W_i(z)$ из системы координат (x, y, z) в систему (x_l, y_l, z_l) связанную с физической осью линзы z_l и основными плоскостями квадрупольной антисимметрии $x_l O z_l$, $y_l O z_l$ коэффициенты $U_{1l}(z_l)$, $W_{1l}(z_l)$, $U_{2l}(z_l)$ исчезают, а другие имеют окончательные базовые значения.

Для определения взаимного расположения физических осей линз в дублете и величин паразитных секступольной и октупольной компонент в каждой линзе была использована установка для прецизионных измерений радиальной составляющей поля B_r . Схема установки показана на рис. 3.5, где обозначены вращательная 1 и поступательная 2 степени свободы перемещения датчика Холла, осуществляемые с помощью шагового двигателя с энкодером 5 и углового аттенюатора 4. Датчик Холла 3 представляет собой сенсор магнитного поля AD22151 с линейным выходом и полевой чувствительной областью $0,5 \times 0,5 \times 0,1 \text{ mm}^3$. Угловая точность позиционирования составляет $<1'$, а продольная точность позиционирования $<5 \text{ мкм}$, точность измерения магнитной индукции $<10^{-3}$. Все измерения автоматизированы, управление осуществляется при помощи компьютера.

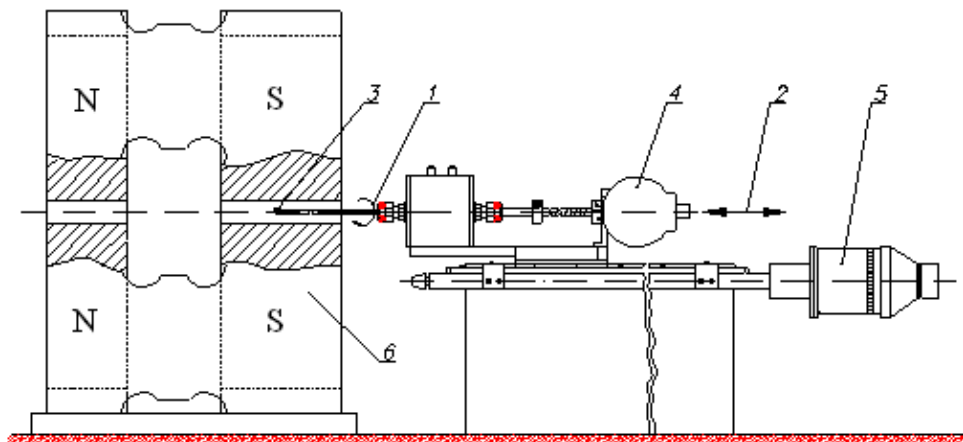


Рис. 3.6. Схема установки прецизионного измерения радиальной составляющей вектора магнитной индукции в рабочей области магнитной квадрупольной линзы

Экспериментальное определение расположения осей линз дублета и паразитные секступольная и октупольная компоненты определялись при запитывании линз дублета током $I=1,3 \text{ А}$, что составляет около 13 % от номинального тока при фокусировке пучка протонов с энергией 2 МэВ.

Производилась смена полярности тока с целью определения влияния гистерезиса на расположения физической оси. Выбор тока соответствовал запитыванию синглетов (одиночных линз) для юстировки дублета в системе, когда линия фокусов от синглетов наблюдалась на кварцевом экране при фокусировке протонов с энергией 1 МэВ. В связи с тем, что кварц не является проводником тока, соответственно, на его поверхности под действием заряженного пучка накапливается заряд, являющийся источником возникающих разрядов в камере взаимодействия. Поэтому поверхность кварцевого экрана покрывается прозрачным слоем серебра толщиной около 20 мкм, что позволяет наблюдать на экране монитора компьютера устойчивое изображение линии фокусов.

В таблицах 3.1 и 3.2 представлены результаты измерений величины радиальной составляющей магнитного поля. Измерения длинной и короткой линзы при соответствующей полярности тока производились трижды для каждой координаты z , для повышения надежности измерений.

Анализ результатов показывает, что оси в синглетах смещаются менее 10 мкм при смене полярности тока. Наиболее вероятно, это связано с остаточной намагниченностью полюсов. Максимальное расстояние между осями линз в дублете составило не более 20 мкм при смене полярности токов в катушках. Максимальные паразитные компоненты поля: секступольная - около $0,004 \text{ 1/см}$, октупольная – не более $0,001 \text{ 1/см}^2$. Достаточно большая величина паразитной секступольной компоненты может быть объяснена режимом измерения при малых токах в катушках, когда остаточная намагниченность дает большой вклад. Повышение тока в катушках приводит к увеличению магнитной индукции, однако применяемый датчик Холла не в состоянии обеспечить измерения такой величины индукции.

**Результаты измерения величины отклонения радиальной составляющей
магнитного поля для короткой линзы**

Ток, А	Координата измерения, см	Номер измерения	α , град	X_0 , мкм	Y_0 , мкм	
1,3	3,8	1	35,992	-47,4	169,2	
		2	36,057	-45,5	173,3	
		3	36,091	-46,2	173,2	
	4,8	1	36,116	-46,9	172,3	
		2	36,124	-45,6	170,5	
		3	36,177	-47,1	176,6	
	5,8	1	36,228	-43,8	172,8	
		2	36,266	-43,8	175,7	
		3	36,209	-45,9	172,4	
	-1,3	3,8	1	36,120	-43,7	174,4
			2	36,229	-44,7	172,1
			3	36,210	-45,5	170,9
4,8		1	36,171	-43,6	175,9	
		2	36,204	-46,1	179,8	
		3	36,234	-44,7	174,7	
5,8		1	36,203	-45,9	171,8	
		2	36,209	-46,2	170,6	
		3	36,189	-46,4	170,3	

**Результаты измерения величины отклонения радиальной составляющей
магнитного поля для длинной линзы**

Ток, А	Координата измерения, см	Номер измерения	α , град	X_0 , мкм	Y_0 , мкм	
1,3	13,8	1	36,969	-58,6	187,4	
		2	36,941	-53,3	179,7	
		3	37,006	-56,0	180,8	
	14,8	1	37,139	-56,4	183,1	
		2	37,221	-57,3	183,2	
		3	37,086	-59,3	178,4	
	15,8	1	37,230	-56,5	184,1	
		2	37,211	-57,0	178,6	
		3	37,238	-58,1	182,4	
	-1,3	13,8	1	36,349	-55,4	176,4
			2	36,452	-54,3	177,3
			3	36,853	-50,4	180,5
14,8		1	37,027	-52,9	176,1	
		2	36,944	-51,8	175,8	
		3	37,009	-53,5	177,0	
15,8		1	37,000	-52,7	178,9	
		2	37,087	-53,4	179,4	
		3	37,072	-54,4	178,9	

Выводы к разделу 3

1. Основным физическим принципом совмещения осей каждой из магнитных квадрупольных линз в зондоформирующей системе ядерного микрозонда с заданной точностью является объединение линз в интегрированные дублеты с единым, монолитным магнитопроводом.

2. Определенное соотношение радиуса апертуры и погрешности изготовления, приводит нарушение квадрупольной симметрии к допустимым величинам паразитных секступольной и октупольной компонент поля в линзах.

3. Все электротехнические параметры линз в дублетах получены на основании расчетов, с учетом реальной зависимости магнитной индукции от напряженности поля для выбранной магнитомягкой стали ЭШ. Форма полюсных наконечников выбрана из условий максимального соотношения напряженности поля на вершине полюса к напряженности в точках минимального сближения с соседними полюсами.

4. Проведенные стендовые экспериментальные исследования прецизионных интегрированных дублетов МКЛ показали хорошее соответствие экспериментальных и расчетных данных. Расхождение максимальной магнитной индукции в линейной области зависимости от тока в катушках составило 9%. Экспериментально полученная величина максимального градиента поля на оси линзы для линейной области изменения магнитной индукции равняется 0,65 Тл/см.

5. Результаты восстановления поля показали, что физическая ось каждой линзы смещается не более чем на 10 мкм при изменении направления тока в катушках каждой из линз, т.е. максимальная несоосность линз не превышает 20 мкм. Основываясь на результатах анализа в [76] можно утверждать, что такая несоосность практически не влияет на процесс зондоформирования в ядерном сканирующем микрозонде.

РАЗДЕЛ 4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССА ФОКУСИРОВКИ ПУЧКА В ЯДЕРНОМ СКАНИРУЮЩЕМ МИКРОЗОНДЕ

В данном разделе дано описание экспериментальных исследований процесса фокусировки ионного пучка, в созданном ядерном сканирующем микрозонде. Для уменьшения влияния паразитных аберраций была отработана методика юстирования всех элементов ЗФС с оптической осью пучка. С целью обеспечения согласования фазовых характеристик пучка с аксептансом зондоформирующей системы, был проведен выбор режимов питания электростатических квадрупольных линз конденсорной системы. В процессе стигматической фокусировки пучка на мишени определены взаимозависимые изменения токов в двух источниках питания магнитных квадрупольных линз дублетов, при которых изменяется размер зонда только в одном x - или y -направлении. Исследовано влияние внешних факторов (механических вибраций и электромагнитных полей) на пространственное разрешение микрозонда и выработаны методы борьбы с ними. Получены и обработаны экспериментальные профили интенсивности выхода вторичных электронов с применением рассчитанных распределений плотности тока пучка на мишени и стандартного подхода подгонки с предположением нормального распределения плотности тока. Проведен сравнительный анализ экспериментальных и расчетных данных параметров пучка на мишени. Результаты данного раздела опубликованы в работах [18-22].

4.1. Зондоформирующая система экспериментальной установки ядерного сканирующего микрозонда

На основании проведенных оптимизационных расчетов (раздел 2) и разработанных интегрированных дублетов магнитных квадрупольных линз

(раздел 3) была создана зондоформирующая система экспериментальной установки ядерного сканирующего микрозонда. Установка микрозонда является одним из каналов ускорительно-аналитического комплекса ИПФ НАН Украины на базе малогабаритного электростатического ускорителя "Сокол" [85]. Общий вид зондоформирующей системы приведен на рис. 4.1.



Рис. 4.1. Общий вид зондоформирующей системы экспериментальной установки ядерного сканирующего микрозонда [90]

На рис. 4.2 представлена схема размещения узлов, элементов и систем зондоформирующей системы микрозонда, которые установлены на двух гранитных балках 1. Каждая балка расположена на двух бетонных опорах 2 с демпфирующими устройствами. Опоры балок помещены в отдельный бетонный канал 3, засыпанный сеянным речным песком. Это в совокупности создает хорошую антивибрационную систему.

Вакуум в зондоформирующей системе обеспечивается с помощью двух турбомолекулярных 4 и двух ионных насосов 5 на уровне менее 10^{-4} Па.

Прежде чем попасть из ускорителя в ионно-оптический тракт зондоформирующей системы, пучок ионов проходит ряд устройств предварительного формирования. Пройдя анализирующий магнит и стабилизирующую щель, пучок попадает в поле действия дублета электростатических квадрупольных линз 6. Электростатические квадрупольные

используются в качестве конденсорной системы, которая обеспечивает согласование фазовых характеристик пучка в плоскости объектного коллиматора 12 с аксептансом зондоформирующей системы. За дублетом электростатических линз установлен щелевой прибор 7, предназначенный для контроля положения пучка в вертикальной плоскости. Дальнейшее положение оси пучка регулируется с помощью двух катушек с током 8 – вертикальной и горизонтальной коррекции, а также раздаточного магнита 9, смещающего пучок в горизонтальной плоскости.

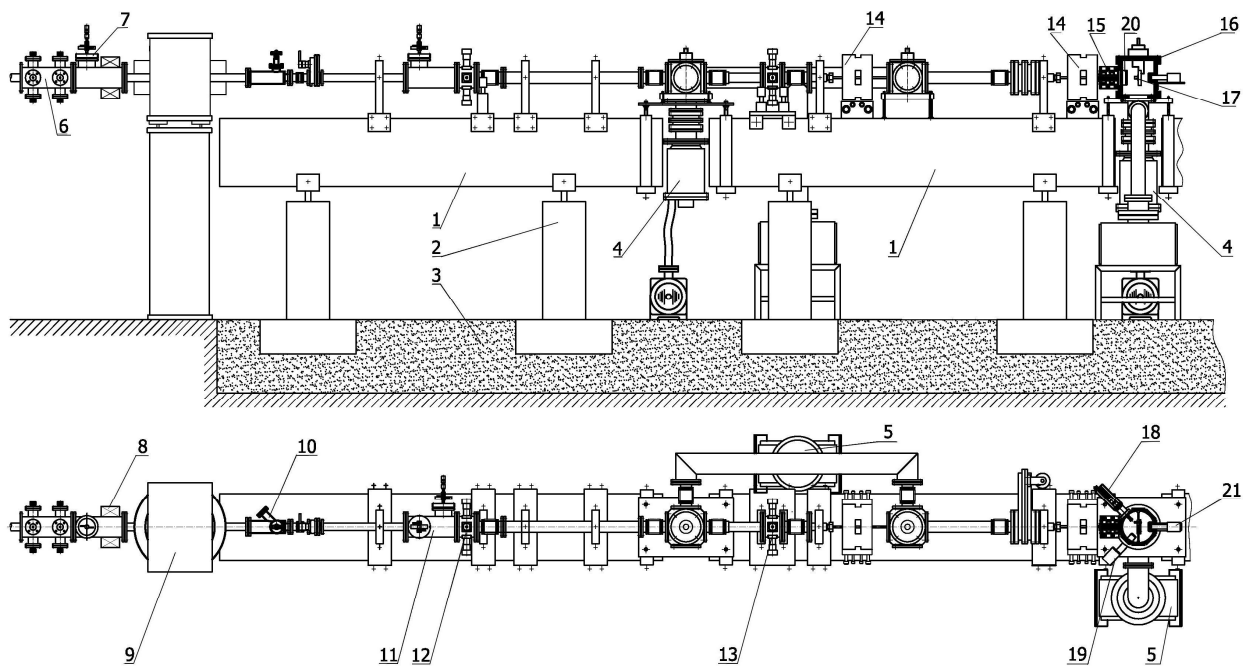


Рис. 4.2 Схема расположения элементов, узлов и систем зондоформирующей системы канала ядерного сканирующего микронзонда

На входе в зондоформирующую систему установлена камера визуального наблюдения с цилиндром Фарадея 10 для определения максимальной величины входного тока пучка. Следующим устройством является щелевой прибор 11, который ограничивает ток и размер пучка, оставляя только его приосевую область. Тем самым предохраняются ламели объектного коллиматора, которые в противном случае могут разогреваться и неконтролируемо уменьшать размеры коллимационного окна. Угловой

коллиматор 13, из набора частиц, прошедших через объектный коллиматор, отсекает частицы с углами расходимости, превышающими допустимые значения.

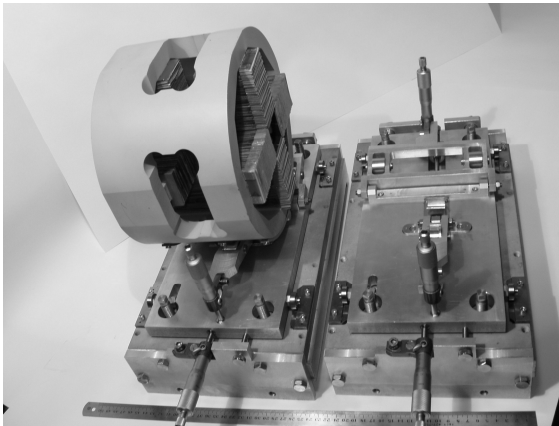


Рис. 4.3. Общий вид интегрированного дублета МКЛ с механизмами позиционирования

С помощью фокусирующей системы, состоящей из двух интегрированных дублетов магнитных квадрупольных линз 14, пучок трансформируется в плоскости мишени в линейный зонд (далее зонд). Для совмещения собственной оптической оси дублета МКЛ с осью пучка, каждый дублет имеет механизм позиционирования с пятью степенями свободы. В поперечных к оси пучка направлениях x и y перемещение обеспечивается с помощью микровинтов с точностью <10 мкм. Поворот дублетов относительно оси пучка (ось z) осуществляется в пределах $\pm 6^\circ$ с точностью $< 20''$ (рис. 4.3).

Каждый из механизмов позиционирования расположен на шаровом подшипнике, подшипники размещены на гранитных балках, что позволяет производить вращение механизмов вместе с дублетами относительно вертикальной плоскости yOz (тангаж) и горизонтальной плоскости xOz (рыскание).

Послелинзовая блочная ферромагнитная сканирующая система 15 [91,92] установлена на входном фланце камеры взаимодействия пучка с мишенью 16. Сканирующая система обеспечивает растр сканирования 500×500 мкм² и частоту сканирования зонда по поверхности образца от 1 Гц до 5 кГц.

Камера взаимодействия (рис. 4.4) предназначена для размещения исследуемых образцов, устройств детектирования, камеры наблюдения и

создания рабочего вакуума на уровне 10^{-4} Па, который обеспечивает проведение не разрушающего анализа структуры и элементного состава материальных микрообъектов различными ядерно-физическими методами.

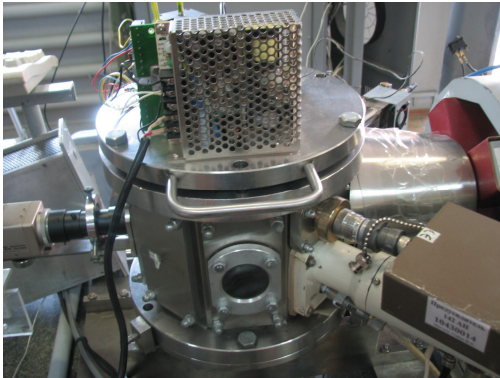


Рис. 4.4. Общий вид камеры взаимодействия пучка с исследуемым образцом

Исследуемые образцы, кварцевая мишень для визуального наблюдения пучка и калибровочные микрометрические сетки расположены на предметном столе прецизионного механизма перемещения 17. Механизм установлен на верхнем фланце камеры и с помощью шаговых двигателей позволяет перемещать образцы с шагом 1 мкм в x -направлении и 5 мкм в y -направлении вертикальной плоскости xOy .

Детектор вторичных электронов 18 установлен на боковом фланце камеры под углом 225° . На боковом фланце под углом 135° установлен детектор рентгеновского излучения 19, тип детектора АМРТЕК XR-100CR. Детектор резерфордского обратного рассеяния 20, кольцевого типа (ORTEC TC-017-050) расположен в камере под углом 180° к направлению движения пучка.

Наблюдение пучка на кварцевой мишени производится с помощью оптического микроскопа 21, имеющего увеличение $\times 80$ и оборудованного CCD камерой, передающей изображение на экран монитора управляющего компьютера. Микроскоп и камера наблюдения установлены на боковом фланце камеры взаимодействия под нулевым углом к пучку.

4.2. Физические особенности коллимирования пучка в зондоформирующей системе

В ядерном сканирующем микронзонде применяются как минимум два коллиматора: объектный и угловой. Объектный коллиматор ограничивает поперечные координаты частиц пучка (x, y) , а угловой из набора частиц

прошедших, через объектный коллиматор отсекает частицы с углами расходимости (x' , y'), превышающими допустимые значения, для уменьшения влияния сферических aberrаций на уширение зонда.

Используются два типа коллиматоров: апертурные (в виде диафрагм) и щелевые. Коллиматоры в виде диафрагм представляют собой круглые прецизионные отверстия, подобно тем, которые обычно применяются в электронной микроскопии. Апертурные коллиматоры используются в ортоморфных фокусирующих системах с небольшими, одинаковы в обеих плоскостях x и y коэффициентами уменьшения $D \sim 20$. Но в ортоморфных фокусирующих системах типа “Русский квадруплет”, с коэффициентом уменьшения $D > 50$, aberrации дают несимметричные вклады в пятно на мишени. Оптимальные параметры можно получить только при помощи коллиматоров щелевого типа, в которых щели имеют взаимно перпендикулярное расположение, а ламели (стенки) щелей – автономные механизмы перемещения. Одной из разновидностей коллиматоров подобного типа являются коллиматоры с конструкцией щелей V-образного типа.

Основными физическими процессами коллимирования пучка, являются процессы взаимодействия частиц пучка с ламелями коллимационного окна. При этом предполагается несколько вариантов взаимодействия. Частица пучка может рассеяться на ядре атома, находящегося на поверхности ламели. Могут произойти упругое или не упругое рассеяния. Как в первом, так и в другом случае частица изменит свое направление движения, но во втором случае также изменится ее энергия. При таких взаимодействиях, переданная энергия от налетающей частицы может вызвать десорбцию поверхностных атомов, что приводит к распылению материала и изменению геометрии коллимационного отверстия. Потери энергии при неупругом взаимодействии частиц пучка ведут к нагреванию ламелей коллиматоров, что также вызывает изменение размеров коллимационного окна вследствие температурного расширения. Частица пучка, прошедшая внутрь материала ламели, в зависимости от геометрии ее профиля, может либо полностью потерять свою скорость в веществе, либо выйти с противоположной стороны коллиматора,

пройдя сквозь тело ламели. В процессе своего движения вышедшая частица наиболее вероятно претерпевает многократные рассеяния на ядрах внутренних атомов материала ламели, изменяя как направление своего движения, так и энергию. При коллимации пучка, существует часть частиц прошедших без взаимодействия со стенками коллиматора. Другая часть прошедших частиц, в результате взаимодействия с ламелями, имеют значительный энергетический разброс и фазовые координаты, находящиеся за пределами теоретического фазового контура пучка за коллиматором. Эта часть частиц составляет его гало, и такие частицы неадекватно формируются фокусирующими элементами и образуют размытие зонда. Величина гало пучка определяется так называемой зоной прозрачности коллиматора. Эта зона зависит от геометрии профиля ламелей и материала, из которого они изготовлены.

На рис. 4.5 схематически представлен процесс коллимации пучка заряженных частиц с энергией T_0 . Область h_0 является областью распределения интенсивности прошедшего пучка без рассеяния на ламелях коллиматоров, а h_t – областью суммарного распределения интенсивности с гало пучка вследствие взаимодействия прошедших частиц с ламелями.

В работах [93-95] проведены теоретические и экспериментальные исследования форм профиля и материала ламелей коллиматоров. Рассмотрены прямоугольные, клиновидные и круглые профили, из которых было определено, что круглые имеют наименьшую зону прозрачности. Кроме того, обновление полированной части, соприкасающейся с пучком, производится в круглой форме простым поворотом ламели. Из материалов же предпочтительнее использовать тяжелые элементы и их соединения: W, Mo, Pt, которые обеспечивают сохранение требуемой формы и чистоты поверхности ламелей при длительном взаимодействии с ионами пучка. Так как из общего пучка частиц выделяется только 0,01 его часть, то для уменьшения энергетической нагрузки объектного коллиматора применяются дополнительные предварительные коллиматоры охлаждаемые водой.

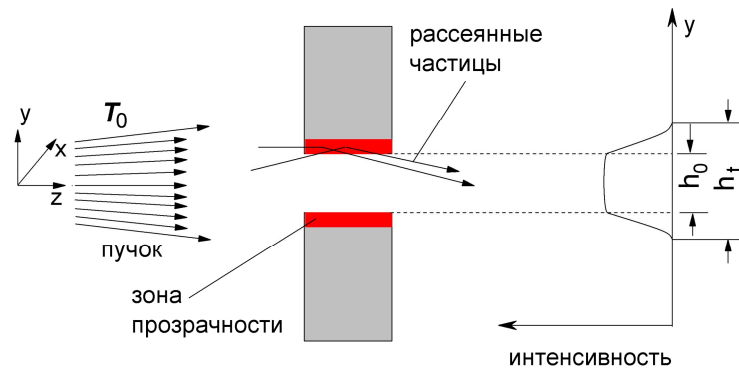


Рис. 4.5. Схематическое представление процесса коллимации пучка заряженных частиц

В работе [96] применен другой подход для термостабилизации ламелей, где они предварительно нагреваются и в дальнейшем, при передачи энергии от пучка, за счет уменьшения подогрева ламелей, поддерживается температура $100 \pm 0,1^\circ\text{C}$.

В настоящее время, стремление перейти в нанометрический диапазон (< 100 нм) размеров зонда при использовании объектных коллиматоров с размерами ≥ 10 мкм, определило тенденцию применения зондоформирующих систем с большими коэффициентами уменьшения $D > 100$. Условие, накладывающее ограничение на минимальные размеры объектного коллиматора, связано с тем, что система коллиматоров должна обеспечивать минимальный вклад от рассеянных ионов пучка на краях каждой ламели коллиматора, так как такие рассеянные ионы определяют гало пучка и не входят в исходный фазовый объем. Кроме того, при рассеянии, ионы теряют часть своей энергии, что ведет к увеличению влияния хроматических aberrаций. Очевидно, что число рассеянных частиц пропорционально площади зоны прозрачности вдоль периметра коллимационного окна, а число не рассеянных частиц - площади этого окна. Уменьшение размеров коллиматора приводит к росту процентного отношения рассеянных частиц к числу не рассеянных. Поэтому, при уменьшении размеров коллиматоров до величины, когда площадь зоны

прозрачности становится сопоставимой с геометрической площадью коллимационного окна, улучшения разрешения не происходит.

Другой подход, в уменьшении размеров объектного коллиматора, связан с применением фильтра Вина (устройства со скрещенными электрическим и магнитным полями $E \times B$), расположенного за объектным коллиматором [97,98], что позволяет убрать рассеянные частицы, потерявшие часть своей энергии. В этом случае, при существующих коэффициентах уменьшения ЗФС на базе триплета МКЛ ($D_x \times D_y = 228 \times -60$), уменьшая размеры объектного коллиматора ниже 10 мкм, можно ожидать уменьшения размеров зонда ниже 100 нм.

В зондоформирующей системе ядерного сканирующего микронзонда ИПФ НАН Украины объектный и угловой коллиматоры имеют вид, представленный на рис. 4.6.



Рис. 4.6. Общий вид объектного и углового коллиматоров

С целью минимизации зоны прозрачности наиболее приемлемой является цилиндрическая форма ламелей с диаметром 6 мм. Для цилиндрической формы ламелей с увеличением атомного числа материала зона прозрачности уменьшается. Среди исследованных материалов цилиндрические щелевые коллиматоры из вольфрама представляют собой

Они создавались из предположения, что реально коллиматоры имеют некоторые эффективные размеры $2r_{эф} = 2(r+r_{п})$, увеличенные на размер так называемой зоны прозрачности коллиматора $r_{п}$ (рис.4.5).

Размер зоны прозрачности определяется тремя факторами: материалом, из которого изготовлены ламели коллиматора, их чистотой обработки и формой поперечного

оптимальное решение, так как при длительном взаимодействии с ионами пучка этот материал обеспечивает требуемую чистоту поверхности - не хуже 0,2 мкм.

Каждая из четырех ламелей имеет свой отдельный автономный дифференциальный микрометрический механизм перемещения с шагом 2 мкм и максимальным ходом 2 мм.

Каждая ламель оснащена массивным медным теплоотводом и электроизолирована от корпуса коллиматора, что позволяет проводить измерение доли тока пучка, отсекаемой ламелью коллиматора и определять положение оптической оси.

4.3. Экспериментальные исследования процесса формирования зонда

Размеры пятна сфокусированного пучка на мишени зависят от ионно-оптических свойств ЗФС, которые определяются ее линейными свойствами и собственными aberrациями. С другой стороны существуют паразитные aberrации, вызванные несоосностью оптической оси ЗФС или отдельных ее элементов с оптической осью пучка, которые значительно увеличивают размер пятна при фиксированном значении тока пучка. Вследствие этого, возникает необходимость разработки и выполнения определенной последовательности действий, которая бы согласовывала оси всех элементов ЗФС между собой и с осью пучка, что определяет методику юстировки микрозонда. Следующим этапом получения зонда с максимальным током при фиксированных размерах является выбор режимов питания электростатических квадрупольных линз конденсорной системы, что позволит обеспечить согласование фазовых характеристик пучка с аксептансом ЗФС. Заключительным этапом формирования зонда является процесс фокусирования пучка на мишени. Экспериментальная отработка каждого из этапов и понимание физических процессов происходящих в них в совокупности позволяет получить максимальную плотность пучка в

сфокусированном пятне на мишени и тем самым иметь меньшие размеры пятна при фиксированном токе, что в итоге повышает разрешающую способность микрозонда.

В основе юстирования микрозонда, как уже упоминалось выше, лежит обеспечение совмещения оптических осей всех узлов и систем с осью пучка. Основной трудностью здесь является искривление оси пучка, вследствие присутствия различного рода рассеянных магнитных полей в экспериментальном зале. Учитывая то, что длина оптического тракта от выхода пучка из ускорителя до мишени более 10 м, поэтому даже незначительные магнитные поля приводят к заметным искривлениям оси пучка ионов. Исходя из этого, экспериментально определена следующая последовательность действий при юстировке канала микрозонда.

Первоначально пучок ионов после анализирующего магнита и стабилизирующей вертикальной щели, которая имеет размеры 0,3...0,5 мм, попадает на задающую базовое положение горизонтальную щель (поз.1, рис. 4.7). С помощью вертикального электромагнитного корректора, расположенного на выходе из ускорителя пучок устанавливается в положение, когда обеспечивается максимальный ток за задающей щелью (поз.4, рис. 4.7).

Такое положение пучка является реперным. Далее пучок, при полностью открытой горизонтальной предохраняющей щели (поз.8) и раскрытых окнах объектного (поз.9) и углового (поз.10) коллиматоров, с помощью вертикального (поз.5) и горизонтального (поз.6) электромагнитных корректоров и раздаточного магнита (поз.7), проводится через апертуру (поз.11), диаметром 2 мм, расположенную на выходе из сканирующей системы, на кварцевый экран (поз.12). Применение двух корректирующих магнитных полей в горизонтальной плоскости (поз.6 и 7, рис. 4.7) вызвано тем, что остаточная намагниченность раздаточного магнита является случайной величиной, которая определяется условиями предшествующих экспериментов в других каналах ускорительно-аналитического комплекса. Поэтому горизонтальный корректор (поз.6) смещает пучок в горизонтальной

плоскости так, чтобы можно было запитать раздаточный магнит током около 1 А и уйти от остаточной намагниченности последнего.

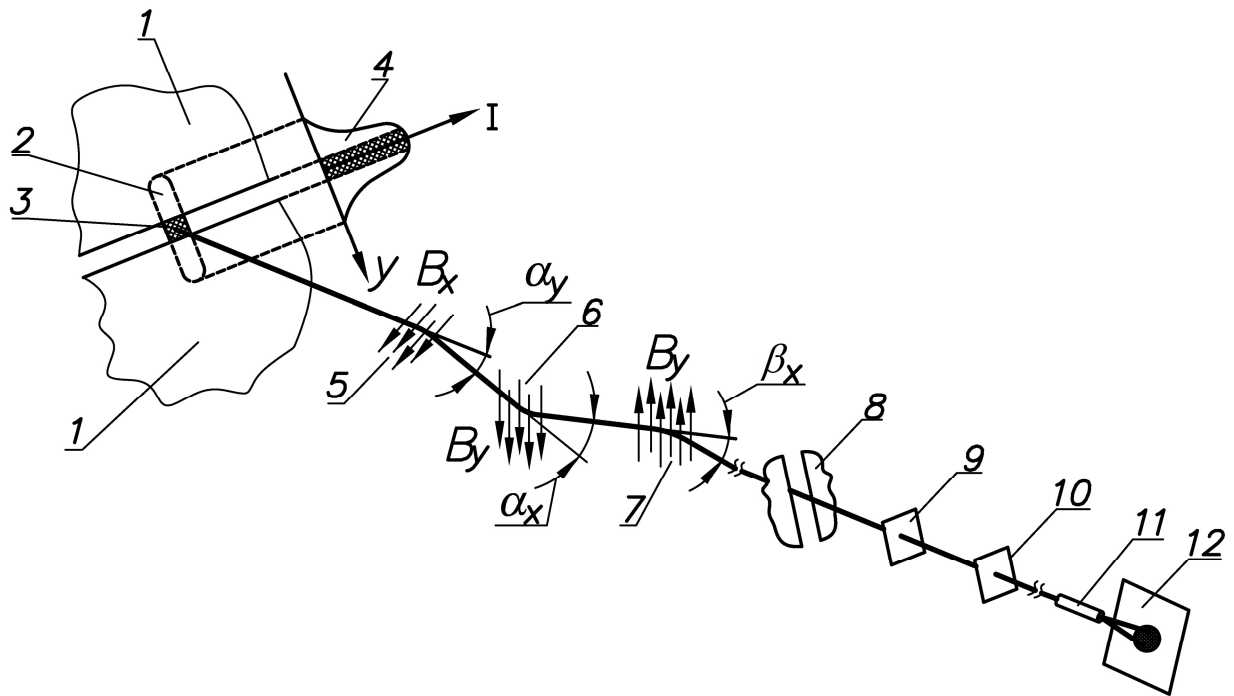


Рис. 4.7. Схема проведения пучка в канале микронзонда

- 1 – ламели задающей щели;
- 2 – форма пятна пучка после анализирующего магнита и стабилизирующей щели;
- 3 – прошедшая часть пучка через задающую щель;
- 4 – распределение плотности тока в пучке;
- 5 – поле катушки с током вертикального корректора;
- 6 - поле катушки с током горизонтального корректора;
- 7 – поле раздаточного магнита;
- 8 – предохранительная щель;
- 9,10 – коллимационные окна объектного и углового коллиматоров соответственно;
- 11 – апертура на выходе из сканирующей системы;
- 12 – кварцевый экран

Кварцевый экран имеет на поверхности прозрачный проводящий слой, что позволяет с одной стороны с помощью интегратора тока фиксировать величину тока пучка, прошедшего через апертуру, а с другой наблюдать на просвет с помощью оптического микроскопа снабженного CCD-камерой, светящееся пятно (рис. 4.8 а) на экране монитора компьютера.

Питание корректоров и раздаточного магнита выставляются таким образом, чтобы ток пучка прошедшего через апертуру (поз.12, рис. 4.7) был максимальным. Центр светящегося на кварце диска является в дальнейшем осью пучка, относительно которой проводится дальнейшая юстировка всех устройств и систем микронда и отмечается на мониторе перекрестием (рис. 4.8 а). Это перекрестие задает поперечные оси лабораторной системы координат x, y , а центр перекрестия определяет ось z , которая перпендикулярна плоскости кварцевого экрана.

Юстирование расположения предохраняющей щели осуществляется по изображению этой щели на кварцевом экране. За счет перемещения щели как жесткого целого центр ее изображения совмещается с соответствующей осью лабораторной системы координат. Аналогично проводится юстировка расположения объектного и углового коллиматоров относительно осей x, y . По очереди сводятся вертикальные и горизонтальные ламели каждого из коллиматоров таким образом, чтобы их щелевое отверстие размером 100 мкм располагалось относительно показаний лимбов их микрометрических винтов симметрично, по отношению к геометрическому центру коллиматоров. По изображению щелей на кварцевом экране (рис. 4.8 б, в) можно определить соосность осей коллиматоров с лабораторной системой координат. В случае их несоосности производится смещение коллиматоров как единого целого или для более точной юстировки изменение положения ламелей относительно центра коллиматоров с соблюдением размера 100 мкм и дальнейшей фиксацией оси коллиматора относительно оси пучка. Такими действиями достигается точность соосности на уровне 20 мкм.

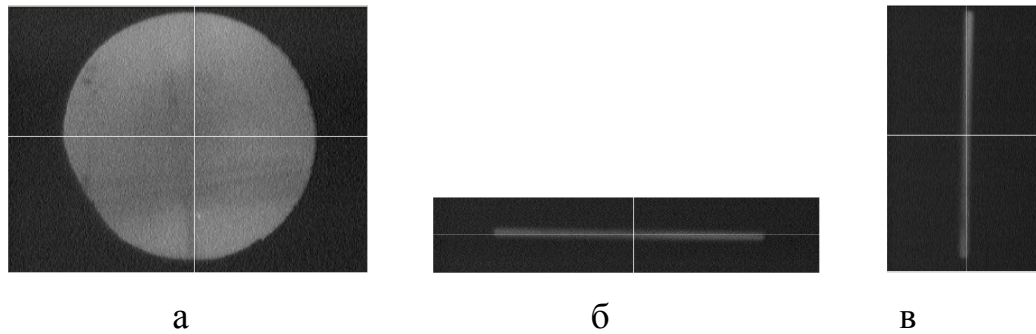


Рис. 4.8. Изображение пучка на кварцевом экране:

- а - апертура диаметром 2 мм, коллиматоры полностью открыты;
- б - коллиматор съюстирован, вертикальные ламели коллиматора сведены симметрично и образуют щель 100 мкм;
- в - коллиматор съюстирован, горизонтальные ламели коллиматора сведены симметрично и образуют щель 100 мкм

Следующий этап юстирования ЗФС заключается в согласовании собственной системы координат линз дублетов МКЛ с лабораторной системой. Каждая из линз дублета юстируется отдельно для образования линии стигматического изображения на кварцевом экране. Если линия изображения не совпадает с одной из осей лабораторной системы координат, производится параллельное перемещение дублета в x или y направлениях (рис. 4.9). Изменяя полярность питания катушек, выполняются аналогичные действия по согласованию линии изображения с одной из осей лабораторной системы координат. В случае, если линии изображения располагаются под некоторым углом к соответствующей оси, производится поворот дублета в целом относительно оси z .

После того, как одна из линз дублета съюстирована, она отключается от источника питания тока и питание подается на вторую линзу. В результате такой процедуры можно утверждать, что оси x и y собственной системы координат первой линзы совпадают с некоторой точностью с соответствующими осями лабораторной системы. Но совпадает ли ось z линзы с осью пучка?

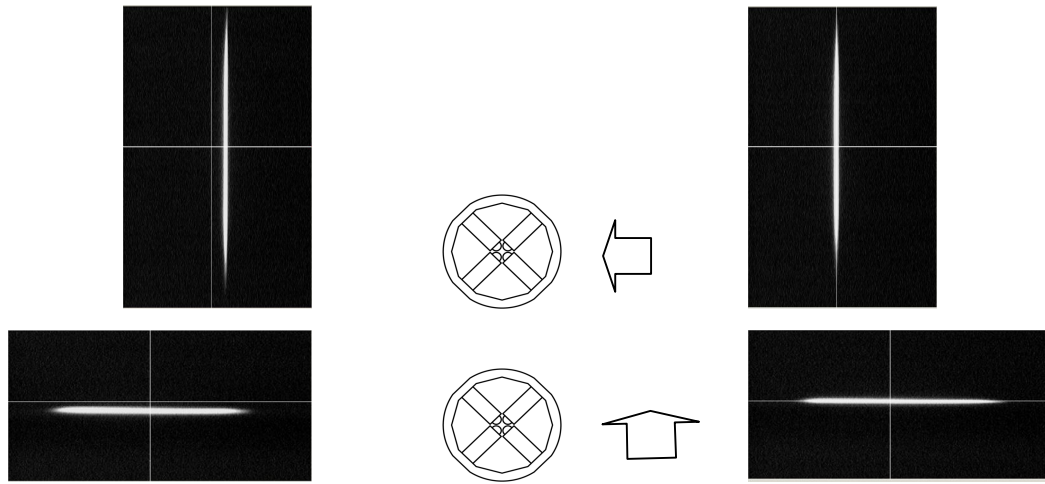


Рис. 4.9. Расположение на кварцевом экране линии изображения при юстировании линзы дублета МКЛ

Включение питания второй линзы при выключенном питании первой позволяет дать ответ на вопрос совпадения оси z линзы с осью пучка. В случае, если вторая линза не соосна с осью пучка, это означает, что дублет повернут в плоскости тангажа или рыскания и смещен в направлении x и/или y . Поэтому производится поворот всего дублета вместе с механизмом позиционирования на шаровом подшипнике в этих плоскостях и смещение в x и/или y направлениях так, чтобы совместить собственную систему координат второй линзы с лабораторной системой. Далее процедура повторяется снова с первой линзой. В результате нескольких итераций такой последовательности действий удастся добиться соосности обеих линз каждого дублета с осью пучка с точностью не хуже чем взаимное расположение физических осей линз в дублете, рассмотренное в разделе 3.

Применение конденсорной системы обосновывается необходимостью согласования фазовых характеристик пучка с аксептансом ЗФС. Это связано с тем, что кроссовер пучка в вертикальной плоскости yOz расположен приблизительно на расстоянии 1 м от выхода из ускорительной трубки, а последний кроссовер пучка перед входом в ЗФС в горизонтальной плоскости xOz расположен в районе стабилизирующей щели. Поэтому фазовые контуры пучка в плоскостях xx' и yy' на входе в ЗФС описывают расходящийся пучок и имеют форму вытянутых параллелограммов, которые располагаются в

первом и третьем квадрантах системы фазовых координат при выключенных источниках питания электростатических квадрупольных линз конденсорной системы. В тоже время аналогичные фазовые контуры акцептанса ЗФС, которые формируются оптимальными размерами объектного и углового коллиматоров, полученными в процессе оптимизации параметров ЗФС, расположены во втором и четвертом квадрантах. Учитывая также то, что фазовая плотность ионов пучка не равномерная, с большей концентрацией вблизи центров параллелограммов, можно сделать заключение о несогласованности фазовых характеристик пучка и акцептанса ЗФС. Задача заключается в том, чтобы подобрать такое питание линз конденсорной системы, которое обеспечит максимальное согласование фазовых контуров пучка и акцептанса. Экспериментально выбор величин запитывания линз производился на основании измерения тока пучка, прошедшего через объектный и угловой коллиматор, которые имели оптимальные расчетные размеры, приведенные в таб. 2.1. При напряжении на электродах обеих линз $V=5,5$ кВ с вариантом подключения к источнику питания C_1D_1 для протонов с энергией 1 МэВ получено увеличение тока пучка на мишени приблизительно в два раза. При переходе к другой энергии пучка напряжение на электродах линз пересчитывается согласно соотношения $V(E)=5,5 \cdot E$ кВ, где E – энергия протонов в единицах измерения МэВ.

Заключительным этапом юстирования ЗФС является получение стигматического изображения пучка на мишени при включенных линзах обоих дублетов МКЛ. Для этого используются расчетные значения токов для катушек каждой из линз, запитанных от двух независимых источников питания. При фокусировании пучка на мишени изменение тока в одном источнике питания катушек линз приводит к изменению размеров пятна как в x так и y направлениях, что затрудняет процедуру формирования зонда. Для определения стратегии точного фокусирования, было проведено моделирование зависимости размеров пятна от тока в катушках линз [19]. При этом, было использовано восстановленное распределение яркости пучка в плоскости объектного коллиматора, в определении распределения

плотности тока пучка на мишени [99]. На рис. 4.10 показаны расчетные контуры зависимостей изменения размеров пучка $d_x = f_x(\Delta I_1, \Delta I_2)$ (рис. 4.10 а) и $d_y = f_y(\Delta I_1, \Delta I_2)$ (рис. 4.10 б) от отклонения тока в j -м источнике питания тока от тока питания в катушках, соответствующего стигматическому фокусированию пучка ($j = 1, 2$). Из этих рисунков видно, что для рассматриваемой зондоформирующей системы, существуют характеристические направления, вдоль которых изменение токов не приводит к изменению размеров пучка в одном из направлений x (рис. 4.10 а) или y (рис. 4.10 б). Поэтому стратегия точного фокусирования аналогична методу сопряженных градиентов в задачах оптимизации. Экспериментально для уменьшения размеров пятна d_x или d_y выбирается направление изменения токов перпендикулярное характеристическим линиям, показанное на рис. 4.10 а и рис. 4.10 б стрелками.

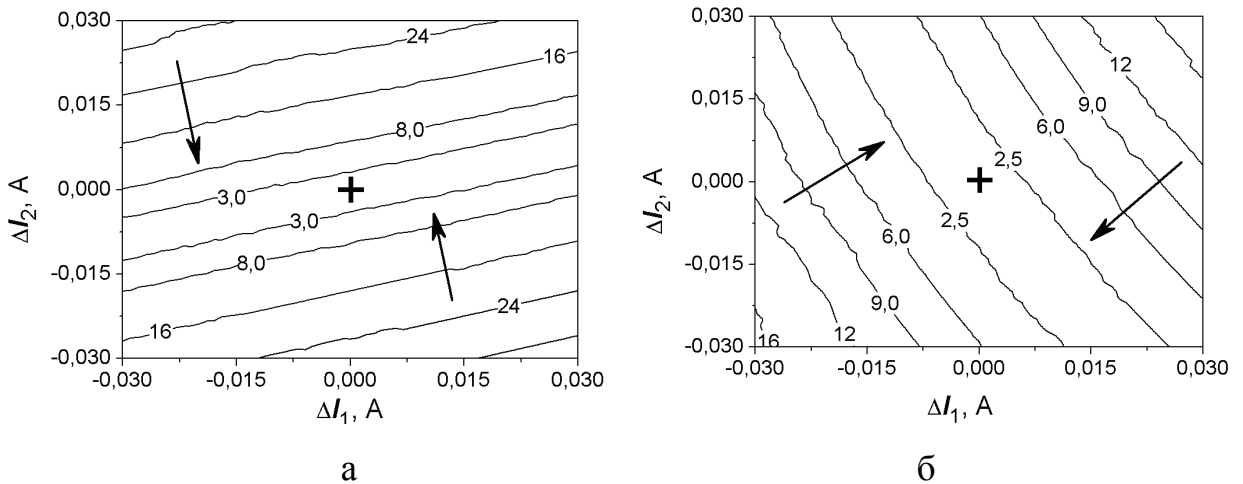


Рис. 4.10. Расчетные контуры функции размеров пучка на мишени в x -направлении (а) и y -направлении (б) в зависимости от отклонения тока источников питания в катушках линз от тока, который соответствует стигматической фокусировке пучка

Блоки питания линз имеют диапазон регулирования тока $0,2 \dots 15$ А с минимальной дискретой перестройки $0,6$ мА и нестабильностью установленного значения тока $0,003$ %. Первоначально устанавливаются расчетные значения токов в катушках линз, которые затем корректируются

таким образом, чтобы получить визуально минимальную величину изображения пятна на кварцевом экране для размеров коллиматоров $200 \times 200 \text{ мкм}^2$, когда сфокусированный пучок еще можно отчетливо наблюдать на кварцевом экране с помощью оптического микроскопа.

Далее устанавливаются расчетные оптимальные значения размеров коллиматоров (таб. 2.1) для получения наилучшего разрешения в режиме микроанализа и проводится измерение тока пучка. Вместо кварцевого экрана, с помощью механизма позиционирования образцов, под пучок подводится калиброванная микрометрическая медная сетка и включается режим сканирования пучка в линию в направлениях x и y . В результате детектирования электронов вторичной электронной эмиссии, с помощью детектора вторичных электронов, на экране монитора управляющего компьютера отображается в режиме реального времени профиль выхода вторичных электронов в зависимости от геометрического положения пучка. Вид профилей выхода позволяет оценить качество фокусирования в x и y направлениях. Изменение тока в катушках линз, согласно направлений, показанных на рис. 4.10, дает возможность осуществить точное фокусирование пучка в плоскости мишени, и тем самым, сформировать зонд для целей микроанализа.

4.4. Исследование влияния внешних факторов на пространственное разрешение микрозонда

К основным внешним факторам, ограничивающим пространственное разрешение микрозонда, относятся вибрации и внешние электромагнитные поля. Работа с пучком микронных размеров устанавливает жесткие требования на наличие этих воздействий. Источниками механических вибраций являются: в первую очередь сам электростатический ускоритель с ленточным механизмом перемещения зарядов; насосы вакуумной системы откачки, имеющие движущие части конструкции; станки и механизмы, установленные в здании или работающие вблизи со зданием.

Применение именно электростатических ускорителей, обусловлено такими их особенностями - высокая монохроматичность пучка и возможность плавно изменять энергию. Ускорители типа Ван де Грааффа имеют ленточную систему транспортировки зарядов [100]. В этом случае на ленту с резиновой или синтетической основой наносится положительный заряд. Этот заряд транспортируется в область расположения высоковольтного терминала, где осуществляется его сьем.

В ускорителях американской компании NEC (National Electrostatic Corporation) применяется зарядное устройство индукционного типа (Peleton), общая схема зарядки и элемент зарядной цепи показаны на рис. 4.11 [101,102].

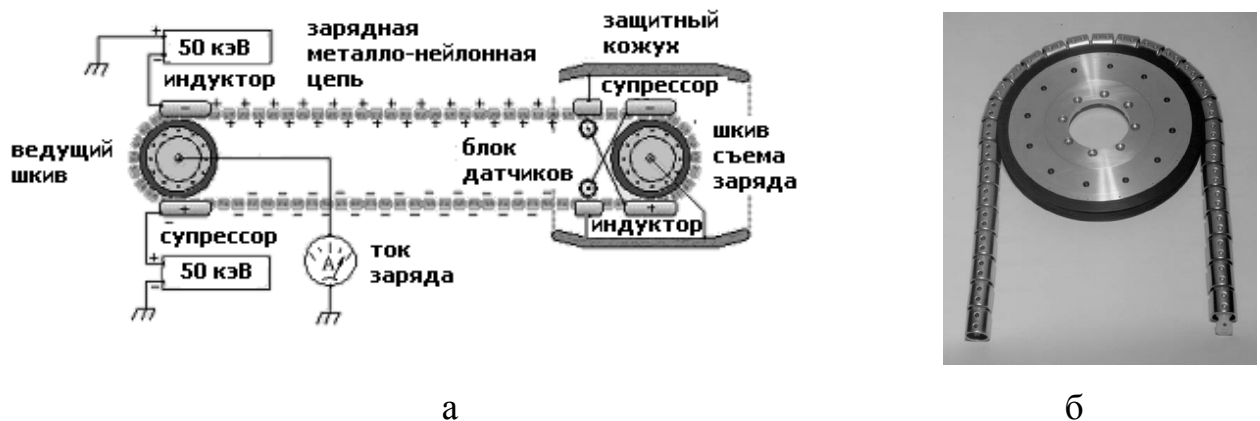


Рис. 4.11. Зарядное устройство типа Peleton:

а - общая схема зарядки;

б - элемент зарядной цепи

Одним из главных недостатков обоих этих типов ускорителей является механический принцип транспортирования зарядов, что сопряжено с вибрациями, которые ограничивают возможности достижения высокого разрешения ядерного микронзонда.

Наиболее перспективными, с точки зрения борьбы с вибрациями, на сегодняшний день для микронзондовых приложений являются ускорители, построенные на принципе зарядки высоковольтного терминала Кокрофта-

Уолтона [103]. Этот принцип основан на электронной схеме умножения высокого напряжения, в котором полностью отсутствуют движущие механизмы, а следовательно, отсутствуют вибрации от самого ускорителя.

В настоящее время компанией High Voltage Engineering Europe (HVEE, Голландия) разработан электростатический ускоритель Singletron™ с максимальным напряжением на кондукторе 3,5 МэВ и построенный на этом принципе (рис. 4.12).

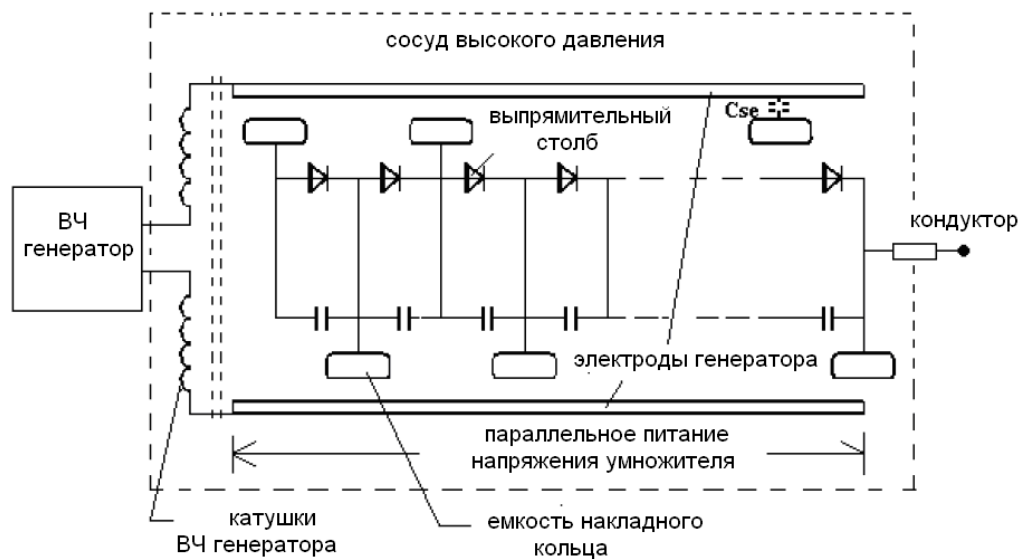


Рис. 4.12. Схема умножения высокого напряжения, применяющаяся в ускорителях типа Singletron™ голландской компании HVEE

Ядерный микрозонд Института прикладной физики НАН Украины, построенный на базе электростатического ускорителя "Сокол" (тип Ван де Грааффа), имеет общую антивибрационную систему защиты, описанную выше. Кроме того, что канал микрозонда установлен на антивибрационном фундаменте, для борьбы с внешними паразитными влияниями, были разработаны методики работы, исключающие вибрации. С помощью двух форвакуумных и двух турбомолекулярных насосов вакуумной системы откачки, в мишенной камере и в ионно-оптическом канале микрозонда создается вакуум на уровне 5×10^{-4} Па. При этой величине вакуума включаются дополнительно два магниторазрядных насоса, и вакуум

устанавливается на уровне 2×10^{-4} Па. Во время проведения анализа образцов, форвакуумные и турбомолекулярные насосы, а также их блоки питания отключены – вакуум в системе поддерживается лишь магниторазрядными насосами, которые не имеют движущихся элементов конструкции и отнесены вместе с блоками питания от канала на расстояние более 1 м.

На рис. 4.13 представлены изображения сканированных сеток с работающими форвакуумными и турбомолекулярными насосами, а также в момент их включения.

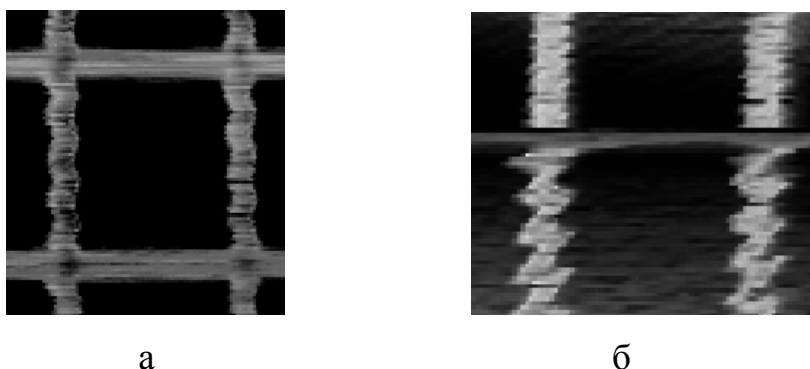


Рис. 4.13. Изображения калибровочной медной сетки при условиях:
 а - форвакуумные и турбомолекулярные насосы работают;
 б - момент включения форвакуумных и турбомолекулярных насосов.

Влияние внешних механических вибраций и рассеянных электромагнитных полей на пространственное разрешение микронзонда хорошо наблюдалось при сканировании пучком ионов калибровочной медной сетки с периодом 157 ячеек/мм. На рис. 4.14 показаны изображения сетки во вторичных электронах, где отчетливо видны искажения краев вызванных колебаниями мишени и паразитным сканированием рассеянными переменными магнитными полями вдоль всего оптического тракта. Исследование вибраций производилось при помощи устройства, в котором в качестве датчика использован пьезоэлемент. Временная зависимость аналогового сигнала от датчика регистрировалась на осциллографе. Измерения проводились в отдельных точках гранитных опор и узлов вдоль всего канала микронзонда. Анализ сигнала показал, что вибрации имеют

основную частоту 70 Гц. При этом была установлена амплитуда колебаний в относительных единицах к максимальной амплитуде на полу экспериментального зала.

Обработка изображений на рис. 4.14 с использованием Фурье-анализа показала, что основные частоты колебаний составляют 50 Гц и 70 Гц. Эти результаты подтвердили, в частности, влияние вибраций на разрешение микронзонда.

Для выяснения природы вибраций постепенно отключались устройства имеющие вращающиеся механизмы, в результате чего было установлено, что источником вибраций с частотой 70 Гц являются движущиеся механизмы ускорителя, а частота 50 Гц наводится внешними электромагнитными полями. Для подавления паразитных частот ленты ускорителя гранитные балки микронзонда были установлены на дополнительные демпфирующие опоры. В результате повторных измерений вибраций было установлено, что дополнительные опоры дают уменьшение амплитуды на порядок.

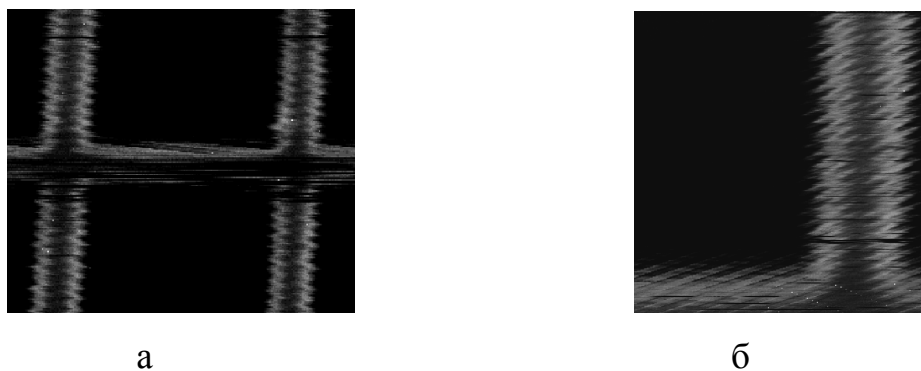


Рис. 4.14. Изображения калиброванной медной сетки во вторичных электронах:

а - частота сканирования 0,2 миллисекунды;

б - частота сканирования 0,6 миллисекунды

Если природа вибраций определяется достаточно легко и может быть устранена с помощью демпфирующих устройств, то источник внешних электромагнитных колебаний установить достаточно сложно. Так, например, в работе [72] проводились измерения внешнего магнитного поля в течение

суток, в результате которого было установлено, что в период от двух до четырех часов ночи внешнее магнитное поле отсутствует. Этот факт объяснялся работой общественного транспорта на электрической тяге.

Основной физический принцип, в результате которого происходит искажение эффективных размеров зонда можно объяснить на основании рис. 4.15.

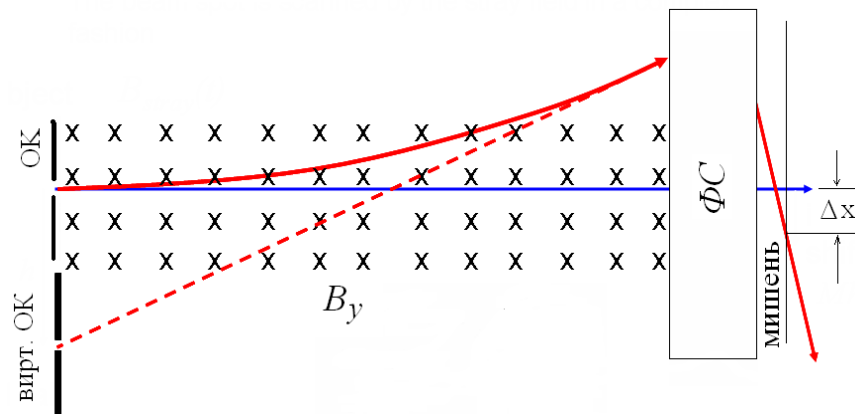


Рис. 4.15. Схематическое представление влияния внешнего рассеянного магнитного поля на процесс формирования зонда

Здесь составляющая вектора магнитной индукции B_y перпендикулярная плоскости чертежа, которая имеет частоту 50 Гц, является практически постоянной для иона, движущегося вдоль оптической оси с энергией несколько МэВ. Достигая передней границы фокусирующей системы (ФС), траектории ионов искривляются под действием внешнего рассеянного магнитного поля. Это соответствует изменению положения объектного коллиатора (ОК) на некоторое виртуальное положение (вирт. ОК), и приводит к изменению положения зонда на мишени на величину Δx .

Зависимость паразитного смещения зонда выражается в виде соотношения:

$$\Delta x = \frac{qB_y l^2}{2D\sqrt{2Em}}, \quad (4.1)$$

где q , E , m - заряд, энергия и масса иона соответственно;

B_y – величина магнитной индукции рассеянного поля;

D – коэффициент уменьшения ЗФС;

l – длина ЗФС.

Из соотношения (4.1) видно, что длинные системы обладают большей чувствительностью к внешним паразитным рассеянным полям, а ЗФС с большими коэффициентами уменьшения более предпочтительны при наличии фактора внешнего магнитного поля.

Результаты исследования, в уже упоминавшейся работе [72], показанные на рис. 4.16, наглядно демонстрируют количественную зависимость соотношения (4.1). Здесь это изображение было получено при вертикальном сканировании сетки с периодом 2000 ячеек/дюйм. Одновременно была измерена при помощи индукционного магнетометра FM300 с чувствительностью 1 нТл [104] вертикальная компонента магнитного поля, которая вызывает эффективное горизонтальное смещение

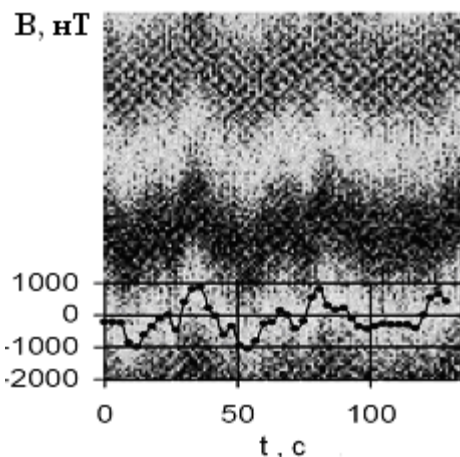


Рис. 4.16. Изображение относительного положения вертикальных перемычек сетки как функции времени, наложенное на величину внешнего магнитного поля

положения перемычек сетки. Полученный график на рис. 4.16 является суммарным изображением относительного эффективного положения вертикальных перемычек сетки как функции времени, наложенным на величину магнитного поля. Из графика видно, что положение краев ячеек сетки точно следует флуктуациям внешнего магнитного поля, которое имело амплитуду 2000 нТл.

Существует различные методы ограничения влияния внешнего рассеянного магнитного поля так в работе [105] используется метод активной

компенсации внешних переменных полей, частотой 50 Гц, с помощью катушек Гельмгольца. Мишенная камера и квадрупольные линзы фокусирующей системы помещены в систему катушек, создающих компенсирующие магнитные поля отдельно по каждой из осей x, y, z . Величины таких компенсационных полей определялись согласно показаниям детекторов внешних полей по каждой из осей соответственно. Эта система позволяет уменьшить амплитуду рассеянных полей до 10 нТ. Слабым местом системы является наличие времени запаздывания компенсационного поля при флуктуациях внешнего магнитного потока.

Другой метод снижения уровня внешнего переменного электромагнитного поля связан с созданием магнитных экранов. Простые расчеты согласно соотношения (4.1) для базовой ЗФС микрозонда ИПФ НАНУ с длиной $l \approx 4$ м и коэффициентом уменьшения $D = 23$ при энергии протонов 2 МэВ показывают, что если смещение Δx должно быть менее 0,1 мкм, B_y не должно превышать 64 нТл. Это является очень жестким требованием. Оценка паразитного сканирования, вызванного внешним переменным магнитным полем на основании обработки изображений сетки во вторичных электронах показывает, что $\Delta x \approx 3$ мкм. Согласно (4.1) это соответствует величине магнитного поля $B_y \approx 1,9$ мкТл. Поэтому необходимо было выбрать такой магнитный экран, чтобы поле уменьшилось более чем в тридцать раз. Эффективность экранирования для цилиндрического экрана вычисляется по формуле [106]:

$$\eta = 0,5\mu(b/r), \quad (4.2)$$

где μ - магнитная проницаемость материала экрана;

b – толщина экрана;

r – радиус экрана.

В качестве магнитного экрана для канала микрозонда ИПФ НАНУ была использована фольга из пермаллоя толщиной 0,2 мм. Экран имеет

радиус 40 мм. Эффективность экранирования составила $\eta = 7,5$, и для ее увеличения число слоев экрана было увеличено до 10. Тем самым, планировалось достичь уменьшения воздействия на пучок переменных электромагнитных полей в 75 раз. Однако, вследствие конструктивных особенностей не удастся создать экран вдоль всего ионно-оптического тракта, в частности, в местах расположения дублетов, объектного и углового коллиматоров и камер диагностики пучка. Это снижает эффективность применения магнитного экрана. Вследствие того, что величина внешнего рассеянного магнитного поля не постоянна в экспериментальном зале в течение суток, поэтому необходимо проведение дополнительных исследований, связанных с поиском источников внешних рассеянных электромагнитных полей.

4.5. Калибрование параметров зонда и сравнительный анализ расчетных и экспериментальных данных

Выше в первом разделе отмечалось, что разрешающая способность ядерного микрозонда определяется характерными размерами пятна сфокусированного пучка на мишени или размерами зонда, а чувствительность применяемых ядерно-физических методов находится в прямой зависимости от величины тока пучка. Поэтому оба этих параметра зонда являются одними из главных характеристик аналитического прибора.

Измерение тока пучка производится с помощью цилиндра Фарадея в режиме калибровки, а в процессе измерений с помощью съема заряда с мишени с применением интегратора тока. Калибровка размеров зонда осуществляется в процессе сканирования за счет детектирования продуктов взаимодействия сфокусированного пучка с калибровочными металлическими структурами с заранее известными размерами. Как правило, это медные или золотые сетчатые структуры, которые применяются для аналогичных целей в электронной микроскопии. Вопрос о размерах пучка достаточно не однозначен, так как плотность тока в пятне имеет не равномерное

распределение. За размер зонда, как правило, принимается величина полной ширины распределения тока на полувысоте (FWHM) Наиболее точные результаты по определению характерных поперечных размеров пучка на мишени можно получить за счет детектирования обратно рассеянных ионов, характеристического рентгеновского излучения или электронов вторичной электронной эмиссии. Трудности применения такого подхода в первых двух методах связаны с тем, что в силу незначительного тока пучка выход продуктов взаимодействия ионов с сеткой мал, поэтому для калибровки требуется довольно продолжительное время. Описание применения такого подхода приведено в разделе 1. Напротив выход электронов вторичной электронной эмиссии, индуцированной ионами, намного превышает выход обратно рассеянных ионов и характеристического рентгеновского излучения, что позволяет достаточно быстро определить размеры пучка. Однако, дополнительный выход вторичных электронов на краю ячейки сетки требует усовершенствования описания функции выхода.

На рис. 4.17 а показана функция выхода вторичной электронной эмиссии в идеальном случае, когда сетка имеет бесконечно малую толщину.

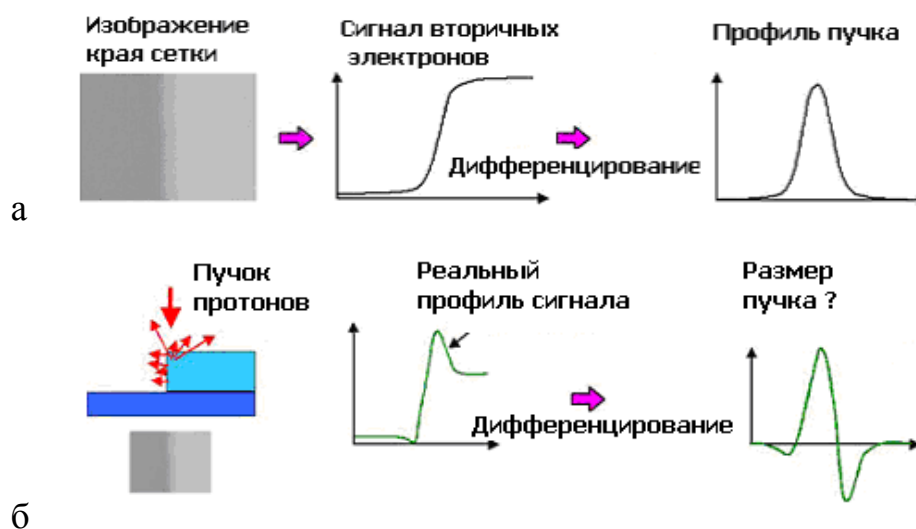


Рис. 4.17. Выход электронов вторичной электронной эмиссии:

а - в идеальном случае бесконечно тонкой сетки;

б - с учетом эффекта на краях ячейки сетки

В этом случае дифференцирование фронта нарастания выхода позволяет определить профиль распределения плотности тока в зонде, а следовательно и полную ширину на максимальной высоте распределения в поперечном сечении, что и дает размер пятна на мишени. Реально сетка имеет конечную толщину, поэтому при прохождении пучком края ячейки наблюдается дополнительный выход вторичных электронов с боковой поверхности (рис. 4.17 б) и профиль выхода имеет более сложную зависимость [107].

В работе [108] предложено описание усовершенствованного профиля выхода электронов вторичной электронной эмиссии, при сканировании зондом калибровочной сетки. Предполагается, что плотность тока пучка в поперечном сечении в плоскости мишени имеет нормальное распределение, величина полной ширины на половине максимума (FWHM) равна f и распределение центрировано относительно $x=X_0$, которое задается выражением:

$$I(x) = \frac{2}{f} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp \left[-\frac{\ln 16}{f^2} (x - X_0)^2 \right]. \quad (4.3)$$

Если сканировать пучком с таким распределением тока по острому краю сетки, то суммарный выход будет получаться интегрированием выше приведенной функции по всему x после перемножения на ступенчатую функцию плюс значение этой функции распределения пучка в точке, где расположена ступенька, что может моделироваться импульсной функцией. Ступенчатая функция представляет модель края сетки и отражает выход лишь области, где частицы взаимодействуют с поверхностью сетки перпендикулярной падающему пучку. Импульсная функция или δ -функция Дирака отражает выход вторичных электронов с боковой части края сетки. Пусть край ячейки сетки будет $x=a$, тогда ступенчатая функция может быть представлена в виде:

$$\theta(x) = \begin{cases} 1 & x \in [-\infty, a] \\ 0 & x \in (a, +\infty] \end{cases}, \quad (4.4)$$

а импульсная функция имеет действие:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} I(t) \cdot \delta(t - a) dt = I(a). \quad (4.5)$$

Выход электронов вторичной электронной эмиссии T_x зарегистрированный детектором, который представляет линию сканирования в x направлении, может быть выражен в виде:

$$\begin{aligned} T_x(X_0, \lambda, \tau, \gamma, f, a) = & \int_{-\infty}^{+\infty} (\lambda \cdot \theta(x) + \tau \cdot \delta(x - a)) \cdot I(x) dx = \lambda \cdot \int_{-\infty}^a I(x) dx + \tau \cdot I(a) + \\ & + \gamma = \frac{\lambda}{2} \left[1 + \operatorname{Erf} \left(\frac{2\sqrt{\ln 2}}{f} (a - X_0) \right) \right] + \frac{\tau}{f} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp \left[-\frac{\ln 16}{f^2} (a - X_0)^2 \right] + \gamma, \end{aligned} \quad (4.6)$$

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;

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

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

Математическая подгонка функции (4.6) для экспериментальных данных линии сканирования осуществляется при помощи нелинейного метода Левенберга-Маркуадта. Более детальное описание этого метода можно найти в работе [109]. При подгонке профиля выхода электронов вторичной электронной эмиссии ниже использованы пять параметров: $\lambda, \tau, \gamma, a, f$. Аналогично производится моделирование выхода в y направлении.

Стоит отметить, что предположение о гауссовой форме распределения плотности тока в зонде на поверхности мишени не вполне справедливо. Зондоформирующая система осуществляет нелинейное преобразование фазовых координат пучка из плоскости объектного коллиматора в плоскость мишени. Поэтому при исходном гауссовом распределении частиц пучка в фазовом объеме, которое формируют объектный и угловой коллиматоры, на мишени это распределение строго говоря не будет гауссовым. Лишь в том случае, когда полученное распределение будет иметь близкую форму к нормальному закону, можно получать результаты калибровки размеров зонда с достаточной степенью точности. В приведенном выше подходе также не учитывается двухмерность распределения плотности тока пучка, что также может влиять на точность калибровки. Исходя из вышесказанного, был рассмотрен другой подход, основанный на результатах работы [99]. Было рассчитано распределение плотности тока в зонде, с учетом измеренных параметров яркости в плоскости объектного коллиматора и оптимизированных параметров ЗФС с интегрированными дублетами магнитных квадрупольных линз приведенными в таб. 2.1. При этом

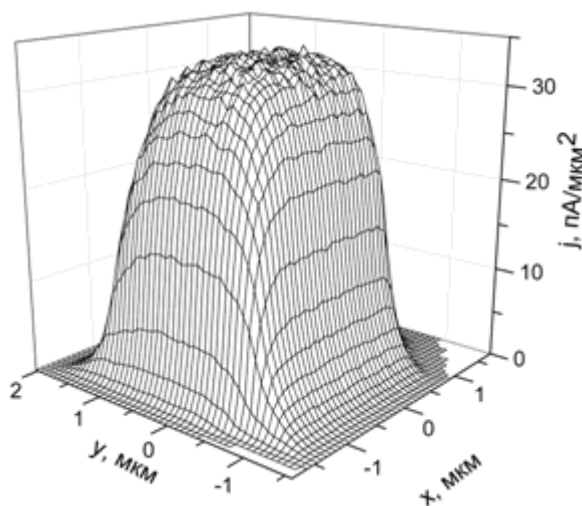


Рис. 4.18. Теоретический профиль двумерного распределения плотности тока в зонде

учитывались оптимизированные размеры объектного и углового коллиматоров обеспечивающие полные размеры зонда $3 \times 3 \text{ мкм}^2$. На рис. 4.18 показан теоретический профиль распределения тока.

Из вида зависимости $j(x,y)$ видно, что в направлении y оно имеет форму похожую на гауссово распределение, напротив, в x направлении зависимость $j(x,y)$ значительно отличается от гауссовой.

Моделирование выхода вторичной электронной эмиссии с использованием теоретического двухмерного распределения плотности тока в зонде $j(x,y)$ (рис. 4.18), основывается на подгонке по трем параметрам H_b, H_w и X_c :

$$T_x(x, H_b, H_w, X_c) = H_b \int_{x_{\min}}^x \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} j(v - X_c, \tau) d\tau dv + H_w \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} j(x - X_c, \tau) d\tau, \quad (4.7)$$

где T_x – профиль выхода вторичных электронов при сканировании в линию в x направлении;

$x_{\min}, y_{\min}, y_{\max}$ – минимальные и максимальные размеры пучка у основания распределения плотности тока;

H_b, H_w – коэффициент выхода с плоскости перемычки сетки перпендикулярной оси пучка и боковой вертикальной стенки соответственно;

X_c – координата боковой вертикальной стенки сетки.

Для вычисления профиля выхода в y направлении необходимо сделать замену $x \leftrightarrow y$.

На рис. 4.19 показаны на теоретическом профиле контуры распределения с размерами зонда на 10 % и 50 % максимальной плотности тока пучка.

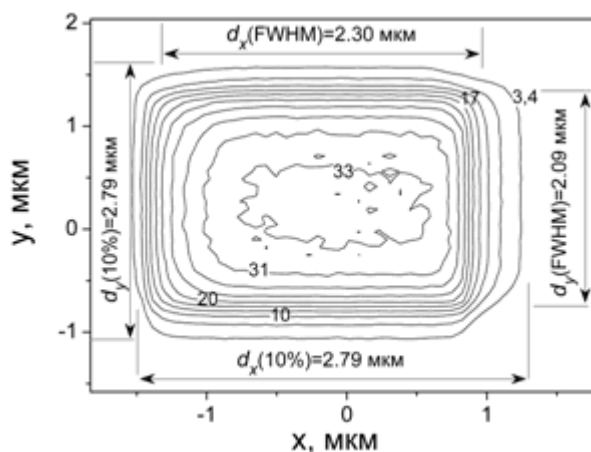


Рис. 4.19. Контурсы распределения плотности тока с указанием теоретических размеров зонда

Экспериментальные профили выхода вторичной электронной эмиссии были получены в результате сканирования калибровочной медной сетки зондом, полученным в результате процедуры юстировки и фокусировки канала микронзонда, приведенных выше.

Размеры окон объектного и углового коллиматоров соответствовали их оптимизированным значениям, приведенным в таб. 2.1. Измеренный ток пучка протонов с энергией 1 МэВ составил $I = (103 \pm 15)$ пА. Калибровочная медная сетка имела период 157 ячеек на мм. Фрагменты изображений этой сетки, полученных с помощью растрового электронного микроскопа, приведены на рис. 4.20 а, б, г.

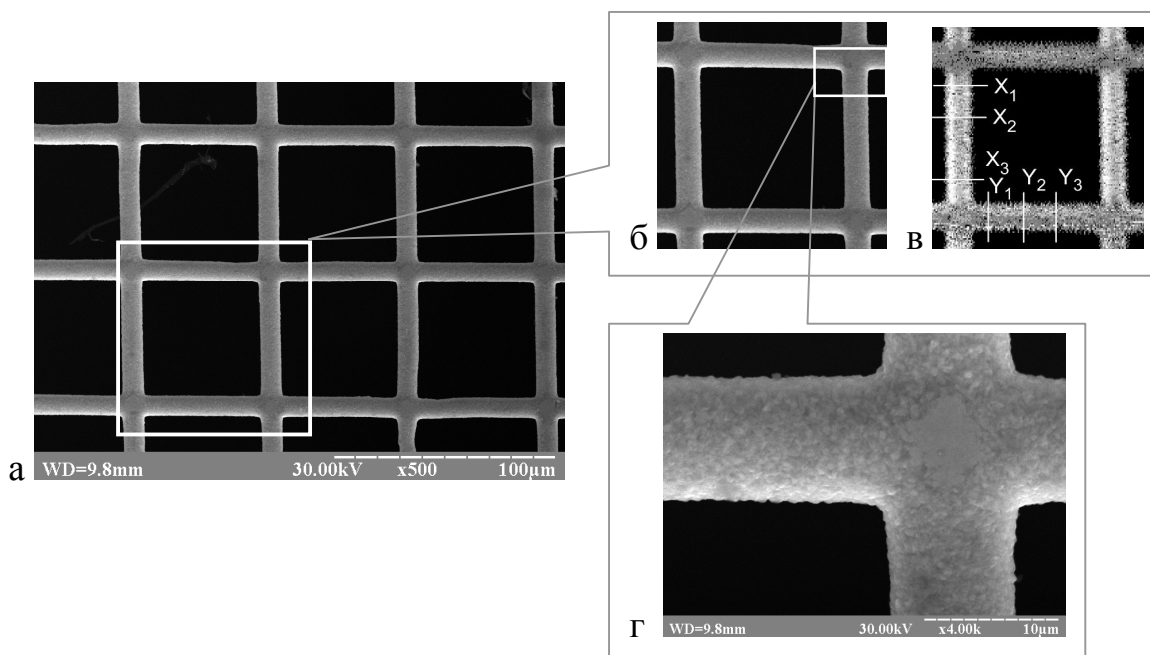


Рис. 4.20. Изображения во вторичных электронах калибровочной медной сетки с размерами 157 ячеек/мм:

- а - растровый электронный микроскоп РЭММА-106;
- б - фрагмент изображения одной полной ячейки (РЭММА-106);
- в - аналогичный фрагмент полной ячейки (ядерный сканирующий микронзонд);
- г - увеличенный фрагмент изображения узла сетки (РЭММА-106)

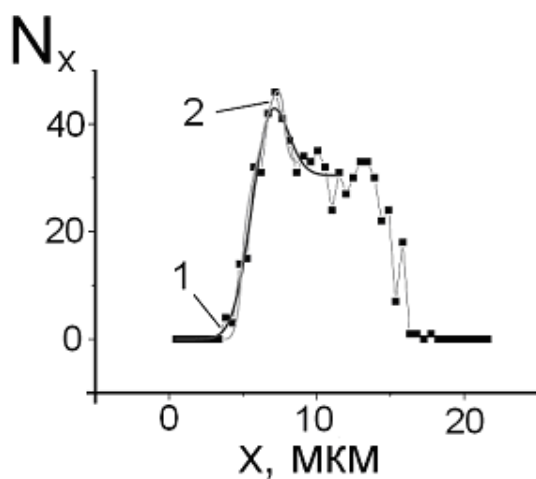
На рис. 4.20 в показано изображение одной полной ячейки этой сетки, полученное с помощью рассматриваемой в настоящей работе зондоформирующей системы ядерного сканирующего микронзонда. Из этого рисунка видно, что по контрастности это изображение значительно уступает по качеству аналогичному изображению с электронного микроскопа

(рис 4.20 б). Это связано в первую очередь с тем, что ток пучка в ядерном зонде имеет стабильность хуже по сравнению с электронным зондом более чем на порядок. Вторым аспектом низкого качества контраста является дискретное сканирование в ядерном зонде, в то время как в электронном зонде сканирование непрерывное.

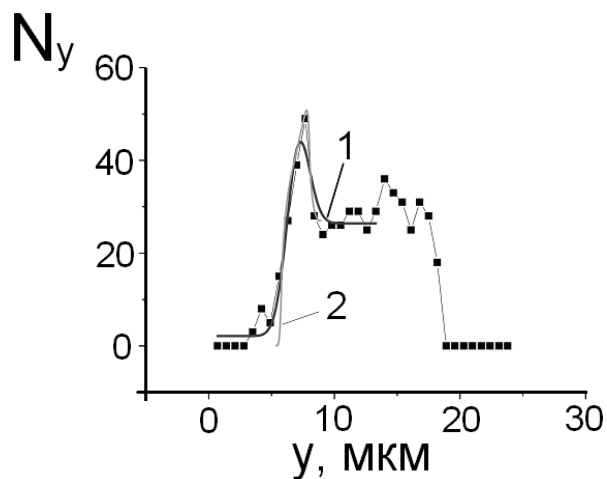
Стоит отметить, что задача ядерного микрозонда состоит не в получении качественного контраста во вторичных электронах, а в определении карты распределения элементов в приповерхностных слоях толстых образцов с высокой чувствительностью на уровне $1...10$ ppm и локальностью, которую определяет размер зонда на поверхности исследуемого образца.

Как уже отмечалось выше, профили выхода электронов вторичной электронной эмиссии используются для относительно быстрой процедуры калибрования параметров зонда. На рис. 4.21 приведены характерные профили выхода электронов вторичной электронной эмиссии в соответствии с линиями сканирования в x - и y - направлениях, показанными на рис. 4.20 в), и подгоночные профили выхода электронов вторичной электронной эмиссии, в соответствии с моделями рассмотренными выше. Из вида модельных профилей выхода основанных на гауссовой форме распределения плотности тока в зонде видно, что они хорошо описывают экспериментальную кривую в нижней части, когда в процессе выхода вторичных электронов участвуют ионы зонда в области гало, что связано с рассеянными частицами пучка на краях коллиматоров.

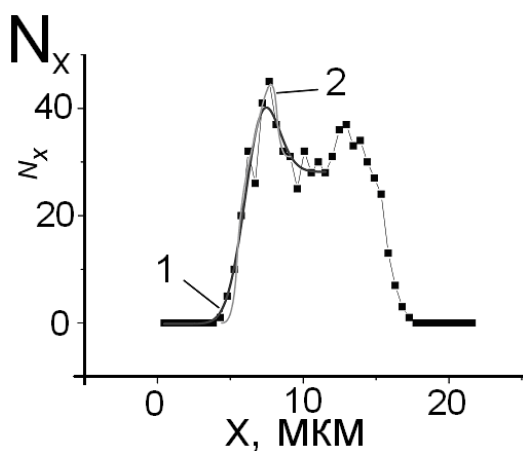
Однако для линий сканирования в x направлении в области максимального выхода на краю перемычки сетки есть значительные расхождения, что вероятно приводит к завышенным результатам размеров зонда. Это связано с тем, что согласно теоретических расчетов в x -направлении распределение плотности тока в зонде значительно отличается от гауссова (рис. 4.18).



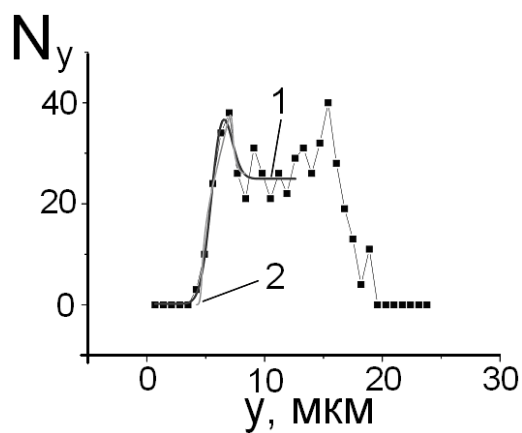
а



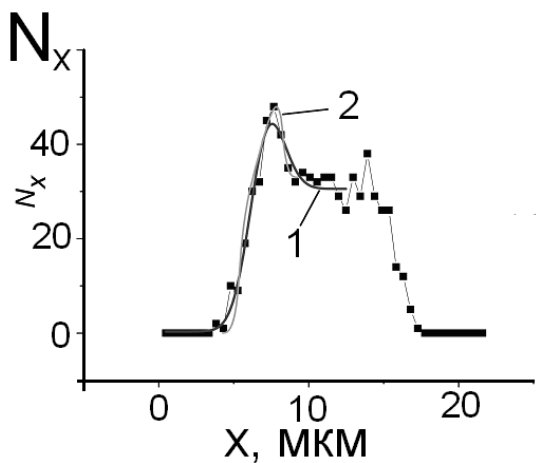
б



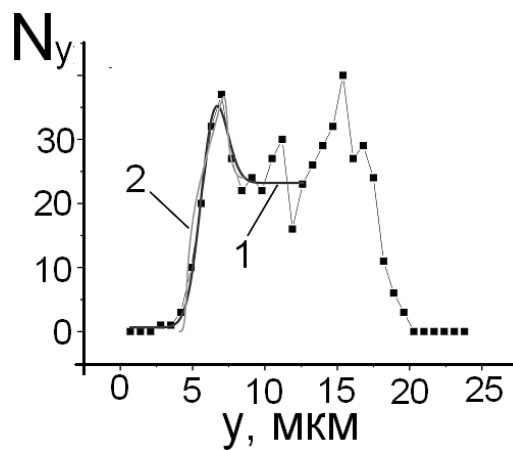
в



г



д



е

Рис. 4.21. Изображение характерных профилей выхода электронов вторичной электронной эмиссии N_x и N_y , полученных в результате сканирования калибровочной медной сетки зондом вдоль линий сканирования (рис. 4.20 в), и подгоночных профилей в соответствии с моделями, приведенными выше

Напротив, в направлении сканирования y , подгоночная кривая достаточно хорошо описывает экспериментальную кривую, что может быть объяснено близким теоретическим распределением плотности тока в зонде к гауссову распределению.

В другом подходе моделирования выхода вторичных электронов, с применением теоретического двумерного распределения плотности тока в зонде полученном на основании оптимизированных параметров таб. 2.1, полученные подгоночные кривые достаточно хорошо описывают экспериментальные результаты в области максимального выхода вторичных электронов при сканировании как в x - так и в y - направлениях, но в области начального выхода наблюдается значительное расхождение. Это связано с отсутствием учета рассеянных частиц в гало при теоретических расчетах распределения плотности тока в зонде. Однако это не влияет на величину размеров зонда, которая определяется шириной полувысоты распределения плотности тока.

На основании проведенного сравнительного анализа экспериментальных данных и данных моделирования выхода вторичной электронной эмиссии, при сканировании калибровочной медной сетки, можно сделать заключение о том, что принятая модель, описывающая нелинейные процессы фокусировки пучка заряженных частиц в зондоформирующей системе с интегрированными дублетами магнитных квадрупольных линз, является адекватной. Расчетные параметры зонда находятся в хорошем соответствии с параметрами полученными экспериментально. Исходя из вида профилей выхода вторичной электронной эмиссии, можно утверждать, что размеры зонда $2,30 \times 2,09$ мкм (FWHM) при полном токе пучка $I \approx 100$ пА соответствуют разрешающей способности зондоформирующей системы рассмотренного ядерного сканирующего микрозонда.

Выводы к разделу 4

На основании экспериментальных исследований процесса формирования ионного зонда в ядерном сканирующем микрозонде можно сделать следующие выводы:

1. В результате оптимизации процесса фокусирования пучка и применения разработанных новых прецизионных интегрированных дублетов магнитных квадрупольных линз, была создана зондоформирующая система экспериментальной установки ядерного сканирующего микрозонда.

2. Разработана методика юстирования канала микрозонда, которая позволяет согласовывать оси всех элементов зондоформирующей системы между собой и с осью пучка.

3. Процесс стигматического фокусирования пучка на мишени, при изменении тока в одном источнике питания катушек линз, приводит к изменению размеров пятна как в x - так и y - направлениях, что затрудняет процедуру формирования зонда. Для этого определены взаимозависимые изменения токов в двух источниках питания магнитных квадрупольных линз дублетов, при которых изменяется размер зонда только в одном направлении x или y .

4. При сканировании зондом калибровочной медной сетки, получены и обработаны экспериментальные профили интенсивности выхода вторичных электронов с применением рассчитанных распределений плотности тока пучка на мишени и стандартного подхода математической подгонки с предположением нормального распределения плотности тока. Исходя из вида профилей, можно утверждать, что размеры зонда составляют $2,3 \times 2,1$ мкм (FWHM) при полном токе пучка $I \approx 100$ пА

6. В результате сравнительного анализа экспериментальных и расчетных данных параметров пучка на мишени, показана адекватность теоретической модели, принятой в расчетах зондоформирующей системы с интегрированными дублетами МКЛ.

ВЫВОДЫ

В результате проведенных в диссертационной работе теоретических и экспериментальных исследований нелинейных процессов фокусирования пучков ионов в зондоформирующей системе с интегрированными дублетами магнитных квадрупольных линз нового типа можно сделать следующие выводы:

1. На основании созданной физической модели фокусирования пучка ионов в зондоформирующих системах ядерных микрозондов определен выбор типа ЗФС с распределенными вдоль оптического тракта дублетами МКЛ, решена оптимизационная задача, в которой в качестве целевой функции выбрана величина аксептанса системы при заданных размерах зонда на мишени, и определены физические и геометрические параметры оптимизированной ЗФС с учетом яркости пучка на уровне $7 \text{ пА}/(\text{мкм}^2\text{мрад}^2)$ и величины энергетического разброса ионов в пучке $\Delta E/E=10^{-3}$.

2. На основании математического моделирования конфигурации магнитных полей в новом прецизионном интегрированном дублете МКЛ с оптимизированной формой полюсных наконечников и проведенных экспериментальных исследований структуры магнитного поля линз дублета установлено, что соосность линз находится в пределах $\pm 10 \text{ мкм}$, однородность максимального градиента магнитного поля в области прохождения пучка $\sim 10^{-4}$, при этом паразитные мультипольные компоненты относительно основной квадрупольной составляют: секступольная – не больше $0,004 \text{ см}^{-1}$, октупольная – не больше $0,001 \text{ см}^{-2}$, что находится на допустимом уровне паразитных компонент и не является определяющим в процессе формирования зонда.

3. Разработана методика комплексного юстирования элементов и систем микрозонда и обеспечено согласование фазовых контуров аксептанса ЗФС и эмиттанса пучка в плоскости объектного коллиматора с помощью конденсорной системы, состоящей из дублета электростатических квадрупольных линз. Экспериментально определены параметры питания

электростатических линз дублета, и отработаны режимы функционирования микрозонда с током ~ 100 пА при фиксированных размерах зонда.

4. Результаты теоретических и экспериментальных исследований реализованы в новой распределенной системе формирования ионного зонда на базе двух интегрированных дублетов магнитных квадрупольных линз с оптимизированными параметрами, которая является зодоформирующей системой экспериментальной установки ядерного сканирующего микрозонда.

5. За счет детектирования выхода вторичных электронов в режиме сканирования калибровочной медной сетки с периодом 157 ячеек/мм определены параметры разрешающей способности ($2,3 \times 2,1$ мкм² при токе 100 пА), которые получены впервые на данном типе зондоформирующих систем, чем подтверждена справедливость на уровне 10 % созданной теоретической модели системы фокусирования пучка ионов. Сравнительный анализ проведен на основе сопоставления экспериментальных интегральных профилей интенсивности выхода вторичных электронов и аналогичных расчетных профилей, которые рассчитывались с использованием теоретических распределений плотности тока пучка на мишени с учетом полученных оптимизированных параметров базовой модели ЗФС.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

-
1. Reinert T. High resolution quantitative element mapping of neuromelanin-containing neurons / T. Reinert, A. Fiedler, M. Morawski, T. Arendt // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2007. - Vol. 260. - P. 227-230.
 2. Yamamoto H. Fluorine uptake into the human tooth from a thin layer of F-releasing material / H. Yamamoto, M. Nomachi, K. Yasuda et al. // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2007. - Vol. 260. - P. 194-200.
 3. Kennedy J. Microprobe analysis of brine shrimp grown on meteorite extracts / J. Kennedy, M.N. Mautner, B. Barry, A. Markwitz // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2007. - Vol. 260. - P. 184-189.
 4. Martin B.W. A microprobe based on particle-induced x-ray emission (PIXE) – a powerful tool for microanalysis in minerals and cells / B.W. Martin // Scanning electron microscopy. – 1980. - № 1, SEM Inc., AMF O’Hare (Chicago), IL 60666, USA. - P. 419-438.
 5. Sie S.H. Nuclear microprobe in geological applications: Where do we go from here? / S.H. Sie // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1997. - Vol. 130. - P. 592-607.
 6. Huang L. Characterisation of 60° misfit dislocations in SiGe alloy using nuclear microscopy / L. Huang, M.B.H. Breese, E.J. Teo // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2005. - Vol. 231. - P. 452-456.
 7. Воеводин В.Н. Эволюция структурно-фазового состояния и радиационная стойкость конструкционных материалов / В.Н. Воеводин, И.М. Неклюдов. - Київ: Наукова думка, 2006. - 376 с.
 8. Зеленский В.Ф. Радиационные дефекты и набухание металлов / В.Ф. Зеленский, И.М. Неклюдов, Т.П. Черняева. – Киев: Наукова думка, 1988. - 296 с.
 9. Кирсанов В.В. Процессы радиационного дефектообразования в металлах / В.В. Кирсанов, А.Л. Суворов, Ю.В. Трушин. - М.: Энергоатомиздат, 1985. - 272 с.

-
10. Ибрагимов Ш.Ш. Радиационные повреждения металлов и сплавов / Ш.Ш. Ибрагимов, В.В. Кирсанов, Ю.С. Пятилетов. - М.: Энергоатомиздат, 1985. - 240 с.
 11. Watt F. The National University of Singapore high energy ion nano-probe facility: Performance tests / F. Watt, J.A. van Kan, I. Rajta et al. // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2003. - Vol. 210. - P. 14-20.
 12. Пономарев А.Г. Оптимизация параметров зондо-формирующей системы ядерного сканирующего микрозонда на базе электростатического ускорителя «Сокол» / А.Г. Пономарев, **В.А. Ребров**, В.И. Мирошниченко, В.Е. Сторишко // ВАНТ. Серия: Плазменная электроника и новые методы ускорения (6). - 2008. - №4. - С. 269-273.
 13. Ребров В.А. Особенности зондоформирующей системы ядерного сканирующего микрозонда на базе малогабаритного электростатического ускорителя «СОКОЛ» ИПФ НАН Украины / **В.А. Ребров**, А.Г. Пономарев, В.И. Мирошниченко, В.Е. Сторишко / Труды XVI Международной конференции по электростатическим ускорителям и пучковым технологиям, 6-8 июня, 2006 года, Обнинск, Россия. - 2006. - С. 122-127.
 14. Пономарьов О.Г. Патент України UA 75687, H01J 3/20, H01J 3/22 (2006.01). Мультиплет квадрупольних лінз / О.Г. Пономарьов, **В.А. Ребров**, Д.В. Магілін / заявник та патентовласник ІПФ НАН України. – 2006. - № 2004021145 (15.05.2006 Бюл. №5).
 15. **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.
 16. **Ребров В.А.** Прецизионная магнитная квадрупольная линза для ядерного сканирующего микрозонда на базе электростатического перезарядного ускорителя ЭПП-10 / В.А.Ребров, А.Г.Пономарев, Д.В. Магилин и др. // ЖТФ. - 2007. - Т. 77, вып.3. - С. 76-79.

-
17. Игнатъев И.Г. Ядерный сканирующий микрозонд на базе электростатического перезарядного ускорителя ЭПП-10 ВНИИЭФ/ И.Г. Игнатъев, Д.В. Магилин, К.И. Мельник, С.Н. Мордик, А.Г. Пономарев, **В.А. Ребров**, А.И. Чемерис, С.Н. Абрамович, Н.В. Завьялов, А.Г. Звенигородский, Е.В. Зимин, Н.И. Москвин / Труды XV Международной конференции по электростатическим ускорителям и пучковым технологиям, 25-27 ноября, 2003 года, Обнинск, Розсип. - 2003. - С. 166-170.
 18. Пономарев А.Г. Протонный сканирующий микрозонд с интегрированной зондоформирующей системой / А.Г. Пономарев, **В.А. Ребров**, Н.А.Сайко, А.Б. Дудник, П.А. Павленко, А.А. Дрозденко, В.И. Мирошниченко, В.Е. Сторишко // Прикладная физика. – 2008. - №2. - С. 28-33.
 19. 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.
 20. Пономарев А.Г. Калибровка параметров пучка в ядерном сканирующем микрозонде ИПФ НАНУ/ А.Г. Пономарев, **В.А. Ребров**, Н.А. Сайко и др. / Тезисы докладов Международного Совещания «Микро и нанотехнологии с использованием пучков ионов, ускоренных до малых и средних энергий», 16-18 октября 2007 г., Обнинск, Российская Федерация. – 2007. - С. 66.
 21. Пономарев А.Г. Характеристики ядерного сканирующего микрозонда с интегрированной зондо-формирующей системой / А.Г. Пономарев, **В.А. Ребров**, Н.А. Сайко и др. / Тезисы докладов VI Конференции по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, 25-29 февраля, 2008 года, Харьков, Украина. - 2008. - С. 24.
 22. Пономарев А.Г. Протонный сканирующий микрозонд с интегрированной зондоформирующей системой / А.Г. Пономарев, **В.А. Ребров**, Н.А. Сайко, А.Б. Дудник, П.А. Павленко, А.А. Дрозденко,

-
- В.И. Мирошниченко, В.Е. Сторишко / Тезисы докладов 8-го Всероссийского семинара «Проблемы теоретической и прикладной электронной и ионной оптики», 29-31 мая 2007 года, Москва, Российская Федерация. - 2007. - С. 76-77.
23. Watt F. Ion beam lithography and nanofabrication: a review / F. Watt, A.A. Bettiol, J.A. van Kan et al. // International Journal of Nanoscience. - 2005. - Vol. 4, №3. - P. 269-286.
24. Hovingtone P. CASINO: A new monte Carlo code in C language for electron beam interactions - part III: Stopping power at low energies / P. Hovingtone, D.Drouin, R. Gauvin et al. // Scanning. – 1997. - Vol. 19. - P. 29-35.
25. Карупу В.Я. Электронная микроскопия. / В.Я. Карупу / К.: Вища школа. Головное изд-во. - 1984. - 208 с.
26. Черепин В.Т. Ионный микронзондовый анализ / В.Т. Черепин / К.: Наук. думка, - 1992. - 344 с.
27. <http://www.srim.org/>.
28. Reyntjens S. A review of focused ion beam applications in microsystem technology / S. Reyntjens, R. Puers // J. Micromech. Microeng. – 2001. - № 11. - P. 287-300.
29. Van Kan J.A. Proton Beam Nano-Machining: End Station Design and Testing / J.A. van Kan, A.A. Bettiol and F.Watt // Mat. Res. Soc. Symp. Proc. - 2003. - Vol. 777. - P. T.2.1.1-T.2.1.10.
30. Watt F. Fabrication of a free standing resolution standard for focusing MeV ion beams to sub 30 nm dimensions / F. Watt, van J.A. Kan, I. Raita et al. // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2003. - Vol. 210. - P. 14-20.
31. 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. 464-478.
32. 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.
33. Fischer B.E. The scanning heavy ion microscope at GSI / B.E. Fischer // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1985. - Vol. 10/11. - P. 693-696.
34. Kamiya T. Submicron microbeam apparatus using a single-ended accelerator with very high voltage stability / T. Kamiya, T. Suda and R. Tanaka // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1995. - Vol. 104. - P. 43-48.
35. Shariff A. The Lund Nuclear Microprobe sub-micron set-up. Part II : Beam line, focusing system and scanning / A. Shariff, C. Nilsson, V. Auzelyte et al. // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2005. - Vol. 231. - P. 7-13.
36. Traxel K. Nuclear microbeams: realization and use as scientific tool / K. Traxel // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1990. - Vol. 50. - P. 177-188.
37. Schmelter O. A novel high precision slit system / O. Schmelter, G. Dollinger, G. Datzmann et al. // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1999. - Vol. 158. - P. 107-112.
38. Adamczewski J. Optimization of material and shape for nuclear microprobe apertures / J. Adamczewski, J. Meijer, A. Stephan et al. // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1996. - Vol. 114. - P. 172-184.
39. <http://www.microbeams.co.uk/>
40. Grime G.W. The Oxford submicron nuclear microscopy facility / G.W. Grime, M. Dawson, M. Marshet et al. // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1991. - Vol. 54. - P. 52-63.
41. Breese M.B.H. An extended magnetic quadrupole lens for a high- resolution nuclear microprobe / M.B.H. Breese, G.W. Grime, W. Linford, M. Harold // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1999. - Vol. 158. - P. 48-52.
42. 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.

-
43. Datzmann G. A superconducting multipole lens for focusing high energy ions / G. Datzmann, G. Dollinger, G. Hinderer and H. -J. Körner // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1999. - Vol. 158. - P. 74-80.
44. Maggiore C.J. The Los Alamos nuclear microprobe with a superconducting solenoid final lens / C.J. Maggiore // Nucl. Instr. and Meth. – 1981. - Vol. 191. - P. 199-203.
45. Meijer J. Superconducting microprobe at Bochum / J. Meijer, A. Stephan, J. Adamczewski et al. // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1995. - Vol. 99. - P. 423-426.
46. Магилин Д. В. Иммерсионная зондоформирующая система ядерного микронзонда: диссертация кандидата физ.-мат. наук: 01.04.20. / Д.В. Магилин. – Институт прикладной физики НАН Украины, Сумы, 2008. – 125 с.
47. Klody G.M. A 5 MeV RBS Microprobe for Materials Analysis in the Semiconductor Industry / G.M. Klody, J.B. Schroeder, J.A. Ferry et al. // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1991. - Vol. 56/57. - P. 704-707.
48. Watt F. Proton beam writing: review / F.Watt, M.B.H. Breese, A. Bettiol and J.A. van Kan // materials today – 2007. - Vol. 10, №. 6. – P. 20-29.
49. Reyntjens S. A review of focused ion beam applications in microsystem technology / S. Reyntjens and R. Puers // J. Micromech. Microeng. – 2001. – B11. P. 287-300.
50. Пономарев А.Г. Применение сфокусированных пучков заряженных частиц низких и средних энергий в нанотехнологиях (обзор) / А.Г. Пономарев // Вестник СумГУ, серия «Физика, математика, механика». – 2008. - №. 2. - С.46-59.
51. <http://www.nus.edu.sg/>
52. van den Putte M. J. J. The Amsterdam quintuplet nuclear microprobe / M.J.J. van den Putte, J.F.J. van den Brand, D. N. Jamieson et al. // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2003. - Vol. 210. - P. 21-26.

-
53. Butz T. From micro- to nanoprobe: auspices and horizons / T. Butz, G.J.F. Legge // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1996. - Vol. 113. - P. 317-322.
54. Mous D.J.W. The novel ultrastable HVEE 3.5 MV Singletron™ accelerator for nanoprobe applications / D.J.W. Mous, R.G. Haitsma, T. Butzet al. // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1997. - Vol. 130. - P. 31-36.
55. Гончаров А.В. Система формирования пучка ядерного микрозонда: диссертация кандидата физ.-мат. наук: 01.04.20 / А.В. Гончаров. – Институт твердого тела, материаловедения и технологий Национального научного центра "Харьковский физико-технический институт" Министерства образования и науки Украины, Харьков. – 2001. – 137 с.
56. Бондаренко В.Н. Ядерные микрозонды и их применение / В.Н. Бондаренко, А.В. Гончаров, В.Я. Колот // ВАНТ, серия: ОЯФ. – 1987. - Вып.1(37). - С. 19-28.
57. Bondarenko V.N. Development of NSC KIPT nuclear microprobe / V.N. Bondarenko, A.V. Goncharov, V.Y. Kolot // ВАНТ, серия: Ядерно-физические исследования. – 1999. - Вып.(37), №4. - С. 98-101.
58. Бондаренко В.Н. Определение содержания Mn, Fe, Ni в синтетических алмазах с помощью протонного микропучка / В.Н. Бондаренко, А.В. Гончаров, В.Я. Колот, В.И. Сухоставец / Тезисы докладов XXVII международного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. -М: Изд-во Московского университета. - 1997. – С. 102.
59. Глазер В. Основы электронной оптики / В. Глазер. – Перевод с немецкого Д.В. Дер-Шварца под ред. В.А. Фабриканта, Государственное издательство технико-теоретической литературы, Москва. – 1957. – 764 с.
60. Силадьи М. Электронная и ионная оптика / М. Силадьи. - М.: Мир, – 1990. – 639 с.
61. Дымников А.Д. Системы формирования протонных пучков микронных размеров / А.Д. Дымников, Г.М. Осетинский // Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 1989. - Т. 20, вып. 3. - С. 694-733.

-
62. 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.
63. 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.
64. Пономарев А.Г. Влияние паразитических компонент поля магнитных квадрупольных линз на разрешающую способность высокоэнергетичного ядерного микрозонда: диссертация кандидата физ.-мат. наук: 01.04.01 / А.Г. Пономарев. - Сумской государственный университет, Сумы. – 1999. - 156 с.
65. Мельник К.И. Предельная разрешающая способность зондоформирующих систем на базе параметрических мультиплетов квадрупольных линз: диссертация кандидата физ.-мат. наук: 01.04.20 / К.И. Мельник. – Институт прикладной физики НАН Украины, Сумы. – 2007. – 160 с.
66. 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.
67. 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.
68. Пономарев А.Г. Оптимальное коллимирование пучка заряженных частиц в зондоформирующих системах / А.Г. Пономарев // ЖТФ - 2009. - Т.79, вып.2. - С. 112-116.
69. 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, вып.3. - С. 431-440.
70. Cookson J.A. Microtechniques proton microbeams their production and use / J.A. Cookson, A.J.G. Ferguson, F.D. Pilling // Journal of Radioanalytical Chemistry. - 1972. - Vol.12. - P. 39-52.
71. Grime G.W. Beam optics of quadrupole probe-forming systems / G.W. Grime, F. Watt - Bristol, UK: Adam Hilger Ltd., - 1984. – 273 p.
72. Jamieson D.N. The new Melbourne nuclear microprobe system / D.N. Jamieson, B. Rout, R. Szymanski, et al. // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2002. - Vol. 190. - P. 54-59.
73. Moloney G. R. Ion-optical review of the new Melbourne two-stage microprobe / G. R. Moloney, D. N. Jamieson and G. J. F. Legge // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1991. - Vol. 54. - P. 68-70.
74. Wollnik H. Nonlinear effects in fine focusing applications with quadrupole multiplets and solenoids / H. Wollnik, M.I. Yavor // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1999. - Vol. 158. - P. 113-118.
75. Breese M.B.H. The use of solenoid lenses in a two-stage nuclear microprobe probe-forming system / M.B.H. Breese, D.N. Jamieson, B.L. Doyle // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2002. - Vol. 188. - P. 261-266.
76. Dymnikov A.D. Optimal non-linear, orthomorphic, magnetic quadrupole lens systems for ion microprobes / A.D. Dymnikov, D.N. Jamieson, G.J.F. Legge // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1995. - Vol. 104. - P. 65-68.
77. Jamieson D.N. Applications of focused MeV ions to materials modification and analysis / D.N. Jamieson // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1995. - Vol. 104. - P. 533-541.
78. Breese M.B.H. Materials Analysis using a Nuclear Microprobe. / M.B.H. Breese, D.N. Jamieson, P.J.C. King. - John Wiley and Sons Inc., New York. – 1996. - 428 p.

-
79. 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.
80. Батвинов Л.П. Малогабаритный электростатический ускоритель на 2 МэВ горизонтального типа (предварительные испытания) / Л.П. Батвинов, А.Д. Вергунов, Л.С. Глазунов и др. // ВАНТ, сер. ТФЭ. – 1985. - Вып. 1(22). - С. 26-28.
81. Явор С.Я. Фокусировка заряженных частиц квадрупольными линзами / С.Я. Явор. - М.: Атомиздат, 1968. - 263 с.
82. Hawkes P.W. Quadrupoles in Electron Lens Design / P.W. Hawkes. - New York, Academic. - 1970. – 379 p.
83. Melnik K.I. Permissible technological limitation of quadrupole lenses used in parameter multiplets for ion microprobe forming / K.I. Melnik, A.G. Ponomarev // ВАНТ, серия: Плазменная электроника и новые методы ускорения. – 2003. - №4. - С. 301-304.
84. 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.
85. Szymanski R. The retro-cut process: precision reshaping of magnetic quadrupole lens profiles to improve field strength / R. Szymanski, D.N. Jamieson, B. Rout, R. Brenn // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2005. - Vol. 231. - P. 49-52.
86. Bogatov N. Normal conducting QI and DJ quadrupoles for the HERA luminosity upgrade / N. Bogatov, E. Bondarchuk, N. Doinikov et al. / Proceedings of the 6-th European Particle Accelerator Conference (EPAC-98), Stockholm, 22-26 June, 1998. – 1998. - P. 1963-1965.
87. Mytsykov A.O. Calculation of geometric parameters of a magnetic quadrupole lens working near saturation / A.O. Mytsykov / ВАНТ серия: Ядерно-физические исследования (36). – 2000. - № 2. - С. 76-79.

-
88. <http://www.vectorfield.co.uk>
89. Lebed S. Field reconstruction technique for testing magnetic quadrupole lenses / S. Lebed, A. Ponomarev // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1997. - Vol. 130. - P. 90-96.
90. 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.
91. Сайко Н.А. Блочная система сканирования пучком протонов в ядерном микронзонде / Н.А. Сайко, А.Г. Пономарев, С.Н. Мордик, В.М. Еременко, И.Н. Лифар, А.И. Михайличенко, С.Н. Абрамович, Ю.И. Виноградов, А.Г. Звенигородский, Е.В. Зимин // ЖТФ. – 2007. – том 77, вып. 3. - С. 72-75.
92. Sayko N.A. The beam scanning control and data acquisition at the Sumy nuclear microprobe / N.A. Sayko, A.G. Ponomarev, A.A. Drozdenko // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2007. - Vol. 260. - P. 101-104.
93. Traxel K. Nuclear microbeams: realization and use as scientific tool / K. Traxel // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1990. – Vol. 50 - P. 177-188.
94. Fischer B.E. The heavy-ion microprobe at GSI – used for single ion micromechanics / B.E. Fischer // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1988. – Vol. 30. - P. 284-288.
95. Adamczewski J., Meijer J., Stephan A. et al. Optimization of material and shape for nuclear microprobe apertures // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1996. - Vol. 114. - P. 172-184.
96. Schmelmer O., Dollinger G., Datzmann G. et al. A novel high precision slit system // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1999. – Vol. 158. - P. 107-112.
97. Kirkby K.J. A scanning focused vertical ion nanobeam: A new UK facility for cell irradiation and analysis / K.J. Kirkby, G.W. Grime, R.P. Webb et al. // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2007. – Vol. 260. - P. 97-100.

-
98. Merchant M.J. The use of the Wien filter to eliminate object slit scattering in MeV ion nanobeam systems / M.J. Merchant, V. Palitsin, G.W. Grime // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2009. – Vol. 267. - P. 2021-2023.
99. Ponomarov A.A. Influence of the beam current density distribution on the spatial resolution of a nuclear microprobe / A.A. Ponomarov, V.I. Miroschnichenko, A.G. Ponomarev // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2009. - Vol. 267. - P. 2041-2045.
100. Электростатические ускорители заряженных частиц: [сб. статей / под ред. А.К. Вальтера] - М.: Госатомиздат, 1963. – 302с.
101. Schroeder J.B. A New 3 MV Tandem Pelletron System / J.B. Schroeder, C.W. Howell and G.A. Norton // Nucl. Instr. and Meth. – 1987. - Vol. 24/25. - P. 763-766.
102. Ferry J.A. Recent Developments in Electrostatic Accelerator Technology at NEC / J.A. Ferry // Nucl. Instr. and Meth. A. – 1993. - Vol. 328. - P. 28-33.
103. Гольдин Л.Л. Физика ускорителей / Л.Л. Гольдин. – М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1983. - 144 с.
104. <http://www.meda.com>
105. Spemann D. Active compensation of stray magnetic fields at LIPSION / D. Spemann, T. Reinert, J. Vogt, J. Wassermann, T. Butz // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2003. - Vol. 210. - P. 79-84.
106. Аполлонский С.М. Справочник по расчету электромагнитных экранов / С.М. Аполлонский. – Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд. 1988. – 224 с.
107. Babin S. CHARIOT: software tool for modeling SEM signal and e-beam lithography / S. Babin, S. Borisov, A. Ivanchikov et al. // Physics Procedia 1. – 2008. - P. 305–313.
108. Udalgama C.N.B. An automatic beam focusing system for MeV protons / C.N.B. Udalgama, Bettiol A.A., van Kan J.A. et al. // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2005. - Vol. 231. - P. 389-393.

109. Press W.H. Numerical Recipes The Art of Scientific Computing / W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, B.P. Flannery // 3rd Edition, Cambridge University Press. – 2007. - 1262 p.

Приложение А

**Результаты оптимизационных расчетов параметрического квадруплета
магнитных квадрупольных линз с двумя независимыми источниками
питания**

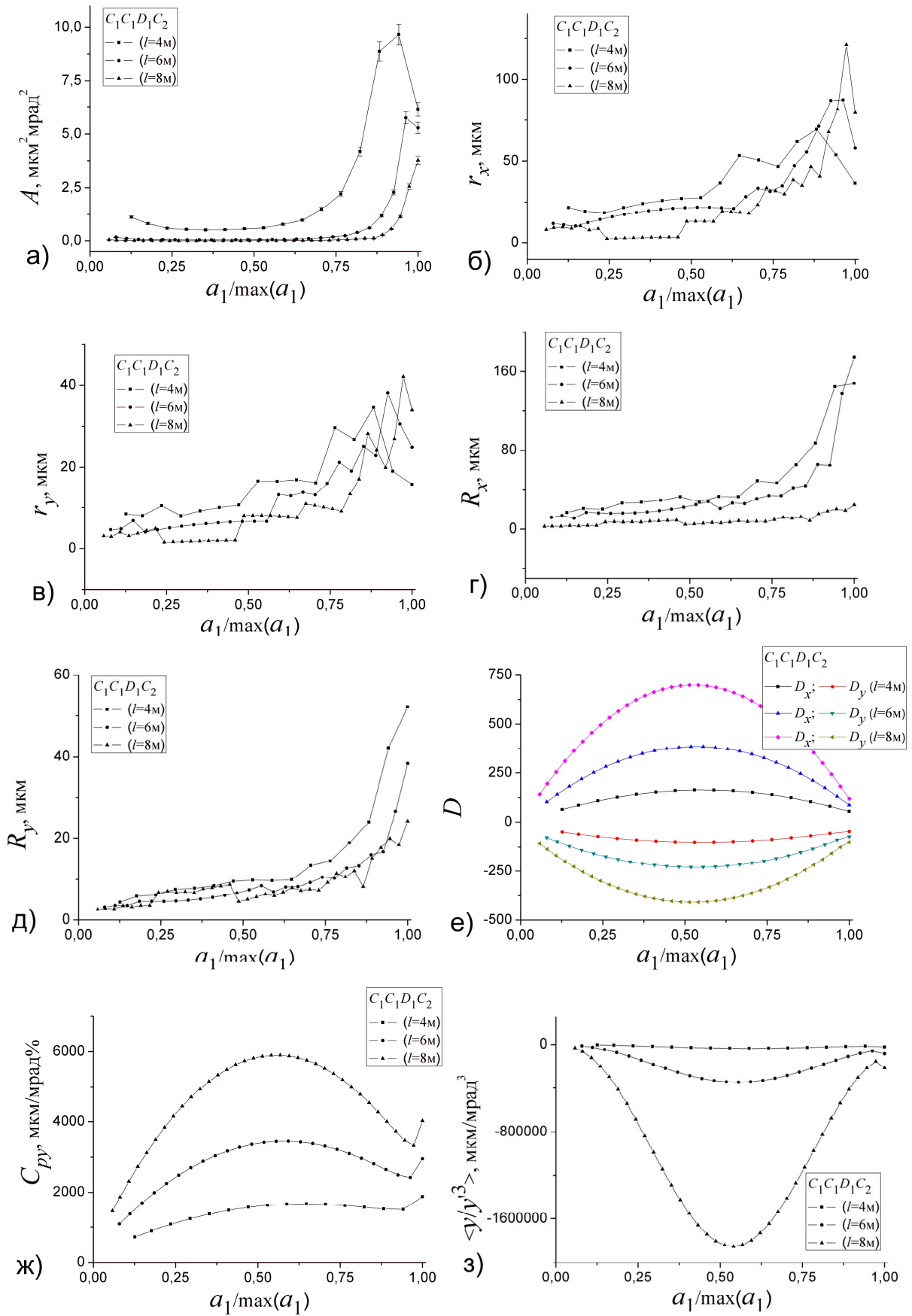


Рис. А.1. Расчетные параметры квадруплета с вариантом запитывания линз $C_1C_1D_1C_2$

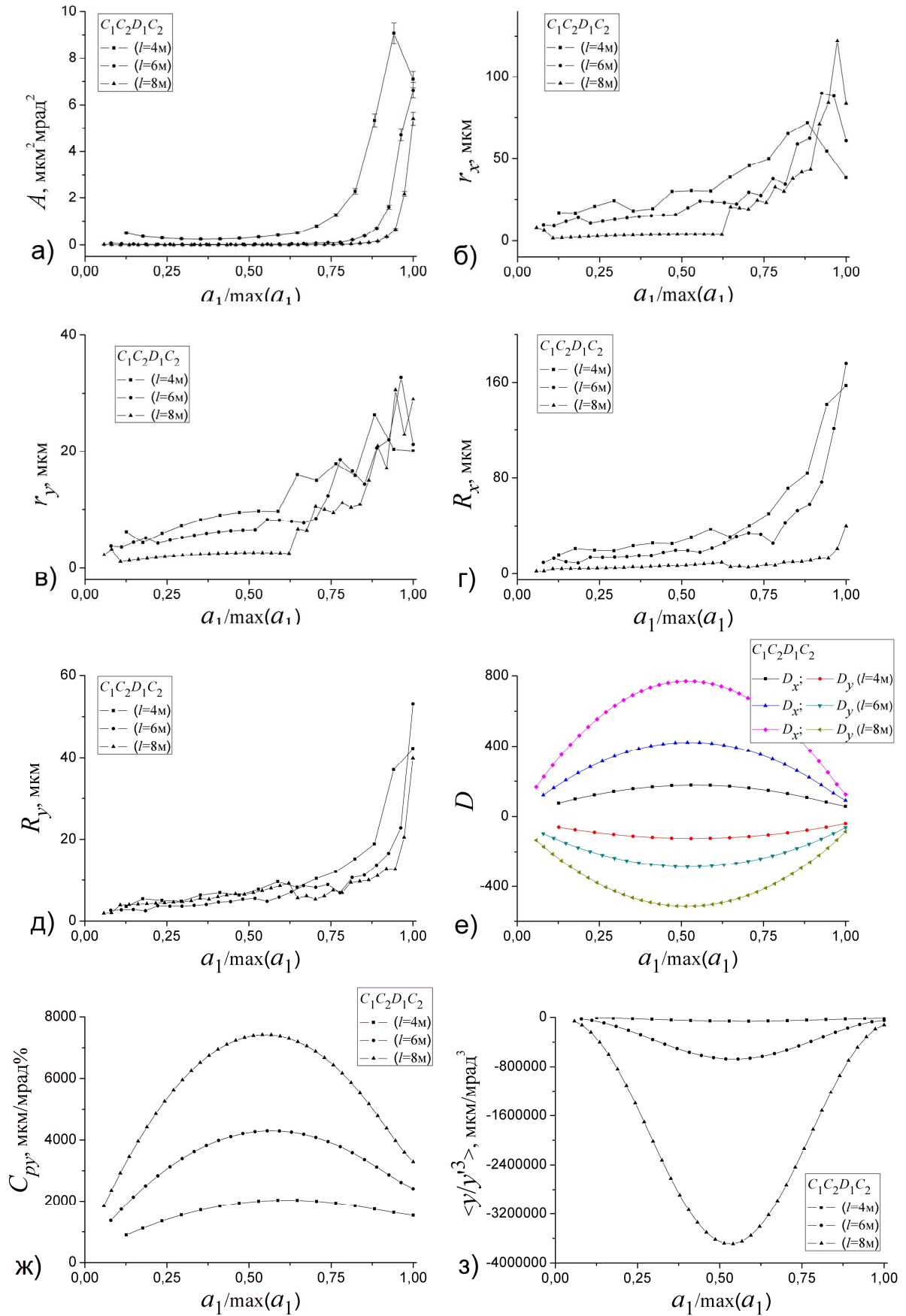


Рис. А.2. Расчетные параметры квадруплета с вариантом запитывания линз $C_1C_2D_1C_2$

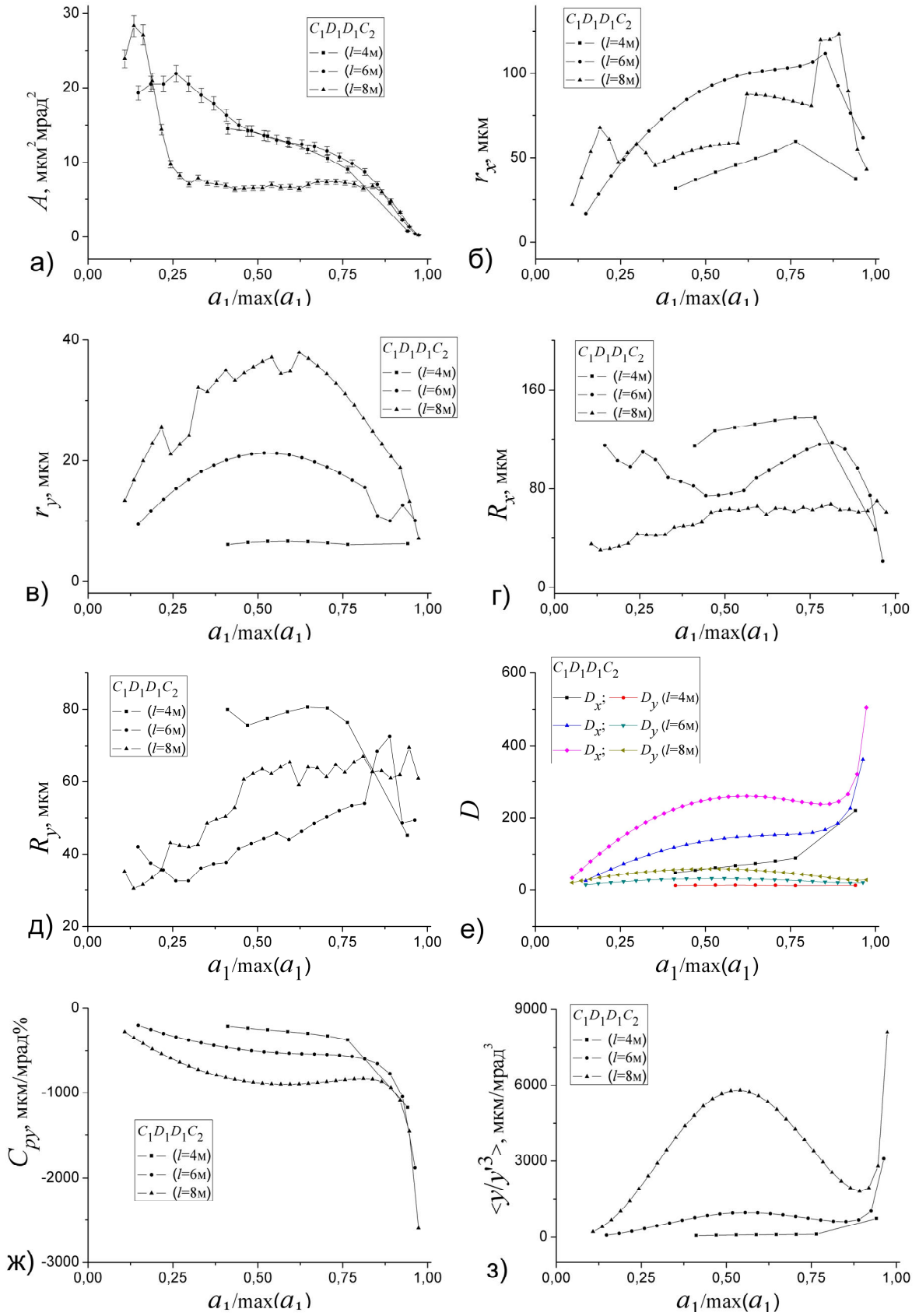


Рис. А.3. Расчетные параметры квадруплета с вариантом запитывания линз $C_1D_1D_1C_2$

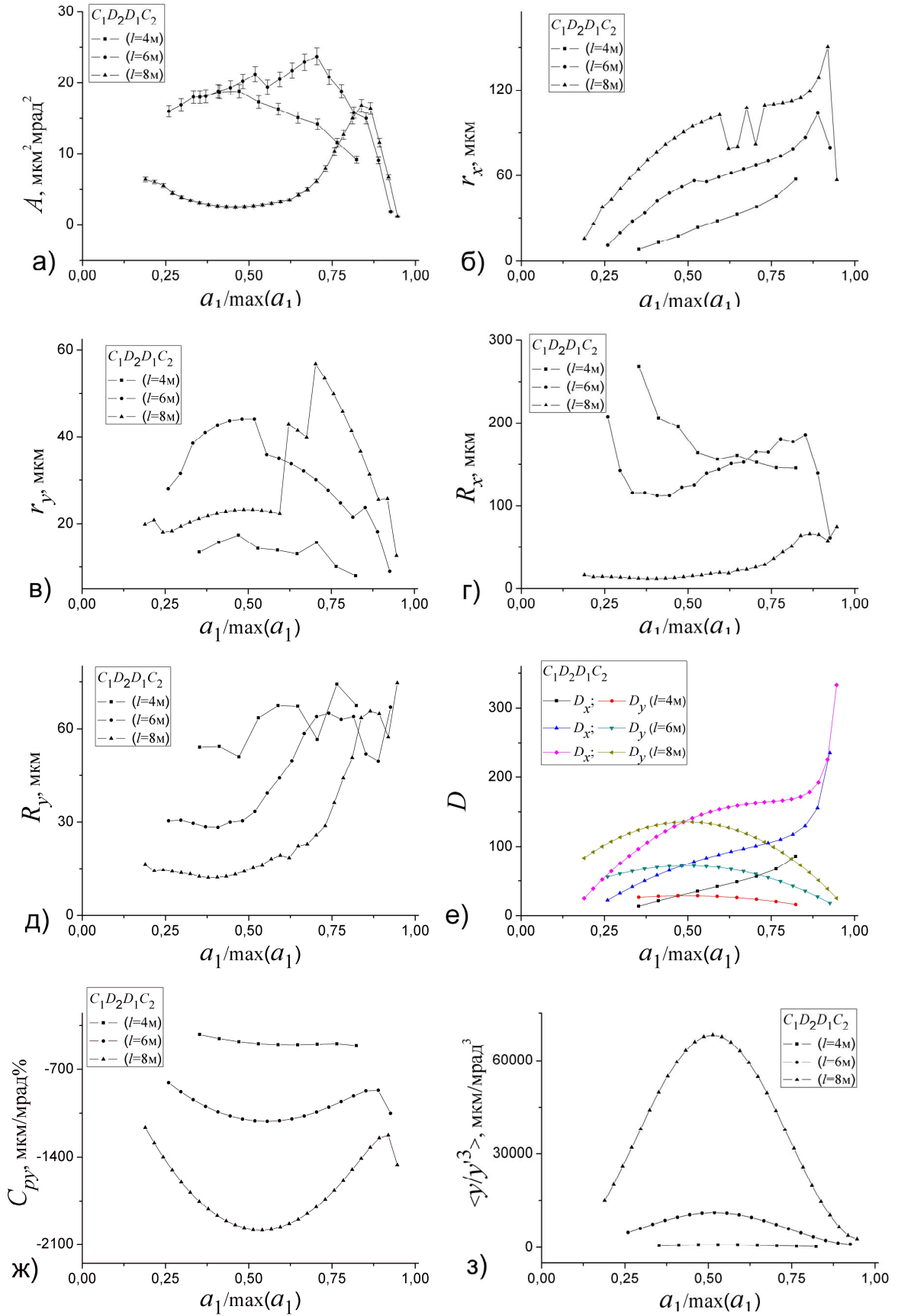


Рис. А.4. Расчетные параметры квадруплета с вариантом запитывания линз $C_1D_2D_1C_2$

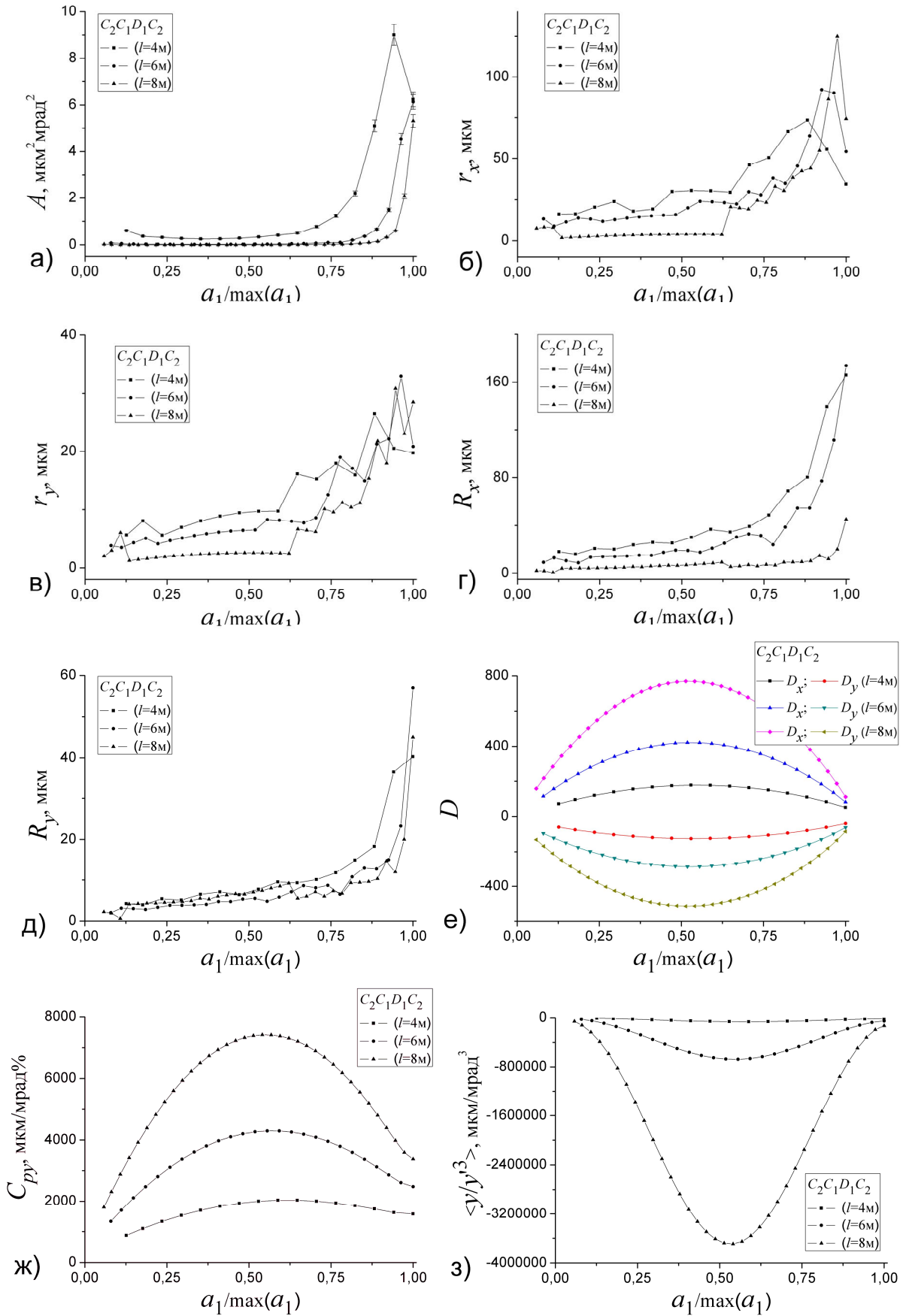


Рис. А.5. Расчетные параметры квадруплета с вариантом запитывания линз $C_2C_1D_1C_2$

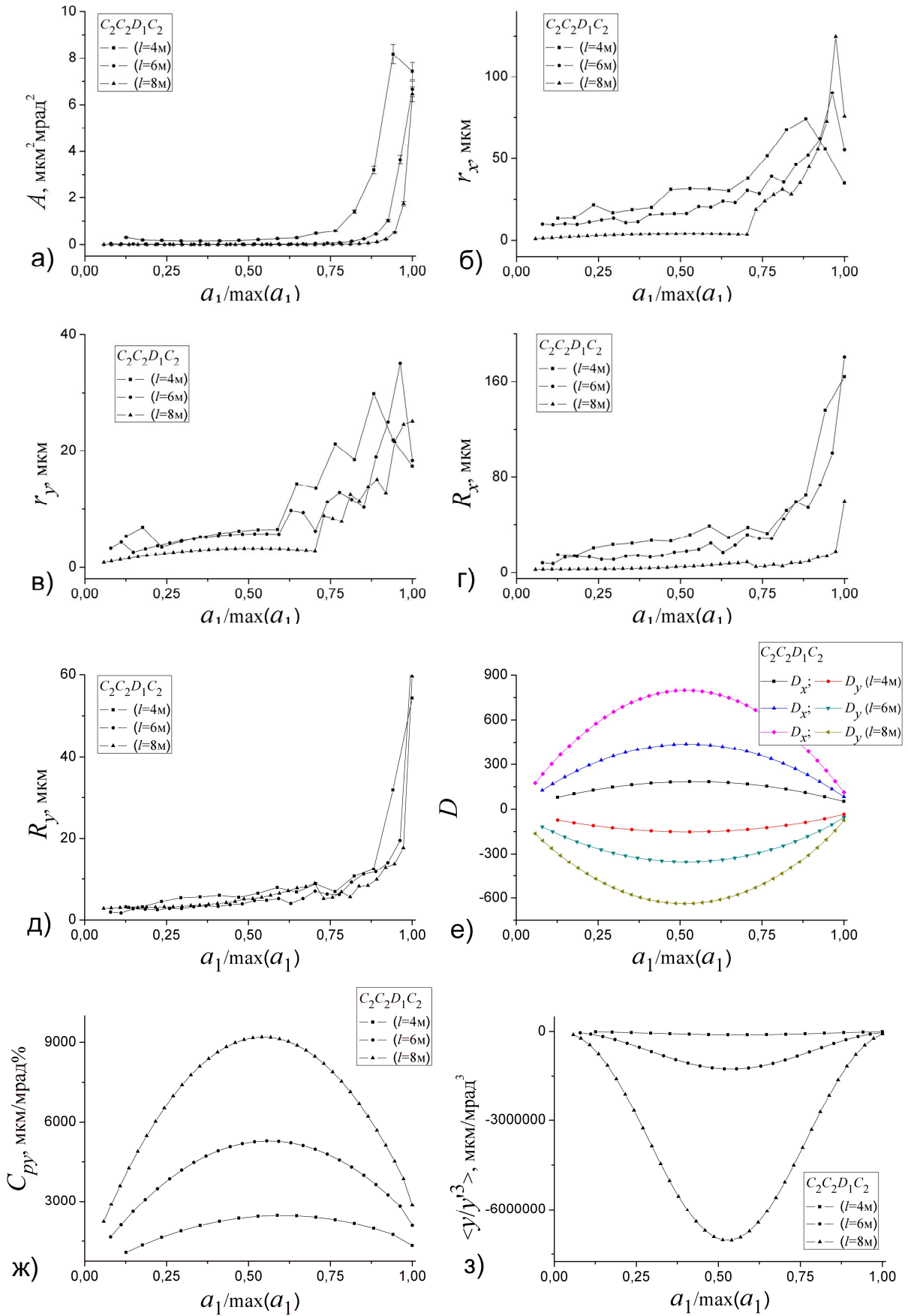


Рис. А.6. Расчетные параметры квадруплета с вариантом запитывания линз $C_2C_2D_1C_2$

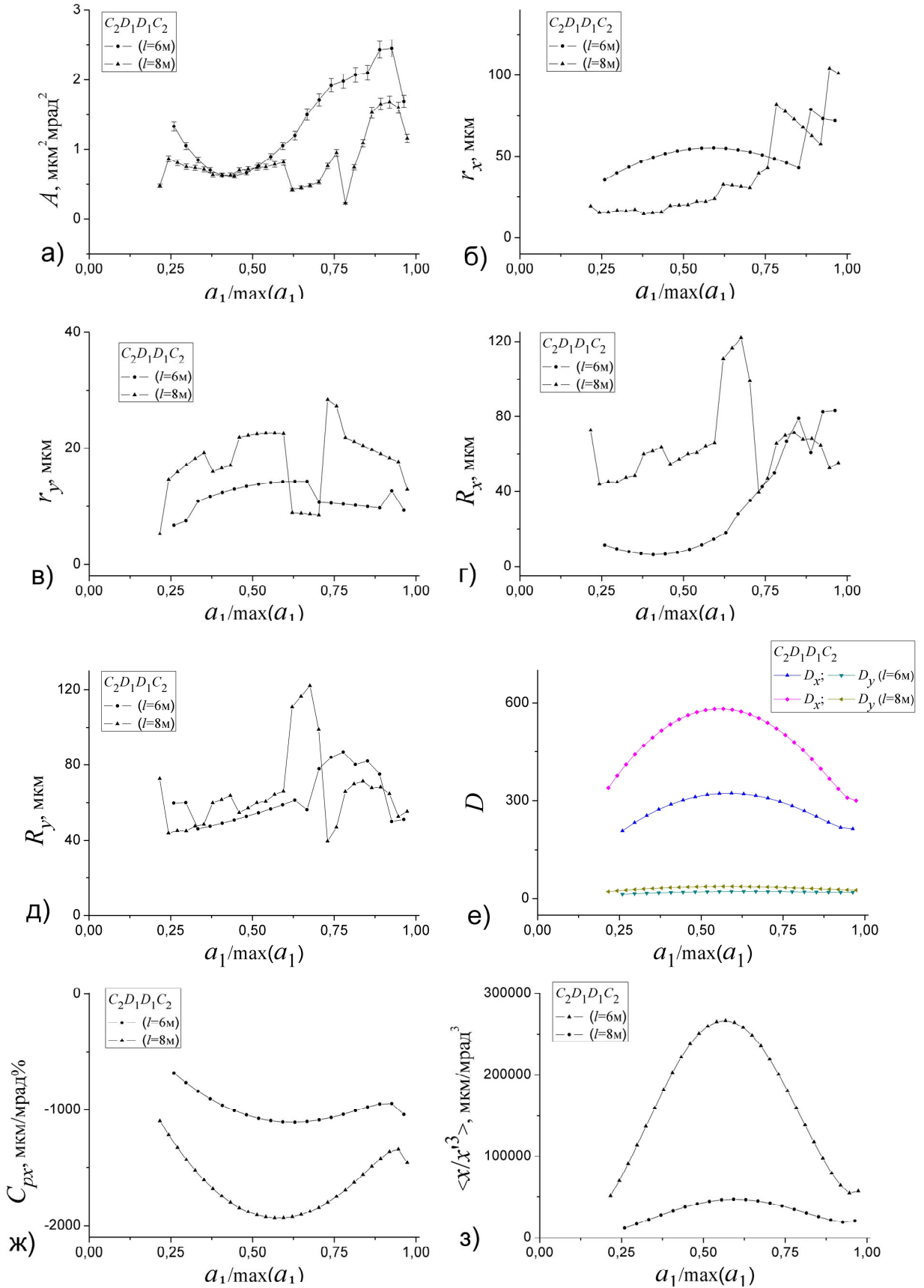


Рис. А.7. Расчетные параметры квадруплета с вариантом запитывания линз $C_2D_1D_1C_2$

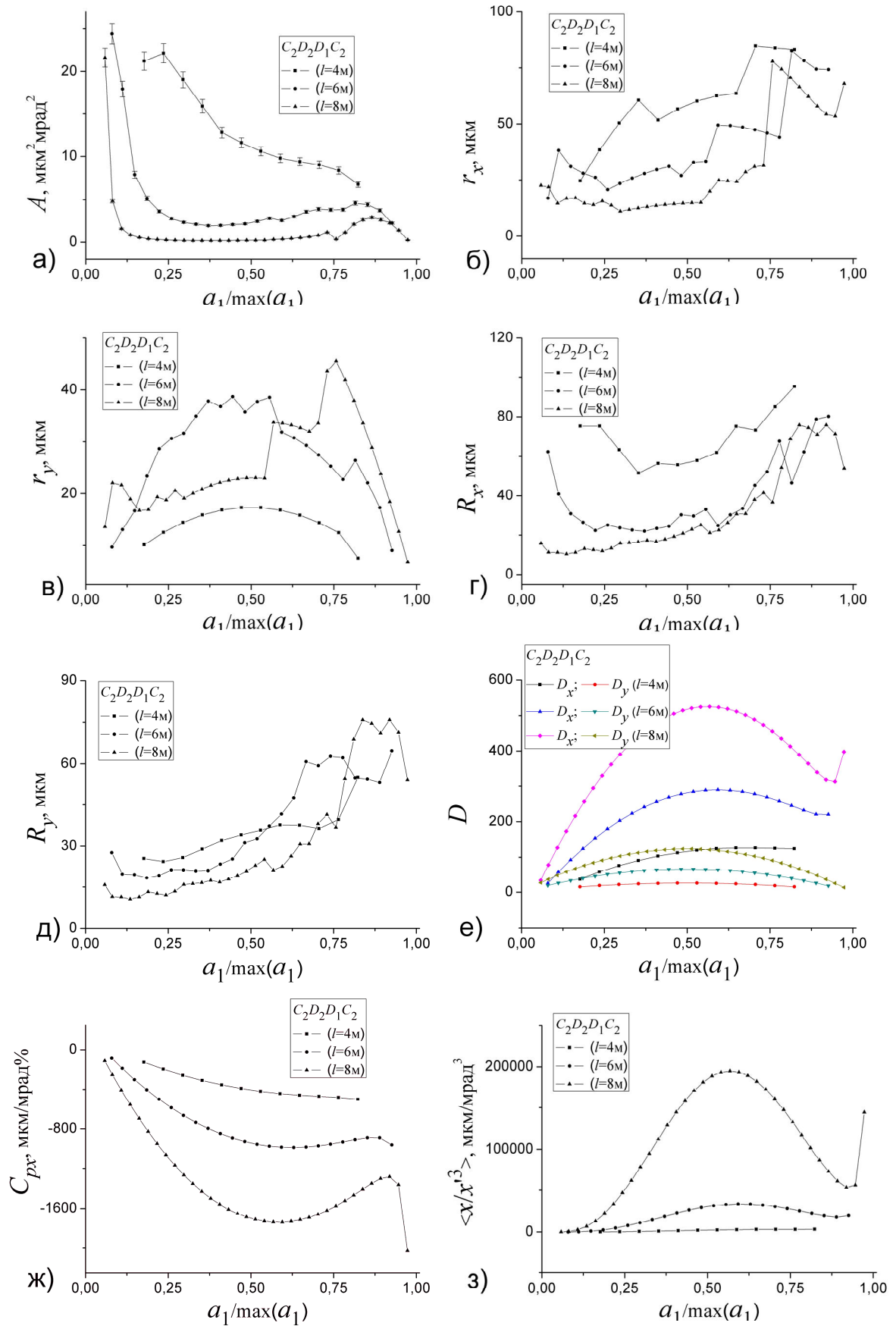


Рис. А.8. Расчетные параметры квадруплета с вариантом запитывания линз $C_2D_2D_1C_2$

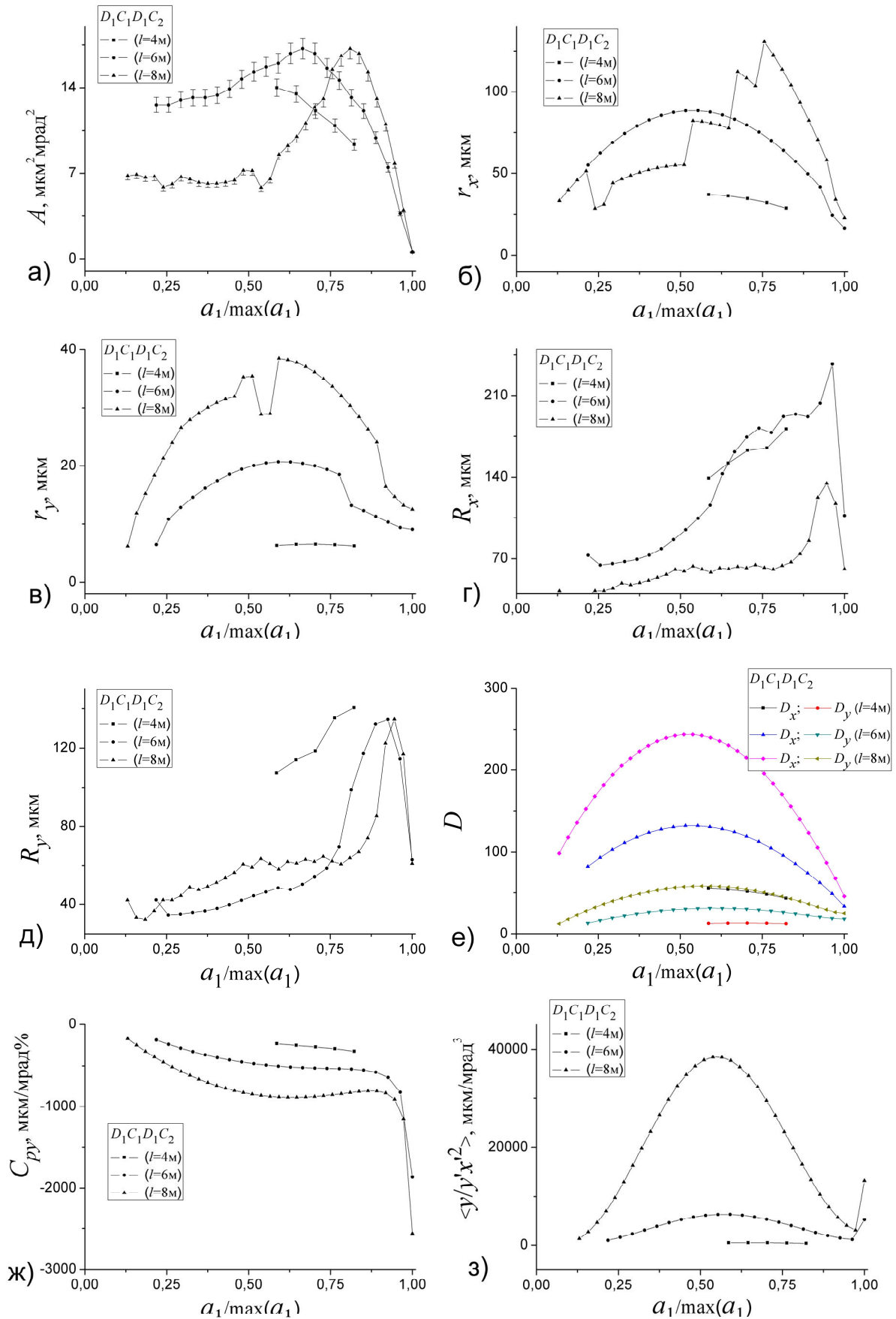


Рис. А.9. Расчетные параметры квадруплета с вариантом запитывания линз $D_1C_1D_1C_2$

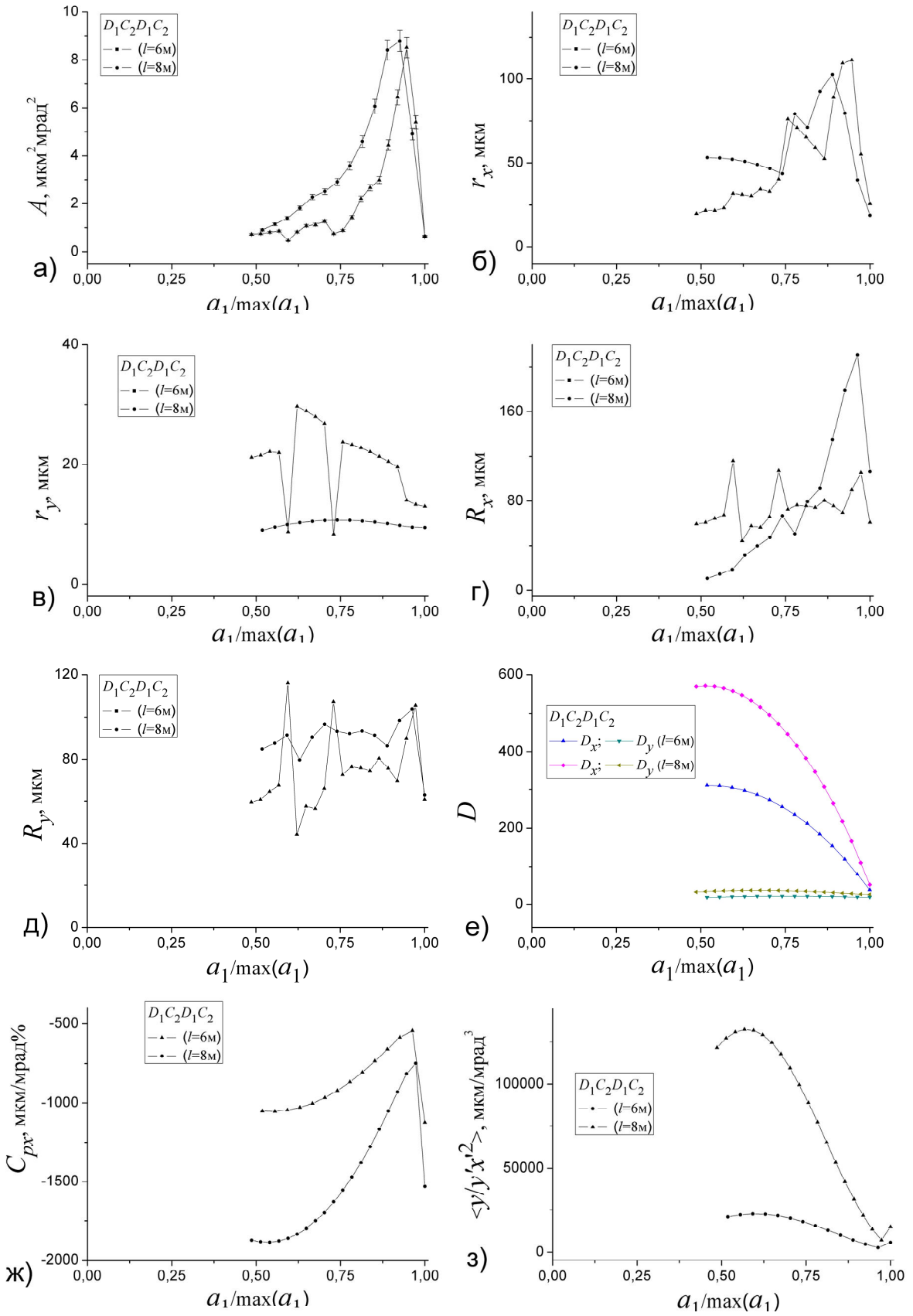


Рис. А.10. Расчетные параметры квадруплета с вариантом запитывания линз $D_1C_2D_1C_2$

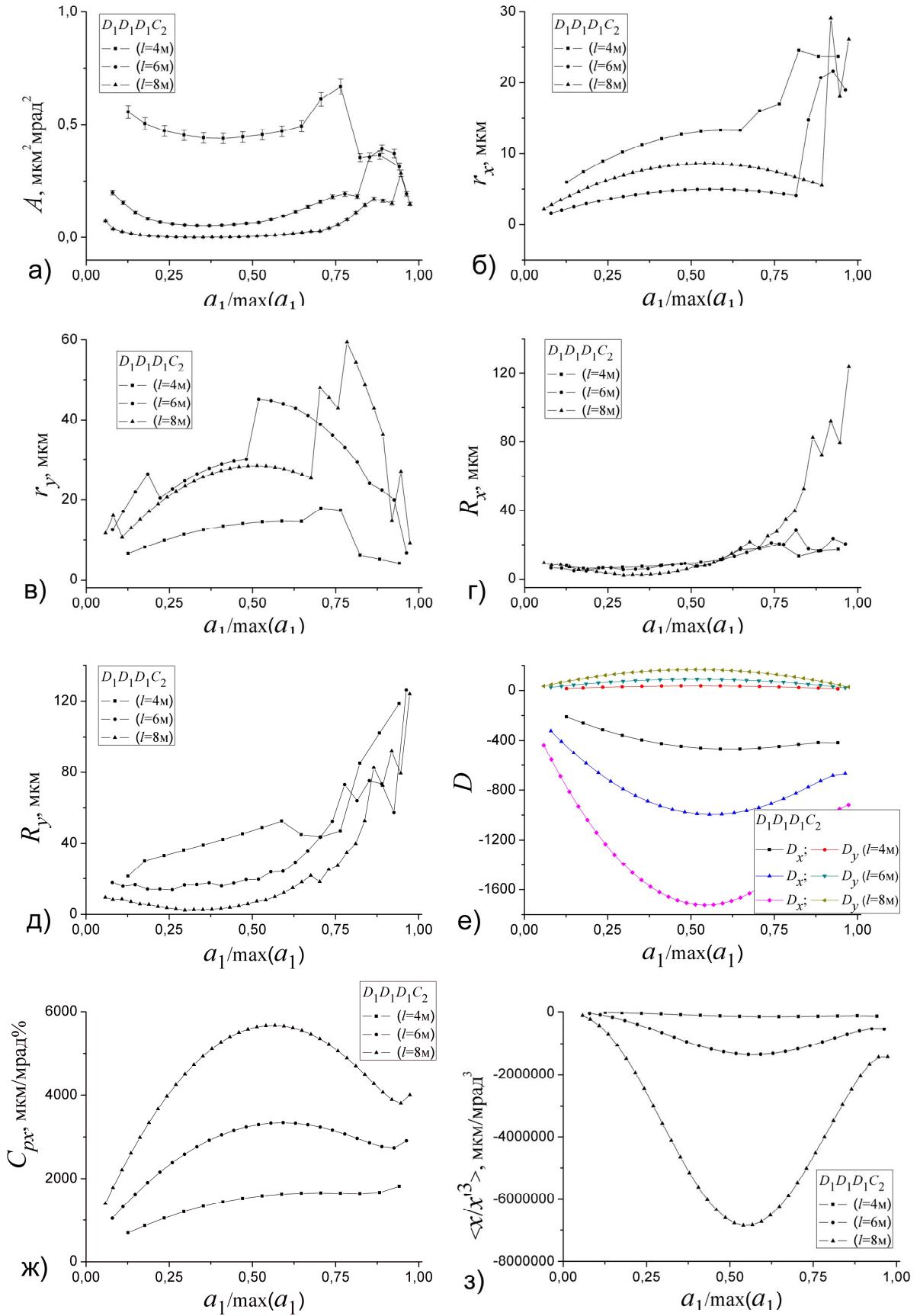


Рис. А.11. Расчетные параметры квадруплета с вариантом запитывания линз $D_1D_1D_1C_2$

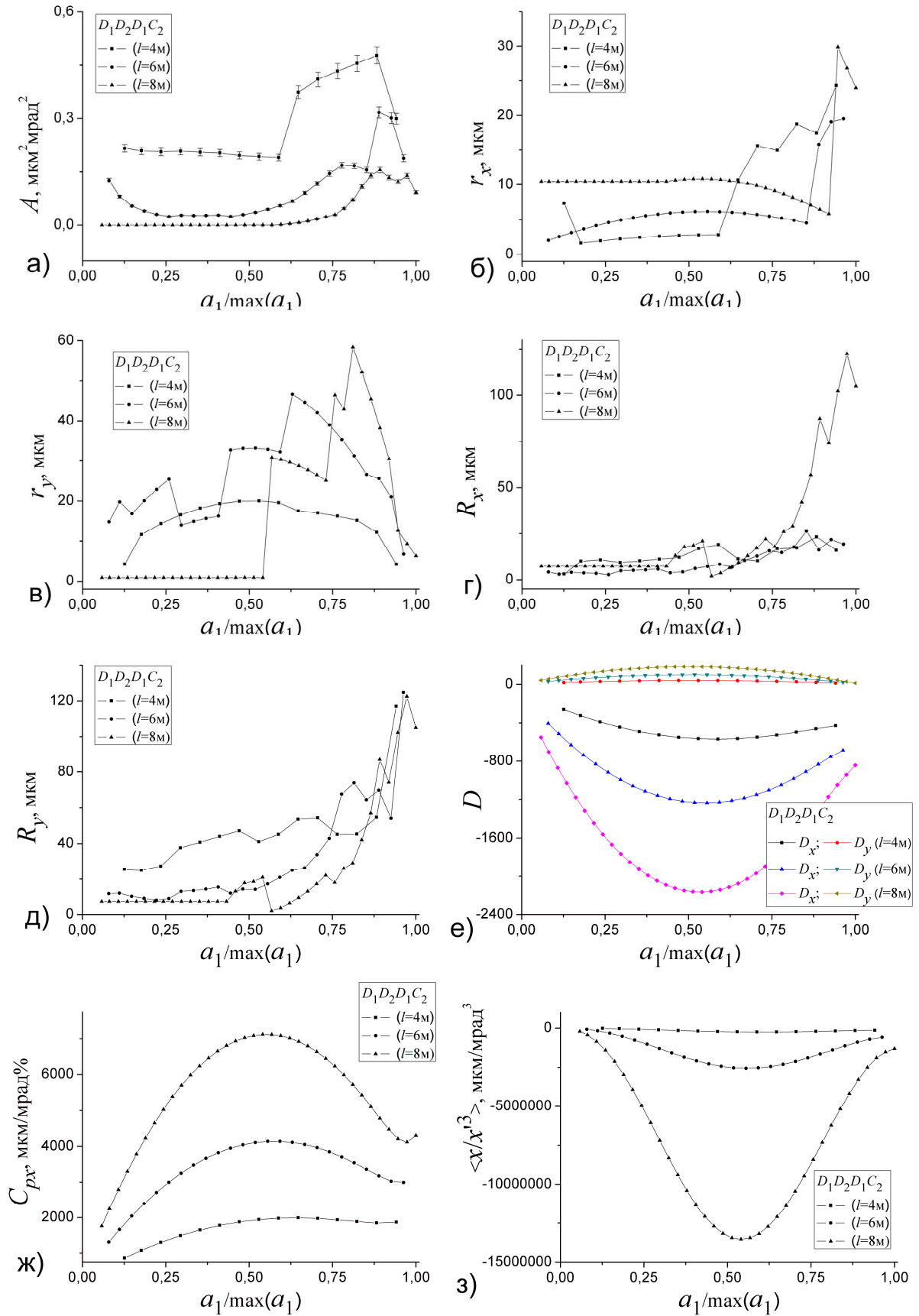


Рис. А.12. Расчетные параметры квадруплета с вариантом запитывания линз $D_1D_2D_1C_2$

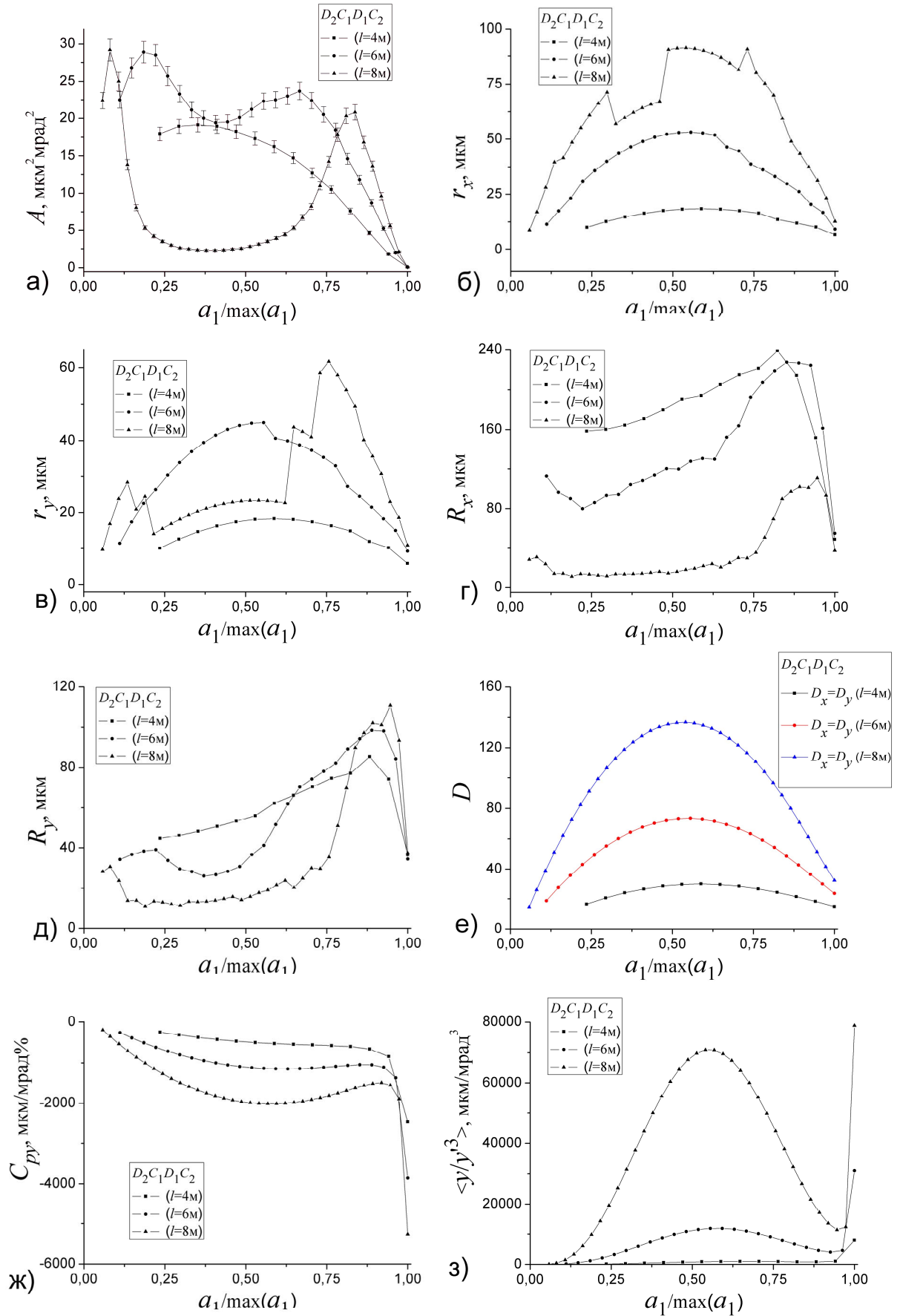


Рис. А.13. Расчетные параметры квадруплета с вариантом запитывания линз $D_2C_1D_1C_2$

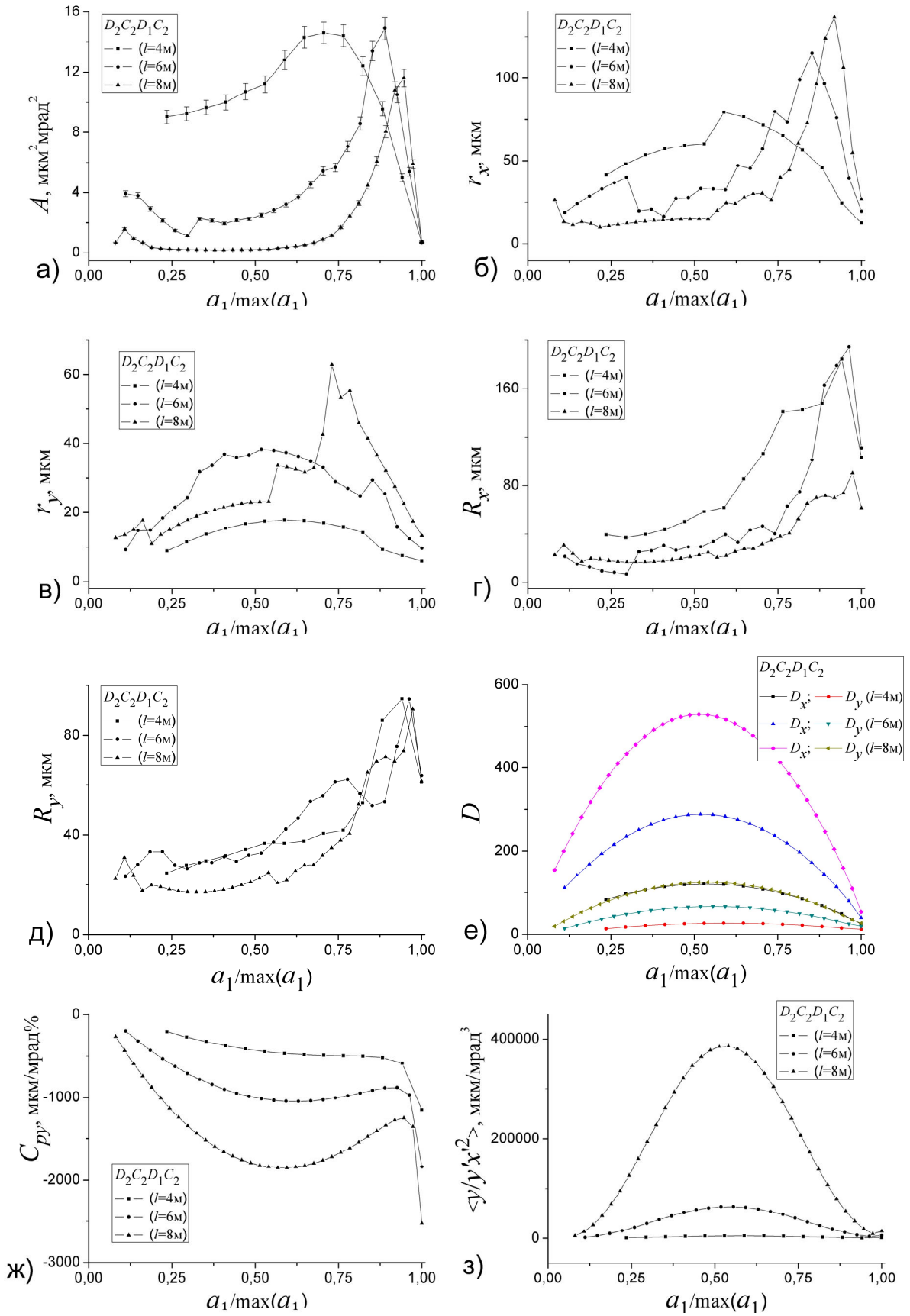


Рис. А.14. Расчетные параметры квадруплета с вариантом запитывания линз $D_2C_2D_1C_2$

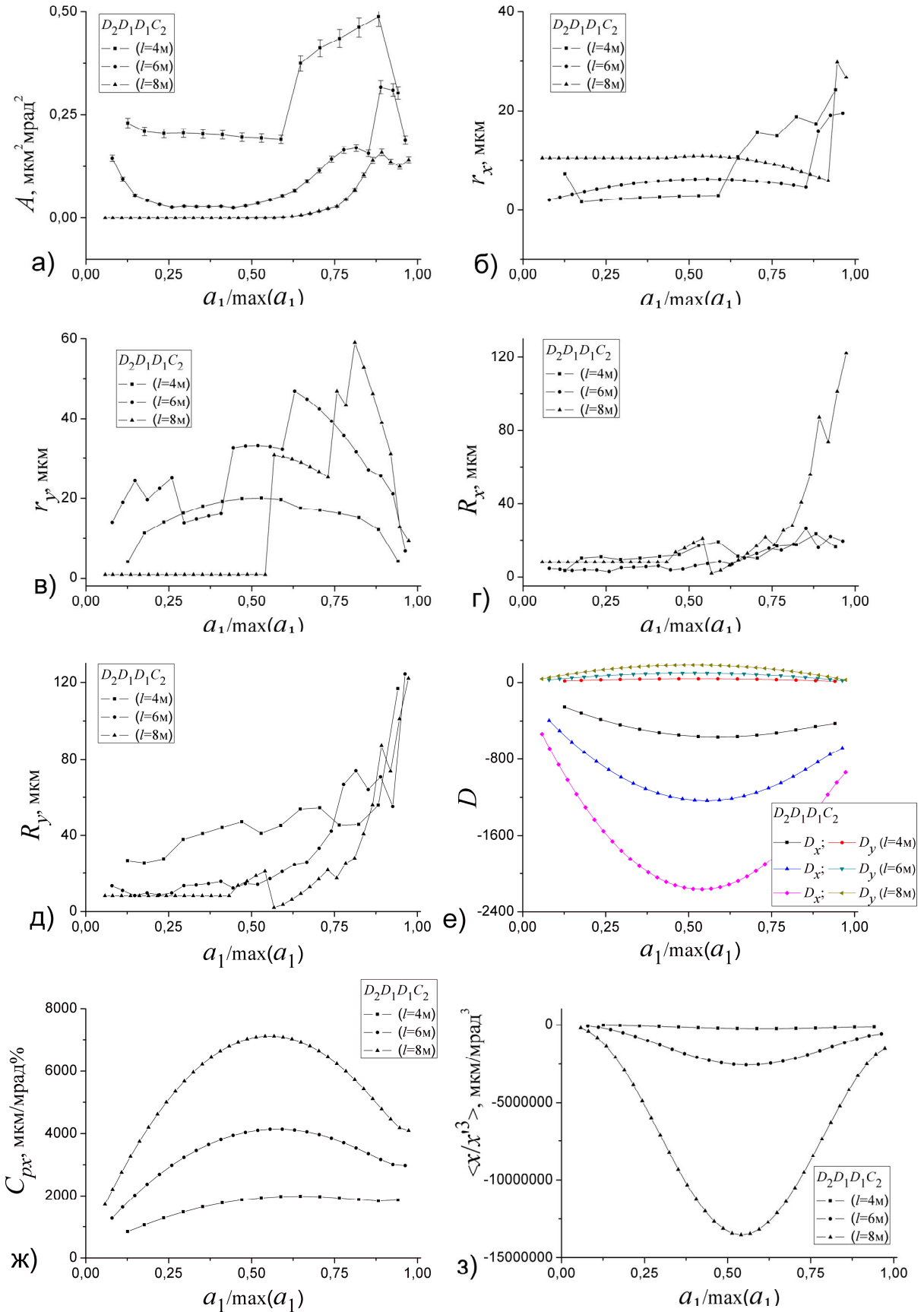


Рис. А.15. Расчетные параметры квадруплета с вариантом запитывания линз $D_2D_1D_1C_2$

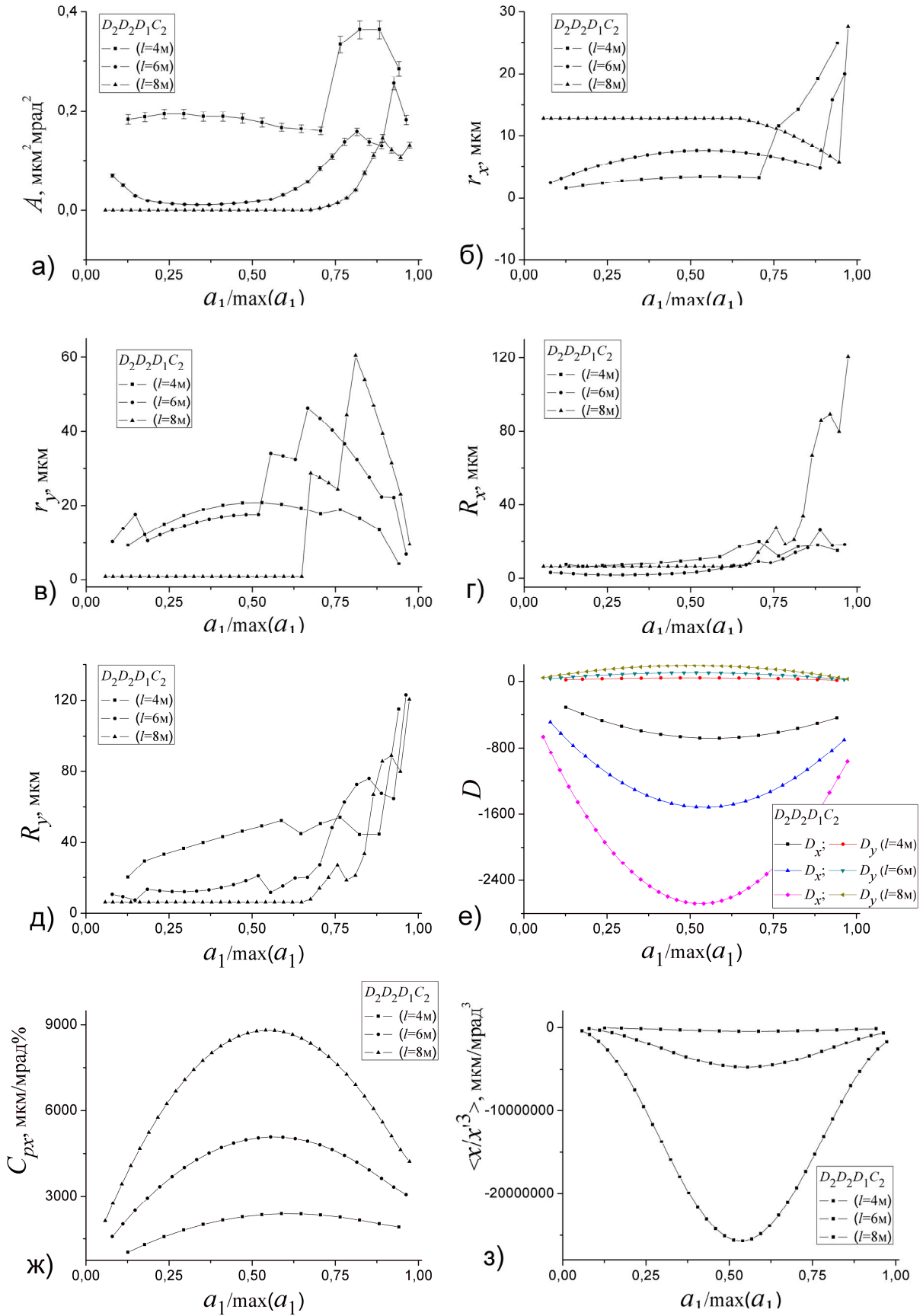


Рис. А.16. Расчетные параметры квадруплета с вариантом запитывания линз $D_2D_2D_1C_2$