

Казахский национальный исследовательский технический университет им. К.И.
Сатпаева

УДК 621.38

На правах рукописи

САҒЫНДЫҚ ӘЙГЕРІМ БЕКЕНҚЫЗЫ

**Исследование свойств иммерсионных электронных линз с двумя
плоскостями симметрии**

6D071900 – Радиотехника, электроника и телекоммуникации

Диссертация на соискание степени
доктора философии (PhD)

Научные консультанты
доктор физ.-мат. наук,
профессор А.Т. Ибраев

доктор технических наук,
профессор П.Г. Михайлов

Республика Казахстан
Алматы, 2017

СОДЕРЖАНИЕ

	ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ	3
	ВВЕДЕНИЕ	4
1	ОБЗОР ПРОВЕДЕННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛИНЗ	7
1.1	Определения области исследования	7
1.2	Обзор исследованных линз с различной конструкцией	11
1.3	Методы коррекции аберраций в электростатических линзах	14
1.3.1	Коррекция аберраций с использованием мультипольных линз	14
1.3.2	Коррекция аберраций с помощью асимметричных электронных линз	18
1.3.3	Метод коррекции аберрации путем расчета времени пролета	21
1.3.4	Метод фильтрации эффекта хроматической аберрации в системе электростатических линз с широким углом приема	21
1.4	Обоснования выбора текущего исследования и постановка задачи	24
2	МЕТОДЫ РАСЧЕТА ПОЛЕЙ ДЛ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ЛИНЗ С ДВУМЯ ПЛОСКОСТЯМИ СИММЕТРИИ	27
2.1	Моделирование и расчет полей в коробчатой эмиссионной иммерсионной линзе	27
2.2	Методика расчета электростатического поля осесимметричной и квазиосесимметричной эмиссионных иммерсионных линз	44
3	РАЗРАБОТКА И РАСЧЕТ ПАРАКСИАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ С УСЛОВИЕМ ФОКУСИРОВКИ	54
3.1	Алгоритмические основы расчета исследуемой линзы	54
3.2	Численный метод решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений для расчета параксиальных параметров	63
4	ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ АБЕРРАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЭМИССИОННОЙ ИММЕРСИОННОЙ ЛИНЗЫ	71
4.1	Формулы для численных исследований аберрационных характеристик	71
4.2	Сравнительный анализ аберрационных коэффициент осесимметричной и коробчатой эмиссионных линз	83
4.3	Результаты расчетов аберрационных коэффициент коробчатой иммерсионной линзы	88
	ЗАКЛЮЧЕНИЕ	101
	СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	103

ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

- СВЧ электроники – сверхвысокочастотной электроники;
- ЦЗАЗТ – цилиндрический зеркальный анализатор с закрытыми торцами;
- КЦЛ – коаксиальная цилиндрическая линза;
- ОЛ – осесимметричная линза;
- ТЕО – программа для расчета двумерных электростатических осесимметричных систем;
- ЭМКОЛ – программа, написанная авторами работы [44] с использованием математических расчетов MathCAD;
- ИПФ НАН Украины – институт прикладной физики национальной академии наук Украины;
- ЭВМ – электронно-вычислительная машина;
- БЭСМ-6 – большая электронно-счетная машина;
- ТОФ – время пролета (time-of-flight);
- WAAEL – электростатические линзы с широким углом приема (wide acceptance angle electrostatic lenses);
- DELMA – анализатор эллипсоидальной сетки типа дисплея (display-type ellipsoidal mesh analyzers);
- SBIEA – программное обеспечение анализатора энергии изображения.

ВВЕДЕНИЕ

Электроника – наука о взаимодействии заряженных частиц с электромагнитными полями и методах создания электронных приборов и устройств, используемых в основном для анализа, передачи, хранения и обработки информации. Электроника включает в себя ряд областей, из которых наиболее распространенными в настоящее время являются следующие области:

1. вакуумная электроника;
2. твердотельная электроника;
3. квантовая электроника.

Данная диссертация посвящена исследованию свойств катодных линз, относящихся к области вакуумной электроники.

Электронно-оптические элементы вакуумной электроники в настоящее время широко применяются для построения различных электронных приборов, устройств и технологических установок. Например, такие элементы используются в электронных микроскопах, масс-спектрометрических приборах, устройствах СВЧ электроники, а также в электронно-литографических и ионно-литографических установках нано и микро электронных технологий.

Важнейшим элементом большинства приборов являются иммерсионные объективы. Под иммерсионным объективом понимается комбинация иммерсионной электронной линзы с источником электронов – катодом. Технические характеристики электронно-оптических и ионно-лучевых приборов и устройств в достаточной большой степени зависят от качества фокусировки иммерсионных объектив, так как именно в ней начинается процесс формирования пучка заряженных частиц.

Классические методы исследования электронных линз непригодны для разработки теории иммерсионных объектив ввиду того, что они не учитывают специфичности их начальных условий. Созданию эффективной теории иммерсионных объектив долгое время препятствовали трудности математического характера, связанные с обращением в ноль потенциала на поверхности катода, а также с большими наклонами траекторий в окрестности поверхности с нулевым потенциалом.

Актуальность. На основании анализа современного состояния и проблем по совершенствованию устройств электронной техники можно сделать вывод, что в вакуумной электронике весьма актуальны задачи разработки новых типов иммерсионных линз. При этом, улучшение фокусирующих свойств электронно-оптических элементов позволяет получить улучшенные технические и эксплуатационные характеристики в электронно-оптических и ионно-лучевых приборах и технологических устройствах. Поэтому, исследования электронно-оптических параметров и характеристик новых элементов вакуумной электроники являются актуальной задачей электронного приборостроения.

Цель. Целью настоящей работы является исследование и разработка новых эмиссионных электронно-оптических элементов вакуумной электроники с улучшенными фокусирующими характеристиками.

Задачи исследования:

1. Разработать модели и рассчитать электростатические поля фокусирующих иммерсионных элементов с двумя плоскостями симметрии;
2. Разработать алгоритмы и программы для проведения численных исследований параксиальных параметров эмиссионных элементов с двумя плоскостями симметрии;
3. Создать автоматизированную рабочую среду для расчета комплекса параметров фокусировки иммерсионных электронных линз с двумя плоскостями симметрии;
4. Провести численные исследования параметров фокусировки иммерсионных линз с двумя плоскостями симметрии с помощью разработанной программы;
5. Рассчитать абберационные коэффициенты коробчатой эмиссионной линзы;
6. Выполнить сравнительный анализ параксиальных и абберационных параметров рассмотренных иммерсионных линз.

Объект исследования. Объектом исследования являются эмиссионные иммерсионные линзы, являющиеся одним из наиболее важных элементов вакуумной электроники.

Предмет исследования. Предметами исследования являются электронно-оптические параметры эмиссионных иммерсионных линз с двумя плоскостями симметрии. Комплексный анализ этих параметров позволяет разработать новые электронные эмиссионные линзы, обеспечивающие высокое качество фокусировки.

Метод исследования. При проектировании новых типов иммерсионных линз с двумя плоскостями симметрии важной задачей является моделирование траекторий заряженных частиц, разработка программ для расчетов полей и определение распределения потенциалов в исследуемых линзах. При моделировании траекторий заряженных частиц был использован метод, позволяющий устранить деление на ноль в области катода эмиссионной линзы. Для анализа траекторий решается трехмерное уравнение Лапласа с заданными граничными условиями, то есть решается задача Дирихле для эмиссионной линзы с двумя плоскостями симметрии.

Для численных исследований комплекса параметров фокусировки иммерсионных электронных линз с двумя плоскостями симметрии, как известно, необходимо разработать алгоритмы и программы. Для разработки программы были использованы теории численных методов анализа дифференциальных и интегральных уравнений. Разработанная программа написана на языке программирования Delphi.

Научная новизна определяется тем, что в работе рассматриваются теоретические и практические вопросы проектирования новых иммерсионных электронных линз с двумя плоскостями симметрии, которые обеспечивают более высокое качество фокусировки заряженных частиц, что в свою очередь приводит к улучшению технических характеристик аналитических приборов и

технологических установок. До настоящего времени рассматривались двумерные электронные линзы, в том числе цилиндрические и осесимметричные иммерсионные линзы. Из числа электронных линз с двумя плоскостями симметрии рассматривались трансаксиальные иммерсионные линзы. Практически другие виды двояко-симметричных электронных иммерсионных линз не исследовались.

Научная и практическая значимость результатов диссертационной работы является высокой потому, что отобранные в результате проведенных исследований новые элементы (иммерсионные электронные линзы) с малыми величинами aberrаций и повышенными возможностями их коррекции могут быть использованы при проектировании модернизированных электронно-ионно-лучевых приборов и устройств.

Основные положения, выносимые на защиту.

- Математическая методика и программы, использованные для решения трехмерной задачи Дирихле при расчете распределений электростатического потенциала в иммерсионных эмиссионных линзах с двумя плоскостями симметрии;
- Результаты расчетов распределений электростатического потенциала и их производных для эмиссионных линз с конкретными граничными условиями;
- Математическая модель и программные средства, используемые для расчетов параксиальных свойств эмиссионных линз с двумя плоскостями симметрии;
- Результаты расчетов траекторий заряженных частиц в эмиссионных иммерсионных линзах с двумя плоскостями симметрии при различных значениях поданных потенциалов и размеров электродов;
- Результаты расчетов параметров параксиального уравнения с условием фокусировки заряженных частиц в области заданной точки пространства $|wy|=0$;
- Математические формулы и программные средства для численных исследований aberrационных характеристик;
- Результаты сравнительного анализа aberrационных коэффициентов осесимметричной и коробчатой эмиссионных линз;
- Вывод о возможности уменьшения aberrационных коэффициентов, хотя бы в одном направлении, при использовании эмиссионной иммерсионной линзы с двумя плоскостями симметрии.

Публикации. По теме диссертации опубликовано 8 печатных работ, в том числе 2 в международных рецензируемых научных журналах, 3 в изданиях, рекомендуемых Комитетом по контролю в сфере образования и МОН РК, 3 в международных научно-практических конференциях.

Объем и структура диссертации. Диссертация изложена на 109 страницах машинописного текста, состоит из введения, 4 глав, заключения, списка литературы, включающего 104 наименования. Работа иллюстрирована 2 таблицами и 101 рисунками.

1 ОБЗОР ПРОВЕДЕННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛИНЗ

1.1 Определения области исследования

Основными элементами электронной оптики являются электронные линзы. Для описания электронной линзы предположим, что объект и изображение находятся вне линзы, т.е. в области однородного или нулевого электрического поля. Если указать граничные плоскости объектива как $z = z_a$ и $z = z_b$ (рисунок 1.1), области $z < z_a$ и $z > z_b$ будут называться пространством объекта и пространством изображения, соответственно. Все величины в пространстве объекта обозначаются индексом a и, соответственно, в пространстве изображений с помощью индекса b [1].

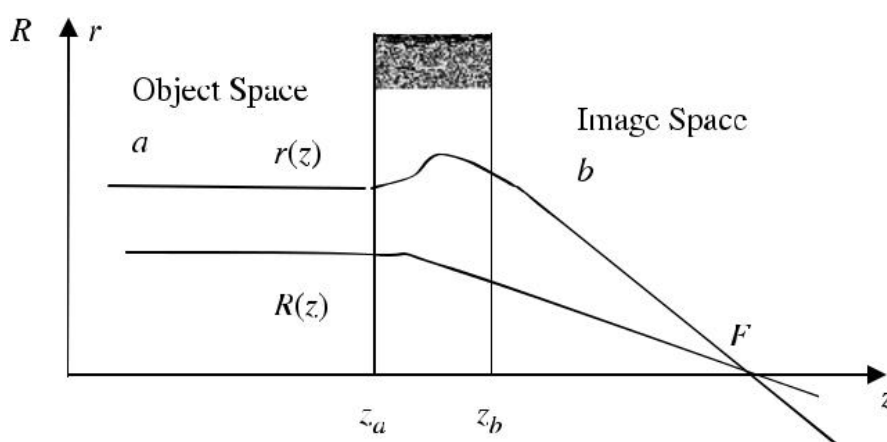
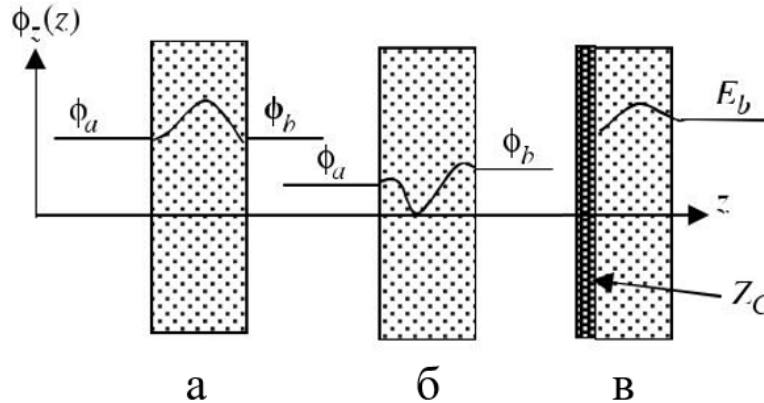


Рисунок 1.1 – Пространства объекта и изображения в линзе. Фокусировка траектории $r(z)$ и $R(z)$ в иммерсионной линзе

Линзы могут быть классифицированы с самых разных точек зрения. Например, можно говорить об электростатических, магнитных или комбинированных линзах; в зависимости от того, можно ли определить границы линзы: ограниченные линзы или линзы, погруженные в поле; в зависимости от расположения фокуса внутри линзы или вне ее: сильные и слабые линзы; в зависимости от наличия перпендикулярной к оси плоскости симметрии геометрической конфигурации линзы (а иногда и распределения поля в ней): симметричные и асимметричные линзы [2]. Основные типы электронных линз, такие как диафрагма с круглым отверстием, иммерсионная линза, одиночная линза, иммерсионный объектив, электронные зеркала, магнитные линзы, комбинированные магнитостатические линзы, цилиндрические электронные линзы, квадрупольные линзы описаны в [3].

Иммерсионной электронной линзой может быть названа линза, у которой потенциалы справа и слева от линзы постоянны, но не равны (рисунок 1.2а). Если же потенциалы справа и слева от линзы постоянны и равны между собой, то такие линзы называются одиночными (рисунок 1.2б). Под иммерсионным

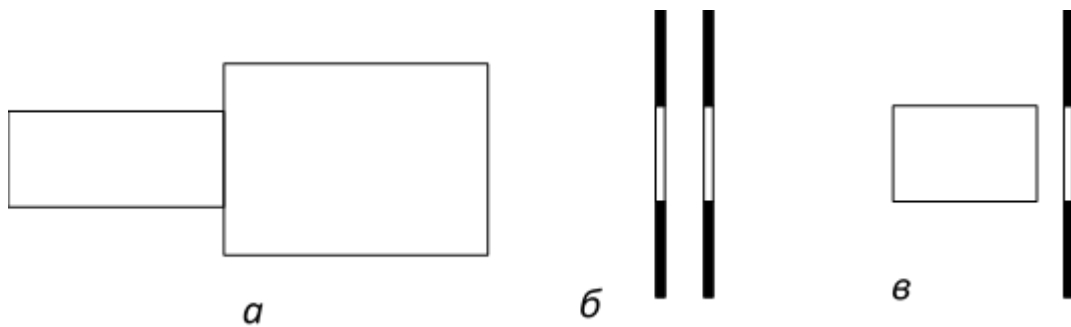
объективом, иногда называемым катодной линзой, понимается комбинация иммерсионной линзы с источником электронов – катодом (рисунок 1.2в).



- а – Одиночные (Ейнзель) линзы ($\varphi_a = \varphi_b$);
- б – Иммерсионные линзы ($\varphi_a \neq \varphi_b$);
- в – Иммерсионный объектив

Рисунок 1.2 – Основные типы электронных линз

Конструкция иммерсионных линз весьма разнообразны. Они могут состоять из электродов, выполненных в виде цилиндров или диафрагм с круглыми отверстиями, либо представляющих собой тела вращения какой-нибудь другой формы [4]. Несколько типичных примеров приведено на рисунке 1.3.



- а – линза, состоящая из двух цилиндров
- б – из двух диафрагм
- в – из цилиндра и диафрагмы

Рисунок 1.3 – Конструкции иммерсионных линз

Теория электростатических и магнитных линз основывается на ряде предположений, таких как строгая осевая симметрия, приближение параксиальных траекторий, однородность энергии, в том числе отсутствие

зависящих от времени процессов, пренебрежимо малые поля пространственного заряда и малые эффекты дифракции электронов. Их реализация обеспечивает создание идеальной линзы, нарушение по крайней мере одного из этих условий приводит к aberrациям, которые отвечают за размытые или искаженные изображения и усложняют проблемы переноса луча. Подробный анализ aberrаций можно найти в [5].

Геометрические aberrации (рисунок 1.4) являются результатом нарушения приближения параксиальных траекторий, из-за пересечений различных лучей с разными наклонами в разных точках изображения.

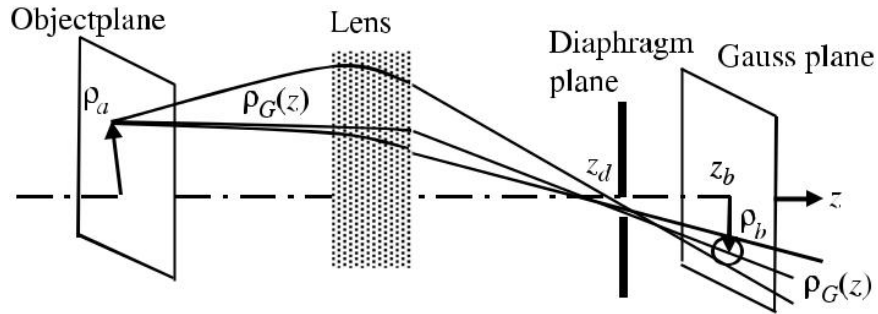


Рисунок 1.4 – Геометрическая aberrация

Сферическая aberrация в электронной оптике не может быть устранена. При выборе правильной конфигурации линз можно уменьшить только коэффициент сферической aberrации [1, p. 89].

Также ошибки могут возникать из-за того, что частицы в пучке могут иметь различные скорости. Так как частицы, покидая источник, имеют разные начальные скорости (энергетический разброс), они характеризуются также различными значениями u_0 (потенциал точки, в которой скорость равна нулю). Другой причиной является нестабильность напряжения или тока питания электрических и магнитных линз. В результате различные частицы опять будут сфокусированы в разных точках, даже если предположить, что параксиальное приближение является точным. Этот эффект называется хроматической aberrацией (рисунок 1.5).

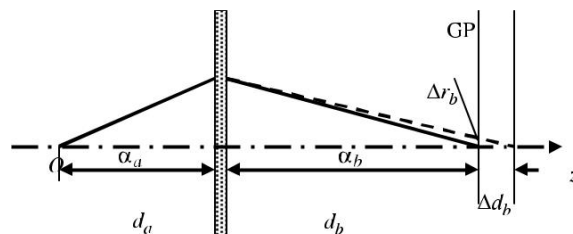


Рисунок 1.5 – Хроматическая aberrация

Другим источником искажений изображения является пространственный заряд. Из-за сил электростатического отталкивания частицы с одноименными

зарядами не могут быть сфокусированы в точку. Вследствие этого даже в параксиальном приближении и в отсутствие разброса по энергиям идеальное точечное изображение может быть получено, только если ток пучка пренебрежимо мал. Также, необходимо упомянуть практические проблемы, связанные с разъюстировкой, неоднородностью материалов, несовершенством механической обработки и т.п. [2, с.248]. Анализ влияния дефектов изготовления на фокусирующие свойства электростатических линз проведен в [6,7]. В [8] теоретически показано, что электронные состояния в полупроводниках или графене могут быть прекрасно переданы через дополнительный материал с временными свойствами, независимо от угла падения. Показано, что такой комплементарный материал может также обеспечить сильную пространственную делокализацию ограниченных электронных состояний, резко изменяя удержание волновой функции и эффективно действуя как линза для волны вероятности.

Исследования свойств электронных линз расширяет возможности создания различных приборов с высоким качеством фокусировки, таких как электронные микроскопы, ускорители частиц, масс-спектрометры, электронно-лучевые технологии и т.д. Хорошо известные классические приложения и сравнительно современные электронно-оптические приборы подробно рассмотрены в книгах [9-13]. Бортовые индикаторы являются одним из направлений развития авиационной техники и относятся к электронно-лучевым приборам, поскольку только они удовлетворяют практически всем климатическим и механическим требованиям при обеспечении необходимых светотехнических параметров [14]. К системам индикации, используемым в авиационной технике нового поколения, предъявляются повышенные требования, особенно если учесть, что, с одной стороны, - это информационные устройства, а с другой – часть прицельных систем [15]. Функции дисплеев на приборной панели постоянно расширяются. В настоящее время это: дисплей вертикальной обстановки, взлетной полосы; дисплей горизонтальной обстановки, карты местности; тактический радарный дисплей кругового обзора; растровый радарный дисплей в режиме «С» (азимут-угол места) или «В» (азимут-дальность) сканирования; дисплей летной информации (шкала приборов, предупреждение об опасности или преследовании); комбинированный дисплей (картографический электронный) и другие [16]. В статье [17] рассмотрена сложная организация системы информационного обеспечения симулятора бортового компьютера. Цель статьи - предложить способ обеспечения семантической структуры информации в соответствии с иерархической структурой системы для решения задач определения местоположения модели самолета в виртуальном пространстве.

Принципиально важным узлом электронно-оптических приборов является электронно-оптическая система, которая состоит из трех главных функциональных элементов: объект формирующей системы, фокусирующей и отклоняющей систем. Разработке электронно-оптических систем электронно-оптических приборов посвящены работы [18-25]. При разработке электронно-

лучевого и ионно-плазменного оборудования проводятся предварительные аналитические расчеты электронно-оптической системы по известным формулам, графикам, таблицам, характеризующим ее элементы, а также компьютерное моделирование объектоформирующей и фокусирующей систем.

1.2 Обзор исследованных линз с различной конструкцией

Исследования электростатических линз осесимметричных и трансаксиальных полей были проведены в работе [26]. Обычно электростатические поля трансаксиальных и осесимметричных корпускулярно-оптических систем описываются в цилиндрической системе координат ρ, ψ, z . Потенциал φ удовлетворяет двумерному уравнению Лапласа, так как зависит только от переменных ρ, ψ . В качестве примера расчета поля трансаксиальной системы рассмотрена простейшая иммерсионная линза, а осесимметричной системы – цилиндрический зеркальный анализатор с закрытыми торцами (ЦЗАЗТ). Трансаксиальная линза представляет собой две параллельные пластины, разрезанные прямым круговым цилиндром радиусом R , ось которого совпадает с осью z . Начало декартовой системы координат находится в средней плоскости линзы $z = 0$, V_1 и V_2 – потенциалы электродов, d – расстояние между пластинами. Зазор между электродами считается бесконечно узким (рисунок 1.6).

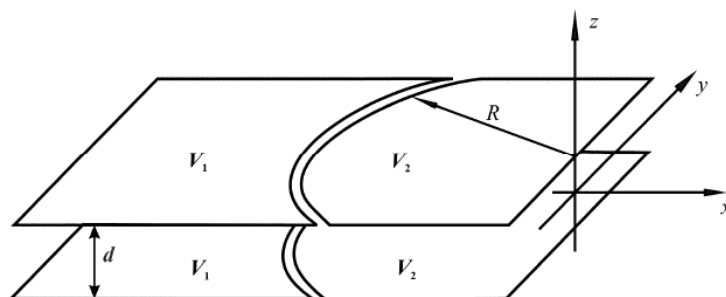


Рисунок 1.6 – Схематическое изображение трансаксиальной линзы

Схематически система электродов ЦЗАЗТ представлена на рисунке 1.7. Здесь R_1, R_2 - радиусы внутренней и внешней цилиндрических поверхностей соответственно, l - расстояние между торцевыми электродами, V_0 - потенциал торцов и внутреннего цилиндра, V - потенциал внешнего цилиндра.

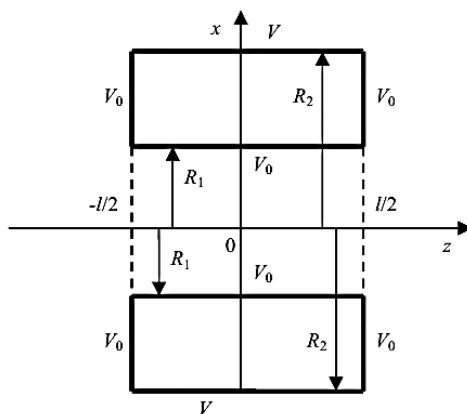


Рисунок 1.7 – Изображение проекции электродов ЦЗАЗТ на плоскость xz сопутствующей декартовой системы координат

Параметры цилиндрического зеркала с закрытыми торцами при сканировании поверхности образца тонким первичным пучком определено в [27]. Задача решалась численным методом на персональном компьютере по программам для расчета двумерных задач электронной оптики.

В [28] рассматриваются электростатические системы, поле которых является суперпозицией двух двумерных полей с общей плоскостью симметрии (средней плоскостью). В качестве примера реализации приведена четырехэлектродная система (рисунок 1.8).

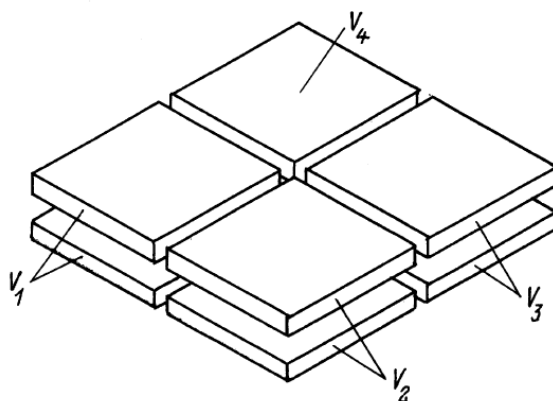


Рисунок 1.8 – Четырехэлектродная электростатическая система

Потенциал φ четырехэлектродной электростатической системы был представлен в виде суммы потенциалов $\varphi_1(x, z)$ и $\varphi_2(y, z)$ двух двухэлектродных систем с двумерным полем. Уравнение траектории частицы, предложенной четырехэлектродной электростатической системы с общей плоскостью симметрии рассмотрено в [29].

В работе [30,31] предложена и рассчитана электростатическая система из трех коаксиальных цилиндров (рисунок 1.9). Они образуют линзу из

совмещенных в пространстве коаксиальной цилиндрической линзы (КЦЛ) с плоским заземленным торцевым электродом и одиночной осесимметричной линзы (ОЛ). В такой комбинированной линзе одиночная ОЛ имеет более простую конструкцию, так как состоит не из трех, как принято, а из двух электродов.

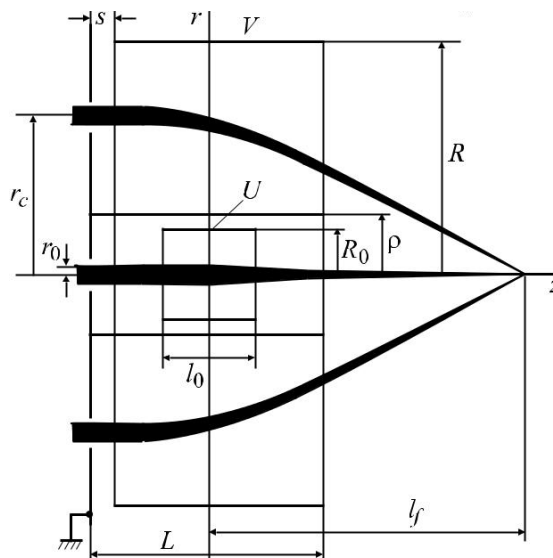
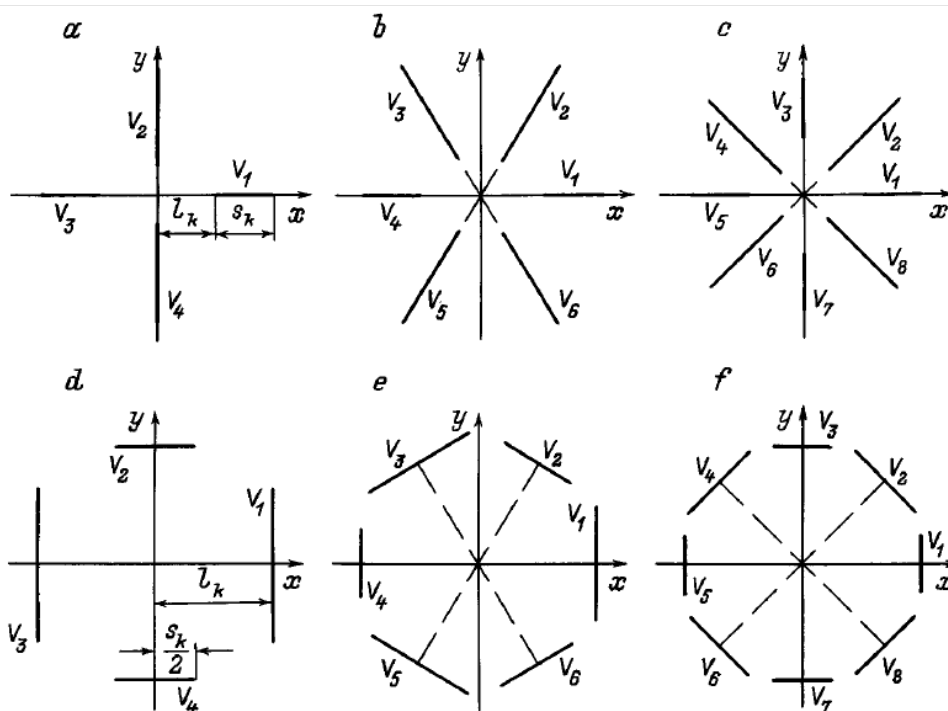


Рисунок 1.9 – Комбинированная электростатическая линза с ходом траекторий пучка заряженных частиц

Расчеты полей и фокусирующих свойств комбинированной линзы проведены численно по программе ТЕО для двумерных электростатических осесимметричных систем [32].

Системы из четырех и пяти коаксиальных цилиндрических электродов, радиус которых последовательно возрастает исследованы в [33].

Среди известных полей особое место принадлежит мультиполям, характеризующиеся наличием N одинаково расположенных плоскостей симметрии или антисимметрии, разделяющие поле на области с потенциалами противоположного поля (рисунок 1.10). Например, квадруполь реализуется четырьмя симметрично расположенными электродами с чередующимися по знаку потенциалами. Аналогично, гексаполь реализуется шестью электродами, октаполь – восемью, декаполь – десятью и т.д.



a,d – квадрупольная ($n=2$); b,e – секступольная ($n=3$); c,f – октупольная ($n=4$)

Рисунок 1.10 – Мультипольные системы с пластинчатыми электродами, имеющие симметрию C_{nv}

Мультипольные поля с прямолинейной осью были рассмотрены в [34,35]. Мультиполи с криволинейной осью, в частности круговые мультиполи, осевая линия которых представляет собой окружность некоторого радиуса r_0 показаны в работах [36-38]. В [39] описан метод вычисления потенциала поля мультипольных систем. Он может быть применен для расчета двумерных полей.

1.3 Методы коррекции aberrаций в электростатических линзах

1.3.1 Коррекция aberrаций с использованием мультипольных линз

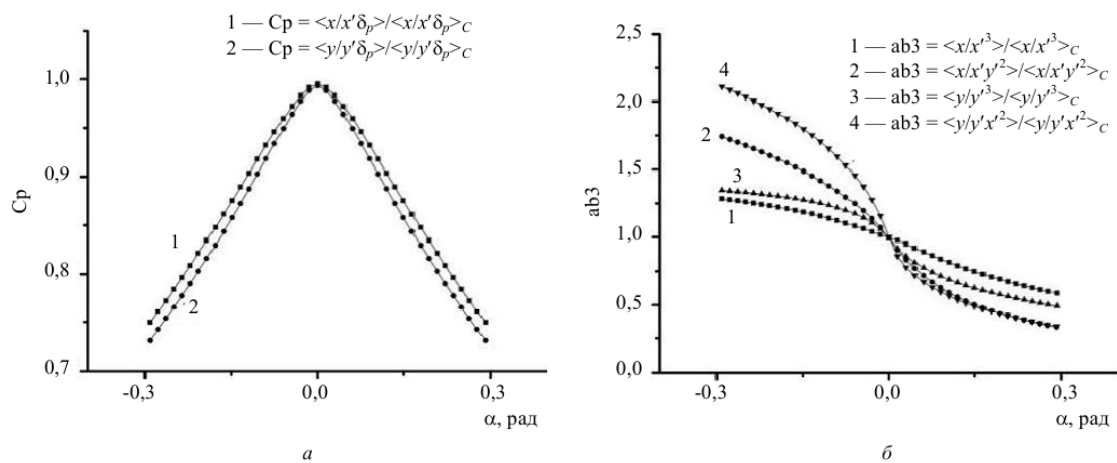
Обычно мультипольные линзы используются как корректирующие элементы в электронной и ионной оптике [2, с.74].

Для коррекции сферической aberrации обычно используются мультипольные линзы – октуполи и секступоли [40]. Показано также, что одиночная трехэлектродная скрещенная линза создает линейное изображение с нулевой или отрицательной сферической aberrацией [41]. Коррекция хроматической aberrации в основном осуществляется с помощью наложенных электрических и магнитных квадруполь [42].

В работе [43] предлагается упрощенная конструкция ахроматической квадрупольной линзы с коррекцией сферической aberrации. В этой же работе получена распределение скалярного потенциала предложенной электромагнитной восьмиэлектродной квадрупольно-октупольной линзы для двумерного случая. Теоретическое исследование описанной линзы проведены в

[44]. Для решения траекторий пучка заряженных частиц используется программа ЭМКОЛ, написанная авторами с использованием математических расчетов MathCAD.

В [45] рассмотрены квадрупольные линзы с конической апертурой. Расчет поля в электростатической квадрупольной линзе с конической апертурой проводился с применением численного кода Laplas-3D, разработанного в ИПФ НАН Украины, где заложен формализм метода интегральных уравнений для теории потенциала, изложенный в монографии [46]. Поле в магнитной квадрупольной линзе рассчитывалось с использованием коммерческого численного кода Opera-3D [47]. Представлены траекторные уравнения движения заряженной частицы в магнитной и электростатической ионно-оптической системе с прямолинейной осью. Рассмотрены aberrации предложенной линзы. Проведен сравнительный анализ хроматических и сферических aberrаций магнитной квадрупольной линзы с конической апертурой с соответствующими aberrациями эквивалентной магнитной квадрупольной линзы с цилиндрической апертурой показывает, что первая обладает меньшими хроматическими aberrациями при изменении угла конусности. Сферические же aberrации имеют меньшие значения у линзы с конической апертурой при положительных углах конусности, и наоборот, aberrации превосходят соответствующие aberrации эквивалентной линзы с цилиндрической апертурой при отрицательных значениях угла конусности (рисунок 1.11).



а – хроматические aberrации; б – сферические aberrации

Рисунок 1.11 – Отношения aberrаций магнитной квадрупольной линзы с конической апертурой к соответствующим aberrациям эквивалентной магнитной квадрупольной линзы с цилиндрической апертурой в зависимости от угла конусности α

В [48] показана возможность коррекции хроматической aberrации в иммерсионной системе из осесимметричных и квадрупольных линз. Рассмотренная линза состоит из четырех цилиндров, причем два крайних

полагается простирающимися до бесконечности, а два средних разрезаны образом указанным на рисунке 1.12.

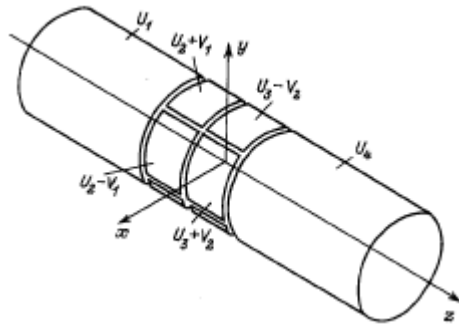


Рисунок 1.12 – Иммерсионная система из осесимметричных и квадрупольных линз

Описанная система была рассчитана численно на ЭВМ БЭСМ-6 при $l_1 = l_2 = R$ для широкой области изменения потенциалов на электродах. Результаты расчета показали, что в системе из осесимметричных и квадрупольных линз возможны обращение в нуль коэффициента хроматической aberrации по одной оси. Коррекция сферической aberrации линейного изображения в такой линзе показана в работе [49].

В работе [50] исследована коррекция хроматической и сферической aberrации пятиэлектродной скрещенной линзы. Линза образована плоскими электродами с прямоугольными отверстиями, повернутыми в соседних электродах на 90° относительно друг друга (рисунок 1.13). Потенциалы на электроды подаются так, чтобы по оптическим свойствам система была аналогично дублету квадрупольных линз с наложенной осесимметричной линзой.

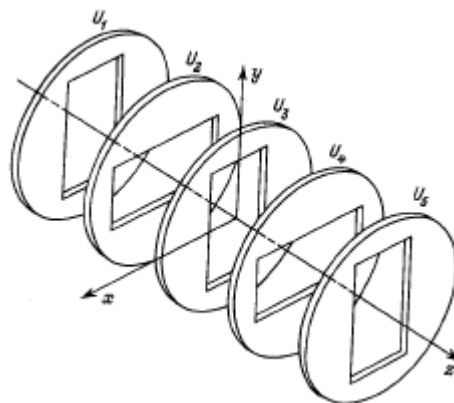


Рисунок 1.13 – Пятиэлектродная скрещенная линза

Таким образом в чисто электростатических линзах, образованных наложением осесимметричных и квадрупольных составляющих поля,

обнаружена возможность коррекции хроматической и сферической aberrаций (вне зависимости от формы электродов, создающих поле). В то же время известно, что последовательно расположенные осесимметричные и квадрупольные линзы таким свойством не обладают [40, с. 92].

В работе [51] проведено сравнительное исследование хроматической и сферической aberrаций в двух типах электростатических линз (рисунок 1.12 и 1.13). Работа выполнялась путем численного моделирования с использованием трехмерной программы расчета поля и траекторий [52].

Исследование хроматической aberrации обоих типов линз показало, что ее коррекция сравнительно легко достигается при астигматичной фокусировке. Был получен целый ряд режимов, характеризующихся нулевой или отрицательной хроматической aberrацией одного из линейных изображений. На рисунке 1.14 для некоторых режимов показана зависимость положения $z(F_{ix})$ линейного изображения в плоскости xz от энергии E заряженной частицы, где E дано в единицах eU_1 . Кривые 1-3 соответствует линзе, образованной цилиндрическими электродами. Кривая 4 соответствует скрещенной линзе. Как видно из рисунка 1.14, зависимость $z(F_{ix})$ от энергии частиц имеет одинаковый характер для обеих линз. При энергии частиц, меньшей, чем 0.6, положение изображения приближается к линзе с увеличением энергии, т.е. хроматическая aberrация в этой области отрицательна. При больших E ($E > 2$) изображение удаляется от линзы с ростом энергии, что соответствует положительной хроматической aberrации. В промежуточной области $0.6 < E < 2.0$ хроматическая aberrация мала и в некоторых точках обращается в нуль.

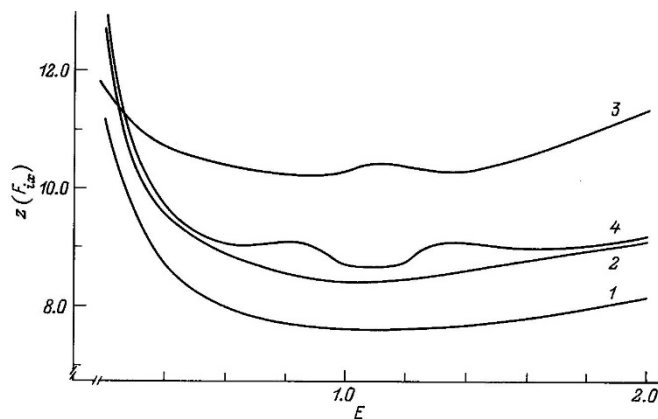


Рисунок 1.14 – Зависимость положения линейного фокуса в плоскости xz от энергии частиц

Также в этой работе была рассчитана сферическая aberrация в обоих типах линз в режимах с нулевой и отрицательной хроматической aberrацией. Полученные для линейного фокуса в плоскости xz результаты представлены на рисунке 1.15. Нумерация кривых соответствует тем же режимам, что и на рисунке 1.14, энергия частиц $E=1.0$. По оси абсцисс отложен x'_i - угол наклона траектории в пространстве изображений, по оси ординат – продольная

сферическая aberrация Δz , т.е. разность координат пересечения с осью параксиальной и непараксиальной траекторий. Разность Δz считается положительной для положительной сферической aberrации.

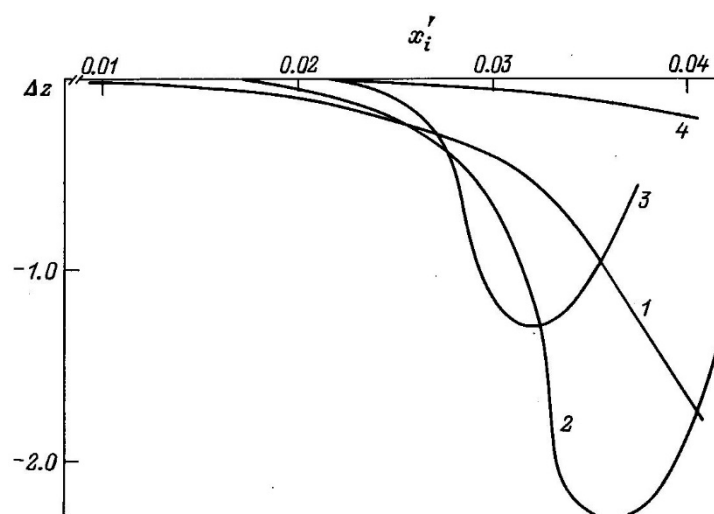


Рисунок 1.15 – Зависимость продольной сферической aberrации линейного фокуса в плоскости xz от угла наклона траектории в пространстве изображений

Из рисунка 1.15 видно, что для всех режимов сферическая aberrация отрицательна.

Новый класс осесимметричных полей, построенных на основе сложения кругового гексаполя с электростатическим полем цилиндрического зеркала был предложен и исследован в [53,54]. В [54, с.74] проведен расчет траекторий заряженных частиц. Для подтверждения достоверности расчетов траекторий заряженных частиц приближенно аналитическим методом проведен анализ электронно-оптической схемы гексапольно-цилиндрического анализатора с помощью программы «Фокус» моделирования аксиально-симметричных систем корпускулярной оптики с произвольной геометрией электродов в работе [53, с.45]. Здесь рассчитаны основные электронно-оптические характеристики анализатора в зависимости от параметра отражения и угла входа траектории при условии угловой фокусировки второго порядка.

1.3.2 Коррекция aberrаций с помощью асимметричных электронных линз

В [55] исследуется, что электронно-оптическая aberrация может быть улучшена в асимметричных электронных линзах. Показывается, что коэффициенты сферической и хроматической aberrаций уменьшаются в асимметричных электростатических Ейнзель линзах, когда центральный электрод перемещается от центрального положения к входному электроду. Могут быть получены относительное улучшение коэффициентов, как для хроматических, так и для сферических aberrаций на 40%. Для подтверждения этих результатов используются аналитические и численные расчеты для

типичных случаев линзы с фиксированной длиной и рабочим расстоянием. Результаты двух методов расчета хорошо соответствуют.

В работе представляется два случая асимметричных линз. В первом случае линза имеет фиксированную длину и расположена на фиксированном рабочем расстоянии от точки объекта. Здесь под рабочим расстоянием понимается расстояние между точкой объекта и электродом со стороны объекта. В этом случае асимметрия осуществляется путем перемещения центрального электрода между двумя заземленными электродами. Когда увеличение M и положение центрального электрода изменяется, соответственно изменяется и положение изображения. Во втором случае, линза также имеет фиксированную длину, но положение центрального электрода и положение объекта остаются постоянными. В этом случае асимметрия реализуется путем совместного сдвига входного и выходного электрода по отношению положения центрального электрода и объекта, сохраняя расстояние между объектом линзы. Положение изображения также изменяется в зависимости от увеличения M и асимметрии. Так как увеличение M оказывает сильное влияние на коэффициенты aberrаций, рассматриваются отдельные случаи для разных M .

Зависимость сферических и хроматических aberrаций для первого случая показана на рисунке 1.16. Асимметрия линзы регулируется расстоянием между электродом со стороны объекта и центральным электродом s_0 .

Результаты показывают, что оптимальное положение для центрального электрода – это быть как можно ближе к электроду со стороны объекта. Также рисунок 1.16 свидетельствует о том, что асимметричные линзы с близко расположенным к электроду со стороны объекта центральным электродом минимизируют сферические и хроматические aberrации при любом увеличении.

Рисунок 1.17 показывает, что для второго случая сферическая aberrация оптимизирована лишь для незначительной асимметрии в линзе с $s_0/l < 0.5$, а для коэффициента хроматической aberrации улучшение видно как для $s_0/l < 0.5$, так и для $s_0/l > 0.5$.

На графиках, показанных на рисунках 1.16 и 1.17 видна зависимость коэффициентов от соотношения s_0/l для трех различных значений увеличения, $M = 1.2, 8$. Используются два метода расчета. В первом методе расчета используются формулы aberrации из литературы, результаты которых показаны линиями. Второй метод применяет численный метод, выполненный с помощью SIMION, результаты которых показаны точками.

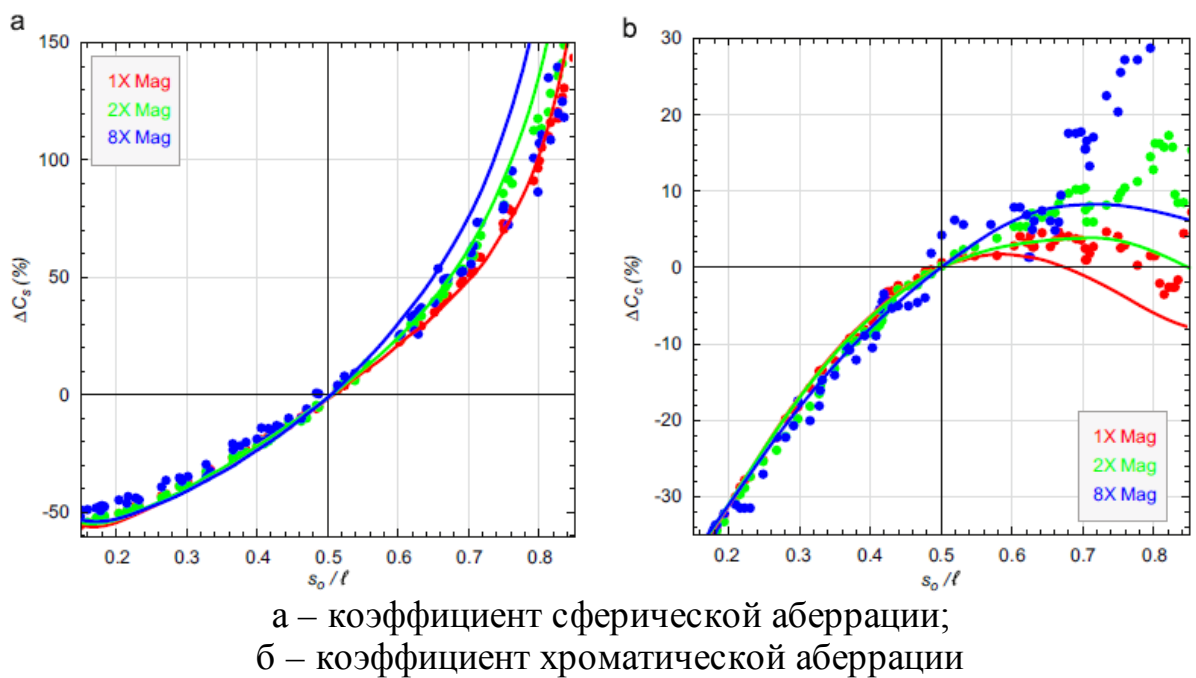


Рисунок 1.16 – Относительные изменения коэффициентов аберраций асимметричной линзы с фиксированной длиной и рабочим расстоянием (случай 1)

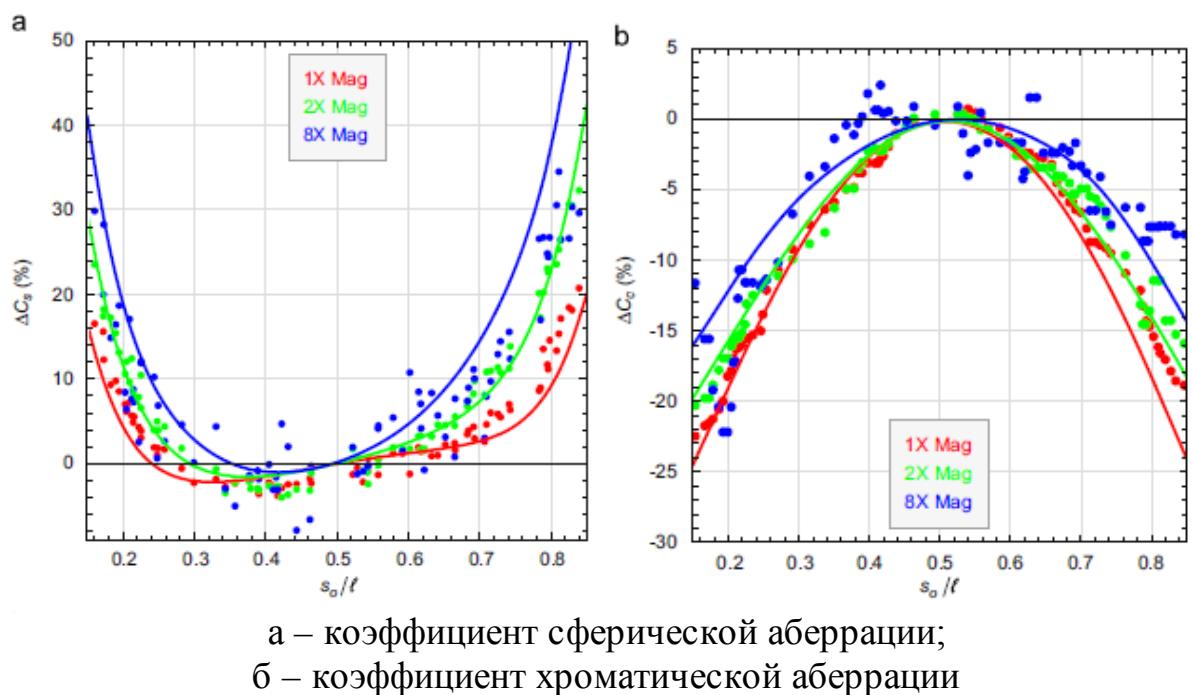


Рисунок 1.17 – Относительные изменения коэффициентов аберраций асимметричной линзы с фиксированной длиной и фиксированным расстоянием между положением объекта, и центральным электродом (случай 2)

Обсуждаемые результаты были получены для линз с заданной длиной. Эти результаты будут изменены, если можно будет изменять другие параметры

как длина линзы, форма электрода и т.д. Некоторые из этих вопросов были исследованы в [56-58]. Также стоит отметить, что длина линзы является одним из важных параметров хроматических и сферических aberrаций. В аналогичных условиях, используемых в данном исследовании было найдено, что более короткие линзы дают улучшенные сферические и хроматические aberrации. Кроме того, преимущества короткой линзы превышают выгоды, полученные в асимметричных линзах. Таким образом, если длина линзы может изменяться, то лучше минимизировать длину линзы, и только потом реализовать асимметрию. В других случаях, когда можно изменять другие параметры, кроме длины и асимметрии линзы, улучшение сферической aberrации может привести к ухудшению хроматической aberrации. Эти предварительные результаты показывают, что оптимальное решение для различных случаев может стать довольно сложной задачей.

1.3.3 Метод коррекции aberrации путем расчета времени пролета

Есть несколько методов коррекции хроматической и сферической aberrации в электронной и ионной оптике путем расчета времени пролета (time-of-flight TOF) частиц изображения [59]. Исправления сферической aberrации третьего порядка и хроматической aberrации первого порядка рассмотрены в нескольких работах [60-67]. Но aberrации времени пролета высокого порядка редко рассматриваются. В [68] рассчитываются aberrаций времени пролета высокого порядка в прикладных электростатических электронных линзах. Электростатические поля электростатической линзы, которые рассчитываются с помощью методов конечных элементов, показаны в виде дискретных массивов. Предложенный дифференциальный метод применим для инженерных конструкций, а программы написаны для вычисления aberrаций времени пролета до пятого порядка в прикладных электростатических электронных линзах. Приведен пример и расчет aberrации времени пролета до пятого порядка. Доказано что численные результаты для электростатических полей в виде дискретных массивов имеют хорошую точность по сравнению с теоретическими решениями. Точность ограничена лишь точностью численных расчетов полей и алгоритмом численных вычислений интерполяции и интегрирования. В качестве примера анализируется и обсуждается прикладная электростатическая электронная линза.

1.3.4 Метод фильтрации эффекта хроматической aberrации в системе электростатических линз с широким углом приема

Электростатические линзы с широким углом приема (wide acceptance angle electrostatic lenses WAAEL) (рисунок 1.18) и WAAEL на основе анализатора эллипсоидальной сетки типа дисплея (display-type ellipsoidal mesh analyzers DELMA) (рисунок 1.19) используют линзы формы с квази-эллипсоидальной сетки, с помощью которых можно исправить сферическую aberrацию с углом приема до $\pm 60^\circ$, что может сделать возможным более высокую передачу,

большую угловую область и, следовательно, более высокое пространственное разрешение спектральных изображений [69-80].

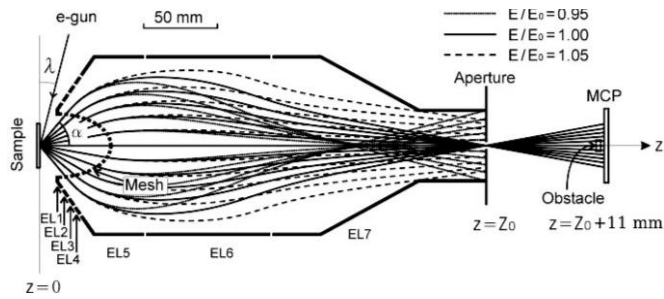


Рисунок 1.18 – Расположение электродов и траектории различных энергий электронов, чтобы продемонстрировать влияние хроматических aberrаций с $\Theta = \pm 60^\circ$ (1.00π sr) WAAEL (угол приема: $\Theta = \alpha_{\max}$)

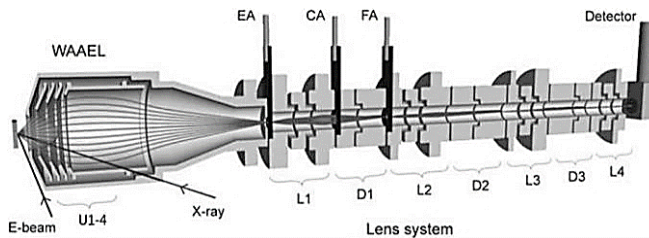


Рисунок 1.19 – Расположение электродов и траектории заданных энергии электронов E_{pass} с $\Theta = \pm 45^\circ$ (0.59π sr) WAAEL на основе DELMA

Однако, влияние хроматических aberrаций первого порядка пропорциональны энергии электронов, что с одной стороны делает возможным измерение спектральных изображений при разных энергиях, но с другой стороны имеет недостатки, из-за смешивания углового разрешения, пространственной и спектральной информации (рисунки 1.18-1.20). Это происходит за счет того, что высшие и низкие кинетические энергии электронов, выпускаемые с разных точек, могут попасть в один и тот же пиксель изображения, что приводит к размытию изображения, снижению резкости, а также снижению углового, пространственного и энергетического разрешения (рисунки 1.18-1.20) [81,82].

На рисунке 1.20а сплошная линия (E_{pass}) имеет точечное изображение, но в случае более низкой (пунктирная (тире) линия, $E_{\text{imp}} = E'$) и высшей (пунктирная (точка) линия, $E_{\text{imp}} = E''$) влияющих кинетических энергиях, хроматические пятно рассеяния появляются на плоскости изображения с радиусом $r(x, y, \alpha, E_{\text{pass}}, E_{\text{imp}})$. Указаны $\alpha = \text{AOB}$ полярный и $\beta = \text{COD}$ азимутальный начальные углы E_{pass} энергии траектории электрона (сплошная линия). Выборки с разных точек с различными начальными углами и кинетическими энергиями производят пересекающиеся круги путаницы, что приводит к ухудшению качества изображения и информационного содержания (рисунок 1.20б).

Таким образом, в случае WAAEL устранение эффекта хроматических aberrаций невозможно, что не позволяет пользоваться преимуществами электростатических линз этого типа.

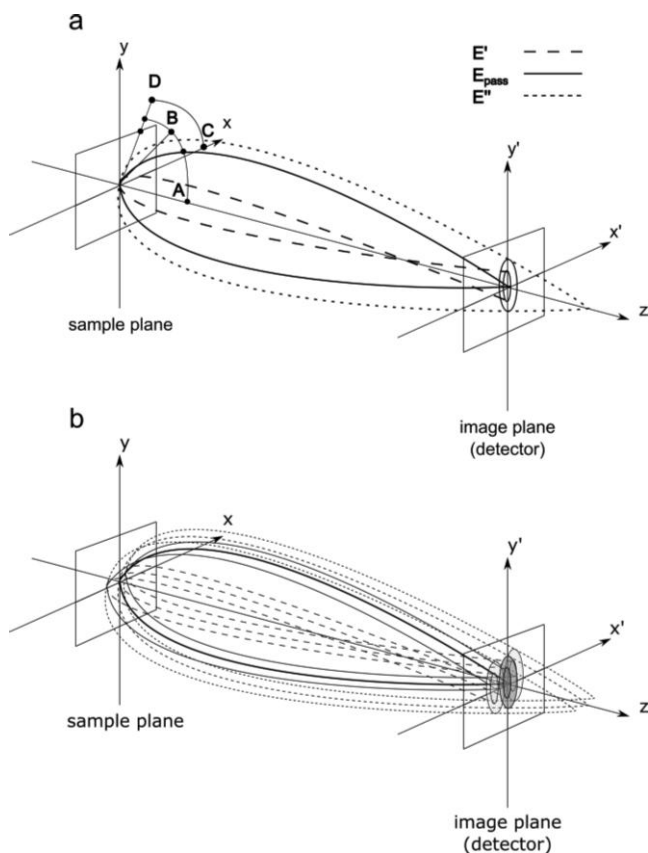


Рисунок 1.20 – (а) Схематическая фигура хроматической aberrации в случае точечного источника с тремя различными кинетическими энергиями; (б) влияние хроматических aberrаций

В [83] описаны экспериментальные результаты метода фильтрации эффекта хроматической aberrации в системе электростатических линз с широким углом приема. Этот метод может устранить эффект хроматической aberrации измеренной спектральной последовательностью изображений путем определения и удаления эффектов высоких и низких кинетических энергий электронов на каждой энергии изображения, что приводит к значительному улучшению изображения и спектрального качества. Метод основан на численном решении большой системы линейных уравнений. Поскольку метод применяется не только на 2D в реальном масштабе и k -пространстве дифракционных изображений, но и для третьего измерения последовательности изображения 3D, метод работает на основе программного обеспечения анализатора энергии изображения (SBIEA). В случае электронной оптики, метод SBIEA делает возможной спектральную визуализацию без применения каких-либо других энергетических фильтров.

1.4 Обоснования выбора текущего исследования и постановка задачи

Обзор научных работ по исследованию электронных линз свидетельствует о том, что до настоящего времени в основном рассматривались двумерные электронные линзы. Как известно, если потенциал не зависит от одной из декартовых координат, имеем двумерное или планарное поле. Ввиду того, что координата z обычно выбирается как направление распространения частиц, можно выделить два важных типа планарных полей. В первом случае потенциал не зависит от одной из координат x или y . На этот случай достаточно широко были представлены научные статьи с различной конструкцией электронных линз. Значительные работы представлены и для второго особого случая планарного поля, когда потенциал не зависит от координаты z . Важным приложением этого случая является планарное мультипольное поле.

Большое значение в электронной оптике имеет иммерсионный объектив, под которым понимают иммерсионную линзу, помещенную вблизи катодной пластины. Такие системы являются основным элементом электронно-оптических устройств, в которых они служат для формирования электронных изображений и пучков заряженных частиц с заданными параметрами. В экспериментальных работах [84-86] приводятся результаты исследования конкретных структур с применением иммерсионных объективов.

Классические методы исследования электронных линз непригодны для разработки теории иммерсионных объективов ввиду того, что они не учитывают специфичности их начальных условий. Например, если в одиночных и иммерсионных линзах справедливо полагается, что траектории заряженных частиц везде имеют малый наклон к главной оптической оси то для иммерсионного объектива это предположение несправедливо, так как заряженные частицы покидают катод под углом от 0 до 90 градусов и все эмитированные катодом частицы в дальнейшем участвуют в формировании кроссовера или изображения поверхности катода. Кроме того, в одиночных и иммерсионных линзах всюду выполняется условие малости разброса энергий заряженных частиц относительно значений осевого потенциала, а в иммерсионном объективе в области катода названное условие не выполняется.

Созданию эффективной теории иммерсионных объективов долгое время препятствовали трудности математического характера, связанные с обращением в ноль потенциала на поверхности катода, а также с большими наклонами траекторий в окрестности поверхности с нулевым потенциалом. Достаточно эффективный путь преодоления указанных трудностей был предложен в работах [87-89]. Однако в них при исследовании иммерсионных линз недостаточно корректно используются начальные условия к уравнениям движения. Отмеченный недостаток устранен в работах [90, 91]. В работе [92] создана общая физико-математическая основа теоретического исследования трехмерных элементов иммерсионных систем с прямой оптической осью. На основе этого теоретического исследования были исследованы различные типы иммерсионных линз, такие как осесимметричные и трансаксиальные линзы.

В работе [93] проводится сравнительный анализ параметров фокусировки трехэлектродных осесимметричных и трансаксиальных иммерсионных линз. Анализ полученных результатов показывает, что в трансаксиальных линзах значения aberrаций в горизонтальном направлении значительно меньше, присущих вертикальному направлению. При этом aberrации вертикального направления трансаксиальных иммерсионных линз по величине близки к величинам aberrаций иммерсионных линз с осевой симметрией поля. Численные исследования параметров фокусировки пятиэлектродных иммерсионных линз с вращательной симметрией были проведены в [94] и семиэлектродных в [95]. Сравнение полученных величин aberrаций пятиэлектродной (рисунок 1.21) и семиэлектродной (рисунок 1.22) иммерсионных линз с вращательной симметрией позволяют сделать вывод, что увеличение числа электродов позволяет уменьшить отдельные aberrации.

C_{31}

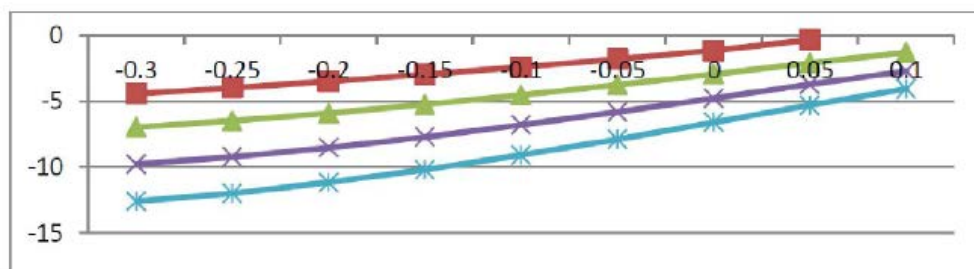


Рисунок 1.21 – Абберационный коэффициент C_{31} пятиэлектродной иммерсионной линзы

C_{31}

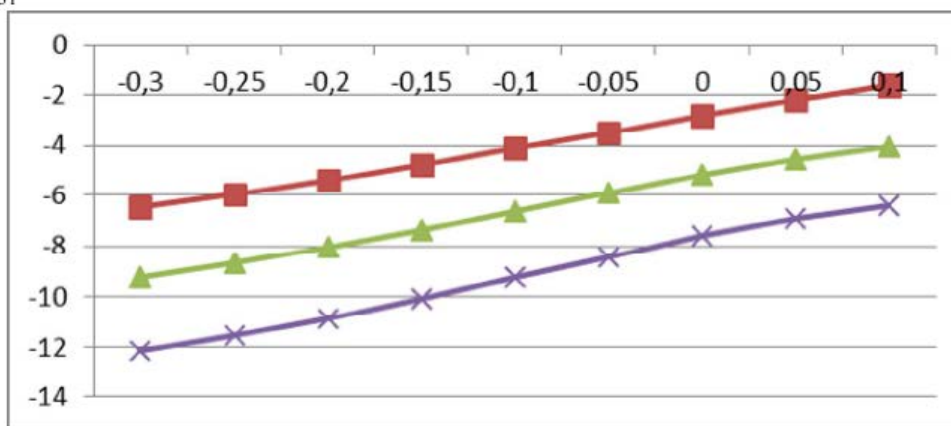


Рисунок 1.22 – Абберационный коэффициент C_{31} семиэлектродной иммерсионной линзы

На рисунке 1.21 линия с квадратными точками соответствует значению $z_c = 5R$, линия с треугольными точками - значению $z_c = 10R$, линия с точками

формы X - значению $z_c = 15R$, линия с точками формы Ж - значению $z_c = 20R$, где $R = 1$.

На рисунке 1.22 линия с квадратными точками соответствует значению $z_c = 10R$, линия с треугольными точками – значению $z_c = 15R$, линия с точками формы X – значению $z_c = 20R$, где $R = 1$.

В [96] проведены исследования корпускулярно-оптических параметров электростатической четырехэлектродной и шестиэлектродной трансаксиальных иммерсионных линз. Расчеты проводились при $R_1 = R_2 = 1$, $\varphi_1 = \varphi_4 = 1$, $l_2 = l_3 = l$.

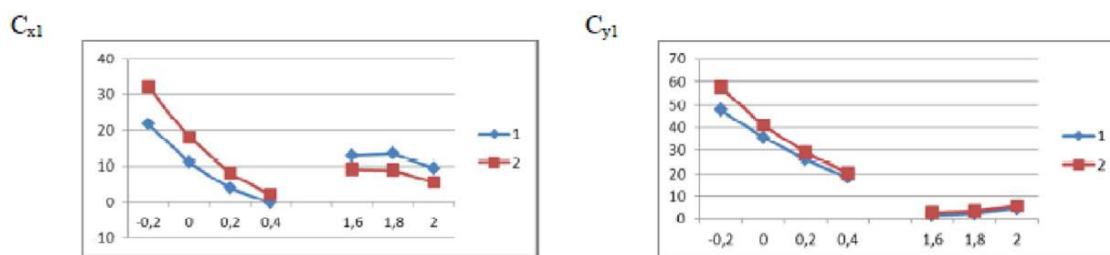


Рисунок 1.23 – Аберрационный коэффициент C_{x1} и C_{y1} четырехэлектродной иммерсионной линзы

На рисунке 1.23 линия 1 соответствует значению $l = 0.02$ и линия 2 – значению $l = 0.025$.

Также, как и в трехэлектродной иммерсионной линзе с двумя плоскостями симметрии, в четырехэлектродной трансаксиальной линзе значения аберраций в горизонтальном направлении x заметно меньше аберраций вертикального направления y (рисунок 1.23).

Сравнение результатов расчета исследованных линз позволяет сделать вывод о том, что, увеличивая число электродов в линзах, можно иметь больше параметров и больше возможностей для регулирования и оптимизации параметров фокусировки узлов корпускулярно-оптических устройств. С целью улучшения электронно-оптических фокусирующих свойств электронных линз можно изменять формы электродов, увеличивать число электродов, подбирать различно заряженные электроды, размеры электродов и т.д.

Обзор научных работ по исследованию электронных линз, проведенный в этой главе, свидетельствует о том, что до настоящего времени при построении источников заряженных частиц в аналитических приборах и технологических установках вакуумной электроники в основном использовались двумерные эмиссионные электронные линзы. На основании этого анализа можно сделать вывод, что в электронной оптике и электронном приборостроении весьма актуальны задачи разработки новых источников заряженных частиц с двумя плоскостями симметрии, которые дали бы возможность улучшить чувствительность и разрешающую способность приборов и устройств, в составе которых они используются.

2 МЕТОДЫ РАСЧЕТА ПОЛЕЙ ДЛЯ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ЛИНЗ С ДВУМЯ ПЛОСКОСТЯМИ СИММЕТРИИ

2.1 Моделирование и расчет полей в коробчатой эмиссионной иммерсионной линзе

Схематически система электродов трехэлектродной коробчатой иммерсионной линзы показана на рисунке 2.1. В декартовой системе координат x, y, z катод расположен в плоскости xy при значении третьей координаты $z = 0$. Третья координата для рассматриваемой линзы является ее главной оптической осью. Потенциал катода принимается равным нулю. Две пары плоских пластинчатых электродов размещаются симметрично плоскости xz , расстояния от этой плоскости до электродов примем равным l_y , другие две пары пластинчатых плоских электродов размещаются симметрично плоскости yz на расстоянии l_x . В направлении главной оптической оси z эти пары электродов разделены щелью, расположенной у плоскости xy с координатой z_1 .

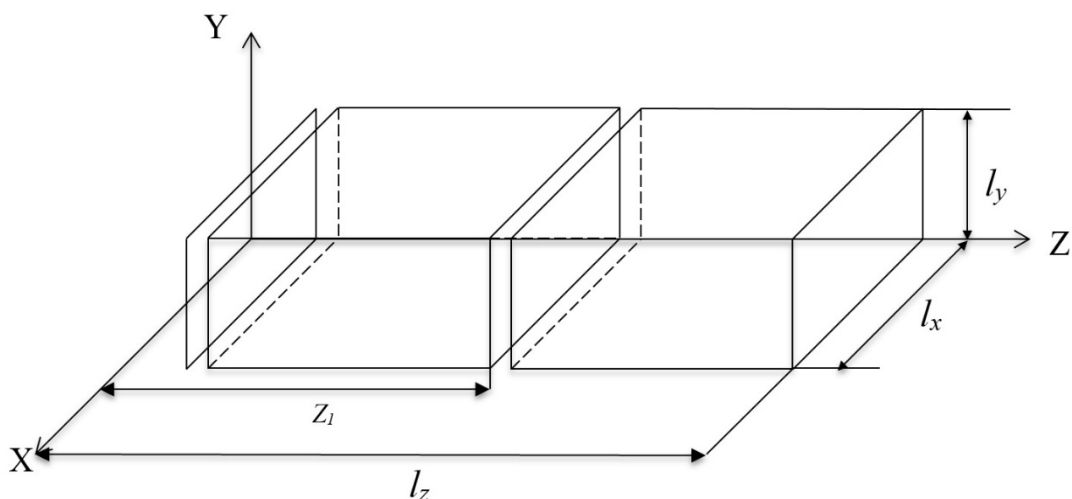


Рисунок 2.1 – Трехэлектродная эмиссионная иммерсионная линза

При проектировании иммерсионных линз с двумя плоскостями симметрии важной задачей является определение распределения фокусирующих полей. Для решения поставленной задачи необходимо решить трехмерное уравнение Лапласа с заданными граничными условиями, то есть решить задачу Дирихле для заданной системы электродов, обеспечивающих трехмерное распределение электростатического потенциала с двумя плоскостями симметрии [97].

Как известно, уравнение Лапласа для трехмерного случая в декартовой системе координат имеет вид

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0 \quad (2.1)$$

$U = U(x, y, z)$ - распределение электростатического потенциала.

Граничные условия к уравнению (2.1) могут быть выражены в следующем виде:

$$U(x, y, 0) = 0 \quad (2.2)$$

$$U(l_x, l_y, z) = U_1, 0 \leq z \leq z_1 \quad (2.3)$$

$$U(l_x, l_y, z) = U_2, z_1 \leq z \leq l_z \quad (2.4)$$

В (2.4) l_z обозначает координату плоскости, которой ограничены продольные (т.е. вдоль главной оптической оси) размеры рассматриваемой линзы.

Общее решение уравнения (2.1) при использовании метода разделения переменных может быть определено в форме следующего выражения

$$U(x, y, z) = e^{k_x \cdot x + k_y \cdot y + k_z \cdot z} \quad (2.5)$$

при этом должно выполняться условие

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = 0 \quad (2.6)$$

С учетом отмеченных выше симметрий, граничных условий (2.2) – (2.4) и уравнения (2.5), решения для рассматриваемой электронной линзы может быть представлено в виде

$$U(x, y, z) = \sum_{n=1}^{100} A_n \cdot \operatorname{ch}\left(\frac{k_n}{l_x} \cdot x\right) \cdot \operatorname{ch}\left(\frac{k_n}{l_y} \cdot y\right) \cdot \sin\left(\frac{k_n \cdot \sqrt{l_x^2 + l_y^2}}{l_x \cdot l_y} \cdot z\right) \quad (2.7)$$

или в виде

$$U(x, y, z) = \sum_{n=1}^{100} A_n \cdot \cos\left(\frac{k_n}{l_x} \cdot x\right) \cdot \operatorname{ch}\left(\frac{k_n}{l_y} \cdot y\right) \cdot \operatorname{sh}\left(\frac{k_n \cdot \sqrt{l_x^2 + l_y^2}}{l_x \cdot l_y} \cdot z\right) \quad (2.8)$$

Отметим, при выводе последних уравнений была учтена необходимость выполнения условия (2.6). Очевидно, для дальнейших преобразований необходимо раскрыть значение коэффициента k_n .

Рассмотрим далее решение задачи с использованием уравнения (2.7). Для этого случая определим значение k_n выражением

$$k_n = \frac{2 \cdot n - 1}{2} \cdot \pi \cdot \frac{l_x \cdot l_y \cdot l_z}{\sqrt{l_x^2 + l_y^2}} \quad (2.9)$$

Попутно отметим, что для уравнения (2.8) этот коэффициент должен выбираться в зависимости от конкретно заданных начальных условий и может быть задан в другом виде, например,

$$k_n = 2 \cdot \pi \cdot n \quad (2.10)$$

С учетом (2.9) уравнение (2.7) принимает вид

$$U(x, y, z) = \sum_{n=1}^{100} A_n \cdot \operatorname{ch} \left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot \sqrt{l_x^2 + l_y^2}} \cdot l_y \cdot l_z \cdot \pi \cdot x \right) \cdot \operatorname{ch} \left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot \sqrt{l_x^2 + l_y^2}} \cdot l_x \cdot l_z \cdot \pi \cdot y \right) \times \\ \times \sin \left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot z \right) \quad (2.11)$$

В уравнении (2.11) следует определить значения коэффициентов A_n . Для нахождения выражений для этих коэффициентов перепишем уравнение (2.11) с учетом граничных условий (2.2) – (2.4)

$$U(l_x, l_y, z) = \sum_{n=1}^{100} A_n \cdot \left[\operatorname{ch} \left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot \sqrt{l_x^2 + l_y^2}} \cdot \pi \cdot l_x \cdot l_y \cdot l_z \right) \right]^2 \cdot \sin \left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot z \right) \quad (2.12)$$

Уравнение (2.12) представляет собой разложение в ряд Фурье по тригонометрическим функциям, в данном случае, по синусам, откуда следует

$$A_n \cdot \left[\operatorname{ch} \left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot \sqrt{l_x^2 + l_y^2}} \cdot \pi \cdot l_x \cdot l_y \cdot l_z \right) \right]^2 = \frac{2}{l_z} \cdot \int_0^{l_z} U(l_x, l_y, z) \cdot \sin \left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot z \right) dz \quad (2.13)$$

Решая уравнение (2.13) с учетом начальных условий (2.3) и (2.4) получаем

$$A_n = \frac{4 \cdot \left[u_1 + (u_2 - u_1) \cdot \cos \left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot z_1 \right) \right]}{(2 \cdot n - 1) \cdot \pi \cdot \left[\operatorname{ch} \left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot \sqrt{l_x^2 + l_y^2}} \cdot \pi \cdot l_x \cdot l_y \cdot l_z \right) \right]^2} \quad (2.14)$$

С учетом (2.9) уравнение (2.11) и выражение (2.14) могут быть представлены в виде

$$U(x, y, z) = \sum_{n=1}^{100} A_n \cdot \operatorname{ch}\left(\frac{k_n}{l_x} \cdot x\right) \cdot \operatorname{ch}\left(\frac{k_n}{l_y} \cdot y\right) \cdot \sin\left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot z\right) \quad (2.15)$$

где

$$A_n = \frac{4 \cdot \left[u_1 + (u_2 - u_1) \cdot \cos\left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot z_1\right) \right]}{(2 \cdot n - 1) \cdot \pi \cdot [\operatorname{ch}(k_n)]^2} \quad (2.16)$$

Гиперболический косинус в формуле (2.15) можно вычислить разложением в ряд Тейлора

$$\operatorname{ch}\left(\frac{k_n}{l_x} \cdot x\right) = 1 + \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{k_n}{l_x} \cdot x\right)^2 + \frac{1}{24} \cdot \left(\frac{k_n}{l_x} \cdot x\right)^4 \quad (2.17)$$

$$\operatorname{ch}\left(\frac{k_n}{l_y} \cdot y\right) = 1 + \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{k_n}{l_y} \cdot y\right)^2 + \frac{1}{24} \cdot \left(\frac{k_n}{l_y} \cdot y\right)^4 \quad (2.18)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{ch}\left(\frac{k_n}{l_x} \cdot x\right) \cdot \operatorname{ch}\left(\frac{k_n}{l_y} \cdot y\right) = & 1 + \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{k_n}{l_x} \cdot x\right)^2 + \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{k_n}{l_y} \cdot y\right)^2 + \frac{1}{4} \cdot \left(\frac{k_n}{l_x} \cdot x\right)^2 \cdot \left(\frac{k_n}{l_y} \cdot y\right)^2 + \\ & + \frac{1}{24} \cdot \left(\frac{k_n}{l_x} \cdot x\right)^4 + \frac{1}{24} \cdot \left(\frac{k_n}{l_y} \cdot y\right)^4 \end{aligned} \quad (2.19)$$

Распределение электростатического потенциала рассматриваемой линзы может быть представлено в виде следующего ряда

$$U(x, y, z) = \varphi_{00}(z) + \varphi_{20}(z) \cdot x^2 + \varphi_{02}(z) \cdot y^2 + \varphi_{22}(z) \cdot x^2 \cdot y^2 + \varphi_{40}(z) \cdot x^4 + \varphi_{04}(z) \cdot y^4 \quad (2.20)$$

Где $\varphi_{00}(z)$, $\varphi_{20}(z)$, $\varphi_{02}(z)$, $\varphi_{22}(z)$, $\varphi_{40}(z)$ и $\varphi_{04}(z)$ определяется с помощью формул (2.9)-(2.15)-(2.19)

$$\Phi(z) = \varphi_{00}(z) = U(0, 0, z) = \sum_{n=1}^{100} A_n \cdot \sin\left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot z\right) \quad (2.21)$$

$$\varphi_{20}(z) = \frac{1}{2} \cdot \sum_{n=1}^{100} A_n \cdot \left(\frac{k_n}{l_x}\right)^2 \cdot \sin\left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot z\right) \quad (2.22)$$

$$\varphi_{02}(z) = \frac{1}{2} \cdot \sum_{n=1}^{100} A_n \cdot \left(\frac{k_n}{l_y} \right)^2 \cdot \sin \left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot z \right) \quad (2.23)$$

$$\varphi_{22}(z) = \frac{1}{4} \cdot \sum_{n=1}^{100} A_n \cdot \left(\frac{k_n}{l_x} \right)^2 \cdot \left(\frac{k_n}{l_y} \right)^2 \cdot \sin \left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot z \right) \quad (2.24)$$

$$\varphi_{40}(z) = \frac{1}{24} \cdot \sum_{n=1}^{100} A_n \cdot \left(\frac{k_n}{l_x} \right)^4 \cdot \sin \left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot z \right) \quad (2.25)$$

$$\varphi_{04}(z) = \frac{1}{24} \cdot \sum_{n=1}^{100} A_n \cdot \left(\frac{k_n}{l_y} \right)^4 \cdot \sin \left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot z \right) \quad (2.26)$$

Распределение электростатического потенциала в двояко-симметричных корпускулярно-оптических системах вблизи главной оптической оси может быть представлено в виде следующего ряда

$$\begin{aligned} \varphi(x, y, z) = & \Phi(z) - \left(\frac{\Phi''}{4} - f_{кв}'' \right) \cdot x^2 - \left(\frac{\Phi''}{4} + f_{кв}'' \right) \cdot y^2 + \left(\frac{\Phi^{IV}}{64} - \frac{f_{кв}''}{12} + f_{ок} \right) \cdot x^4 + \\ & + \left(\frac{\Phi^{IV}}{64} + \frac{f_{кв}''}{12} + f_{ок} \right) \cdot y^4 + \left(\frac{\Phi^{IV}}{32} - 6 \cdot f_{ок} \right) \cdot x^2 \cdot y^2 + \dots \end{aligned} \quad (2.27)$$

Здесь штрихи обозначают дифференцирование по z , $f_{кв} = f_{кв}(z)$ и $f_{ок} = f_{ок}(z)$ - функции, характеризующие квадрупольную и октупольную составляющие поля, $\Phi(z) = \varphi(0, 0, z)$ - распределение потенциала вдоль главной оптической оси.

Соответственно формулам (2.20) и (2.27) получаем [98]

$$\varphi_{00} = \Phi(z) \quad (2.28)$$

$$\varphi_{20} = - \left(\frac{\Phi''}{4} - f_{кв}'' \right) = f_{кв}'' - \frac{\Phi''}{4} \quad (2.29)$$

$$\varphi_{02} = - \left(\frac{\Phi''}{4} + f_{кв}'' \right) \quad (2.30)$$

$$\varphi_{22} = + \left(\frac{\Phi^{IV}}{32} - 6 \cdot f_{ок} \right) \quad (2.31)$$

$$\varphi_{40} = + \left(\frac{\phi^{IV}}{64} - \frac{f_{\kappa\delta}''}{12} + f_{ок} \right) \quad (2.32)$$

$$\varphi_{04} = + \left(\frac{\phi^{IV}}{64} + \frac{f_{\kappa\delta}''}{12} + f_{ок} \right) \quad (2.33)$$

Из формул (2.29) и (2.30) получаем

$$f_{\kappa\delta} = \frac{1}{2} \cdot (\varphi_{20} - \varphi_{02}) \quad (2.34)$$

Из формулы (2.31) получаем

$$f_{ок} = \frac{1}{6} \cdot \left(\frac{\Phi^{IV}}{32} - \varphi_{22} \right) \quad (2.35)$$

Производные (2.28)-(2.35) определяются по формулам

$$\Phi'(z) = \sum_{n=1}^{100} A_n \cdot \frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot \cos \left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot z \right) \quad (2.36)$$

$$\Phi''(z) = - \sum_{n=1}^{100} A_n \cdot \left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \right)^2 \cdot \sin \left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot z \right) \quad (2.37)$$

$$\Phi'''(z) = - \sum_{n=1}^{100} A_n \cdot \left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \right)^3 \cdot \cos \left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot z \right) \quad (2.38)$$

$$\Phi^{IV}(z) = \sum_{n=1}^{100} A_n \cdot \left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \right)^4 \cdot \sin \left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot z \right) \quad (2.39)$$

$$\varphi'_{20}(z) = \frac{1}{2} \cdot \sum_{n=1}^{100} A_n \cdot \left(\frac{k_n}{l_x} \right)^2 \cdot \frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot \cos \left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot z \right) \quad (2.40)$$

$$\varphi''_{20}(z) = - \frac{1}{2} \cdot \sum_{n=1}^{100} A_n \cdot \left(\frac{k_n}{l_x} \right)^2 \cdot \left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \right)^2 \cdot \sin \left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot z \right) \quad (2.41)$$

$$\varphi'''_{20}(z) = - \frac{1}{2} \cdot \sum_{n=1}^{100} A_n \cdot \left(\frac{k_n}{l_x} \right)^2 \cdot \left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \right)^3 \cdot \cos \left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot z \right) \quad (2.42)$$

$$\varphi'_{02}(z) = \frac{1}{2} \cdot \sum_{n=1}^{100} A_n \cdot \left(\frac{k_n}{l_y}\right)^2 \cdot \frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot \cos\left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot z\right) \quad (2.43)$$

$$\varphi''_{02}(z) = -\frac{1}{2} \cdot \sum_{n=1}^{100} A_n \cdot \left(\frac{k_n}{l_y}\right)^2 \cdot \left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi\right)^2 \cdot \sin\left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot z\right) \quad (2.44)$$

$$\varphi'''_{02}(z) = -\frac{1}{2} \cdot \sum_{n=1}^{100} A_n \cdot \left(\frac{k_n}{l_y}\right)^2 \cdot \left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi\right)^3 \cdot \cos\left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot z\right) \quad (2.45)$$

$$\varphi'_{22}(z) = \frac{1}{4} \cdot \sum_{n=1}^{100} A_n \cdot \left(\frac{k_n}{l_x}\right)^2 \cdot \left(\frac{k_n}{l_y}\right)^2 \cdot \frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot \cos\left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot z\right) \quad (2.46)$$

$$\varphi''_{22}(z) = -\frac{1}{4} \cdot \sum_{n=1}^{100} A_n \cdot \left(\frac{k_n}{l_x}\right)^2 \cdot \left(\frac{k_n}{l_y}\right)^2 \cdot \left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi\right)^2 \cdot \sin\left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot z\right) \quad (2.47)$$

$$\varphi'_{40}(z) = \frac{1}{24} \cdot \sum_{n=1}^{100} A_n \cdot \left(\frac{k_n}{l_x}\right)^4 \cdot \frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot \cos\left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot z\right) \quad (2.48)$$

$$\varphi''_{40}(z) = -\frac{1}{24} \cdot \sum_{n=1}^{100} A_n \cdot \left(\frac{k_n}{l_x}\right)^4 \cdot \left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi\right)^2 \cdot \sin\left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot z\right) \quad (2.49)$$

$$\varphi'_{04}(z) = \frac{1}{24} \cdot \sum_{n=1}^{100} A_n \cdot \left(\frac{k_n}{l_y}\right)^4 \cdot \frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot \cos\left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot z\right) \quad (2.50)$$

$$\varphi''_{04}(z) = -\frac{1}{24} \cdot \sum_{n=1}^{100} A_n \cdot \left(\frac{k_n}{l_y}\right)^4 \cdot \left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi\right)^2 \cdot \sin\left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot z\right) \quad (2.51)$$

$$f'_{кв}(z) = \frac{1}{2} \cdot (\varphi'_{20} - \varphi'_{02}) \quad (2.52)$$

$$f''_{кв}(z) = \frac{1}{2} \cdot (\varphi''_{20} - \varphi''_{02}) \quad (2.53)$$

По полученным формулам были проведены расчеты распределений осевого потенциала и их производных для линз с конкретными значениями начальных условий. На рисунках 2.2-2.21 приведены результаты расчетов для трех разных значений l_x (рисунок 2.2 – рисунок 2.11) и z_1 (рисунок 2.12 – рисунок 2.21).

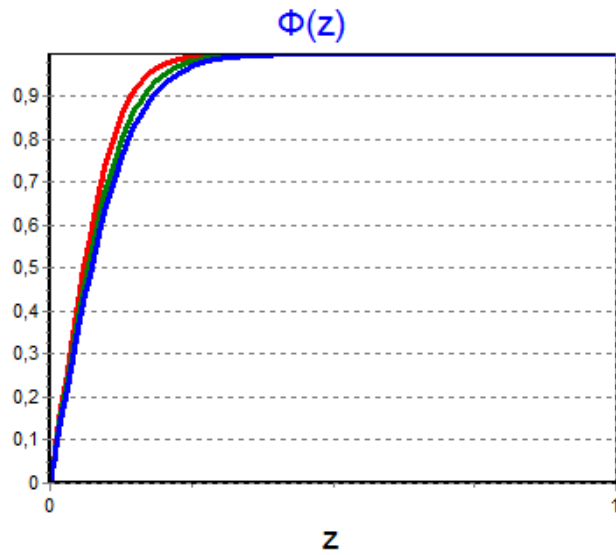


Рисунок 2.2 - Графики результата расчета осевого распределения потенциала $\varphi(z)$

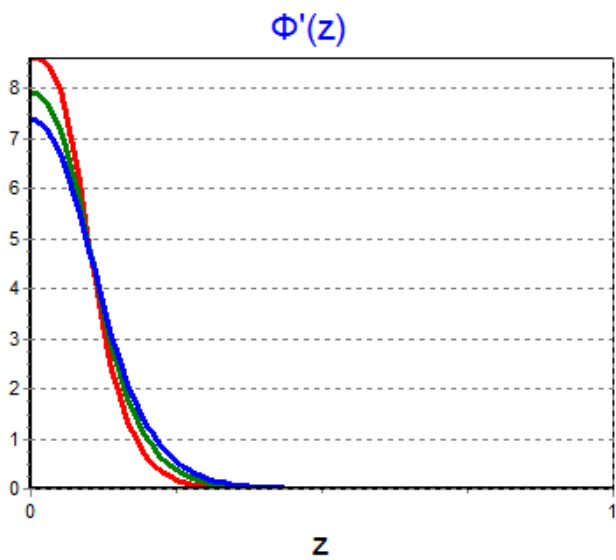


Рисунок 2.3 - Графики результата расчета первой производной осевого распределения потенциала $\varphi'(z)$

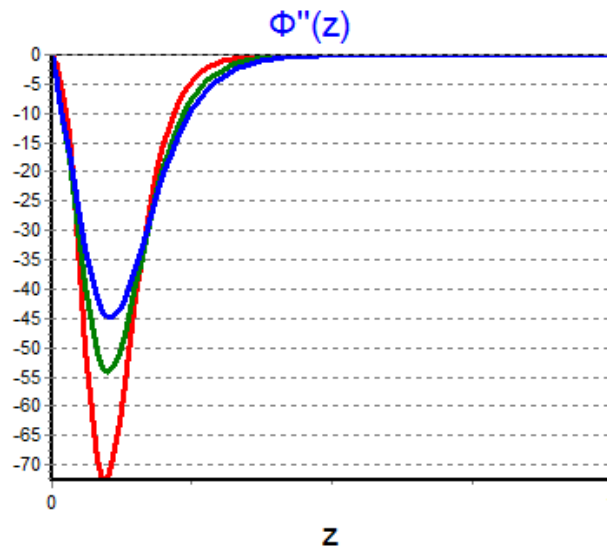


Рисунок 2.4 - Графики результата расчета второй производной осевого распределения потенциала $\varphi''(z)$

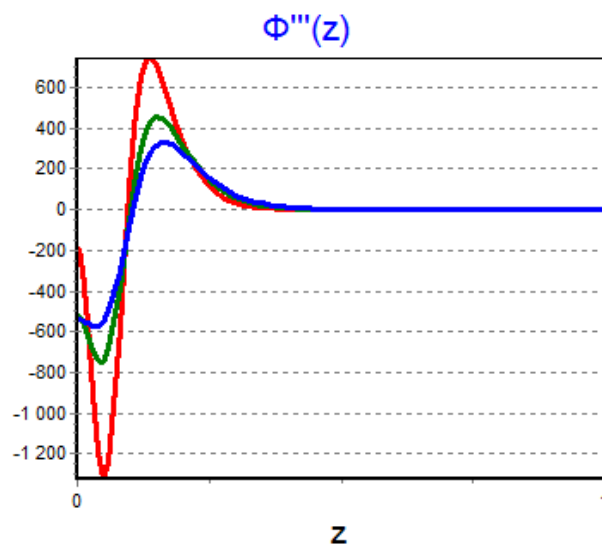


Рисунок 2.5 - Графики результата расчета третьей производной осевого распределения потенциала $\varphi'''(z)$

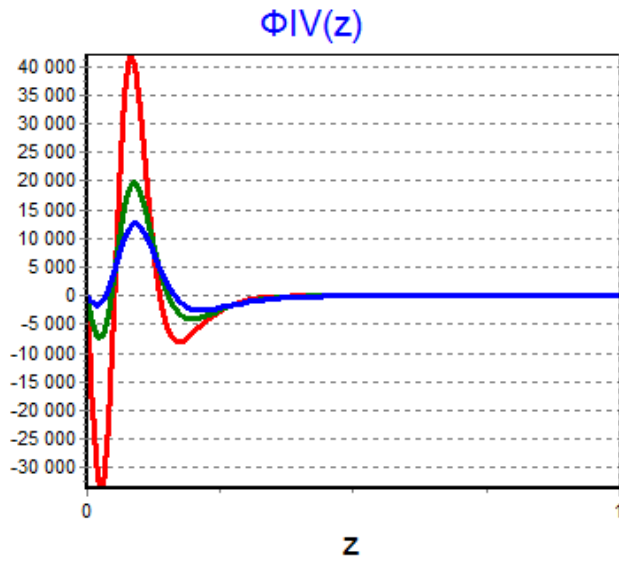


Рисунок 2.6 - Графики результата расчета четвертой производной осевого распределения потенциала $\varphi^{IV}(z)$

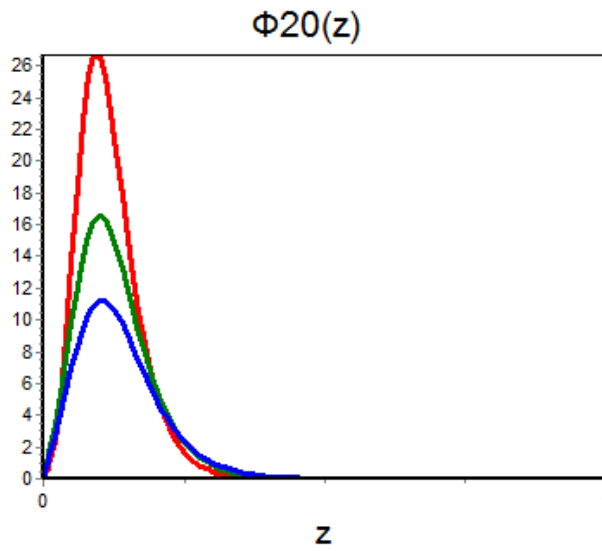


Рисунок 2.7 - Графики результата расчета распределения осевого потенциала $\varphi_{20}(z)$

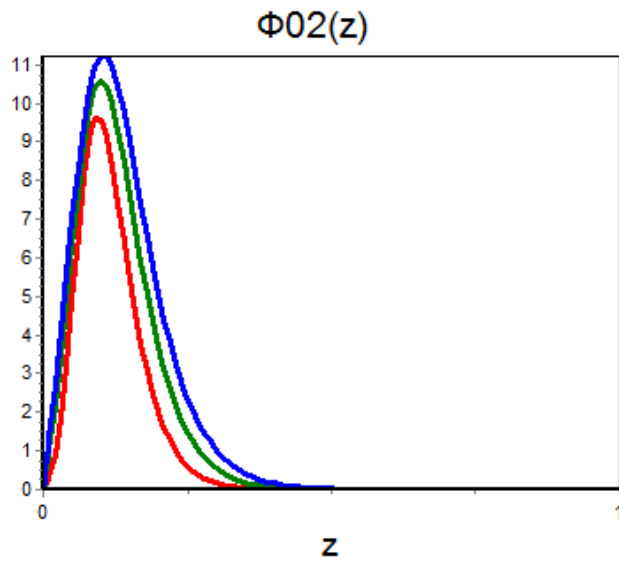


Рисунок 2.8 - Графики результата расчета распределения осевого потенциала $\varphi_{02}(z)$

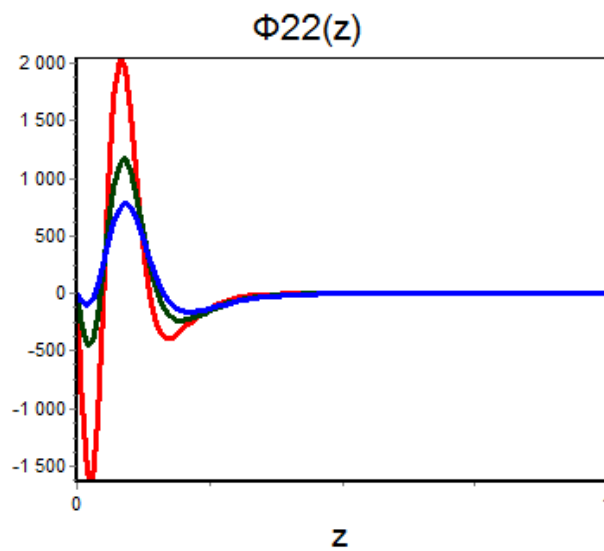


Рисунок 2.9 - Графики результата расчета распределения осевого потенциала $\varphi_{22}(z)$

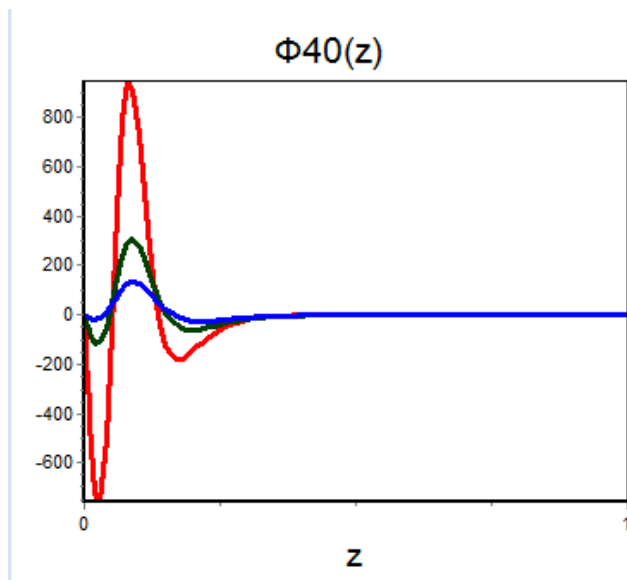


Рисунок 2.10 - Графики результата расчета распределения осевого потенциала $\varphi_{40}(z)$

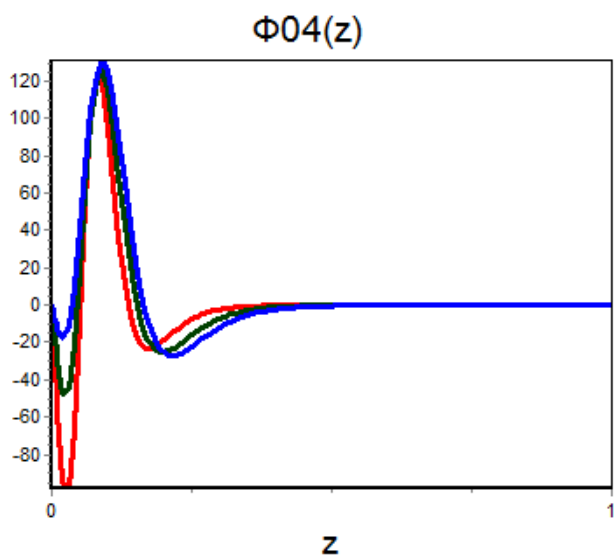


Рисунок 2.11 - Графики результата расчета распределения осевого потенциала $\varphi_{04}(z)$

На рисунках 2.2-2.11 красная линия соответствует значению $l_x = 0.06$, зеленая линия - значению $l_x = 0.08$, синяя линия - значению $l_x = 0.1$. При выполнении расчетов было принято $u_1 = 0$, $u_2 = 1$, $l_y = 0.1$, $l_z = 1$ и $z_1 = 0.05$.

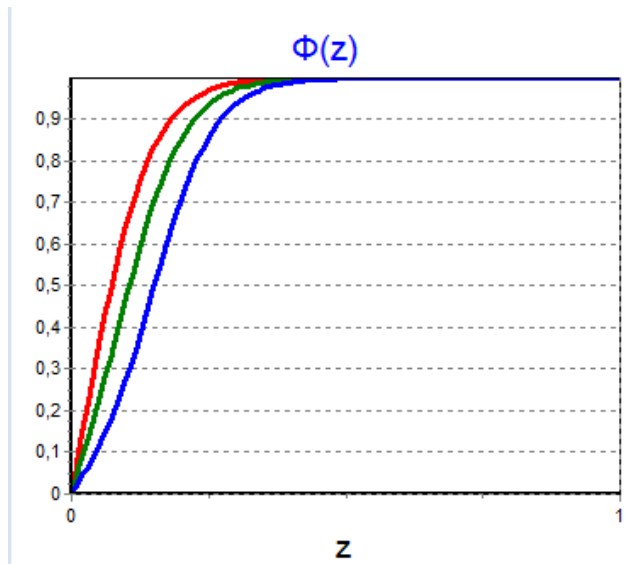


Рисунок 2.12 - Графики результата расчета осевого распределения потенциала $\varphi(z)$

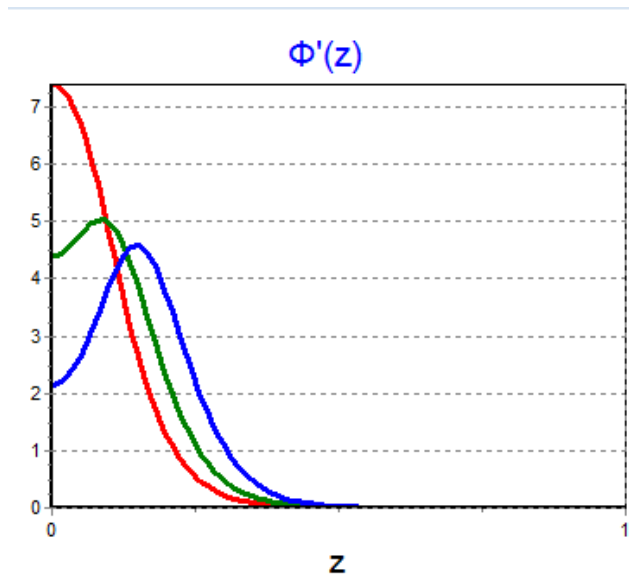


Рисунок 2.13 - Графики результата расчета первой производной осевого распределения потенциала $\varphi'(z)$

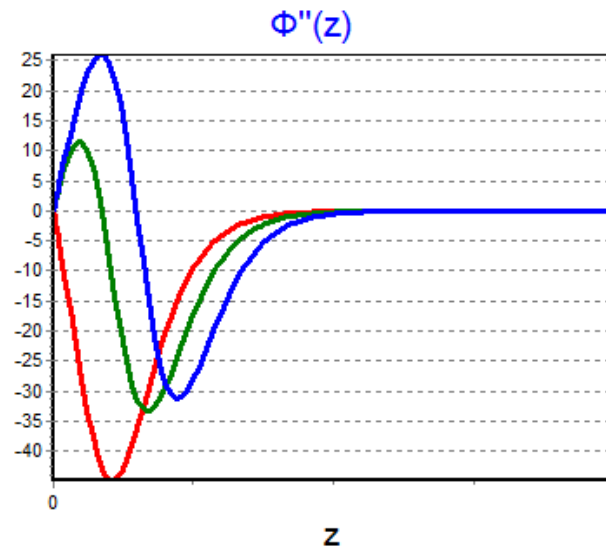


Рисунок 2.14 - Графики результата расчета второй производной осевого распределения потенциала $\varphi''(z)$

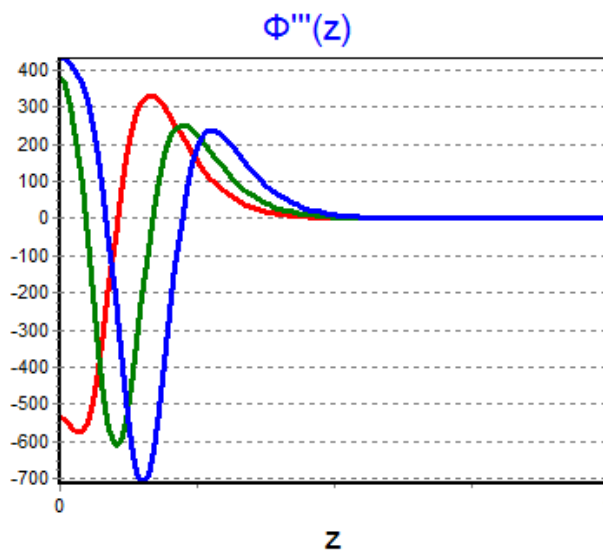


Рисунок 2.15 - Графики результата расчета третьей производной осевого распределения потенциала $\varphi'''(z)$

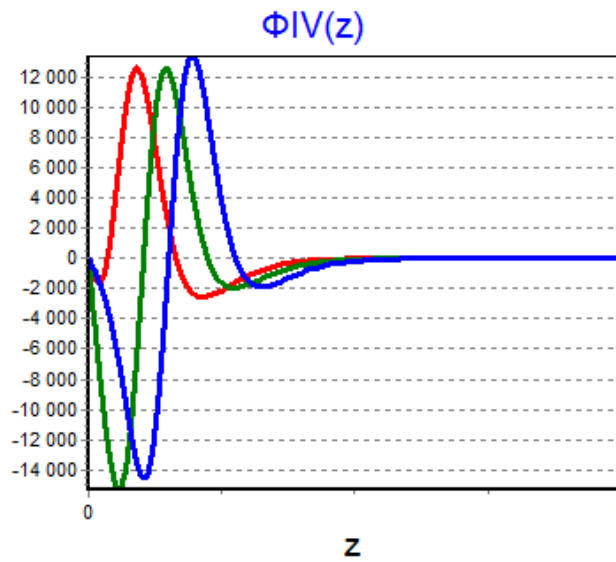


Рисунок 2.16 - Графики результата расчета четвертой производной осевого распределения потенциала $\varphi^{IV}(z)$

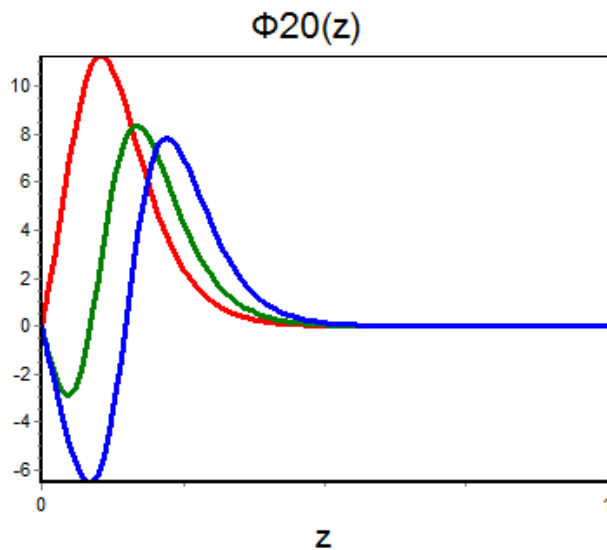


Рисунок 2.17 - Графики результата расчета распределения осевого потенциала $\varphi_{20}(z)$

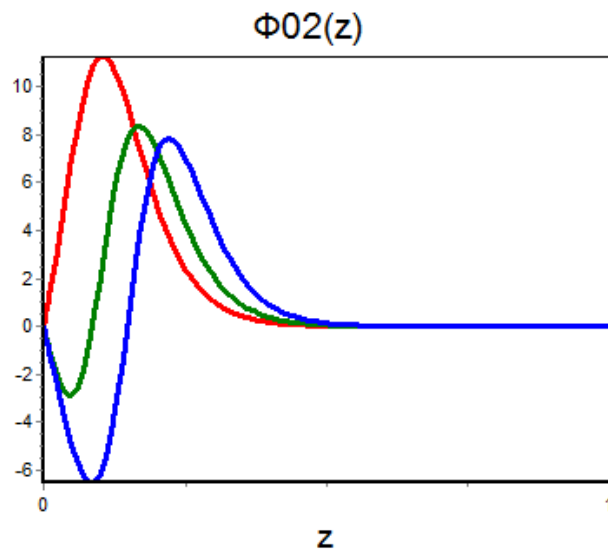


Рисунок 2.18 - Графики результата расчета распределения осевого потенциала $\varphi_{02}(z)$

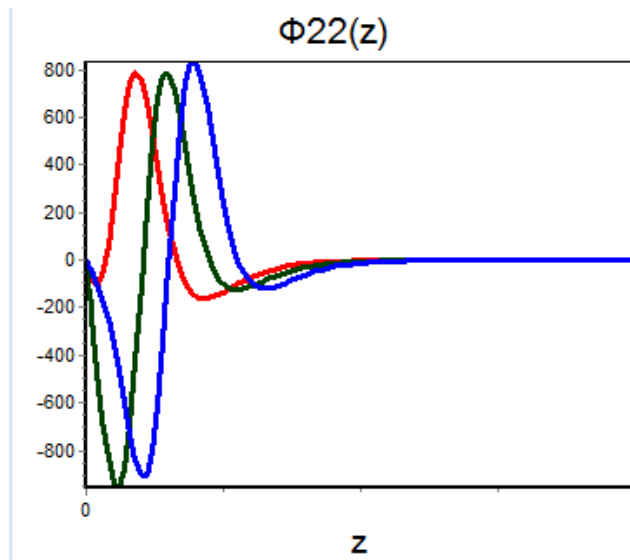


Рисунок 2.19 - Графики результата расчета распределения осевого потенциала $\varphi_{22}(z)$

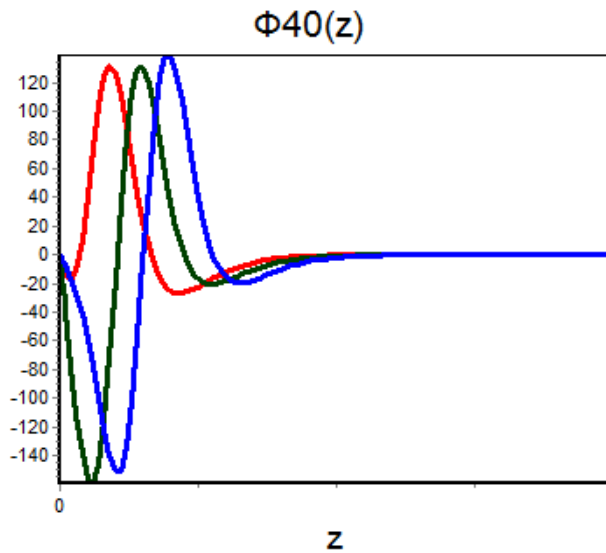


Рисунок 2.20 - Графики результата расчета распределения осевого потенциала $\varphi_{40}(z)$

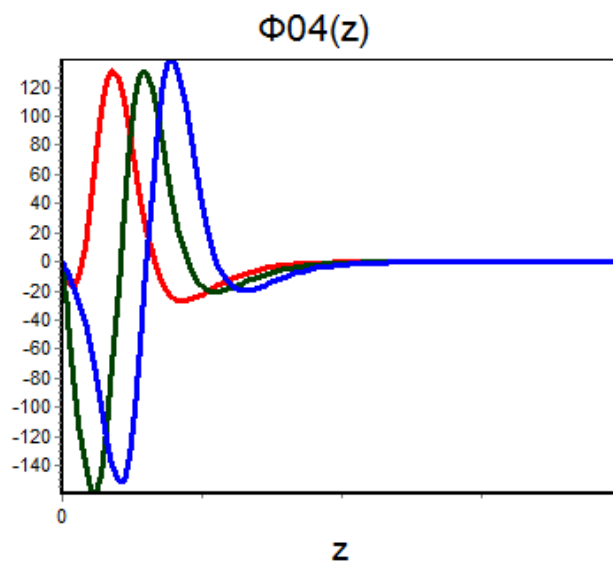


Рисунок 2.21 - Графики результата расчета распределения осевого потенциала $\varphi_{04}(z)$

На рисунках 2.12-2.21 красная линия соответствует значению $z_1 = 0.05$, зеленая линия - значению $z_1 = 0.1$, синяя линия - значению $z_1 = 0.15$. При выполнении расчетов было принято $u_1 = 0$, $u_2 = 1$, $l_y = 0.1$, $l_z = 1$ и $l_x = 0.1$.

Далее результаты расчетов потенциала и их производных используются для исследования параксиальных параметров и абберационных характеристик рассматриваемой коробчатой эмиссионной иммерсионной электронной линзы.

2.2 Методика расчета электростатического поля осесимметричной и квазиосесимметричной эмиссионных иммерсионных линз

Схематическое изображение осесимметричной иммерсионной линзы показано на рисунке 2.22.

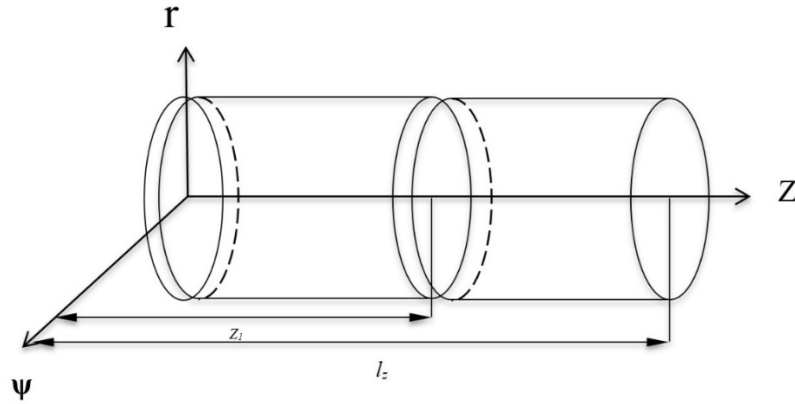


Рисунок 2.22 – Трехэлектродная осесимметричная эмиссионная иммерсионная линза

Формула для решения распределения электростатического потенциала для трехэлектродной осесимметричной иммерсионной электронной линзы может быть представлена в виде

$$\Phi(z) = U(0,0,z) = \sum_{m=0}^4 \sum_{n=1}^{100} A_{mn} \cdot \sin(k_n \cdot z) \quad (2.54)$$

где

$$k_n = \frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \quad (2.55)$$

$$A_{0n} = \frac{4 \cdot \left[u_1 + (u_2 - u_1) \cdot \cos\left(\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot z_1\right) \right]}{(2 \cdot n - 1) \cdot \pi \cdot I_0 \left[\frac{2 \cdot n - 1}{2 \cdot l_z} \cdot \pi \cdot R \right]^2} \quad (2.56)$$

$$A_{2n} = \frac{1}{(2 \cdot n - 1) \cdot \pi^2 \cdot I_0[k_n \cdot R]} \cdot \left[\begin{aligned} & \left(-\cos(k_n \cdot z) \Big|_0^{z_1} \right) \cdot \left(u_{11} \cdot \sin(2\psi) \Big|_{\psi_1}^{\psi_2} + u_{12} \cdot \sin(2\psi) \Big|_{\psi_2}^{\psi_3} + \right. \\ & \left. + u_{13} \cdot \sin(2\psi) \Big|_{\psi_3}^{\psi_4} + u_{14} \cdot \sin(2\psi) \Big|_{\psi_4}^{\psi_1} \right) + \\ & \left(-\cos(k_n \cdot z) \Big|_{z_1}^{l_z} \right) \cdot \left(u_{21} \cdot \sin(2\psi) \Big|_{\psi_1}^{\psi_2} + u_{22} \cdot \sin(2\psi) \Big|_{\psi_2}^{\psi_3} + \right. \\ & \left. + u_{23} \cdot \sin(2\psi) \Big|_{\psi_3}^{\psi_4} + u_{24} \cdot \sin(2\psi) \Big|_{\psi_4}^{\psi_1} \right) \end{aligned} \right] \quad (2.57)$$

$$A_{4n} = \frac{1}{2 \cdot (2 \cdot n - 1) \cdot \pi^2 \cdot I_0[k_n \cdot R]} \cdot \left[\begin{aligned} & \left(-\cos(k_n \cdot z) \right)_{z_0}^{z_1} \cdot \left(\begin{aligned} & u_{11} \cdot \sin(2\psi)_{\psi_1}^{\psi_2} + u_{12} \cdot \sin(2\psi)_{\psi_2}^{\psi_3} + \\ & + u_{13} \cdot \sin(2\psi)_{\psi_3}^{\psi_4} + u_{14} \cdot \sin(2\psi)_{\psi_4}^{\psi_5} + \\ & u_{15} \cdot \sin(2\psi)_{\psi_5}^{\psi_6} + u_{16} \cdot \sin(2\psi)_{\psi_6}^{\psi_7} + \\ & + u_{17} \cdot \sin(2\psi)_{\psi_7}^{\psi_8} + u_{18} \cdot \sin(2\psi)_{\psi_8}^{\psi_1} \end{aligned} \right) + \\ & + \left(-\cos(k_n \cdot z) \right)_{z_1}^{z_2} \cdot \left(\begin{aligned} & u_{21} \cdot \sin(2\psi)_{\psi_1}^{\psi_2} + u_{22} \cdot \sin(2\psi)_{\psi_2}^{\psi_3} + \\ & + u_{23} \cdot \sin(2\psi)_{\psi_3}^{\psi_4} + u_{24} \cdot \sin(2\psi)_{\psi_4}^{\psi_5} + \\ & u_{25} \cdot \sin(2\psi)_{\psi_5}^{\psi_6} + u_{26} \cdot \sin(2\psi)_{\psi_6}^{\psi_7} + \\ & + u_{27} \cdot \sin(2\psi)_{\psi_7}^{\psi_8} + u_{28} \cdot \sin(2\psi)_{\psi_8}^{\psi_1} \end{aligned} \right) \end{aligned} \right] \quad (2.58)$$

Поле с двумя плоскостями симметрии наряду с осесимметричной составляющей содержит квадрупольную A_{2n} составляющую.

Квадрупольная линза представляет собой полый цилиндр бесконечной длины, разрезанный вдоль оси на четыре одинаковые части. На каждой из частей задается постоянный потенциал, одинаковый по модулю для всех электродов, но имеющий противоположный знак с потенциалом соседнего электрода (рисунок 2.23).

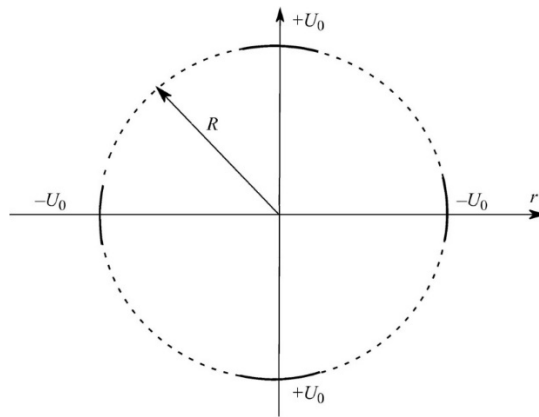


Рисунок 2.23 – Схематическое изображение квадрупольной линзы

Были проведены расчеты распределений электростатического потенциала и его производных для трех разных значений R (рисунок 2.24 – рисунок 2.26) и z_1 (рисунок 2.27 – рисунок 2.29) двойко-симметричной эмиссионной линзы, содержащей квадрупольную и осесимметричную составляющие электростатического поля.

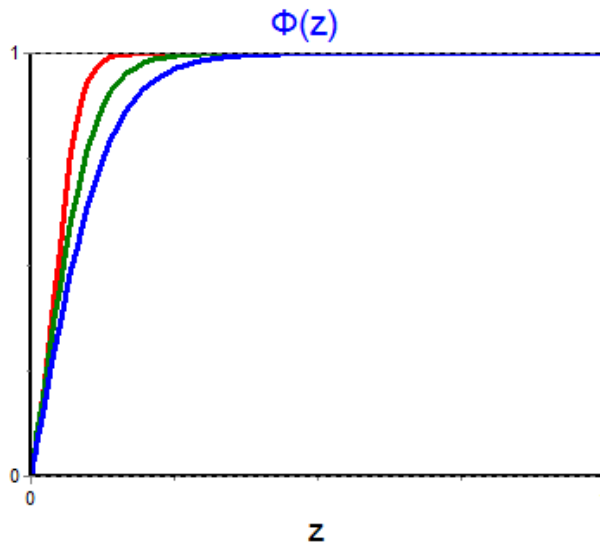


Рисунок 2.24 - Графики результата расчета осевого распределения потенциала $\varphi(z)$

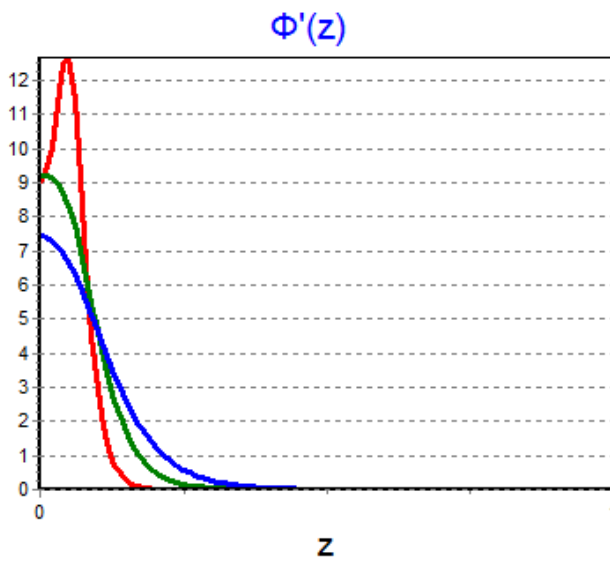


Рисунок 2.25- Графики результата расчета первой производной осевого распределения потенциала $\varphi'(z)$

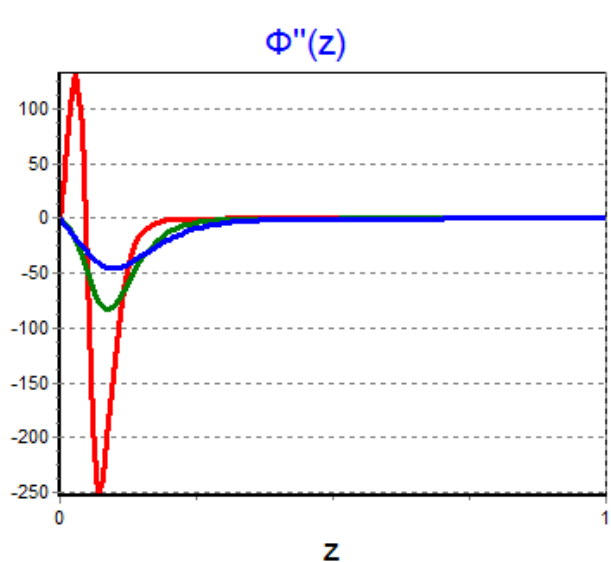


Рисунок 2.26 - Графики результата расчета второй производной осевого распределения потенциала $\varphi''(z)$

На рисунках 2.24-2.26 красная линия соответствует значению $R = 0.05$, зеленая линия – значению $R = 0.1$, синяя линия – значению $R = 0.15$. При выполнении расчетов было принято $u_1 = 0$, $u_2 = 1$, $u_{11} = u_{13} = 0.2$, $u_{12} = u_{14} = -0.2$, $l_z = 1$ и $z_1 = 0.05$.

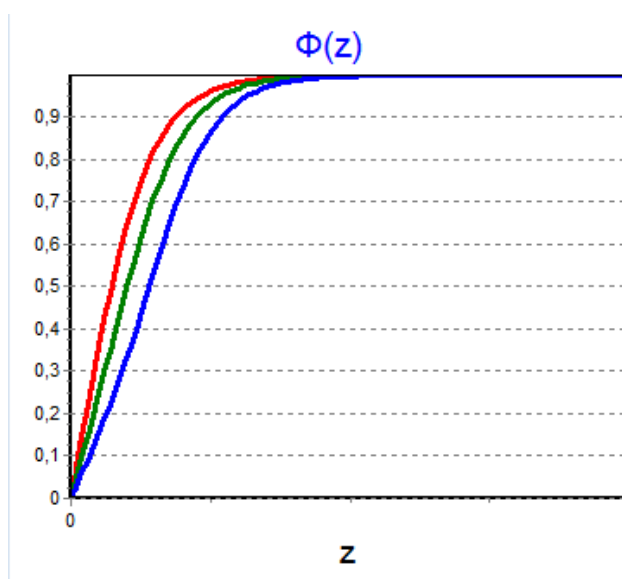


Рисунок 2.27 - Графики результата расчета осевого распределения потенциала $\varphi(z)$

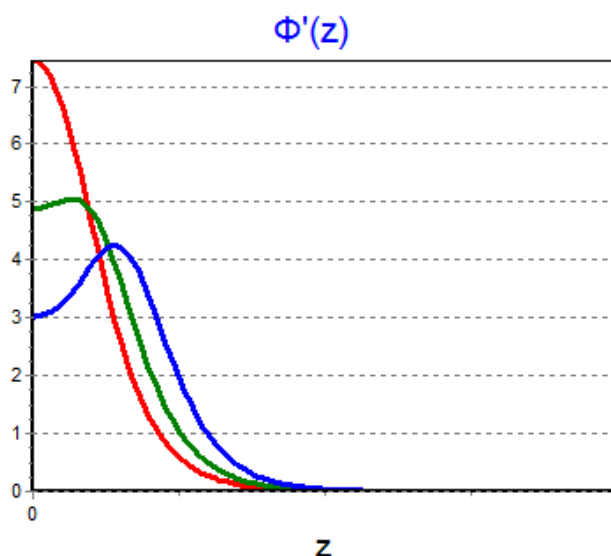


Рисунок 2.28 - Графики результата расчета первой производной осевого распределения потенциала $\varphi'(z)$

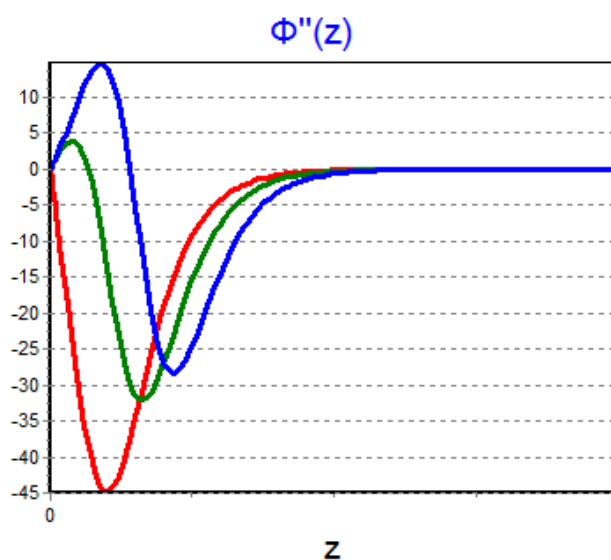


Рисунок 2.29 - Графики результата расчета второй производной осевого распределения потенциала $\varphi''(z)$

На рисунках 2.27-2.29 красная линия соответствует значению $z_1 = 0.05$, зеленая линия – значению $z_1 = 0.1$, синяя линия – значению $z_1 = 0.15$. При выполнении расчетов было принято $u_1 = 0$, $u_2 = 1$, $u_{11} = u_{13} = 0.2$, $u_{12} = u_{14} = -0.2$, $l_z = 1$ и $R = 0.15$.

На рисунках 2.30-2.32 и 2.33-2.35 показаны графики расчета квадрупольной составляющей и его производных двояко-симметричной иммерсионной линзы с параметрами, соответствующими рисункам 2.24-2.26 и 2.27-2.29, соответственно.

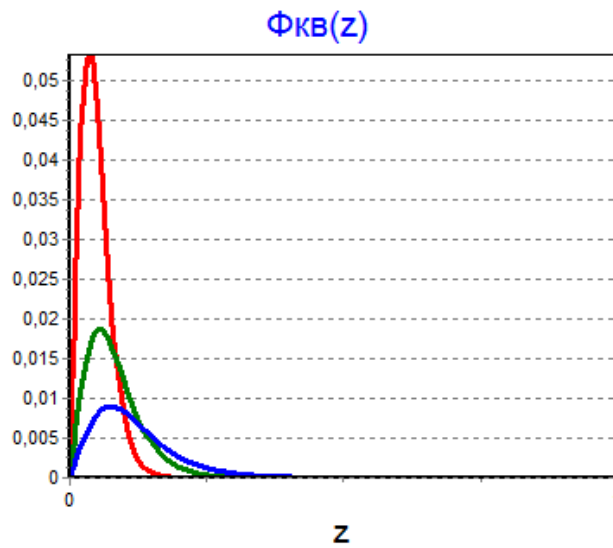


Рисунок 2.30 - Графики результата расчета осевого распределения потенциала $\varphi_{кв}(z)$

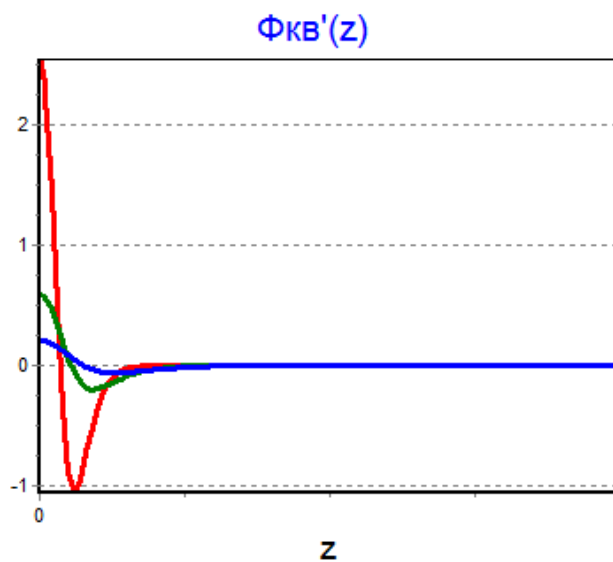


Рисунок 2.31 - Графики результата расчета первой производной осевого распределения потенциала $\varphi'_{кв}(z)$

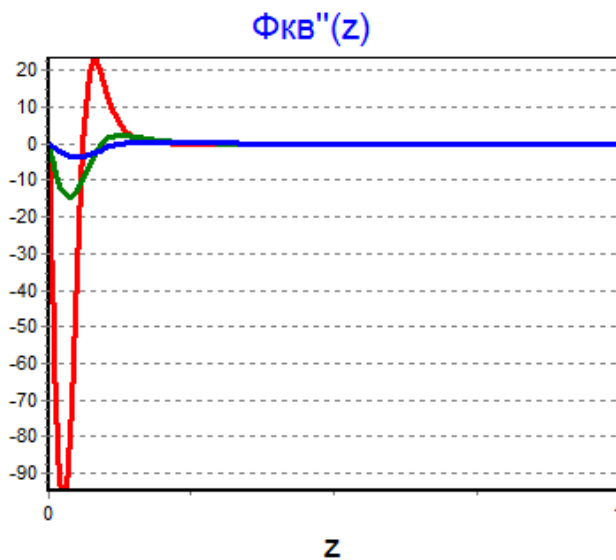


Рисунок 2.32 - Графики результата расчета второй производной осевого распределения потенциала $\varphi_{KB}''(z)$

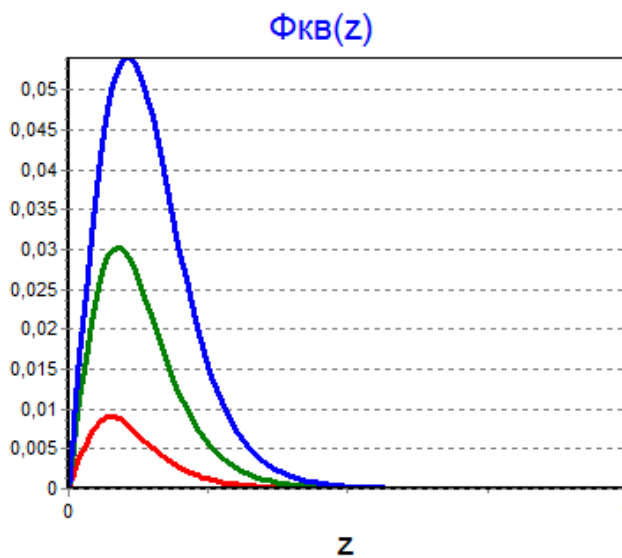


Рисунок 2.33 - Графики результата расчета осевого распределения потенциала $\varphi_{KB}(z)$

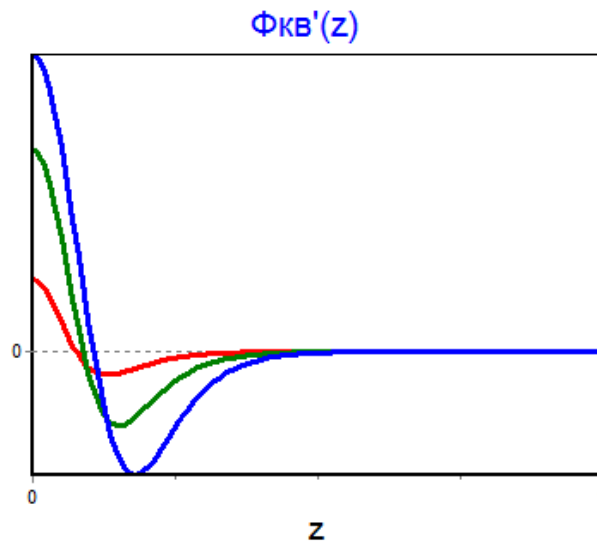


Рисунок 2.34 - Графики результата расчета первой производной осевого распределения потенциала $\phi'_{кв}(z)$

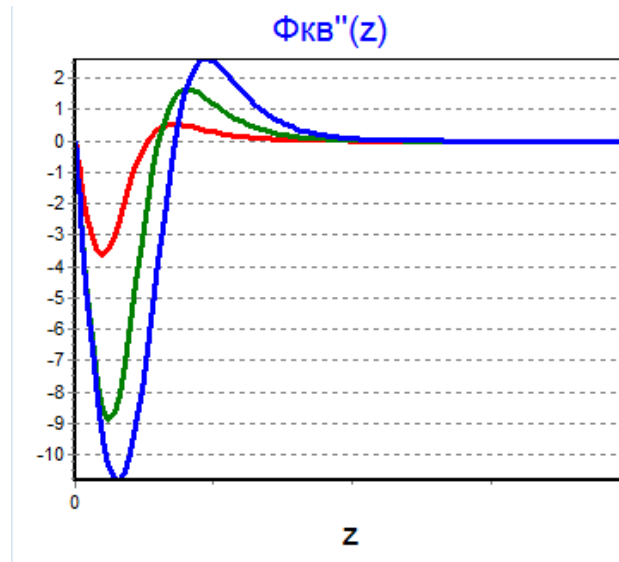


Рисунок 2.35 - Графики результата расчета второй производной осевого распределения потенциала $\phi''_{кв}(z)$

Также была рассчитана квадрупольная составляющая двояко-симметричной иммерсионной линзы для трех разных значений потенциалов $u_{11} = u_{13}$, $u_{12} = u_{14}$, которые создают квадрупольные составляющие поля.

При выполнении расчетов было принято $l_z = 1$, $z_1 = 0.15$, $R = 0.1$. На рисунках 2.36-2.38 красная линия соответствует значению $u_{11} = u_{13} = 0.2$, $u_{12} = u_{14} = -0.2$; зеленая линия - значению $u_{11} = u_{13} = 0.5$, $u_{12} = u_{14} = -0.5$; синяя линия – значению $u_{11} = u_{13} = 0.8$, $u_{12} = u_{14} = -0.8$.

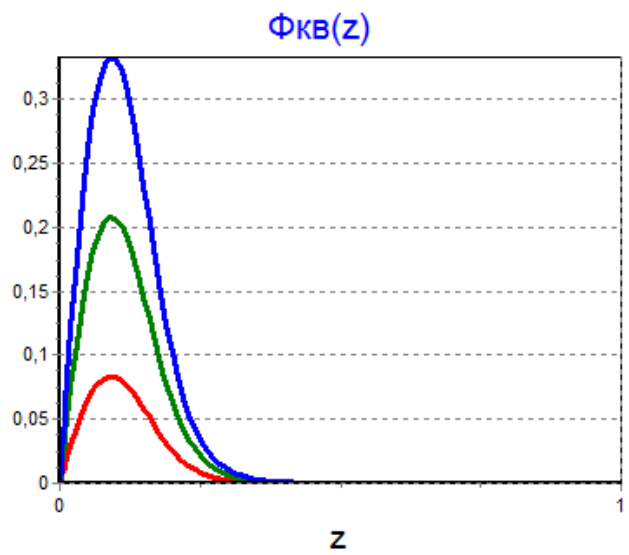


Рисунок 2.36 - Графики результата расчета осевого распределения потенциала $\varphi_{кв}(z)$

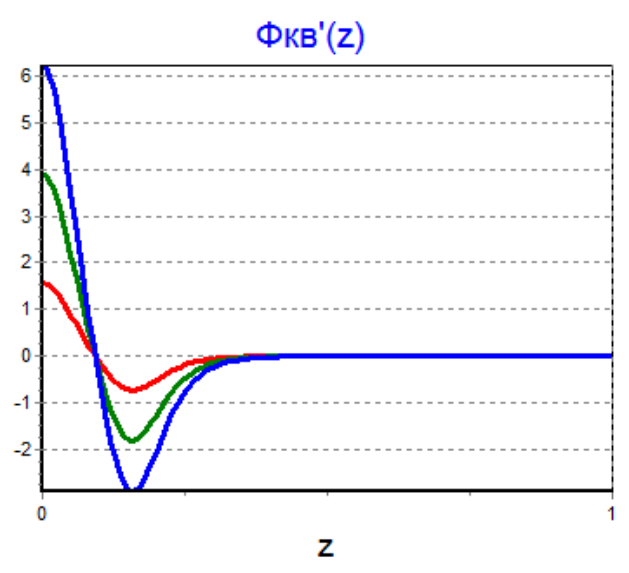


Рисунок 2.37 - Графики результата расчета первой производной осевого распределения потенциала $\varphi'_{кв}(z)$

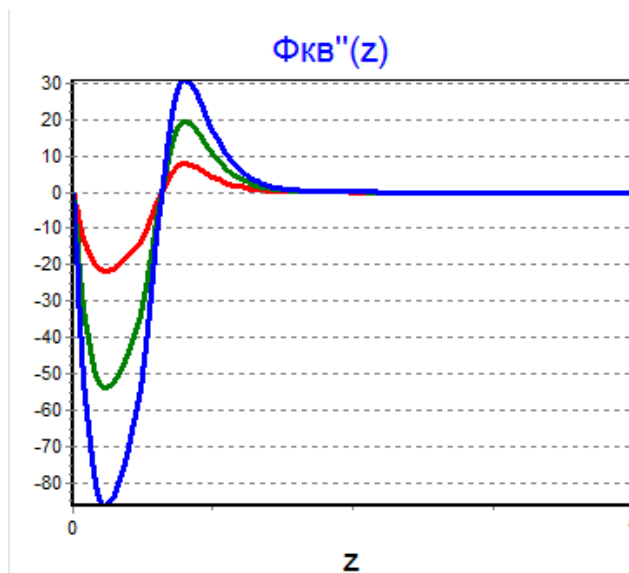


Рисунок 2.38 - Графики результата расчета второй производной осевого распределения потенциала $\varphi''_{кв}(z)$

В данной главе в связи с тем, что при проектировании новых иммерсионных линз с двумя плоскостями симметрии важной задачей является определение распределения фокусирующих полей, были решены задачи моделирования двояко-симметричных электростатических полей и выполнен расчет распределения потенциала в исследуемых электростатических линзах с двумя плоскостями симметрии.

3 РАЗРАБОТКА И РАСЧЕТ ПАРАКСИАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ С УСЛОВИЕМ ФОКУСИРОВКИ

3.1 Алгоритмические основы расчета исследуемой линзы

Современное развитие физики и техники тесно связано с использованием электронных вычислительных машин (ЭВМ). Использование ЭВМ позволяет от простейших расчетов перейти к новой стадии работы – вычислительному эксперименту, которое существенно сокращает потребность в натурных экспериментах, а в ряде случаев может их заменить. В основе вычислительного эксперимента лежит решение уравнений математической модели численными методами.

Расчеты электронно-оптических параметров коробчатой иммерсионной линзы проводились с помощью среды программирования Delphi. В основе идеологии Delphi лежит технология визуального проектирования и методология объектно-ориентированного событийного программирования. Она позволяет создавать программы различного назначения: от простейших однооконных приложений до программ работы с распределенными базами данных [99].

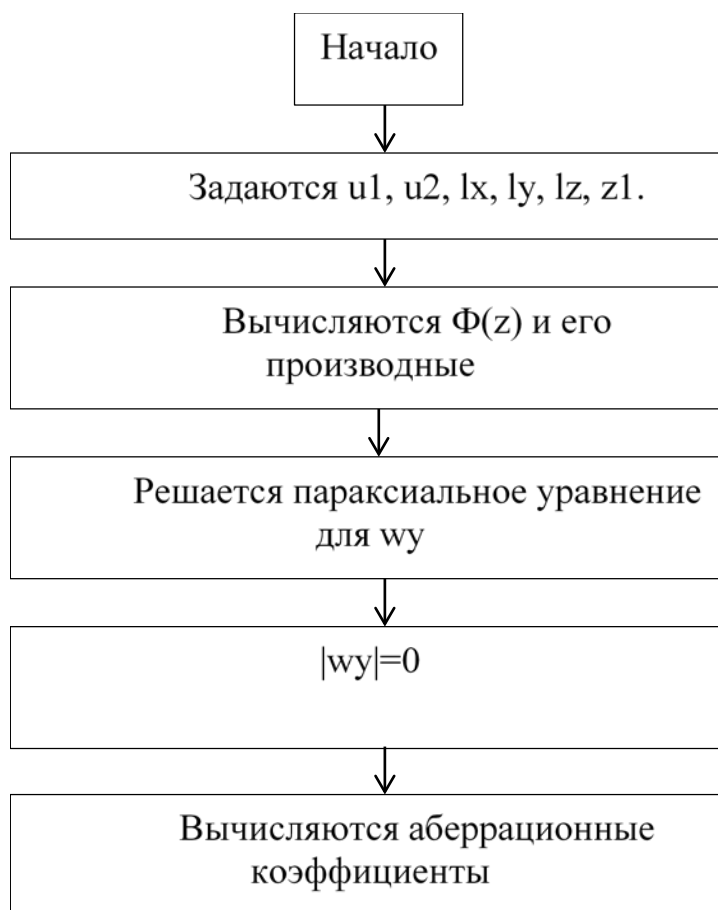


Рисунок 3.1 – Алгоритм исследования фокусирующих свойств электронных линз

Алгоритм проведения вычислительного эксперимента исследуемой линзы показан на рисунке 3.1.

По алгоритму (рисунок 3.1) была написана программа с использованием математических расчетов проведенных в разделе 2.

Сразу после запуска программы «Исследование свойств иммерсионных электронных линз коробчатой формы» появляется главная форма. На ней присутствуют такие элементы, как кнопки «Выход» и «Перейти к программе». Вверху формы расположено название программы. Окно главного меню представлено на рисунке 3.2.

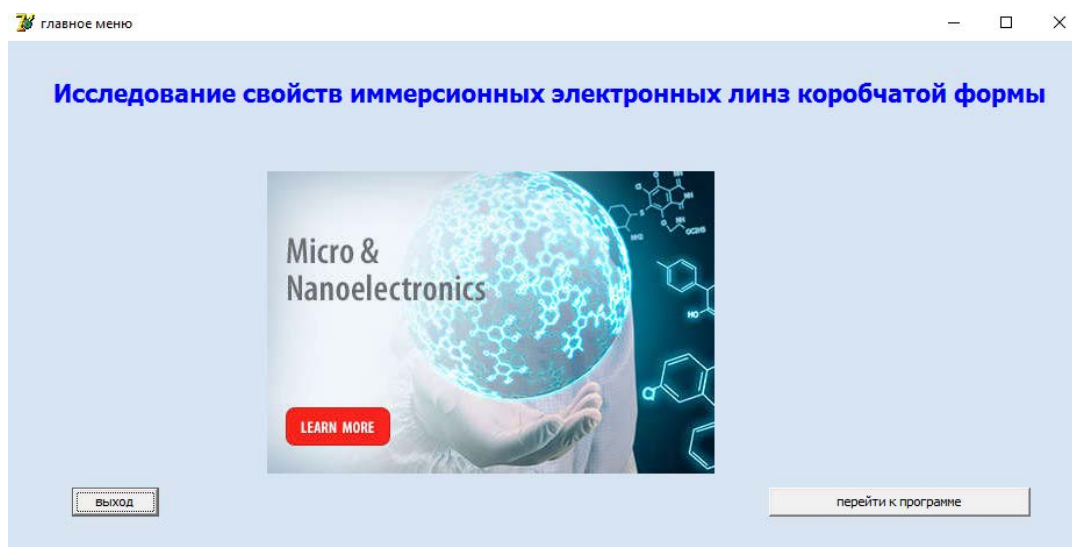


Рисунок 3.2 – Главное меню

При нажатии на кнопку «Выход» программа выйдет из режима эксплуатации.

При нажатии на кнопку «Перейти к программе» пользователь будет переведен в форму, содержащую так называемую вступительную информацию. Данное окно представлено на рисунке 3.3.

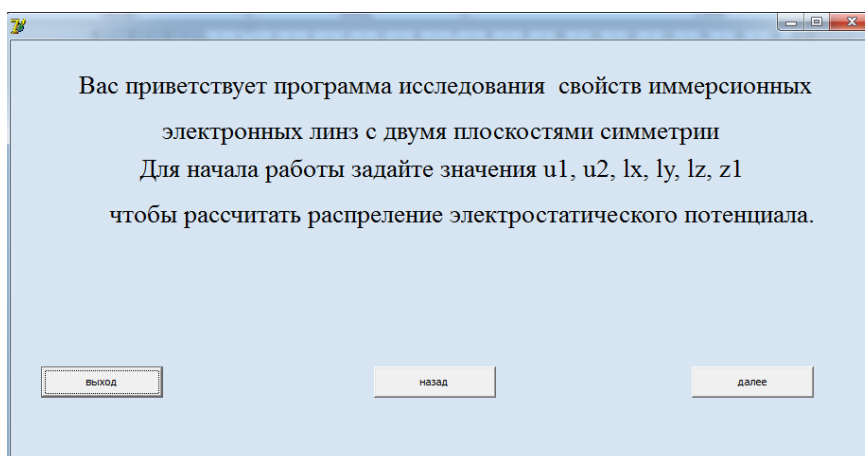


Рисунок 3.3 – Окно вступительной информации

Из данного окна пользователь также может выйти из программы, вернуться в главное меню или перейти к следующей форме (рисунок 3.4), которая содержит вычислительные элементы расчета распределения осевого потенциала и его производных.

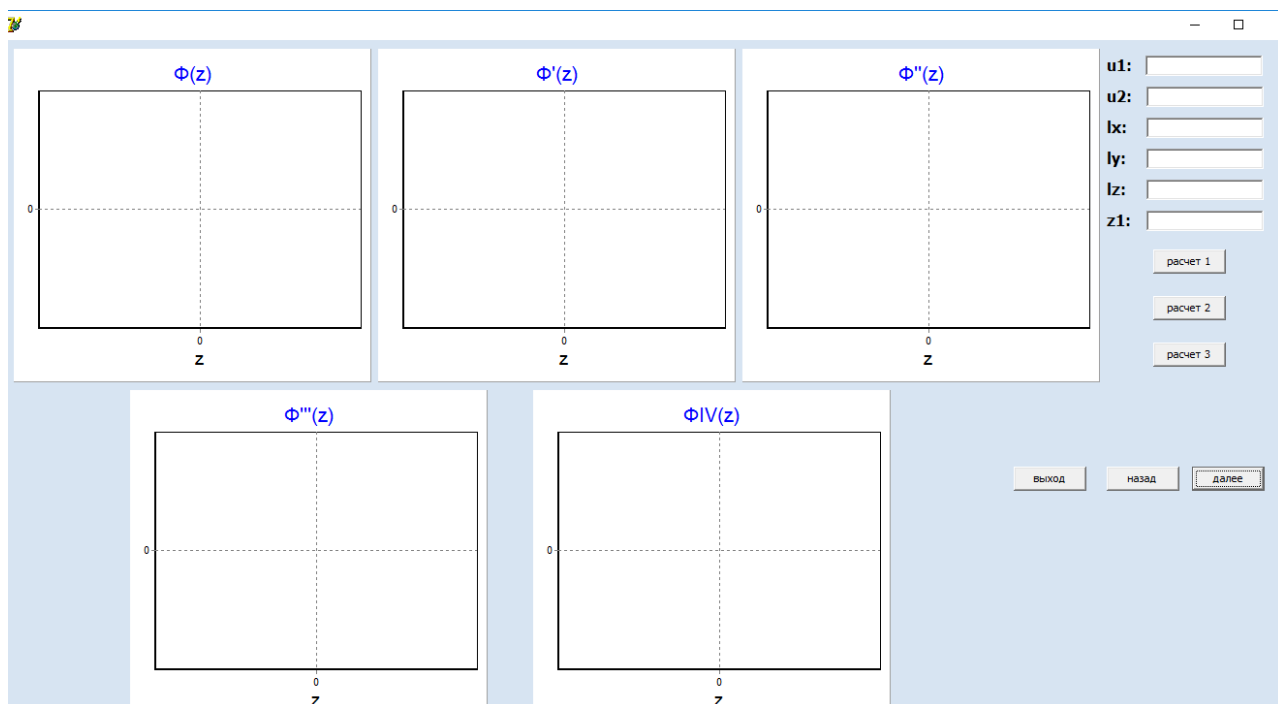


Рисунок 3.4 – Окно расчета распределения осевого потенциала и его производных

На следующем окне можно рассчитать $\varphi_{00}(z)$, $\varphi_{20}(z)$, $\varphi_{02}(z)$, $\varphi_{22}(z)$, $\varphi_{40}(z)$ и $\varphi_{04}(z)$ (рисунок 3.5).

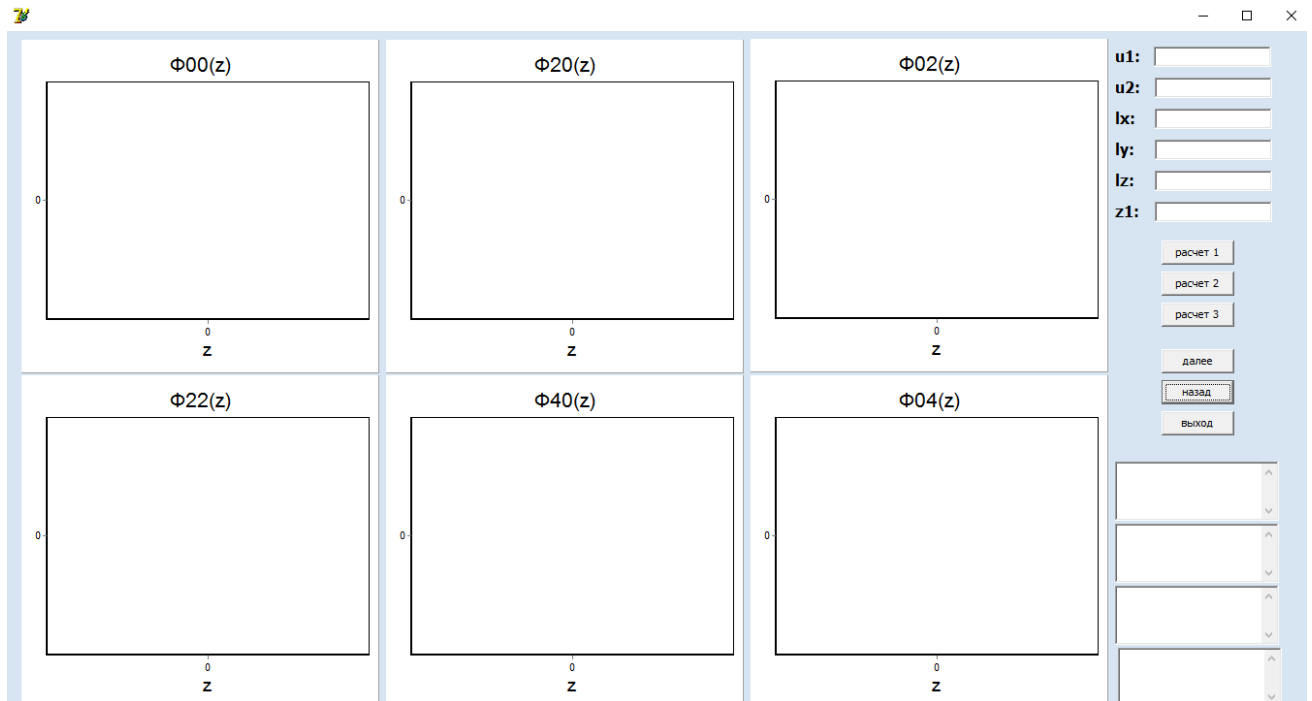


Рисунок 3.5 – Окно расчета $\varphi_{00}(z)$, $\varphi_{20}(z)$, $\varphi_{02}(z)$, $\varphi_{22}(z)$, $\varphi_{40}(z)$ и $\varphi_{04}(z)$

Листинг расчета распределения потенциала и его производных представлен ниже.

```

procedure      Pole1(z,z1,lx,ly,u1:real;          lz,u2:integer;      var
F,F20,F02,F22,F40,F04,Fkv,Fok:Mass);
var n:integer;
fk,fk1,fo,fo1,Q34,W34,W24,Q24,W2,W3,W4,W5,W6,W12,W22,W32,W42,W
52,W62,W13,W23,W33,W43,W53,W63,An1,kn1,Q1,Q2,Q3,Q4,Q5,Q6,Q12,Q22,Q3
2,Q42,Q52,Q62,Q13,Q23,Q33,Q43,Q53,Q63,Q14,Q15:real;
begin
//00
Q1:=0;
Q12:=0;
Q13:=0;
Q14:=0;
Q15:=0;
for n:=1 to 100 do
begin
kn1:=(2*n-1)*pi*lx*ly*lz/(2*sqrt(sqrt(lx)+sqrt(ly)));
An1:=4*(u1+(u2-u1)*cos((2*n-1)*pi*z1/(2*lz)))/((2*n-
1)*pi*sqr(cosh(kn1)));
Q1:=Q1+An1*sin((2*n-1)*pi*z/(2*lz));
Q12:=Q12+An1*(2*n-1)*pi/(2*lz)*cos((2*n-1)*pi*z/(2*lz));
Q13:=Q13-An1*sqr((2*n-1)*pi/(2*lz))*sin((2*n-1)*pi*z/(2*lz));

```

```

Q14:=Q14-An1*sqr((2*n-1)*pi/(2*lz))*((2*n-1)*pi/(2*lz))*cos((2*n-
1)*pi*z/(2*lz));
Q15:=Q15+An1*sqr((2*n-1)*pi/(2*lz))*sqr((2*n-1)*pi/(2*lz))*sin((2*n-
1)*pi*z/(2*lz))
end;
//20
Q2:=0;
Q22:=0;
Q23:=0;
Q24:=0;
for n:=1 to 100 do
begin
kn1:=(2*n-1)*pi*lx*ly*lz/(2*sqrt(sqr(lx)+sqr(ly)));
An1:=4*(u1+(u2-u1)*cos((2*n-1)*pi*z1/(2*lz)))/((2*n-
1)*pi*sqr(cosh(kn1)));
Q2:=Q2+An1*sqr(kn1/lx)*sin((2*n-1)*pi*z/(2*lz));
Q22:=Q22+An1*sqr(kn1/lx)*((2*n-1)*pi/(2*lz))*cos((2*n-1)*pi*z/(2*lz));
Q23:=Q23+An1*sqr(kn1/lx)*sqr((2*n-1)*pi/(2*lz))*sin((2*n-
1)*pi*z/(2*lz));
Q24:=Q24+An1*sqr(kn1/lx)*sqr((2*n-1)*pi/(2*lz))*((2*n-
1)*pi/(2*lz))*cos((2*n-1)*pi*z/(2*lz));
end;
W2:=1/2*Q2;
W22:=1/2*Q22;
W23:=-1/2*Q23;
W24:=-1/2*Q24;
//02
Q3:=0;
Q32:=0;
Q33:=0;
Q34:=0;
for n:=1 to 100 do
begin
kn1:=(2*n-1)*pi*lx*ly*lz/(2*sqrt(sqr(lx)+sqr(ly)));
An1:=4*(u1+(u2-u1)*cos((2*n-1)*pi*z1/(2*lz)))/((2*n-
1)*pi*sqr(cosh(kn1)));
Q3:=Q3+An1*sqr(kn1/ly)*sin((2*n-1)*pi*z/(2*lz));
Q32:=Q32+An1*sqr(kn1/ly)*((2*n-1)*pi/(2*lz))*cos((2*n-1)*pi*z/(2*lz));
Q33:=Q33+An1*sqr(kn1/ly)*sqr((2*n-1)*pi/(2*lz))*sin((2*n-
1)*pi*z/(2*lz));
Q34:=Q34+An1*sqr(kn1/ly)*((2*n-1)*pi/(2*lz))*sqr((2*n-
1)*pi/(2*lz))*cos((2*n-1)*pi*z/(2*lz));
end;
W3:=1/2*Q3;

```

```

W32:=1/2*Q32;
W33:=-1/2*Q33;
W34:=-1/2*Q34;
//22
Q4:=0;
Q42:=0;
Q43:=0;
for n:=1 to 100 do
begin
kn1:=(2*n-1)*pi*lx*ly*lz/(2*sqrt(sqrt(lx)+sqrt(ly)));
An1:=4*(u1+(u2-u1)*cos((2*n-1)*pi*z1/(2*lz)))/((2*n-
1)*pi*sqr(cosh(kn1)));
Q4:=Q4+An1*sqr(kn1/lx)*sqr(kn1/ly)*sin((2*n-1)*pi*z/(2*lz));
Q42:=Q42+An1*sqr(kn1/lx)*sqr(kn1/ly)*((2*n-1)*pi/(2*lz))*cos((2*n-
1)*pi*z/(2*lz));
Q43:=Q43+An1*sqr(kn1/lx)*sqr(kn1/ly)*sqr((2*n-1)*pi/(2*lz))*sin((2*n-
1)*pi*z/(2*lz));
end;
W4:=1/4*Q4;
W42:=1/4*Q42;
W43:=-1/4*Q43;
//40
Q5:=0;
Q52:=0;
Q53:=0;
for n:=1 to 100 do
begin
kn1:=(2*n-1)*pi*lx*ly*lz/(2*sqrt(sqrt(lx)+sqrt(ly)));
An1:=4*(u1+(u2-u1)*cos((2*n-1)*pi*z1/(2*lz)))/((2*n-
1)*pi*sqr(cosh(kn1)));
Q5:=Q5+An1*(sqr(kn1/lx)*sqr(kn1/ly))*sin((2*n-1)*pi*z/(2*lz));
Q52:=Q52+An1*(sqr(kn1/lx)*sqr(kn1/ly))*((2*n-1)*pi/(2*lz))*cos((2*n-
1)*pi*z/(2*lz));
Q53:=Q53+An1*(sqr(kn1/lx)*sqr(kn1/ly))*sqr((2*n-1)*pi/(2*lz))*sin((2*n-
1)*pi*z/(2*lz));
end;
W5:=1/24*Q5;
W52:=1/24*Q52;
W53:=-1/24*Q53;
//04
Q6:=0;
Q62:=0;
Q63:=0;
for n:=1 to 100 do

```

```

begin
kn1:=(2*n-1)*pi*lx*ly*lz/(2*sqrt(sqrt(lx)+sqrt(ly)));
An1:=4*(u1+(u2-u1)*cos((2*n-1)*pi*z1/(2*lz)))/((2*n-
1)*pi*sqrt(cosh(kn1)));
Q6:=Q6+An1*(sqrt(kn1/ly)*sqrt(kn1/ly))*sin((2*n-1)*pi*z/(2*lz));
Q62:=Q62+An1*(sqrt(kn1/ly)*sqrt(kn1/ly))*((2*n-1)*pi/(2*lz))*cos((2*n-
1)*pi*z/(2*lz));
Q63:=Q63+An1*(sqrt(kn1/ly)*sqrt(kn1/ly))*sqrt((2*n-1)*pi/(2*lz))*sin((2*n-
1)*pi*z/(2*lz));
end;
W6:=1/24*Q6;
W62:=1/24*Q62;
W63:=-1/24*Q63;
fk:=1/2*(W2-W3);
fk1:=1/2*(W22-W32);
fo:=1/6*(Q15/32-W4);
end;

```

Нажав кнопку «далее» можно перейти к расчету параксиального уравнения wy (рисунок 3.6).

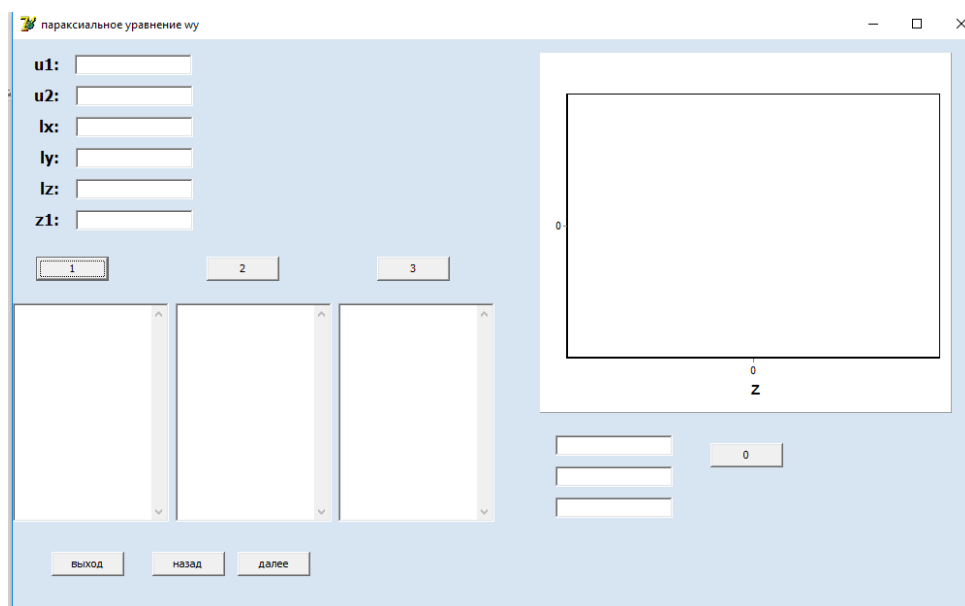


Рисунок 3.6 – Окно расчета параксиального уравнения wy

Расчет параксиального уравнения производится с помощью функции fwy , а при неопределенности $fwy1$, листинг которой представлен ниже.

```

function fwy1(wy,wy1:real):real;
var F,F20,F02,F22,F40,F04,Fkv,Fok:Mass;
begin
Pole1(z,z1,lx,ly,u1,lz,u2,F,F20,F02,F22,F40,F04,Fkv,Fok);
result:=-1/(3*F[1])*((F[2]-2*F02[0])*wy1-2*F02[1]*wy);

```

```

end;
function fwy(wy,wy1:real):real;
var F,F20,F02,F22,F40,F04,Fkv,Fok:Mass;
begin
Pole1(z,z1,lx,ly,u1,lz,u2,F,F20,F02,F22,F40,F04,Fkv,Fok);
result:=-1/(2*F[0])*(F[1]*wy1-2*F02[0]*wy);
end;

```

На рисунке 3.7 показано окно, на котором можно рассчитать параксиальное уравнение с условием $|wy|=0$.

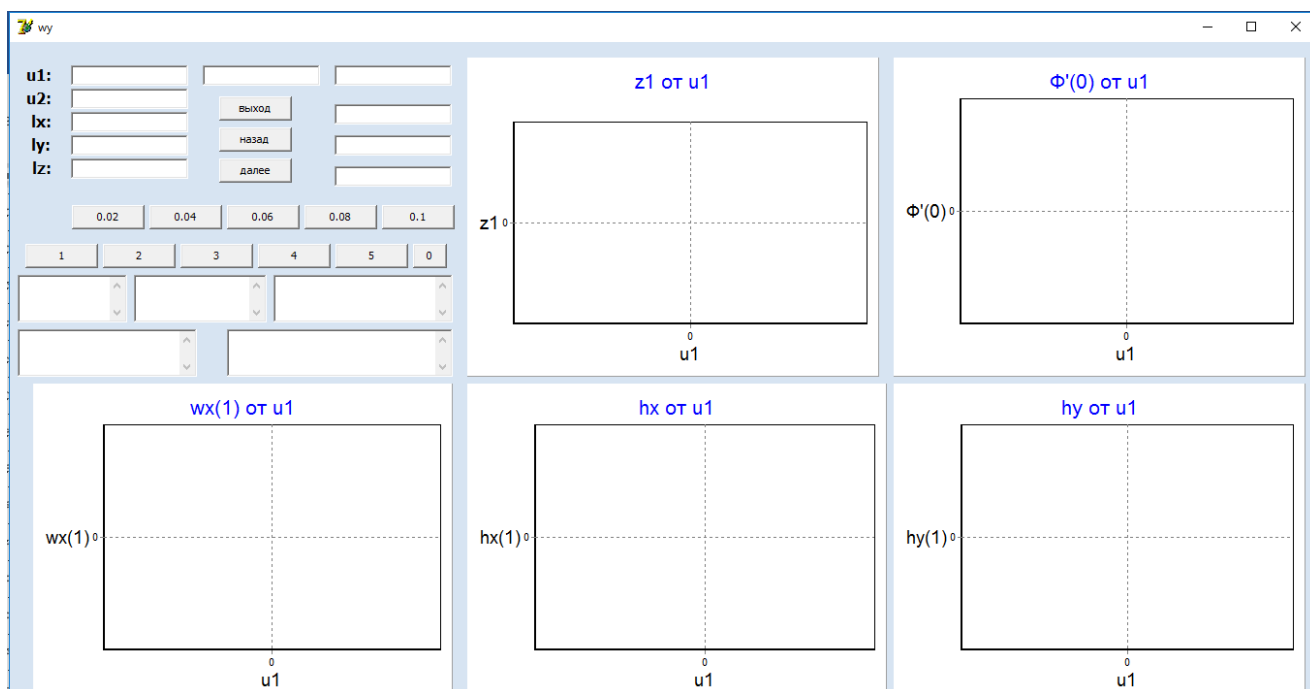


Рисунок 3.7 – Окно расчета параксиального уравнения с условием $|wy|=0$

Листинг формулы Рунге-Кутты для решения параксиального уравнения wy показан ниже.

```

// wy
i:=-1;
R1:=-1;
repeat
R1:=R1+1;
i:=i+1;
z:=R1/500;
wy[0]:=1;
wy1[0]:=0;
h:=0.002;
try
k1:=fwy(wy[i],wy1[i])*h;
k2:=fwy(wy[i]+wy1[i]*h/2,wy1[i]+k1/2)*h;

```

```

k3:=fwy(wy[i]+wy1[i]*h/2+k1*h/4,wy1[i]+k2/2)*h;
k4:=fwy(wy[i]+wy1[i]*h+k2*h/4,wy1[i]+k3)*h;
except
k1:=fwy1(wy[i],wy1[i])*h;
k2:=fwy1(wy[i]+wy1[i]*h/2,wy1[i]+k1/2)*h;
k3:=fwy1(wy[i]+wy1[i]*h/2+k1*h/4,wy1[i]+k2/2)*h;
k4:=fwy1(wy[i]+wy1[i]*h+k2*h/4,wy1[i]+k3)*h;
end;
wy[i+1]:=wy[i]+wy1[i]*h+1/6*(k1+k2+k3)*h;
wy1[i+1]:=wy1[i]+1/6*(k1+2*k2+2*k3+k4);
until z>=0.01;
R1:=1;
repeat
R1:=R1+1;
i:=i+1;
z:=R1/100;
h:=0.01;
try
k1:=fwy(wy[i],wy1[i])*h;
k2:=fwy(wy[i]+wy1[i]*h/2,wy1[i]+k1/2)*h;
k3:=fwy(wy[i]+wy1[i]*h/2+k1*h/4,wy1[i]+k2/2)*h;
k4:=fwy(wy[i]+wy1[i]*h+k2*h/4,wy1[i]+k3)*h;
except
k1:=fwy1(wy[i],wy1[i])*h;
k2:=fwy1(wy[i]+wy1[i]*h/2,wy1[i]+k1/2)*h;
k3:=fwy1(wy[i]+wy1[i]*h/2+k1*h/4,wy1[i]+k2/2)*h;
k4:=fwy1(wy[i]+wy1[i]*h+k2*h/4,wy1[i]+k3)*h;
end;
wy[i+1]:=wy[i]+wy1[i]*h+1/6*(k1+k2+k3)*h;
wy1[i+1]:=wy1[i]+1/6*(k1+2*k2+2*k3+k4);
until z>=1;

```

На рисунке 3.8 показано окно «абберационные коэффициенты». Абберационные коэффициенты рассчитываются с условием $|wy|=0$.



Рисунок 3.8 – Окно расчета абберационных коэффициентов

Написанная программа предназначена для расчета электронно-оптических параметров коробчатой иммерсионной линзы.

3.2 Численный метод решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений для расчета параксиальных параметров

Для расчета параксиального приближения заряженных частиц нужно решить однородное дифференциальное уравнение второго порядка. Для решения однородного дифференциального уравнения второго порядка существуют несколько методов, такие как метод Эйлера, Рунге-Кутта и т.д.

Общепринято измерять вычислительную работу, необходимую для решения уравнения $y'' = f(x, y, y')$ количеством необходимых вычислений значений функции $f(x, y, y')$ и точностью. В [100] показана что метод Рунге-Кутта дает в четыре раза большую точность, требуя только 40% вычислений по сравнению с усовершенствованным методом Эйлера. Поэтому для расчета параксиального приближения был выбран метод Рунге-Кутты.

Решение дифференциального уравнения второго порядка

$$y'' = f(x, y, y') \quad (3.1)$$

при начальных условиях

$$\begin{cases} y(x_0) = y_0 \\ y'(x_0) = y'_0 \end{cases} \quad (3.2)$$

методом Рунге-Кутты четвертого порядка имеет следующий вид

$$y_{k+1} = y_k + y'_k \cdot \Delta x + \frac{1}{6} \cdot (k_1 + k_2 + k_3) \cdot \Delta x \quad (3.3)$$

$$y'_{k+1} = y'_k + \frac{1}{6} \cdot (k_1 + 2 \cdot k_2 + 3 \cdot k_3 \cdot k_4) \quad (3.4)$$

где

$$k_1 = f(x_k, y_k, y'_k) \cdot \Delta x \quad (3.5)$$

$$k_2 = f\left(x_k + \frac{\Delta x}{2}, y_k + y'_k \cdot \frac{\Delta x}{2}, y'_k + \frac{k_1}{2}\right) \cdot \Delta x \quad (3.6)$$

$$k_3 = f\left(x_k + \frac{\Delta x}{2}, y_k + y'_k \cdot \frac{\Delta x}{2} + \frac{k_1}{4} \cdot \Delta x, y'_k + \frac{k_2}{2}\right) \cdot \Delta x \quad (3.7)$$

$$k_4 = f\left(x_k + \Delta x, y_k + y'_k \cdot \Delta x + \frac{k_2}{4} \cdot \Delta x, y'_k + k_3\right) \cdot \Delta x \quad (3.8)$$

Таким образом, данный метод Рунге – Кутта требует на каждом шаге четырехкратного вычисления правой части $f(x, y, y')$ уравнения (3.1).

В параксиальном приближении движение заряженных частиц в исследуемой линзе по оси x и y удовлетворяет дифференциальным уравнениям второго порядка w_x и w_y соответственно [101]

$$2 \cdot \Phi \cdot w_x'' + \Phi' \cdot w_x' - 2 \cdot \varphi_{20} \cdot w_x = 0 \quad (3.9)$$

$$2 \cdot \Phi \cdot w_y'' + \Phi' \cdot w_y' - 2 \cdot \varphi_{02} \cdot w_y = 0 \quad (3.10)$$

$$2 \cdot \Phi \cdot q_x'' + 3 \cdot \Phi' \cdot q_x' + \left(\frac{3}{2} \cdot \Phi'' - 2 \cdot f_{\kappa\delta}\right) \cdot q_x = 0 \quad (3.11)$$

$$2 \cdot \Phi \cdot q_y'' + 3 \cdot \Phi' \cdot q_y' + \left(\frac{3}{2} \cdot \Phi'' + 2 \cdot f_{\kappa\delta}\right) \cdot q_y = 0 \quad (3.12)$$

Дифференциальные уравнения (3.11) и (3.12) используются для расчетов абберационных коэффициентов электронной линзы. Из (3.9) - (3.12) получаем уравнения, соответствующие в (3.1)

$$w_x'' = -\frac{1}{2 \cdot \Phi} \cdot [\Phi' \cdot w_x' - 2 \cdot \varphi_{20} \cdot w_x] \quad (3.13)$$

$$w_x''' = \frac{\Phi' \cdot [\Phi' \cdot w_x' - 2 \cdot \varphi_{20} \cdot w_x] - \Phi \cdot [\Phi' \cdot w_x'' + (\Phi'' - 2 \cdot \varphi_{20}) \cdot w_x' - 2 \cdot \varphi_{20}' \cdot w_x]}{2 \cdot \Phi^2} \quad (3.14)$$

$$w_y'' = -\frac{1}{2 \cdot \Phi} \cdot [\Phi' \cdot w_y' - 2 \cdot \varphi_{02} \cdot w_y] \quad (3.15)$$

$$w_y''' = \frac{\Phi' \cdot [\Phi' \cdot w_y' - 2 \cdot \varphi_{02} \cdot w_y] - \Phi \cdot [\Phi' \cdot w_y'' + (\Phi'' - 2 \cdot \varphi_{02}) \cdot w_y' - 2 \cdot \varphi_{02}' \cdot w_y]}{2 \cdot \Phi^2} \quad (3.16)$$

$$q_x'' = -\frac{1}{2 \cdot \Phi} \cdot \left[3 \cdot \Phi' \cdot q_x' + \left(\frac{3}{2} \cdot \Phi'' - 2 \cdot f_{\kappa\delta}\right) \cdot q_x \right] \quad (3.17)$$

$$q_y'' = -\frac{1}{2 \cdot \Phi} \cdot \left[3 \cdot \Phi' \cdot q_y' + \left(\frac{3}{2} \cdot \Phi'' + 2 \cdot f_{\kappa\delta}\right) \cdot q_y \right] \quad (3.18)$$

с начальными условиями

$$\begin{cases} w_x = 1 \\ w'_x = 0 \end{cases} \quad (3.19)$$

$$\begin{cases} w_y = 1 \\ w'_y = 0 \end{cases} \quad (3.20)$$

$$\begin{cases} q_x = 1 \\ q'_x = 0 \end{cases} \quad (3.21)$$

$$\begin{cases} q_y = 1 \\ q'_y = 0 \end{cases} \quad (3.22)$$

В приведенных начальных условиях (3.19) - (3.22) отсчет времени пролета и других параметров движения заряженных частиц ведется с момента их вылета с поверхности катода, на которой выполняется условие $\varphi_k = \varphi(x_k, y_k, z_k) = 0$. Поэтому при решении (3.13) - (3.18) сталкиваемся с неопределенностью, которая устраняется с помощью правила Лопиталя

$$w''_x = -\frac{1}{3 \cdot \Phi'} \cdot [(\Phi'' - 2 \cdot \varphi_{20}) \cdot w'_x - 2 \cdot \varphi'_{20} \cdot w_x] \quad (3.23)$$

$$w'''_x = \frac{\Phi''' \cdot [\Phi' \cdot w'_x - 2 \cdot \varphi_{20} \cdot w_x] + \Phi'' \cdot [\Phi' \cdot w''_x + (\Phi'' - 2 \cdot \varphi_{20}) \cdot w'_x - 2 \cdot \varphi'_{20} \cdot w_x]}{5 \cdot \Phi'^2 + 7 \cdot \Phi \cdot \Phi'' - 2 \cdot \Phi \cdot \varphi_{20}} - \frac{\Phi' \cdot [(2 \cdot \Phi'' - 2 \cdot \varphi_{20}) \cdot w''_x + (\Phi''' - 4 \cdot \varphi'_{20}) \cdot w'_x - 2 \cdot \varphi''_{20} \cdot w_x]}{5 \cdot \Phi'^2 + 7 \cdot \Phi \cdot \Phi'' - 2 \cdot \Phi \cdot \varphi_{20}} - \frac{\Phi \cdot [(3 \cdot \Phi''' - 6 \cdot \varphi'_{20}) \cdot w_x + (\Phi^{IV} - 6 \cdot \varphi''_{20}) \cdot w'_x - 2 \cdot \varphi'''_{20} \cdot w_x]}{5 \cdot \Phi'^2 + 7 \cdot \Phi \cdot \Phi'' - 2 \cdot \Phi \cdot \varphi_{20}} \quad (3.24)$$

$$w''_y = -\frac{1}{3 \cdot \Phi'} \cdot [(\Phi'' - 2 \cdot \varphi_{02}) \cdot w'_y - 2 \cdot \varphi'_{02} \cdot w_y] \quad (3.25)$$

$$w'''_y = \frac{\Phi''' \cdot [\Phi' \cdot w'_y - 2 \cdot \varphi_{02} \cdot w_y] + \Phi'' \cdot [\Phi' \cdot w''_y + (\Phi'' - 2 \cdot \varphi_{02}) \cdot w'_y - 2 \cdot \varphi'_{02} \cdot w_y]}{5 \cdot \Phi'^2 + 7 \cdot \Phi \cdot \Phi'' - 2 \cdot \Phi \cdot \varphi_{02}} - \frac{\Phi' \cdot [(2 \cdot \Phi'' - 2 \cdot \varphi_{02}) \cdot w''_y + (\Phi''' - 4 \cdot \varphi'_{02}) \cdot w'_y - 2 \cdot \varphi''_{02} \cdot w_y]}{5 \cdot \Phi'^2 + 7 \cdot \Phi \cdot \Phi'' - 2 \cdot \Phi \cdot \varphi_{02}} - \frac{\Phi \cdot [(3 \cdot \Phi''' - 6 \cdot \varphi'_{02}) \cdot w_y + (\Phi^{IV} - 6 \cdot \varphi''_{02}) \cdot w'_y - 2 \cdot \varphi'''_{02} \cdot w_y]}{5 \cdot \Phi'^2 + 7 \cdot \Phi \cdot \Phi'' - 2 \cdot \Phi \cdot \varphi_{02}} \quad (3.26)$$

$$q''_x = -\frac{1}{5 \cdot \Phi'} \left[\left(\frac{9}{2} \cdot \Phi'' - 2 \cdot f_{кв} \right) \cdot q'_x + \left(\frac{3}{2} \cdot \Phi''' - 2 \cdot f'_{кв} \right) \cdot q_x \right] \quad (3.27)$$

$$q_y'' = -\frac{1}{5 \cdot \Phi'} \left[\left(\frac{9}{2} \cdot \Phi'' + 2 \cdot f_{кв} \right) \cdot q_y' + \left(\frac{3}{2} \cdot \Phi''' + 2 \cdot f_{кв}' \right) \cdot q_y \right] \quad (3.28)$$

На рисунках 3.9 и 3.10 показаны траектории заряженных частиц по оси y для трех разных значений l_x и z_1 соответственно. Начальными данными и обозначениями приняты те же данные и обозначения что и при расчете распределения электростатического потенциала в главе 2.1.

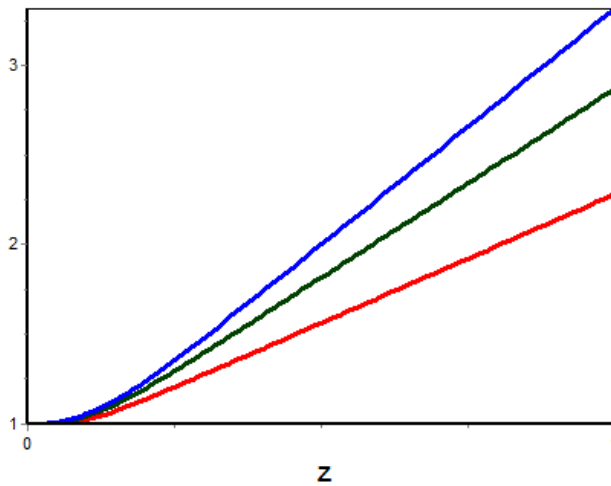


Рисунок 3.9 - Графики результата расчета параксиального уравнения wu для трех разных значений l_x

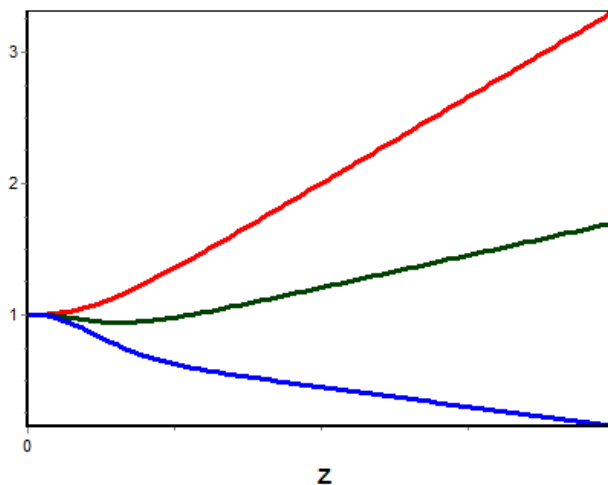


Рисунок 3.10 - Графики результата расчета параксиального уравнения wu для трех разных значений z_1

Из полученных графиков результатов расчета распределения электростатического потенциала и траектории заряженных частиц можно увидеть, что движение заряженных частиц имеет искривление когда изменяется

потенциал $\varphi(z)$ (глава 2), а при постоянном потенциале движется прямолинейно. Также из рисунков 3.9 и 3.10 видно, что параксиальные уравнения не фокусируются в нулевой точке. Поэтому производится расчет параксиального уравнения с условием $|wy|=0$, результаты которого показаны на рисунке 3.11 и в таблице 3.1.

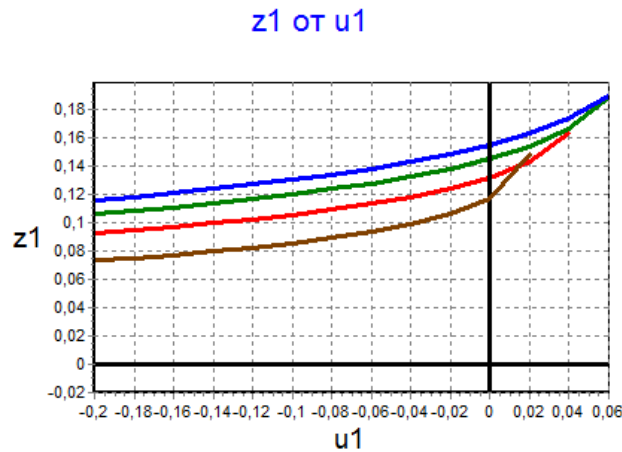


Рисунок 3.11 - Графики результата расчета параметров линзы при которых выполняется условие $|wy|=0$

Таблица 3.1 – Значения параметров линзы при которых выполняется условие $|wy|=0$

U1	Lx=0.04	Lx=0.06	Lx=0.08	Lx=0.1
-0.2	0.07347	0.09274	0.10646	0.11626
-0.18	0.07541	0.09491	0.10878	0.1187
-0.16	0.07752	0.09727	0.1113	0.12132
-0.14	0.07990	0.09986	0.11404	0.12417
-0.12	0.08258	0.10272	0.11704	0.12727
-0.1	0.08565	0.10593	0.12036	0.13068
-0.08	0.08924	0.10956	0.12406	0.13446
-0.06	0.09355	0.11374	0.12825	0.13870
-0.04	0.09895	0.11867	0.13307	0.14350
-0.02	0.10619	0.12469	0.13875	0.14907
0	0.11739	0.13241	0.14564	0.15567
0.02	0.14920	0.14332	0.15446	0.16379
0.04		0.16313	0.16686	0.17441
0.06			0.18921	0.19008

На рисунке 3.11 коричневая линия соответствует значению $l_x = 0.04$, красная линия - значению $l_x = 0.06$, зеленая линия - значению $l_x = 0.08$, синяя линия – значению $l_x = 0.1$. При выполнении расчетов менялись значения u_1 от -0.2 до

0.06 с шагом 0.02, и находились соответствующие значения z_1 , остальные параметры были приняты $u_2 = 1$, $l_y = 0.1$, $l_z = 1$.

Используя соответствующие значения z_1 для u_1 (таблица 3.1) получаем фокусировку вблизи нулевой точки (рисунок 3.12).

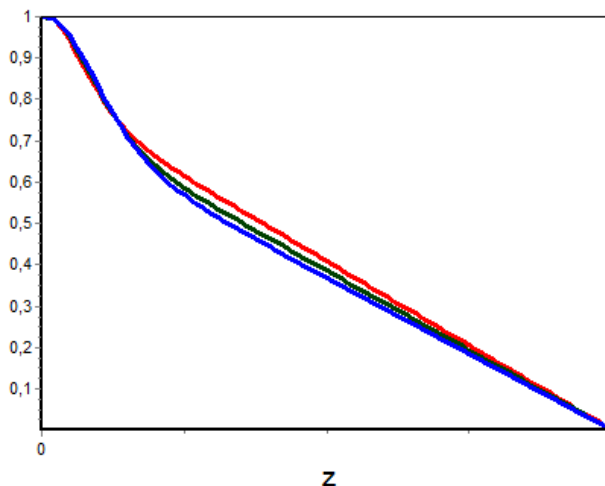


Рисунок 3.12 - Графики результата расчета параксиального уравнения с условием $|wy|=0$

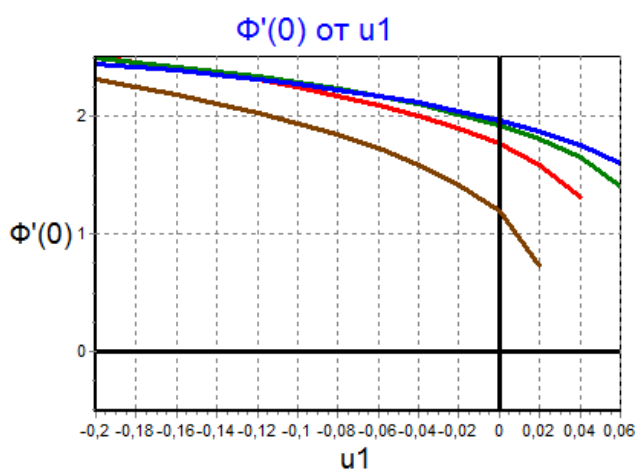


Рисунок 3.13 – Графики результата расчета первой производной осевого распределения потенциала на катоде $\Phi'(0)$

Аберрационные коэффициенты рассчитываются с начальными данными при которых выполняется условие $|wy|=0$. На рисунках 3.13-3.16 показаны графики зависимости некоторых параметров, таких как первое производное осевого распределения потенциала на катоде, т.е. при $z = 0$, $\Phi'(0)$ (рисунок 3.13), параксиальное уравнение по оси x w_x (рисунок 3.14), а также h_x (рисунок 3.15) и

h_y (рисунок 3.16) от u_1 , которые в дальнейшем будут использованы при расчете абберационных характеристик.

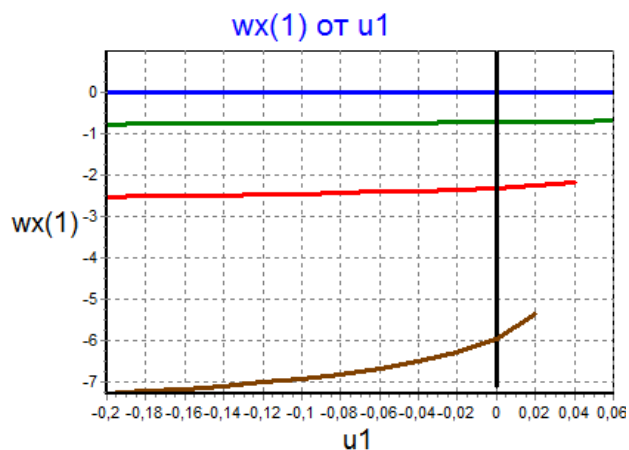


Рисунок 3.14 – Графики результата расчета параксиального уравнения по оси x

$$w_x$$

На рисунке 3.14 синяя линия, которая соответствует значению $l_x = 0.1$, показывает фокусировку в нулевой точке и по оси x .

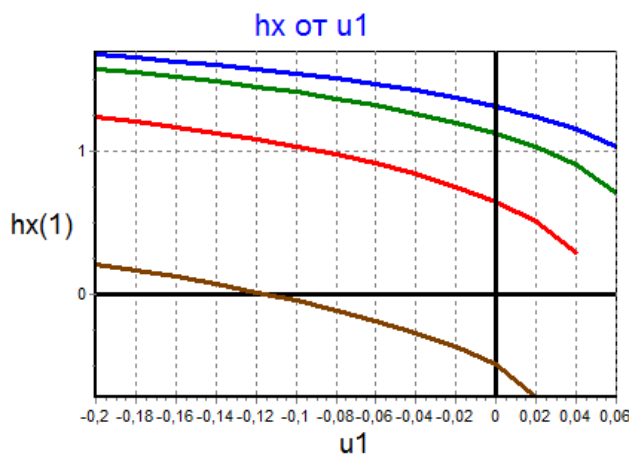


Рисунок 3.15 – Графики результата расчета h_x

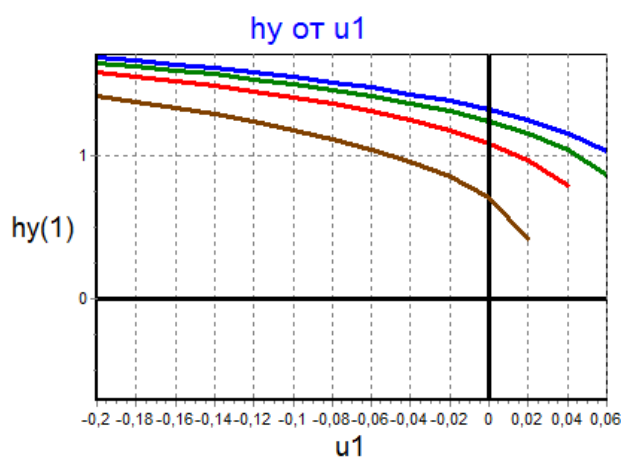


Рисунок 3.16 – Графики результата расчета h_y

В рассматриваемой главе рассмотрена методика расчета параксиальных параметров с условием фокусировки в области заданной точки пространства. Разработаны необходимые для численных исследований эмиссионных линз с двумя плоскостями симметрии алгоритмы и программы расчета в среде программирования Delphi. Для разработки программы были использованы теории дифференциальных и интегральных уравнений, численные методы их решения и т.п. С помощью разработанной программы меняя параметры линзы можно провести анализ различных режимов работы исследуемой линзы.

4 ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ АБЕРРАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЭМИССИОННОЙ ИММЕРСИОННОЙ ЛИНЗЫ

4.1 Формулы для численных исследований абберационных характеристик

Традиционный аппарат теории фокусировки, который используется при исследовании обычных одиночных и иммерсионных электронных линз, не может быть эффективным при исследованиях эмиссионных и отражающих линз, поскольку в эмиссионных линзах существенно нарушаются условия малости углов наклона траектории частиц в области катода. Казахстанскими учеными под руководством Кельмана В.М. и Якушева Е.М. был создан оригинальный метод преобразования координат и времени в уравнениях движения, это позволило преодолеть указанные выше трудности для электронных зеркал. Эффективная теория эмиссионных систем была разработана Ибраевым А.Т., эта теория позволяет устранить все трудности при исследовании катодных линз. Из построенной Ибраевым А.Т. теории были получены следующие формулы для расчета абберационных характеристик эмиссионной иммерсионной линзы. Уравнения траекторий для исследуемой линзы имеют вид

$$x(z) = x^{(1)}(z) + D_{x2}(z) + D_{x3}(z), \quad (4.1)$$

$$y(z) = y^{(1)}(z) + D_{y2}(z) + D_{y3}(z), \quad (4.2)$$

где

$$x^{(1)}(z) = x_k w_x(z) + \sqrt{\varepsilon_x} h_x(z), \quad (4.3)$$

$$y^{(1)}(z) = y_k w_y(z) + \sqrt{\varepsilon_y} h_y(z), \quad (4.4)$$

$\varepsilon_x, \varepsilon_y$ характеризуют составляющие начальной энергии, x_k, y_k - координаты заряженных частиц на поверхности катода,

$$D_{x2} = x_k \sqrt{\varepsilon_z} D_{x21} + \sqrt{\varepsilon_x} \sqrt{\varepsilon_z} D_{x22} \quad (4.5)$$

$$D_{y2} = y_k \sqrt{\varepsilon_z} D_{y21} + \sqrt{\varepsilon_y} \sqrt{\varepsilon_z} D_{y22} \quad (4.6)$$

$$\begin{aligned} D_{x3} = & x_k^3 D_{x31} + x_k^2 \sqrt{\varepsilon_x} D_{x32} + x_k \varepsilon_x D_{x33} + \sqrt[3]{\varepsilon_x} D_{x34} + \\ & + x_k y_k^2 D_{x35} + x_k y_k \sqrt{\varepsilon_y} D_{x36} + x_k \varepsilon_y D_{x37} + \sqrt{\varepsilon_x} y_k^2 D_{x38} + \\ & + \sqrt{\varepsilon_x} y_k \sqrt{\varepsilon_y} D_{x39} + \sqrt{\varepsilon_x} \varepsilon_y D_{x310} + x_k \varepsilon_z D_{x311} + \sqrt{\varepsilon_x} \varepsilon_z D_{x312} \end{aligned} \quad (4.7)$$

$$\begin{aligned}
D_{y3} &= y_k^3 D_{y31} + y_k^2 \sqrt{\varepsilon_y} D_{y32} + y_k \varepsilon_y D_{y33} + \sqrt[3]{\varepsilon_y} D_{y34} + \\
&+ y_k x_k^2 D_{y35} + y_k x_k \sqrt{\varepsilon_x} D_{y36} + y_k \varepsilon_x D_{y37} + \sqrt{\varepsilon_y} x_k^2 D_{y38} + \\
&+ \sqrt{\varepsilon_y} x_k \sqrt{\varepsilon_x} D_{y39} + \sqrt{\varepsilon_y} \varepsilon_x D_{y310} + y_k \varepsilon_z D_{y311} + \sqrt{\varepsilon_y} \varepsilon_z D_{y312}
\end{aligned} \tag{4.8}$$

$$D_{x21} = \frac{2}{\Phi'_k \cdot R_x} \cdot h_x(z_c) \tag{4.9}$$

$$D_{x22} = 0 \tag{4.10}$$

$$D_{y21} = \frac{2}{\Phi'_k \cdot R_y} \cdot h_y(z_c) \tag{4.11}$$

$$D_{y22} = 0 \tag{4.12}$$

$$D_{x31} = -\frac{1}{\Phi'_k} \cdot h_x(z_c) \cdot I_{x2} \tag{4.13}$$

$$D_{x32} = -\frac{3}{\Phi'_k} \cdot h_x(z_c) \cdot I_{x1} - \frac{3}{2} \cdot h_x(z_c) \cdot \left[w_x'^2(z_c) + \frac{1}{R_x^2} \right] \tag{4.14}$$

$$D_{x33} = -\frac{1}{\Phi'_k} \cdot h_x(z_c) \cdot I_{x3} + h'_x(z_c) \cdot h_x(z_c) \cdot w'_x(z_c) + \frac{w'_x(z_c) \cdot h_x^2(z_c)}{2 \cdot \rho_x} \tag{4.15}$$

$$\begin{aligned}
D_{x34} &= -\frac{1}{\Phi'_k} \cdot h_x(z_c) \cdot I_{x4} + h'_x(z_c) \cdot \frac{h_x^2(z_c)}{2 \cdot \rho_x} + \\
&+ \frac{h_x(z_c)}{2 \cdot \Phi(z_c)} \cdot \left[1 - \Phi(z_c) \cdot h_x'^2(z_c) - \left(\frac{\Phi''(z_c)}{4} - f_{\kappa\delta}(z_c) \right) \cdot h_x^2(z_c) \right]
\end{aligned} \tag{4.16}$$

$$D_{x35} = -\frac{1}{\Phi'_k} \cdot h_x(z_c) \cdot I_{x7} \tag{4.17}$$

$$D_{x36} = -\frac{1}{\Phi'_k} \cdot h_x(z_c) \cdot I_{x9} + \frac{h_x(z_c)}{R_x \cdot R_y} + w'_x(z_c) \cdot h_y(z_c) \cdot w'_y(z_c) \tag{4.18}$$

$$\begin{aligned}
D_{x37} &= -\frac{1}{\Phi'_k} \cdot h_x(z_c) \cdot I_{x11} + \left[\frac{h_y(z_c)}{2} \cdot \left(\frac{\Phi'(z_c)}{\Phi(z_c)} \cdot h_y(z_c) - h'_y(z_c) \right) - z_{44} \right] + \\
&+ \frac{\Phi'_k}{\sqrt{\Phi(z_c)}} \cdot \frac{h_x(z_c)}{4} \cdot z_{11}
\end{aligned} \tag{4.19}$$

$$D_{x38} = -\frac{1}{\Phi'_k} \cdot h_x(z_c) \cdot I_{x6} \quad (4.20)$$

$$D_{x39} = -\frac{1}{\Phi'_k} \cdot h_x(z_c) \cdot I_{x8} + h'_x(z_c) \cdot z_{24} \quad (4.21)$$

$$D_{x310} = -\frac{1}{\Phi'_k} \cdot h_x(z_c) \cdot I_{x10} + h'_x(z_c) \cdot \left[z_{44} - \frac{h_y(z_c)}{2} \cdot \left(\frac{\Phi'(z_c)}{\Phi(z_c)} \cdot h_y(z_c) - h'_y(z_c) \right) \right] + \frac{\Phi'_k}{2 \cdot \sqrt{\Phi(z_c)}} \cdot h_x(z_c) \cdot z_{13} \quad (4.22)$$

$$D_{x311} = -\frac{1}{\Phi'_k} \cdot h_x(z_c) \cdot I_{x16} - \frac{2}{\Phi'_k} \cdot \left[\Phi(z_c) \cdot w''_x(z_c) - \left(\frac{h'_x(z_c) \cdot \sqrt{\Phi(z_c)}}{R_x} \right) \right] \quad (4.23)$$

$$D_{x312} = -\frac{1}{\Phi'_k} \cdot h_x(z_c) \cdot I_{x15} + \frac{2}{\Phi'_k} \cdot \left[w'_x(z_c) \cdot \sqrt{\Phi(z_c)} - \frac{2}{\Phi'_k} \cdot \Phi(z_c) \cdot h''_x(z_c) \right] \quad (4.24)$$

$$D_{y31} = -\frac{1}{\Phi'_k} \cdot h_y(z_c) \cdot I_{y2} \quad (4.25)$$

$$D_{y32} = -\frac{3}{\Phi'_k} \cdot h_y(z_c) \cdot I_{y1} - \frac{3}{2} \cdot h_y(z_c) \cdot \left[w_y'^2(z_c) + \frac{1}{R_y^2} \right] \quad (4.26)$$

$$D_{y33} = -\frac{1}{\Phi'_k} \cdot h_y(z_c) \cdot I_{y3} + h'_y(z_c) \cdot h_y(z_c) \cdot w'_y(z_c) + \frac{w'_y(z_c) \cdot h_y^2(z_c)}{2 \cdot \rho_x} \quad (4.27)$$

$$D_{y34} = -\frac{1}{\Phi'_k} \cdot h_y(z_c) \cdot I_{y4} + h'_y(z_c) \cdot \frac{h_y^2(z_c)}{2 \cdot \rho_x} + \frac{h_y(z_c)}{2 \cdot \Phi(z_c)} \cdot \left[1 - \Phi(z_c) \cdot h_y'^2(z_c) - \left(\frac{\Phi''(z_c)}{4} - f_{k\theta}(z_c) \right) \cdot h_y^2(z_c) \right] \quad (4.28)$$

$$D_{y35} = -\frac{1}{\Phi'_k} \cdot h_y(z_c) \cdot I_{y7} \quad (4.29)$$

$$D_{y36} = -\frac{1}{\Phi'_k} \cdot h_y(z_c) \cdot I_{y9} + \frac{h_y(z_c)}{R_x \cdot R_y} + w'_y(z_c) \cdot h_x(z_c) \cdot w'_x(z_c) \quad (4.30)$$

$$D_{y37} = -\frac{1}{\Phi'_k} \cdot h_y(z_c) \cdot I_{y11} + w'_y(z_c) \cdot \left[z_{33} - \frac{h_y(z_c)}{2} \cdot \left(\frac{\Phi'(z_c)}{\Phi(z_c)} \cdot h_y(z_c) - h'_y(z_c) \right) \right] - \frac{\Phi'_k}{2 \cdot \sqrt{\Phi(z_c)}} \cdot \left[w_y(z_c) \cdot z_{24} - \frac{h_y(z_c)}{2} \cdot z_{22} \right] \quad (4.31)$$

$$D_{y38} = -\frac{1}{\Phi'_k} \cdot h_y(z_c) \cdot I_{y6} \quad (4.32)$$

$$D_{y39} = -\frac{1}{\Phi'_k} \cdot h_y(z_c) \cdot I_{y8} + h'_y(z_c) \cdot z_{13} \quad (4.33)$$

$$D_{y310} = -\frac{1}{\Phi'_k} \cdot h_y(z_c) \cdot I_{y10} + w'_y(z_c) \cdot \left[z_{33} - \frac{h_x(z_c)}{2} \cdot \left(\frac{\Phi'(z_c)}{\Phi(z_c)} \cdot h_x(z_c) - h'_x(z_c) \right) \right] - \frac{\Phi'_k}{2 \cdot \sqrt{\Phi(z_c)}} \cdot \left[\frac{w_y(z_c)}{2} \cdot z_{44} - h_y(z_c) \cdot z_{24} \right] \quad (4.34)$$

$$D_{y311} = -\frac{1}{\Phi'_k} \cdot h_y(z_c) \cdot I_{y16} - \frac{2}{\Phi'_k} \cdot \left[\Phi(z_c) \cdot w''_y(z_c) - \left(\frac{h'_y(z_c) \cdot \sqrt{\Phi(z_c)}}{R_y} \right) \right] \quad (4.35)$$

$$D_{y312} = -\frac{1}{\Phi'_k} \cdot h_y(z_c) \cdot I_{y15} + \frac{2}{\Phi'_k} \cdot \left[w'_y(z_c) \cdot \sqrt{\Phi(z_c)} - \frac{2}{\Phi'_k} \cdot \Phi(z_c) \cdot h''_y(z_c) \right] \quad (4.36)$$

где: D_{34} , D_{310} - сферические aberrации;

D_{33} , D_{37} - кома;

D_{36} , D_{39} , D_{32} , D_{38} - кривизна поля и астигматизм;

D_{31} , D_{35} - дисторсия;

D_{311} , D_{312} - хроматические aberrации.

$$\frac{1}{R_x} = \frac{1}{R_y} = \frac{1}{\rho_x} = \frac{1}{\rho_y} = 0 \quad (4.37)$$

$$I_{x1} = \int_{z_k}^{z_{on}} \frac{h_x}{\sqrt{\Phi}} \cdot (w_x^2 \cdot Q_8 + 2 \cdot w_x'' \cdot Q_1) dz_{on} \quad (4.38)$$

$$I_{x2} = \int_{z_k}^{z_{on}} \frac{w_x}{\sqrt{\Phi}} \cdot (w_x^2 \cdot Q_8 + 2 \cdot w_x'' \cdot Q_1) dz_{on} \quad (4.39)$$

$$I_{x3} = \int_{z_k}^{z_{on}} \frac{1}{\sqrt{\Phi}} \cdot [3 \cdot w_x \cdot h_x^2 \cdot Q_8 + 2 \cdot w_x'' \cdot (2 \cdot h_x \cdot Q_2 + w_x \cdot Q_3)] dz_{on} \quad (4.40)$$

$$I_{x4} = \int_{z_k}^{z_{on}} \frac{h_x}{\sqrt{\Phi}} \cdot (h_x^2 \cdot Q_8 + 2 \cdot w_x'' \cdot Q_3) dz_{on} \quad (4.41)$$

$$I_{x6} = \int_{z_k}^{z_{on}} \frac{w_y}{\sqrt{\Phi}} \cdot (w_x \cdot h_x \cdot Q_{10} + 2 \cdot w_y'' \cdot Q_2) dz_{on} \quad (4.42)$$

$$I_{x7} = \int_{z_k}^{z_{on}} \frac{w_y}{\sqrt{\Phi}} \cdot (w_x^2 \cdot Q_{10} + 2 \cdot w_y'' \cdot Q_1) dz_{on} \quad (4.43)$$

$$I_{x8} = 2 \cdot \int_{z_k}^{z_{on}} \frac{h_y}{\sqrt{\Phi}} \cdot (w_x \cdot h_x \cdot Q_{10} + 2 \cdot w_y'' \cdot Q_2) dz_{on} \quad (4.44)$$

$$I_{x9} = 2 \cdot \int_{z_k}^{z_{on}} \frac{h_y}{\sqrt{\Phi}} \cdot (w_x^2 \cdot Q_{10} + 2 \cdot w_y'' \cdot Q_1) dz_{on} \quad (4.45)$$

$$I_{x10} = \int_{z_k}^{z_{on}} h_y \cdot \left[\frac{w_x \cdot h_x}{\sqrt{\Phi}} \cdot Q_{11} + 2 \cdot Q_2 \cdot \frac{d^2}{dz^2} \left(\frac{h_y}{\sqrt{\Phi}} \right) \right] dz_{on} \quad (4.46)$$

$$I_{x11} = \int_{z_k}^{z_{on}} h_y \cdot \left[\frac{w_x^2}{\sqrt{\Phi}} \cdot Q_{11} + 2 \cdot Q_1 \cdot \frac{d^2}{dz^2} \left(\frac{h_y}{\sqrt{\Phi}} \right) \right] dz_{on} \quad (4.47)$$

$$I_{x15} = \int_{z_k}^{z_{on}} \left[-Q_2 \cdot Q_7 + \frac{4}{\Phi_k'^2} \cdot \left(\frac{\Phi''}{4} - f_{\kappa\epsilon} \right)'' \cdot \sqrt{\Phi} \cdot w_x \cdot h_x \right] dz_{on} \quad (4.48)$$

$$I_{x16} = \int_{z_k}^{z_{on}} \left[-Q_1 \cdot Q_7 + \frac{4}{\Phi_k'^2} \cdot \left(\frac{\Phi''}{4} - f_{\kappa\epsilon} \right)'' \cdot \sqrt{\Phi} \cdot w_x^2 \right] dz_{on} \quad (4.49)$$

$$I_{y1} = \int_{z_k}^{z_{on}} \frac{h_y}{\sqrt{\Phi}} \cdot (w_y^2 \cdot Q_{12} + 2 \cdot w_y'' \cdot Q_4) dz_{on} \quad (4.50)$$

$$I_{y2} = \int_{z_k}^{z_{on}} \frac{w_y}{\sqrt{\Phi}} \cdot (w_y^2 \cdot Q_{12} + 2 \cdot w_y'' \cdot Q_4) dz_{on} \quad (4.51)$$

$$I_{y3} = \int_{z_k}^{z_{on}} \frac{1}{\sqrt{\Phi}} \cdot [3 \cdot w_y \cdot h_y^2 \cdot Q_{12} + 2 \cdot w_y'' \cdot (2 \cdot h_y \cdot Q_5 + w_y \cdot Q_6)] dz_{on} \quad (4.52)$$

$$I_{y4} = \int_{z_k}^{z_{on}} \frac{h_y}{\sqrt{\Phi}} \cdot (h_y^2 \cdot Q_{12} + 2 \cdot w_y'' \cdot Q_6) dz_{on} \quad (4.53)$$

$$I_{y6} = \int_{z_k}^{z_{on}} \frac{w_x}{\sqrt{\Phi}} \cdot (w_y \cdot h_y \cdot Q_{14} + 2 \cdot w_x'' \cdot Q_5) dz_{on} \quad (4.54)$$

$$I_{y7} = \int_{z_k}^{z_{on}} \frac{w_x}{\sqrt{\Phi}} \cdot (w_y^2 \cdot Q_{14} + 2 \cdot w_x'' \cdot Q_4) dz_{on} \quad (4.55)$$

$$I_{y8} = 2 \cdot \int_{z_k}^{z_{on}} \frac{h_x}{\sqrt{\Phi}} \cdot (w_y \cdot h_y \cdot Q_{14} + 2 \cdot w_x'' \cdot Q_5) dz_{on} \quad (4.56)$$

$$I_{y9} = 2 \cdot \int_{z_k}^{z_{on}} \frac{h_x}{\sqrt{\Phi}} \cdot (w_y^2 \cdot Q_{14} + 2 \cdot w_x'' \cdot Q_4) dz_{on} \quad (4.57)$$

$$I_{y10} = \int_{z_k}^{z_{on}} h_x \cdot \left[\frac{w_y \cdot h_y}{\sqrt{\Phi}} \cdot Q_{15} + 2 \cdot Q_5 \cdot \frac{d^2}{dz^2} \left(\frac{h_x}{\sqrt{\Phi}} \right) \right] dz_{on} \quad (4.58)$$

$$I_{y11} = \int_{z_k}^{z_{on}} h_x \cdot \left[\frac{w_y^2}{\sqrt{\Phi}} \cdot Q_{15} + 2 \cdot Q_4 \cdot \frac{d^2}{dz^2} \left(\frac{h_x}{\sqrt{\Phi}} \right) \right] dz_{on} \quad (4.59)$$

$$I_{y15} = \int_{z_k}^{z_{on}} \left[-Q_5 \cdot Q_7 + \frac{4}{\Phi_k'^2} \cdot \left(\frac{\Phi''}{4} - f_{\kappa\beta} \right)'' \cdot \sqrt{\Phi} \cdot w_y \cdot h_y \right] dz_{on} \quad (4.60)$$

$$I_{y16} = \int_{z_k}^{z_{on}} \left[-Q_4 \cdot Q_7 + \frac{4}{\Phi_k'^2} \cdot \left(\frac{\Phi''}{4} - f_{\kappa\beta} \right)'' \cdot \sqrt{\Phi} \cdot w_y^2 \right] dz_{on} \quad (4.61)$$

$$z_{11} = -\frac{1}{2} \cdot \left(w_x \cdot w_x' - \frac{1}{R_x} \right) + \sqrt{\Phi} \cdot \int_{z_k}^{z_{on}} \frac{w_x \cdot w_x''}{\sqrt{\Phi}} dz_{on} \quad (4.62)$$

$$z_{13} = \frac{\sqrt{\Phi}}{2} \cdot \int_{z_k}^{z_{on}} (w_x'' \cdot h_x - w_x' \cdot h_x') dz_{on} \quad (4.63)$$

$$z_{33} = \frac{\sqrt{\Phi}}{2} \cdot \int_{z_k}^{z_{on}} \frac{1}{\Phi \cdot \sqrt{\Phi}} \cdot \left[1 - \Phi \cdot h_x'^2 - \left(\frac{\Phi''}{4} - f_{\kappa\beta} \right) \cdot h_x^2 \right] dz_{on} \quad (4.64)$$

$$z_{22} = -\frac{1}{2} \cdot \left(w_y \cdot w_y' - \frac{1}{R_y} \right) + \sqrt{\Phi} \cdot \int_{z_k}^{z_{on}} \frac{w_y \cdot w_y''}{\sqrt{\Phi}} dz_{on} \quad (4.65)$$

$$z_{24} = \frac{\sqrt{\Phi}}{2} \cdot \int_{z_k}^{z_{on}} (w_y'' \cdot h_y - w_y' \cdot h_y') dz_{on} \quad (4.66)$$

$$z_{44} = \frac{\sqrt{\Phi}}{2} \cdot \int_{z_k}^{z_{on}} \frac{1}{\Phi \cdot \sqrt{\Phi}} \cdot \left[1 - \Phi \cdot h_y'^2 - \left(\frac{\Phi''}{4} + f_{\kappa\delta} \right) \cdot h_y^2 \right] dz_{on} \quad (4.67)$$

$$h_x = q_x \cdot \sqrt{\Phi} \quad (4.68)$$

$$h_y = q_y \cdot \sqrt{\Phi} \quad (4.69)$$

Где коэффициенты Q в (4.38) - (4.61) определяются следующими формулами

$$Q_1 = -\Phi \cdot w_x'^2 - \left(\frac{\Phi''}{4} - f_{\kappa\delta} \right) \cdot w_x^2 \quad (4.70)$$

$$Q_2 = -\Phi \cdot w_x' \cdot h_x' - \left(\frac{\Phi''}{4} - f_{\kappa\delta} \right) \cdot w_x \cdot h_x \quad (4.71)$$

$$Q_3 = -\Phi \cdot h_x'^2 - \left(\frac{\Phi''}{4} - f_{\kappa\delta} \right) \cdot h_x^2 + 1 \quad (4.72)$$

$$Q_4 = -\Phi \cdot w_y'^2 - \left(\frac{\Phi''}{4} + f_{\kappa\delta} \right) \cdot w_y^2 \quad (4.73)$$

$$Q_5 = -\Phi \cdot w_y' \cdot h_y' - \left(\frac{\Phi''}{4} + f_{\kappa\delta} \right) \cdot w_y \cdot h_y \quad (4.74)$$

$$Q_6 = -\Phi \cdot h_y'^2 - \left(\frac{\Phi''}{4} + f_{\kappa\delta} \right) \cdot h_y^2 + 1 \quad (4.75)$$

$$Q_7 = \frac{1}{\Phi \cdot \sqrt{\Phi}} \cdot \left[1 - \frac{\Phi'^2 - 2 \cdot \Phi \cdot \Phi''}{\Phi_k'^2} \right] \quad (4.76)$$

$$Q_8 = -\left(\frac{\Phi''}{4} - f_{\kappa\delta} \right)' \cdot w_x' - \left(\frac{\Phi^{IV}}{16} + \frac{f_{\kappa\delta}''}{3} + 4 \cdot f_{ok} \right) \cdot w_x \quad (4.77)$$

$$Q_{10} = -\left(\frac{\Phi''}{4} - f_{\kappa\delta} \right)' \cdot w_y' - \left(\frac{\Phi^{IV}}{16} - 12 \cdot f_{ok} \right) \cdot w_y \quad (4.78)$$

$$Q_{11} = -\left(\frac{\Phi''}{4} - f_{\kappa\delta} \right)' \cdot \left(\frac{\Phi'}{\Phi} \cdot h_y - h_y' \right) - \left(\frac{\Phi^{IV}}{16} - 12 \cdot f_{ok} \right) \cdot h_y \quad (4.79)$$

$$Q_{12} = -\left(\frac{\Phi''}{4} - f_{\kappa\delta}\right)' \cdot w'_y - \left(\frac{\Phi^{IV}}{16} - \frac{f_{\kappa\delta}''}{3} + 4 \cdot f_{ok}\right) \cdot w_y \quad (4.80)$$

$$Q_{14} = -\left(\frac{\Phi''}{4} + f_{\kappa\delta}\right)' \cdot w'_x - \left(\frac{\Phi^{IV}}{16} - 12 \cdot f_{ok}\right) \cdot w_x \quad (4.81)$$

$$Q_{15} = -\left(\frac{\Phi''}{4} + f_{\kappa\delta}\right)' \cdot \left(\frac{\Phi'}{\Phi} \cdot h_x - h'_x\right) - \left(\frac{\Phi^{IV}}{16} - 12 \cdot f_{ok}\right) \cdot h_x \quad (4.82)$$

Производные (4.68), (4.69) определяются по формулам

$$h'_x = q'_x \cdot \sqrt{\Phi} + \frac{\Phi' \cdot q_x}{2 \cdot \sqrt{\Phi}} \quad (4.83)$$

$$h'_y = q'_y \cdot \sqrt{\Phi} + \frac{\Phi' \cdot q_y}{2 \cdot \sqrt{\Phi}} \quad (4.84)$$

Для упрощения вычислений выполним следующие умножения

$$\Phi \cdot h'_x = q'_x \cdot \sqrt{\Phi^3} + \frac{q_x \cdot \Phi' \cdot \sqrt{\Phi}}{2} \quad (4.85)$$

$$h_x'^2 = \Phi \cdot q_x'^2 + \Phi' \cdot q_x \cdot q'_x + \frac{q_x^2 \cdot \Phi'^2}{4 \cdot \Phi} \quad (4.86)$$

$$\Phi \cdot h_x'^2 = \Phi^2 \cdot q_x'^2 + \Phi \cdot \Phi' \cdot q_x \cdot q'_x + \frac{1}{4} \cdot q_x^2 \cdot \Phi'^2 \quad (4.87)$$

$$h_x^2 = q_x^2 \cdot \Phi \quad (4.88)$$

$$\Phi \cdot h'_y = q'_y \cdot \sqrt{\Phi^3} + \frac{q_y \cdot \Phi' \cdot \sqrt{\Phi}}{2} \quad (4.89)$$

$$h_y'^2 = \Phi \cdot q_y'^2 + \Phi' \cdot q_y \cdot q'_y + \frac{q_y^2 \cdot \Phi'^2}{4 \cdot \Phi} \quad (4.90)$$

$$\Phi \cdot h_y'^2 = \Phi^2 \cdot q_y'^2 + \Phi \cdot \Phi' \cdot q_y \cdot q'_y + \frac{1}{4} \cdot q_y^2 \cdot \Phi'^2 \quad (4.91)$$

$$h_y^2 = q_y^2 \cdot \Phi \quad (4.92)$$

Подставляя формулы (4.83) - (4.92) в (4.64), (4.67), (4.70) - (4.75), (4.77) - (4.82) получаем следующие удобные для расчета формулы

$$z_{33} = \frac{\sqrt{\Phi}}{2} \cdot \int_{z_k}^{z_{on}} \frac{1}{\Phi \cdot \sqrt{\Phi}} \cdot [1 - \Phi \cdot h_x'^2 + \varphi_{20} \cdot h_x^2] dz_{on} \quad (4.93)$$

$$z_{44} = \frac{\sqrt{\Phi}}{2} \cdot \int_{z_k}^{z_{on}} \frac{1}{\Phi \cdot \sqrt{\Phi}} \cdot [1 - \Phi \cdot h_y'^2 + \varphi_{02} \cdot h_y^2] dz_{on} \quad (4.94)$$

$$Q_1 = -\Phi \cdot w_x'^2 + \varphi_{20} \cdot w_x^2 \quad (4.95)$$

$$Q_2 = -w_x' \cdot q_x' \cdot \Phi \cdot \sqrt{\Phi} - \frac{1}{2} \cdot q_x \cdot \Phi' \cdot \sqrt{\Phi} \cdot w_x' + \varphi_{20} \cdot w_x \cdot h_x \quad (4.96)$$

$$Q_3 = -\left(q_x' \cdot \Phi^2 + \Phi \cdot \Phi' \cdot q_x \cdot q_x' + \frac{1}{4} \cdot q_x^2 \cdot \Phi'^2 \right) + \varphi_{20} \cdot h_x^2 + 1 \quad (4.97)$$

$$Q_{31} = -\left(q_x' \cdot \Phi^2 + \Phi \cdot \Phi' \cdot q_x \cdot q_x' + \frac{1}{4} \cdot q_x^2 \cdot \Phi'^2 \right) + 1 \quad (4.98)$$

$$Q_4 = -\Phi \cdot w_y'^2 + \varphi_{02} \cdot w_y^2 \quad (4.99)$$

$$Q_5 = -w_y' \cdot q_y' \cdot \Phi \cdot \sqrt{\Phi} - \frac{1}{2} \cdot q_y \cdot \Phi' \cdot \sqrt{\Phi} \cdot w_y' + \varphi_{02} \cdot w_y \cdot h_y \quad (4.100)$$

$$Q_6 = -\left(q_y' \cdot \Phi^2 + \Phi \cdot \Phi' \cdot q_y \cdot q_y' + \frac{1}{4} \cdot q_y^2 \cdot \Phi'^2 \right) + \varphi_{02} \cdot h_y^2 + 1 \quad (4.101)$$

$$Q_{61} = -\left(q_y' \cdot \Phi^2 + \Phi \cdot \Phi' \cdot q_y \cdot q_y' + \frac{1}{4} \cdot q_y^2 \cdot \Phi'^2 \right) + 1 \quad (4.102)$$

$$Q_8 = \varphi'_{20} \cdot w_x' - 4 \cdot \varphi_{04} \cdot w_x \quad (4.103)$$

$$Q_{10} = \varphi'_{20} \cdot w_y' - 2 \cdot \varphi_{22} \cdot w_y \quad (4.104)$$

$$Q_{11} = \varphi'_{20} \cdot \left(\frac{\Phi'}{\Phi} \cdot h_y - h_y' \right) - 2 \cdot \varphi_{22} \cdot h_y = \varphi'_{20} \cdot \frac{\Phi'}{\Phi} \cdot q_y \cdot \sqrt{\Phi} - \varphi'_{20} \cdot q_y' \cdot \sqrt{\Phi} - \varphi'_{20} \cdot \frac{\Phi' \cdot q_y}{2 \cdot \sqrt{\Phi}} - 2 \cdot \varphi_{22} \cdot q_y \cdot \sqrt{\Phi} \quad (4.105)$$

$$Q_{12} = \varphi'_{20} \cdot w_y' - 4 \cdot \varphi_{40} \cdot w_y \quad (4.106)$$

$$Q_{14} = \varphi'_{02} \cdot w'_x - 2 \cdot \varphi_{22} \cdot w_x \quad (4.107)$$

$$\begin{aligned} Q_{15} = \varphi'_{02} \cdot \left(\frac{\Phi'}{\Phi} \cdot h_x - h'_x \right) - 2 \cdot \varphi_{22} \cdot h_x = \varphi'_{02} \cdot \frac{\Phi'}{\Phi} \cdot q_x \cdot \sqrt{\Phi} - \varphi'_{02} \cdot q'_x \cdot \sqrt{\Phi} - \\ - \varphi'_{02} \cdot \frac{\Phi' \cdot q_x}{2 \cdot \sqrt{\Phi}} - 2 \cdot \varphi_{22} \cdot q_x \cdot \sqrt{\Phi} \end{aligned} \quad (4.108)$$

Неопределенности, встречающиеся в интегралах, устраняются формулой

$$\int_{z_k}^{z_{on}} \frac{\sigma}{\sqrt{\Phi}} dz_{on} = 2 \cdot \frac{\sigma(z_u)}{\Phi'_u} \cdot \sqrt{\Phi(z_u)} - 2 \cdot \int_{z_k}^{z_u} \frac{\sqrt{\Phi}}{\Phi'} \cdot \left(\sigma' - \frac{\sigma \cdot \Phi''}{\Phi'} \right) dz_{on} + \int_{z_u}^{z_{on}} \frac{\sigma(z)}{\sqrt{\Phi}} dz_{on} \quad (4.109)$$

где z_k - координата катода,

z_u - координата точки, находящейся в нескольких шагах от катода.

После раскрытия скобок и упрощении выражений в формулах (4.40), (4.42), (4.46), (4.47), (4.52), (4.54), (4.58), (4.59) были получены

$$\begin{aligned} I_{x3} = \int_{z_k}^{z_{on}} \frac{1}{\sqrt{\Phi}} \cdot [3 \cdot w_x \cdot h_x^2 \cdot Q_8 + 2 \cdot w_x'' \cdot (2 \cdot h_x \cdot Q_2 + w_x \cdot Q_3)] dz_{on} = \int_{z_k}^{z_{on}} \left(\frac{h_x}{\sqrt{\Phi}} \cdot 3 \cdot w_x \cdot h_x \cdot Q_8 \right) dz_{on} + \\ + \int_{z_k}^{z_{on}} \left(\frac{h_x}{\sqrt{\Phi}} \cdot 4 \cdot w_x'' \cdot Q_2 \right) dz_{on} + \int_{z_k}^{z_{on}} \left(\frac{h_x}{\sqrt{\Phi}} \cdot 2 \cdot w_x'' \cdot w_x \cdot \varphi_{20} \cdot h_x \right) dz_{on} + \int_{z_k}^{z_{on}} \left(\frac{1}{\sqrt{\Phi}} \cdot 2 \cdot w_x'' \cdot w_x \cdot Q_{31} \right) dz_{on} = \\ = \int_{z_k}^{z_{on}} q_x \cdot (3 \cdot w_x \cdot h_x \cdot Q_8 + 4 \cdot w_x'' \cdot Q_2 + 2 \cdot w_x'' \cdot w_x \cdot \varphi_{20} \cdot h_x) dz_{on} + 2 \cdot \int_{z_k}^{z_{on}} \left(\frac{1}{\sqrt{\Phi}} \cdot w_x \cdot w_x'' \cdot Q_{31} \right) dz_{on} \end{aligned} \quad (4.110)$$

$$\begin{aligned} I_{x6} = \int_{z_k}^{z_{on}} \frac{w_y}{\sqrt{\Phi}} \cdot (w_x \cdot h_x \cdot Q_{10} + 2 \cdot w_y'' \cdot Q_2) dz_{on} = \int_{z_k}^{z_{on}} \left(\frac{h_x}{\sqrt{\Phi}} \cdot w_y \cdot w_x \cdot Q_{10} \right) dz_{on} - \\ - \int_{z_k}^{z_{on}} \left(\frac{w_y}{\sqrt{\Phi}} \cdot 2 \cdot w_y'' \cdot w'_x \cdot q'_x \cdot \Phi \cdot \sqrt{\Phi} \right) dz_{on} - \frac{1}{2} \cdot \int_{z_k}^{z_{on}} \left(\frac{w_y}{\sqrt{\Phi}} \cdot 2 \cdot w_y'' \cdot q_x \cdot \Phi' \cdot \sqrt{\Phi} \cdot w'_x \right) dz_{on} + \\ + \int_{z_k}^{z_{on}} \left(\frac{h_x}{\sqrt{\Phi}} \cdot w_y \cdot 2 \cdot w_y'' \cdot \varphi_{20} \cdot w_x \right) dz_{on} = \\ = \int_{z_k}^{z_{on}} w_y \cdot (q_x \cdot w_x \cdot Q_{10} - 2 \cdot w_y'' \cdot w'_x \cdot q'_x \cdot \Phi - w_y'' \cdot q_x \cdot \Phi' \cdot w'_x + 2 \cdot q_x \cdot w_y'' \cdot \varphi_{20} \cdot w_x) dz_{on} = \\ = \int_{z_k}^{z_{on}} w_y \cdot [q_x \cdot w_x \cdot (Q_{10} + 2 \cdot w_y'' \cdot \varphi_{20}) - w_y'' \cdot w'_x \cdot (2 \cdot q'_x \cdot \Phi + q_x \cdot \Phi')] dz_{on} \end{aligned} \quad (4.111)$$

$$\begin{aligned}
I_{x10} &= \int_{z_k}^{z_{on}} h_y \cdot \left[\frac{w_x \cdot h_x}{\sqrt{\Phi}} \cdot Q_{11} + 2 \cdot Q_2 \cdot \frac{d^2}{dz^2} \left(\frac{h_y}{\sqrt{\Phi}} \right) \right] dz_{on} = \\
&= \int_{z_k}^{z_{on}} \left(\frac{q_y \cdot \sqrt{\Phi} \cdot w_x \cdot q_x \cdot \sqrt{\Phi}}{\sqrt{\Phi}} \cdot \frac{\varphi'_{20} \cdot \Phi' \cdot q_y \cdot \sqrt{\Phi}}{\Phi} \right) - \\
&\quad - \left(\frac{q_y \cdot \sqrt{\Phi} \cdot w_x \cdot q_x \cdot \sqrt{\Phi}}{\sqrt{\Phi}} \cdot \varphi'_{20} \cdot q'_y \cdot \sqrt{\Phi} \right) - \left(\frac{q_y \cdot \sqrt{\Phi} \cdot w_x \cdot q_x \cdot \sqrt{\Phi}}{\sqrt{\Phi}} \cdot \frac{\varphi'_{20} \cdot \Phi' \cdot q_y}{2\sqrt{\Phi}} \right) - \\
&\quad - \left(\frac{q_y \cdot \sqrt{\Phi} \cdot w_x \cdot q_x \cdot \sqrt{\Phi}}{\sqrt{\Phi}} \cdot 2 \cdot \varphi_{22} \cdot q_y \cdot \sqrt{\Phi} \right) + (2 \cdot Q_2 \cdot q''_y \cdot h_y) dz_{on} = \\
&= \int_{z_k}^{z_{on}} \left(q_y \cdot q_x \cdot w_x \cdot \varphi'_{20} \cdot \left(\frac{1}{2} \cdot \Phi' \cdot q_y - \Phi \cdot q'_y \right) - 2 \cdot q_y^2 \cdot q_x \cdot w_x \cdot \varphi_{22} \cdot \Phi + 2 \cdot Q_2 \cdot q''_y \cdot h_y \right) dz_{on}
\end{aligned} \tag{4.112}$$

$$\begin{aligned}
I_{x11} &= \int_{z_k}^{z_{on}} h_y \cdot \left[\frac{w_x^2}{\sqrt{\Phi}} \cdot Q_{11} + 2 \cdot Q_1 \cdot \frac{d^2}{dz^2} \left(\frac{h_y}{\sqrt{\Phi}} \right) \right] dz_{on} = \\
&= \int_{z_k}^{z_{on}} \left(\frac{q_y \cdot \sqrt{\Phi} \cdot w_x^2}{\sqrt{\Phi}} \cdot Q_{11} + 2 \cdot Q_1 \cdot q''_y \cdot h_y \right) dz_{on} = \\
&= \int_{z_k}^{z_{on}} \left(\frac{q_y \cdot \sqrt{\Phi} \cdot w_x^2}{\sqrt{\Phi}} \cdot \frac{\varphi'_{20} \cdot \Phi' \cdot q_y \cdot \sqrt{\Phi}}{\Phi} \right) - \left(\frac{q_y \cdot \sqrt{\Phi} \cdot w_x^2}{\sqrt{\Phi}} \cdot \varphi'_{20} \cdot q'_y \cdot \sqrt{\Phi} \right) - \\
&\quad - \left(\frac{q_y \cdot \sqrt{\Phi} \cdot w_x^2}{\sqrt{\Phi}} \cdot \frac{\varphi'_{20} \cdot \Phi' \cdot q_y}{2 \cdot \sqrt{\Phi}} \right) - \left(\frac{q_y \cdot \sqrt{\Phi} \cdot w_x^2}{\sqrt{\Phi}} \cdot 2 \cdot \varphi_{22} \cdot q_y \cdot \sqrt{\Phi} \right) + (2 \cdot Q_1 \cdot q''_y \cdot h_y) dz_{on} = \\
&= \frac{1}{2} \cdot \int_{z_k}^{z_{on}} \left(\frac{q_y^2 \cdot w_x^2 \cdot \varphi'_{20} \cdot \Phi'}{\sqrt{\Phi}} \right) dz_{on} - \int_{z_k}^{z_{on}} h_y \cdot (w_x^2 \cdot \varphi'_{20} \cdot q'_y + w_x^2 \cdot 2 \cdot \varphi_{22} \cdot q_y + 2 \cdot Q_1 \cdot q''_y) dz_{on}
\end{aligned} \tag{4.113}$$

$$\begin{aligned}
I_{y3} &= \int_{z_k}^{z_{on}} \frac{1}{\sqrt{\Phi}} \cdot [3 \cdot w_y \cdot h_y^2 \cdot Q_{12} + 2 \cdot w''_y \cdot (2 \cdot h_y \cdot Q_5 + w_y \cdot Q_6)] dz_{on} = \\
&= \int_{z_k}^{z_{on}} \left(\frac{h_y}{\sqrt{\Phi}} \cdot 3 \cdot w_y \cdot h_y \cdot Q_{12} \right) dz_{on} + \int_{z_k}^{z_{on}} \left(\frac{h_y}{\sqrt{\Phi}} \cdot 4 \cdot w''_y \cdot Q_5 \right) dz_{on} + \\
&\quad + \int_{z_k}^{z_{on}} \left(\frac{h_y}{\sqrt{\Phi}} \cdot 2 \cdot w''_y \cdot w_y \cdot \varphi_{02} \cdot h_y \right) dz_{on} + \int_{z_k}^{z_{on}} \left(\frac{1}{\sqrt{\Phi}} \cdot 2 \cdot w''_y \cdot w_y \cdot Q_{61} \right) dz_{on} = \\
&= \int_{z_k}^{z_{on}} q_y \cdot (3 \cdot w_y \cdot h_y \cdot Q_{12} + 4 \cdot w''_y \cdot Q_5 + 2 \cdot w''_y \cdot w_y \cdot \varphi_{02} \cdot h_y) dz_{on} + 2 \cdot \int_{z_k}^{z_{on}} \left(\frac{1}{\sqrt{\Phi}} \cdot w_y \cdot w''_y \cdot Q_{61} \right) dz_{on}
\end{aligned} \tag{4.114}$$

$$\begin{aligned}
I_{y6} &= \int_{z_k}^{z_{on}} \frac{w_x}{\sqrt{\Phi}} \cdot (w_y \cdot h_y \cdot Q_{14} + 2 \cdot w_x'' \cdot Q_5) dz_{on} = \int_{z_k}^{z_{on}} \left(\frac{h_y}{\sqrt{\Phi}} \cdot w_x \cdot w_y \cdot Q_{14} \right) dz_{on} - \\
&- \int_{z_k}^{z_{on}} \left(\frac{w_x}{\sqrt{\Phi}} \cdot 2 \cdot w_x'' \cdot w_y' \cdot q_y' \cdot \Phi \cdot \sqrt{\Phi} \right) dz_{on} - \frac{1}{2} \cdot \int_{z_k}^{z_{on}} \left(\frac{w_x}{\sqrt{\Phi}} \cdot 2 \cdot w_x'' \cdot q_y \cdot \Phi' \cdot \sqrt{\Phi} \cdot w_y' \right) dz_{on} + \\
&\quad + \int_{z_k}^{z_{on}} \left(\frac{h_y}{\sqrt{\Phi}} \cdot w_x \cdot 2 \cdot w_x'' \cdot \varphi_{02} \cdot w_y \right) dz_{on} = \tag{4.115}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \int_{z_k}^{z_{on}} w_x \cdot (q_y \cdot w_y \cdot Q_{14} - 2 \cdot w_x'' \cdot w_y' \cdot q_y' \cdot \Phi - w_x'' \cdot q_y \cdot \Phi' \cdot w_y' + 2 \cdot q_y \cdot w_x'' \cdot \varphi_{02} \cdot w_y) dz_{on} = \\
&= \int_{z_k}^{z_{on}} w_x \cdot [q_y \cdot w_y \cdot (Q_{14} + 2 \cdot w_x'' \cdot \varphi_{02}) - w_x'' \cdot w_y' \cdot (2 \cdot q_y' \cdot \Phi + q_y \cdot \Phi')] dz_{on}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
I_{y10} &= \int_{z_k}^{z_{on}} h_x \cdot \left[\frac{w_y \cdot h_y}{\sqrt{\Phi}} \cdot Q_{15} + 2 \cdot Q_5 \cdot \frac{d^2}{dz^2} \left(\frac{h_x}{\sqrt{\Phi}} \right) \right] dz_{on} = \\
&= \int_{z_k}^{z_{on}} \left(\frac{q_x \cdot \sqrt{\Phi} \cdot w_y \cdot q_y \cdot \sqrt{\Phi}}{\sqrt{\Phi}} \cdot \frac{\varphi_{02}' \cdot \Phi' \cdot q_x \cdot \sqrt{\Phi}}{\Phi} \right) - \\
&- \left(\frac{q_x \cdot \sqrt{\Phi} \cdot w_y \cdot q_y \cdot \sqrt{\Phi}}{\sqrt{\Phi}} \cdot \varphi_{02}' \cdot q_x' \cdot \sqrt{\Phi} \right) - \left(\frac{q_x \cdot \sqrt{\Phi} \cdot w_y \cdot q_y \cdot \sqrt{\Phi}}{\sqrt{\Phi}} \cdot \frac{\varphi_{02}' \cdot \Phi' \cdot q_x}{2\sqrt{\Phi}} \right) - \\
&- \left(\frac{q_x \cdot \sqrt{\Phi} \cdot w_y \cdot q_y \cdot \sqrt{\Phi}}{\sqrt{\Phi}} \cdot 2 \cdot \varphi_{22} \cdot q_x \cdot \sqrt{\Phi} \right) + (2 \cdot Q_5 \cdot q_x'' \cdot h_x) dz_{on} = \tag{4.116} \\
&= \int_{z_k}^{z_{on}} \left(q_x \cdot q_y \cdot w_y \cdot \varphi_{02}' \cdot \left(\frac{1}{2} \cdot \Phi' \cdot q_x - \Phi \cdot q_x' \right) - 2 \cdot q_x^2 \cdot q_y \cdot w_y \cdot \varphi_{22} \cdot \Phi + 2 \cdot Q_5 \cdot q_x'' \cdot h_x \right) dz_{on}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
I_{y11} &= \int_{z_k}^{z_{on}} h_x \cdot \left[\frac{w_y^2}{\sqrt{\Phi}} \cdot Q_{15} + 2 \cdot Q_4 \cdot \frac{d^2}{dz^2} \left(\frac{h_x}{\sqrt{\Phi}} \right) \right] dz_{on} = \\
&= \int_{z_k}^{z_{on}} \left(\frac{q_x \cdot \sqrt{\Phi} \cdot w_y^2}{\sqrt{\Phi}} \cdot Q_{15} + 2 \cdot Q_4 \cdot q_x'' \cdot h_x \right) dz_{on} = \\
&= \int_{z_k}^{z_{on}} \left(\frac{q_x \cdot \sqrt{\Phi} \cdot w_y^2}{\sqrt{\Phi}} \cdot \frac{\varphi_{02}' \cdot \Phi' \cdot q_x \cdot \sqrt{\Phi}}{\Phi} \right) - \left(\frac{q_x \cdot \sqrt{\Phi} \cdot w_y^2}{\sqrt{\Phi}} \cdot \varphi_{02}' \cdot q_x' \cdot \sqrt{\Phi} \right) - \\
&- \left(\frac{q_x \cdot \sqrt{\Phi} \cdot w_y^2}{\sqrt{\Phi}} \cdot \frac{\varphi_{02}' \cdot \Phi' \cdot q_x}{2 \cdot \sqrt{\Phi}} \right) - \left(\frac{q_x \cdot \sqrt{\Phi} \cdot w_y^2}{\sqrt{\Phi}} \cdot 2 \cdot \varphi_{22} \cdot q_x \cdot \sqrt{\Phi} \right) + (2 \cdot Q_4 \cdot q_x'' \cdot h_x) dz_{on} = \tag{4.117} \\
&= \frac{1}{2} \cdot \int_{z_k}^{z_{on}} \left(\frac{q_x^2 \cdot w_y^2 \cdot \varphi_{02}' \cdot \Phi'}{\sqrt{\Phi}} \right) dz_{on} - \int_{z_k}^{z_{on}} h_x \cdot (w_y^2 \cdot \varphi_{02}' \cdot q_x' + w_y^2 \cdot 2 \cdot \varphi_{22} \cdot q_x + 2 \cdot Q_4 \cdot q_x'') dz_{on}
\end{aligned}$$

Для расчета интегралов была использована формула Симпсона. В [102] рассмотрены методы приближенного вычисления интегралов, такие как формула прямоугольников, формула трапеций и формула Симпсона. Изучается вопрос о повышении точности вычисления интегралов за счет повышения порядка точности квадратур, за счет разбиения отрезка на части, за счет сведения интегралов от функции с «особенностями» к интегралам от более гладких функций. Характерные свойства формулы Симпсона, т.е. ее незначительное усложнение по сравнению с методом трапеций или прямоугольников и, в то же время, значительное повышение точности расчета делают формулу Симпсона самым распространенным методом численного интегрирования.

4.2 Сравнительный анализ абберационных коэффициент осесимметричной и коробчатой эмиссионных линз

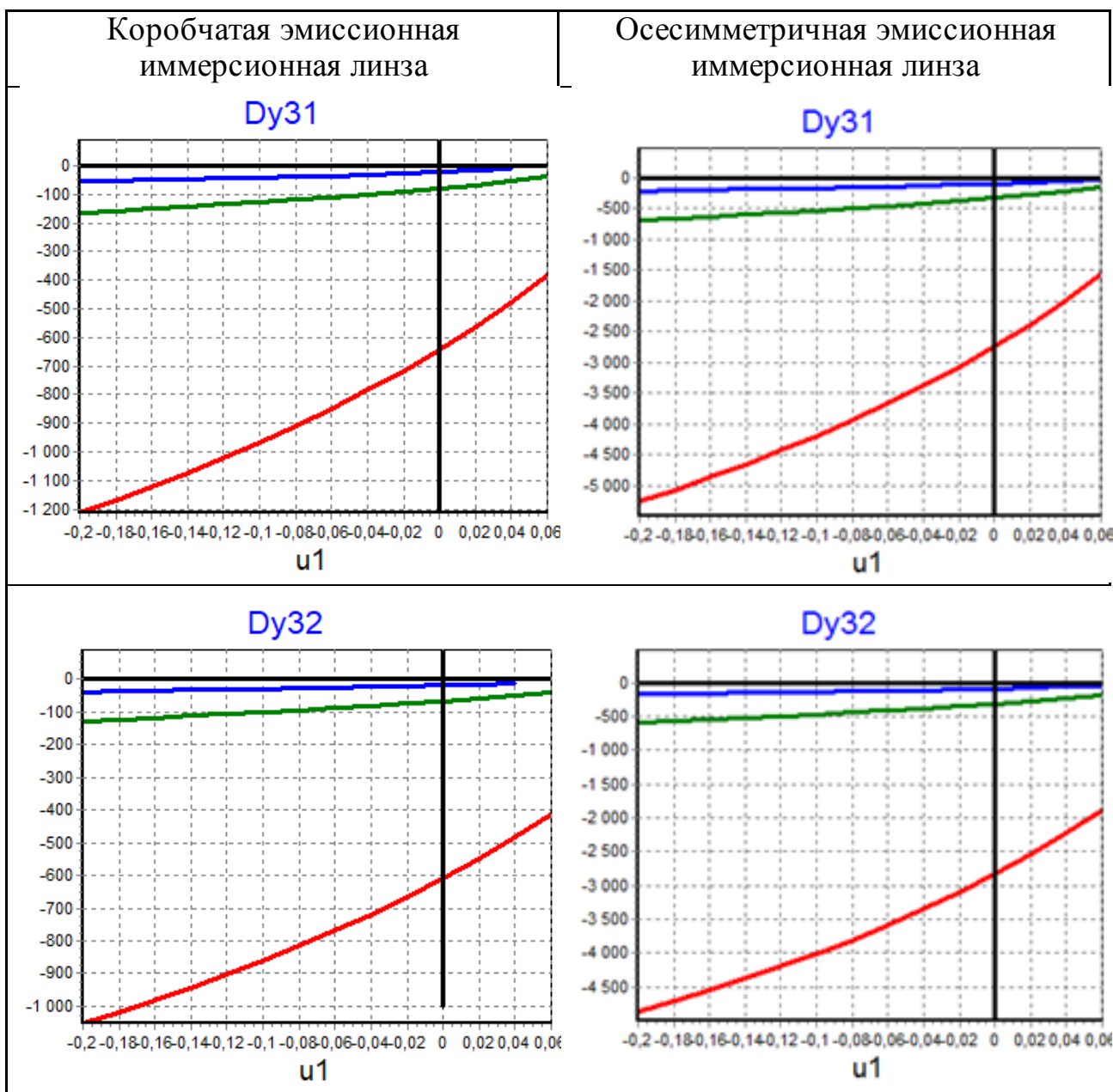
В таблице 4.1 для сравнительного анализа величин отображаются графики абберационных коэффициентов трехэлектродных осесимметричных и коробчатых иммерсионных линз. На графиках красная линия соответствует значениям $R=lx=ly=0.05$, зеленая линия значениям $R=lx=ly=0.1$, синяя линия значениям $R=lx=ly=0.15$.

По приведенным ниже графикам дадим следующие пояснения. В принципе, во вращательной системе координат уравнения траекторий заряженных частиц до третьего порядка малости имеют вид

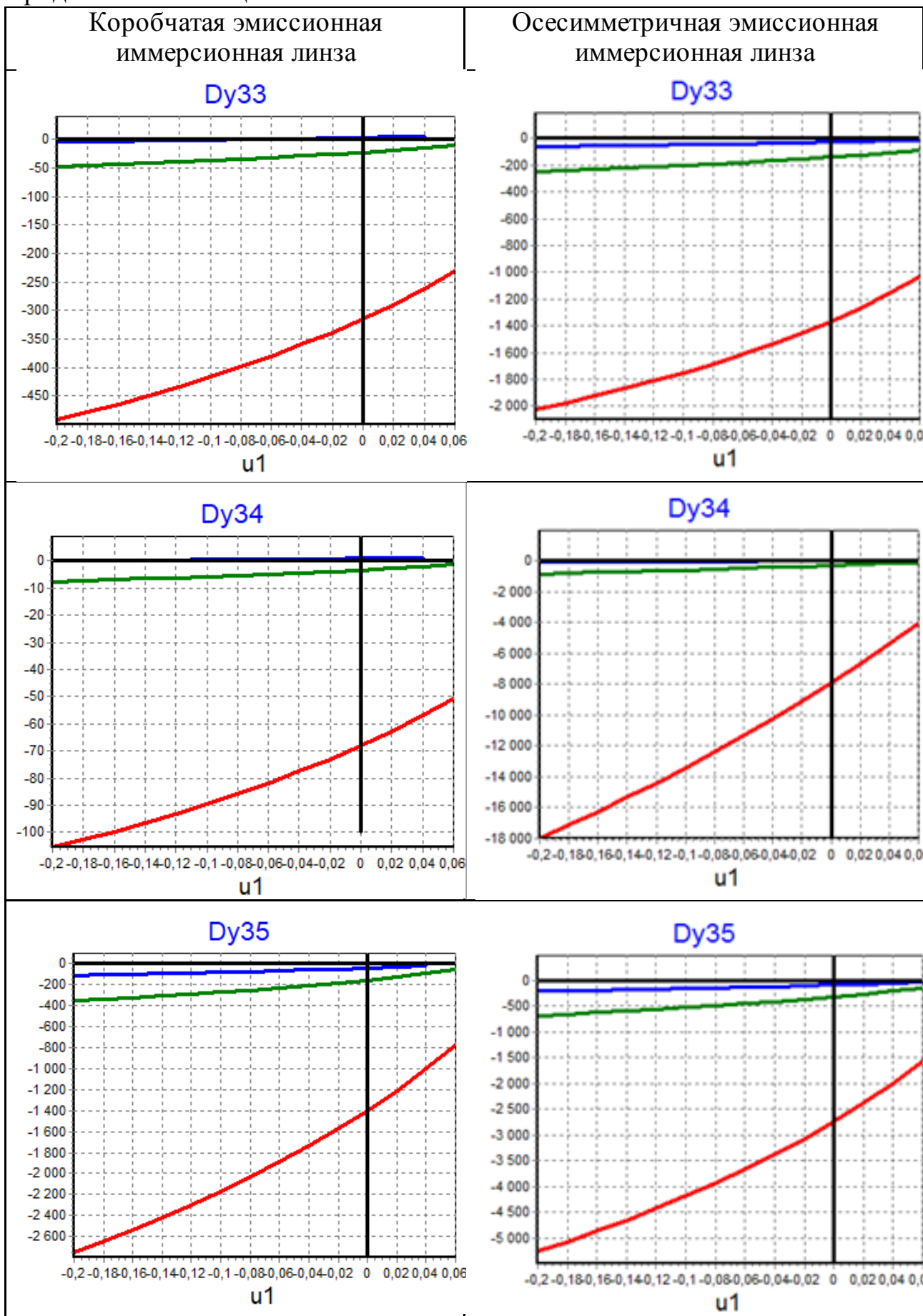
$$\begin{aligned}
 r e^{i(\psi+\theta)} = & r_k u + b_1 v + r_k \sqrt{\varepsilon_z} B_{21} + \\
 & + b_1 \sqrt{\varepsilon_z} B_{22} + r_k^3 B_{31} + r_k^2 \bar{b}_1 B_{32} + r_k^2 b_1 B_{33} + \\
 & + r_k b_1^2 B_{34} + r_k b_1 \bar{b}_1 B_{35} + b_1^2 \bar{b}_1 B_{36} + r_k \varepsilon_z B_{37} + b_1 \varepsilon_z B_{38}.
 \end{aligned} \tag{4.118}$$

Однако, при сравнительном анализе абберационных характеристик осесимметричных линз с абберационными характеристиками двояко-симметричных линз удобнее приведенную выше формулу преобразовать путем замены радиальной координаты на координаты декартовой системы координат. Это дает возможность сравнивать абберационные характеристики в приведенном к общему виду форме.

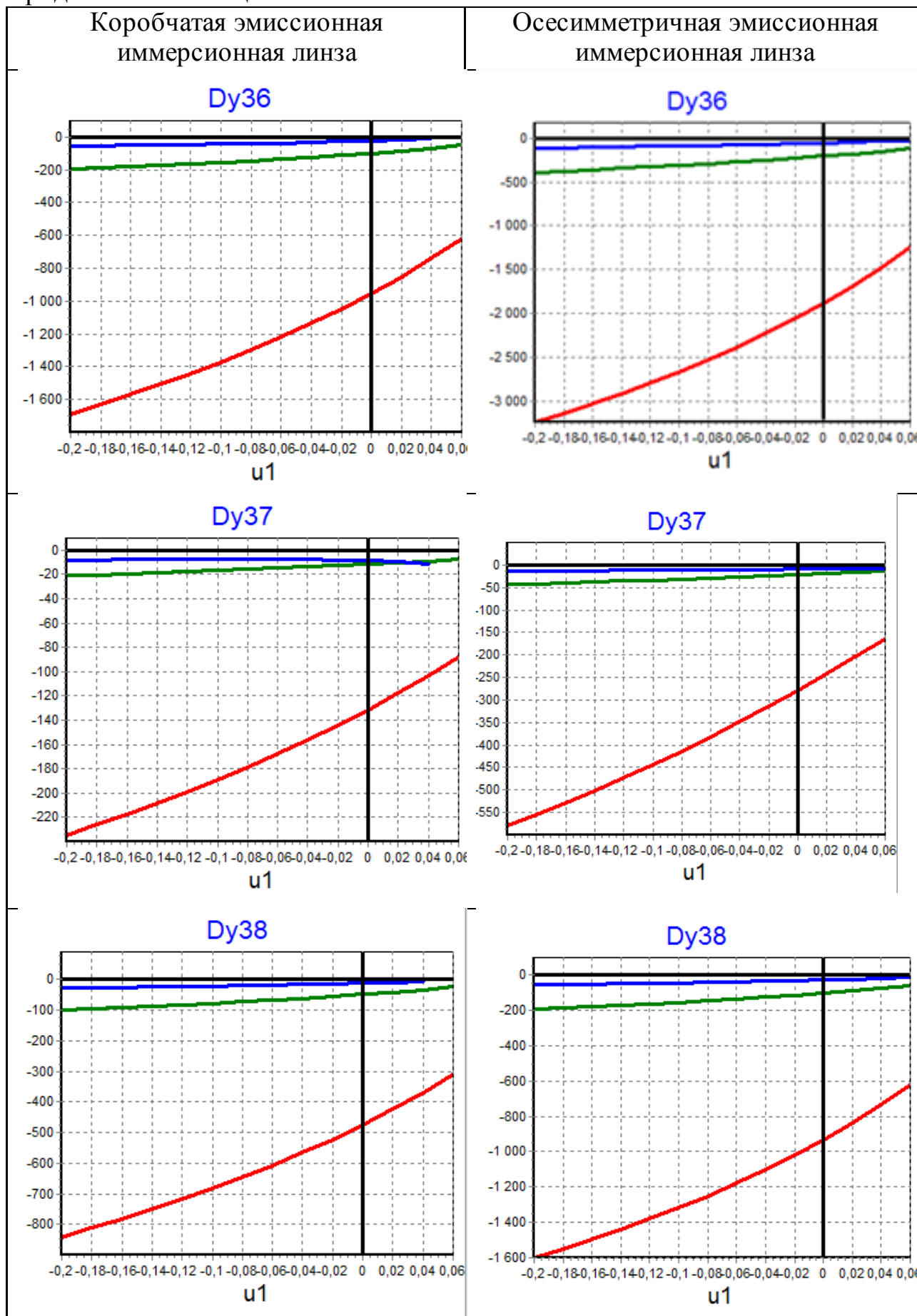
Таблица 4.1 – графики абберационных коэффициент трехэлектродных осесимметричных и коробчатых иммерсионных линз



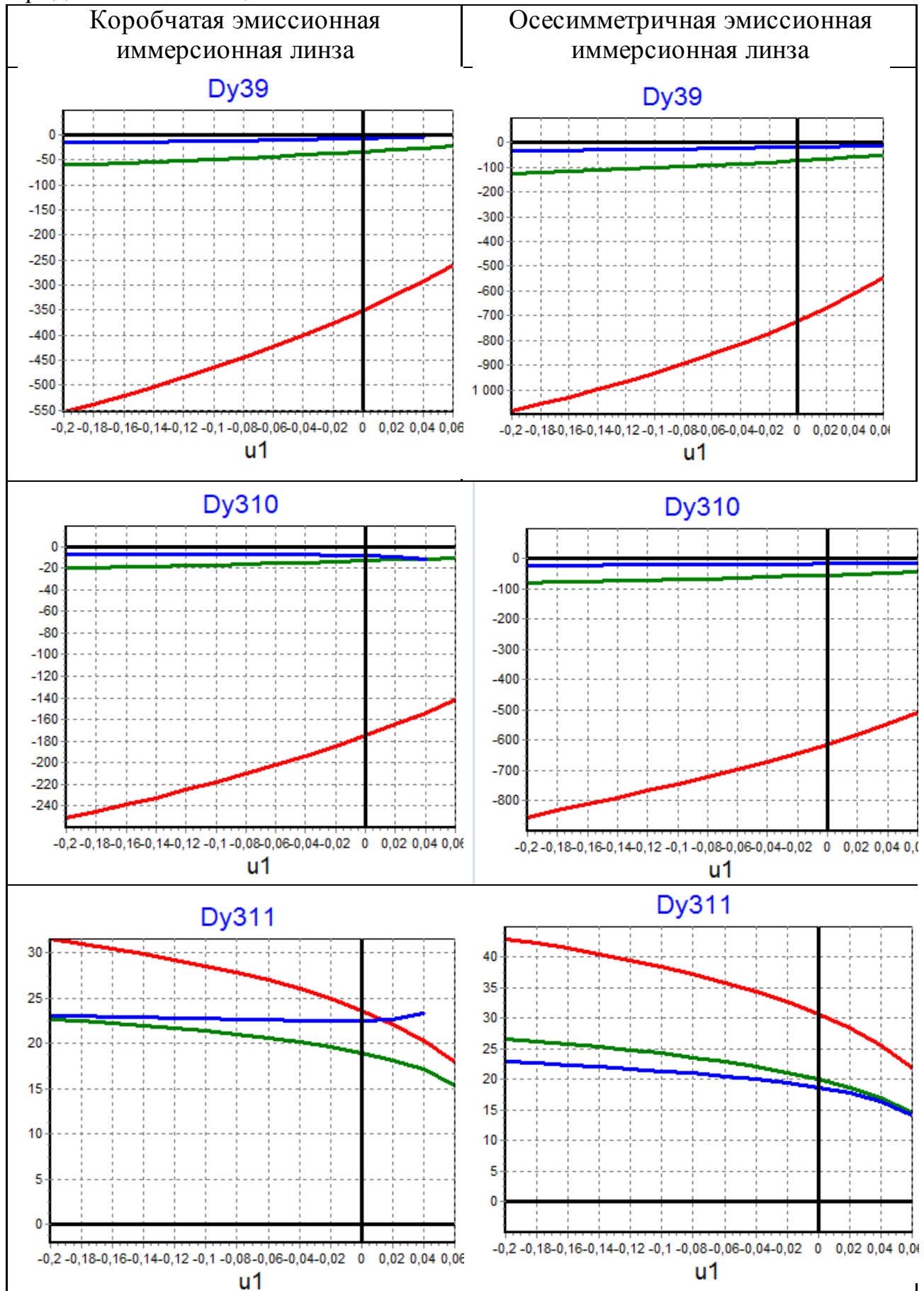
Продолжение таблицы 4.1.



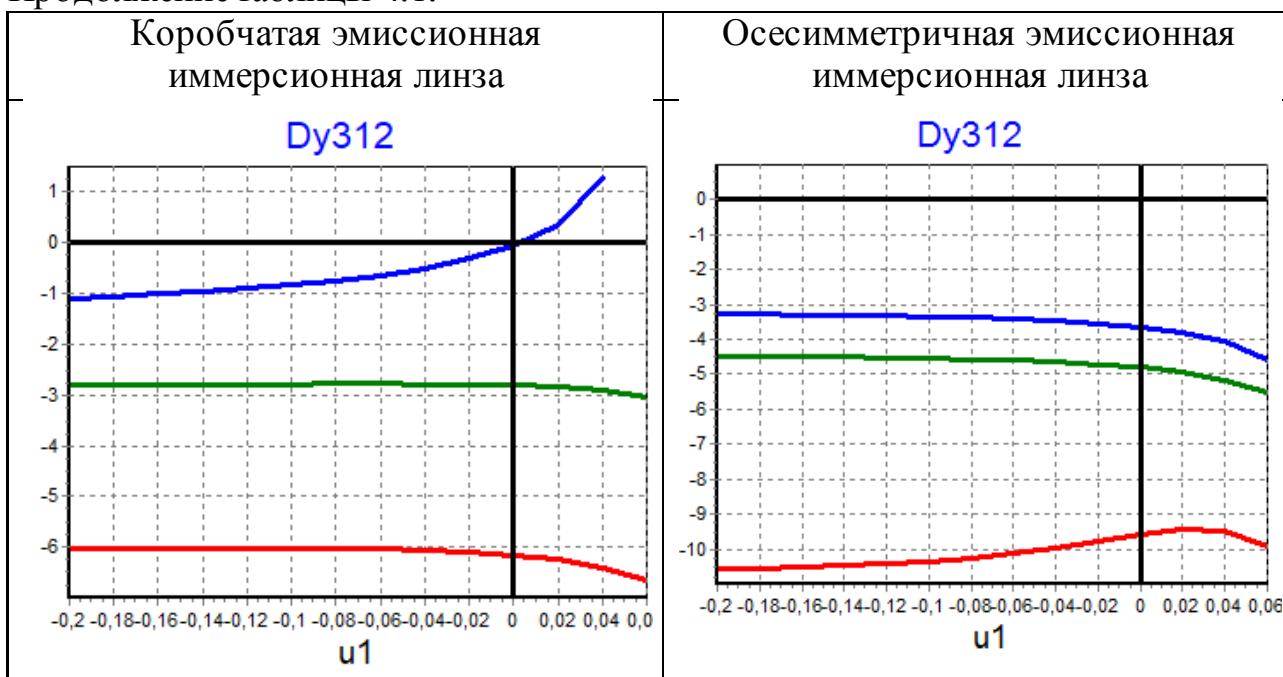
Продолжение таблицы 4.1.



Продолжение таблицы 4.1.



Продолжение таблицы 4.1.



Анализ полученных результатов показывает, что коробчатая линза с квадратным сечением по сравнению с осесимметричной линзой может обеспечить уменьшение значений aberrаций по абсолютной величине, т.е. обеспечивает более качественную фокусировку заряженных частиц.

4.3 Результаты расчетов aberrационных коэффициентов коробчатой иммерсионной линзы

Параметры фокусировки исследуемой линзы рассчитаны с использованием результатов главы 3.2 для режима формирования единого фокуса в точке, расположенной на главной оптической оси. Для реализации этого условия рассчитаны необходимые значения z_1 . Был получен целый ряд коэффициентов aberrации, характеризующийся положительным (D_{x311} , D_{x312} и D_{y311}) или отрицательными значениями ($D_{x31}-D_{x310}$, $D_{y31}-D_{y310}$ и D_{y312}) [103]. Результаты показаны на рисунках 4.1-4.24.

Особый интерес представляет тот факт, что при увеличении потенциала первого электрода уменьшается величина коэффициента aberrаций.

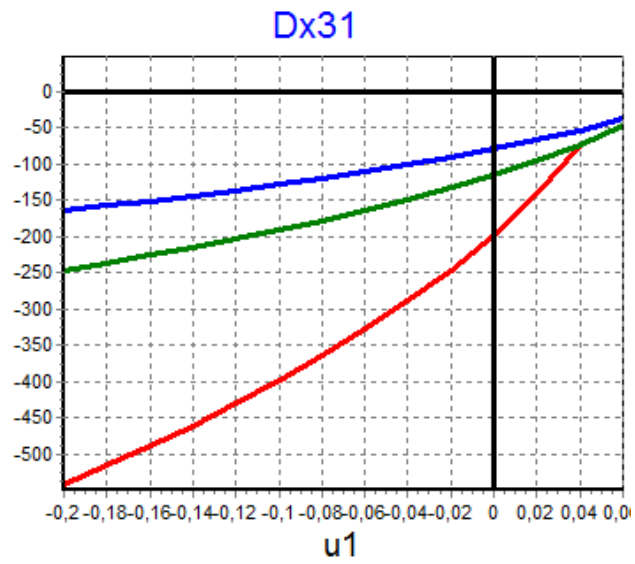


Рисунок 4.1 - Графики результата расчета абберационного коэффициента D_{x31}

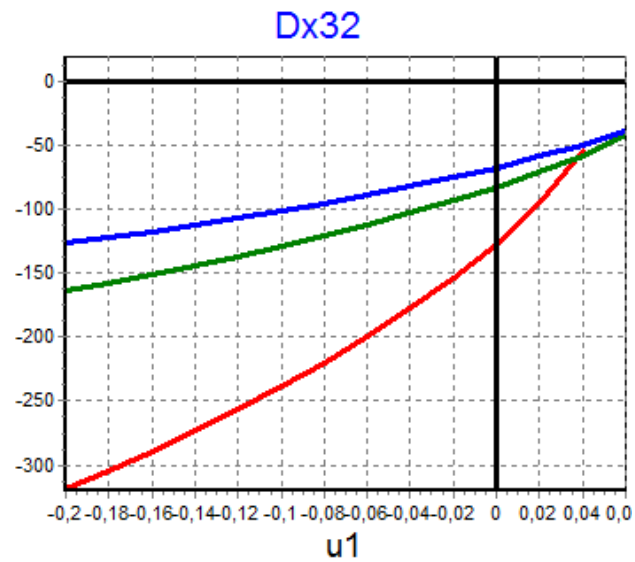


Рисунок 4.2 - Графики результата расчета абберационного коэффициента D_{x32}

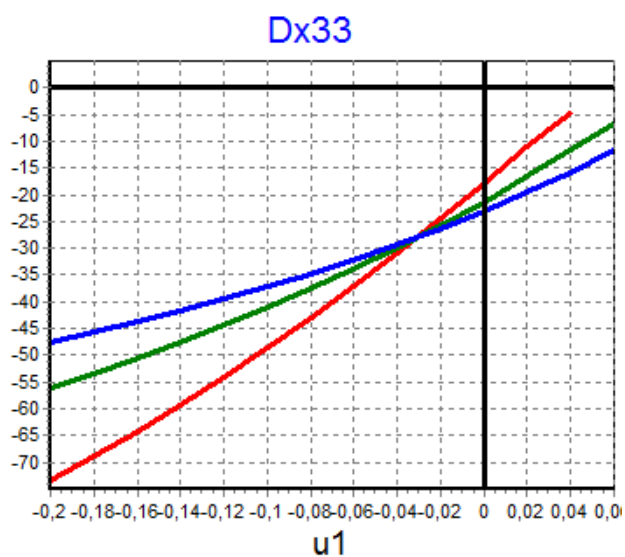


Рисунок 4.3 - Графики результата расчета абберационного коэффициента D_{x33}

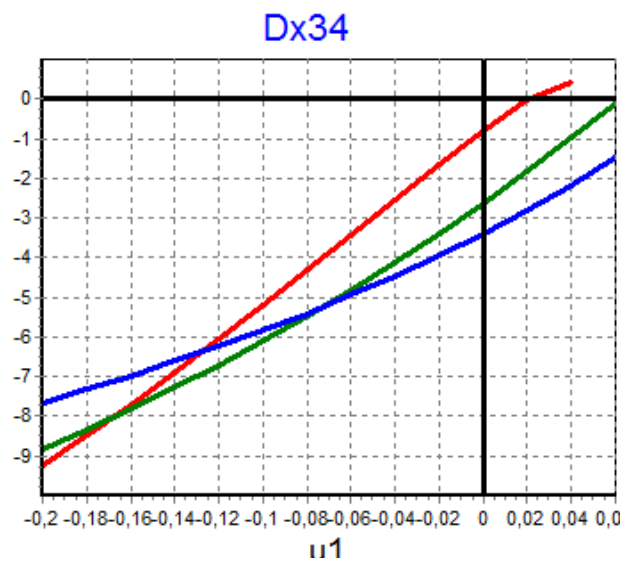


Рисунок 4.4 - Графики результата расчета абберационного коэффициента D_{x34}

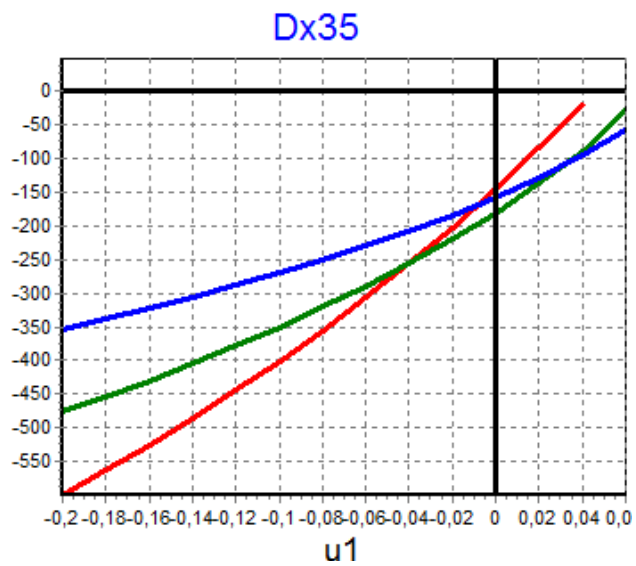


Рисунок 4.5 - Графики результата расчета абберационного коэффициента D_{x35}

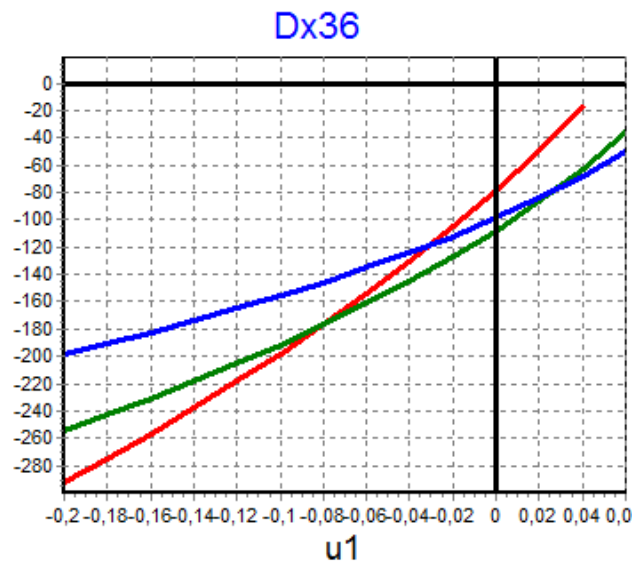


Рисунок 4.6 - Графики результата расчета абберационного коэффициента D_{x36}

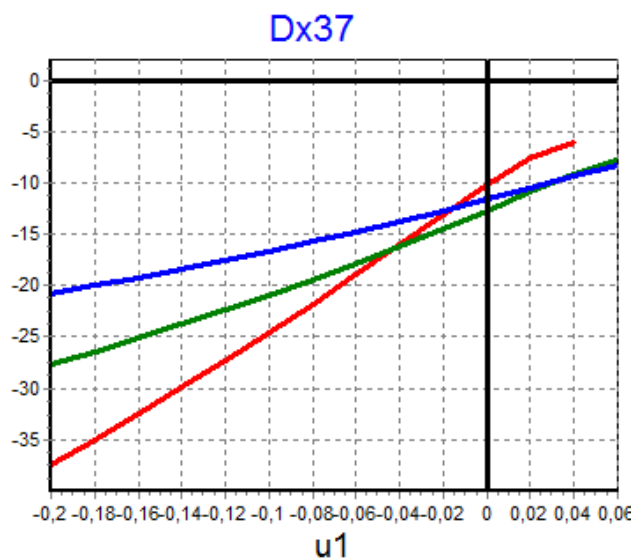


Рисунок 4.7 - Графики результата расчета абберационного коэффициента D_{x37}

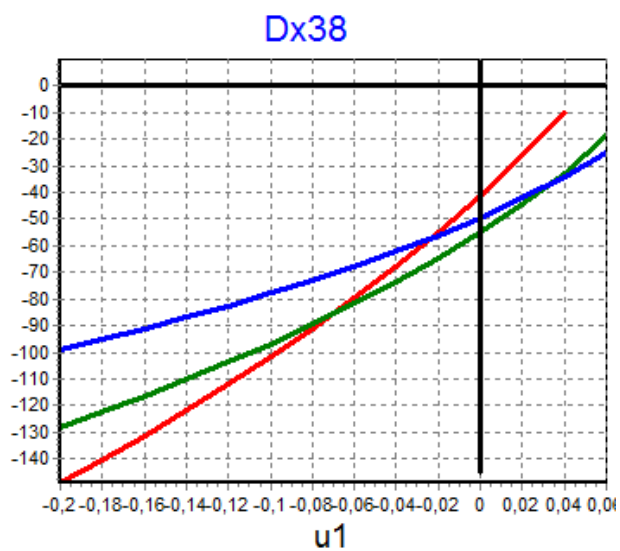


Рисунок 4.8 - Графики результата расчета абберационного коэффициента D_{x38}

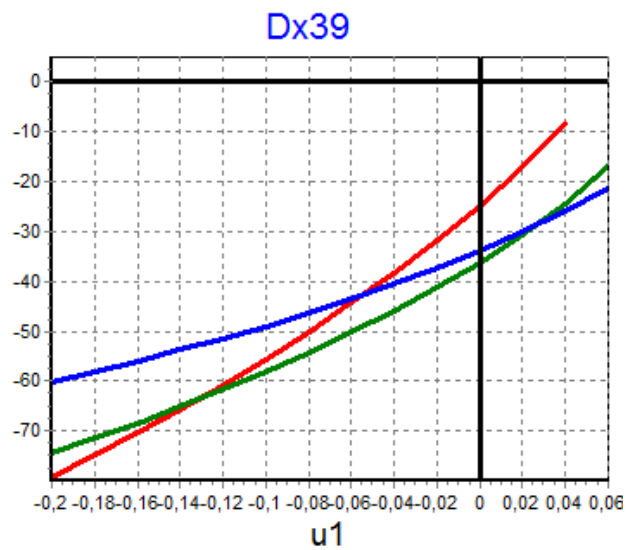


Рисунок 4.9 - Графики результата расчета абберационного коэффициента D_{x39}

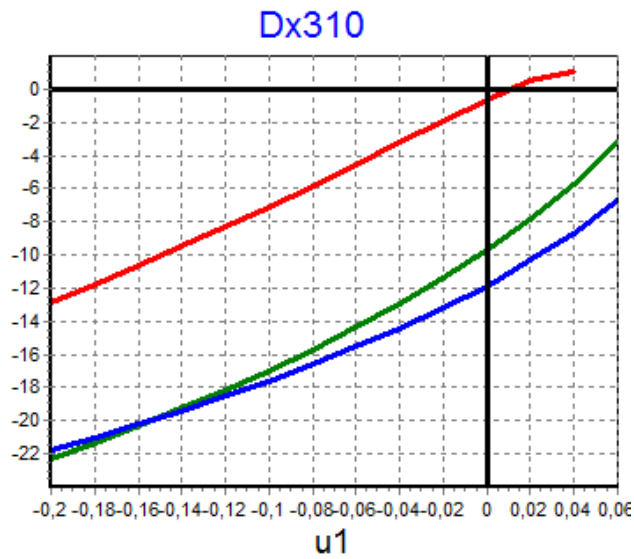


Рисунок 4.10 - Графики результата расчета абберационного коэффициента D_{x310}

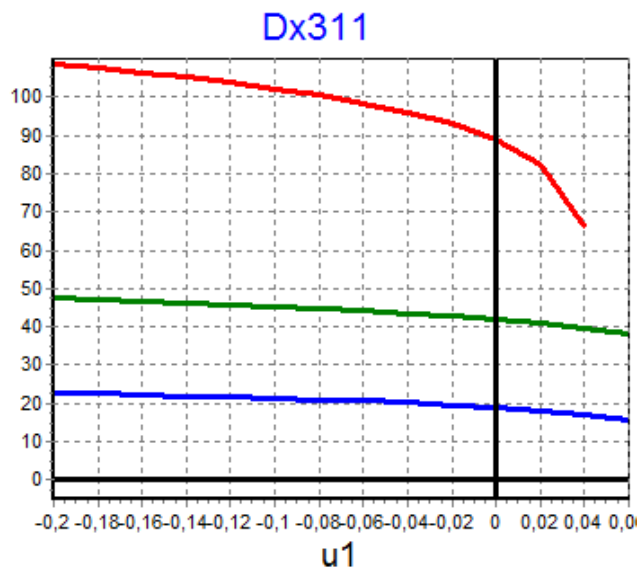


Рисунок 4.11 - Графики результата расчета абберационного коэффициента D_{x311}

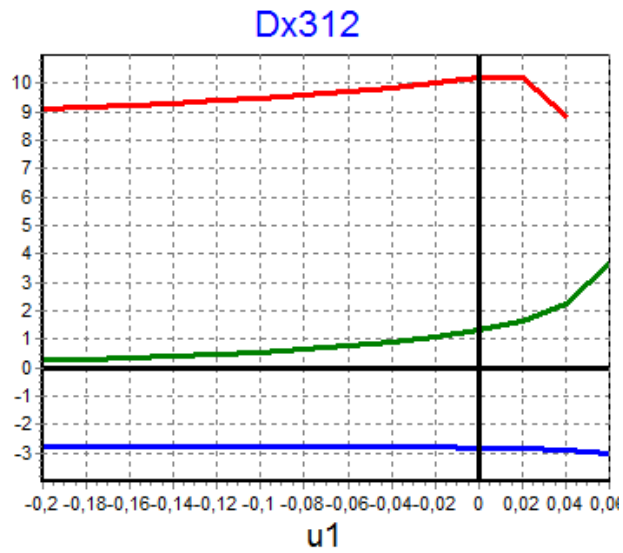


Рисунок 4.12 - Графики результата расчета абберационного коэффициента D_{x312}

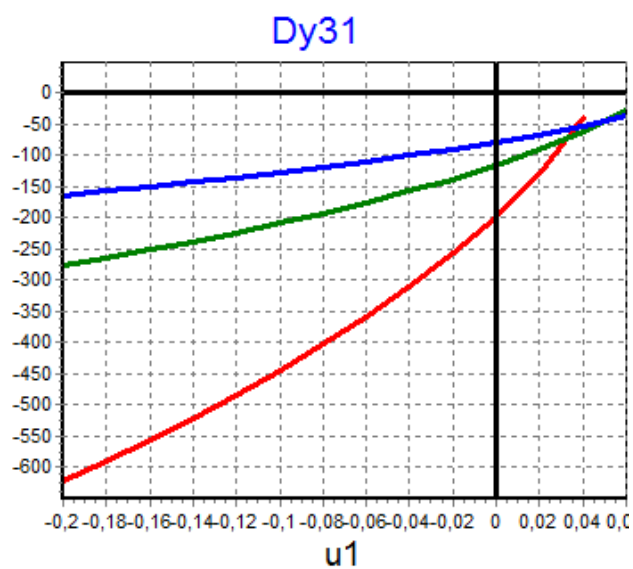


Рисунок 4.13 - Графики результата расчета абберационного коэффициента D_{y31}

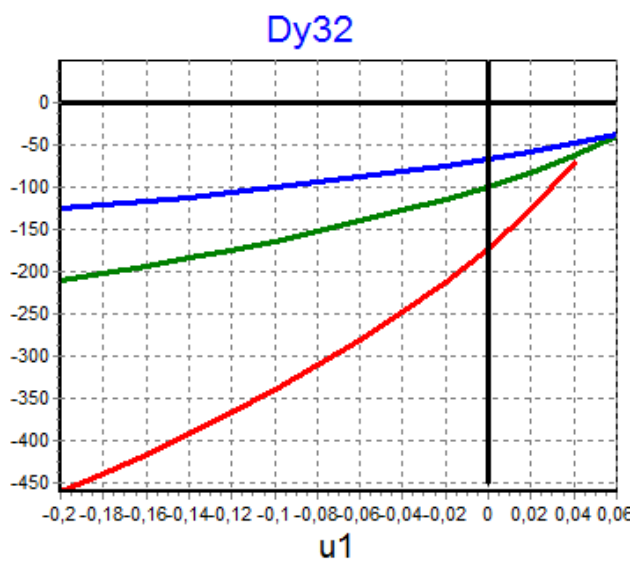


Рисунок 4.14 - Графики результата расчета абберационного коэффициента D_{y32}

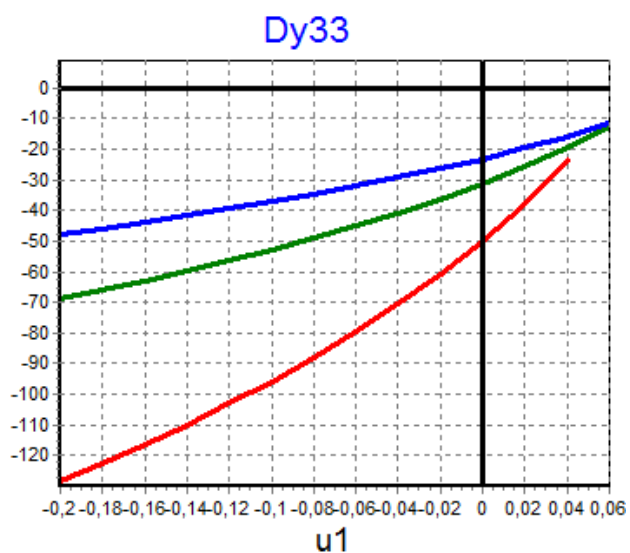


Рисунок 4.15 - Графики результата расчета абберационного коэффициента D_{y33}

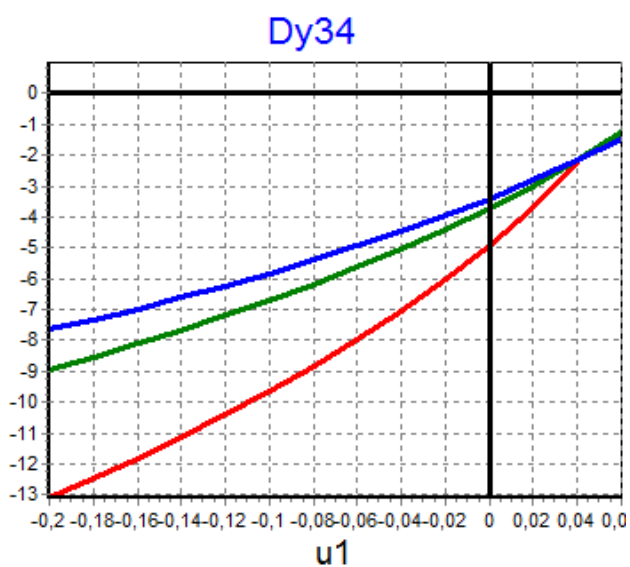


Рисунок 4.16 - Графики результата расчета абберационного коэффициента D_{y34}

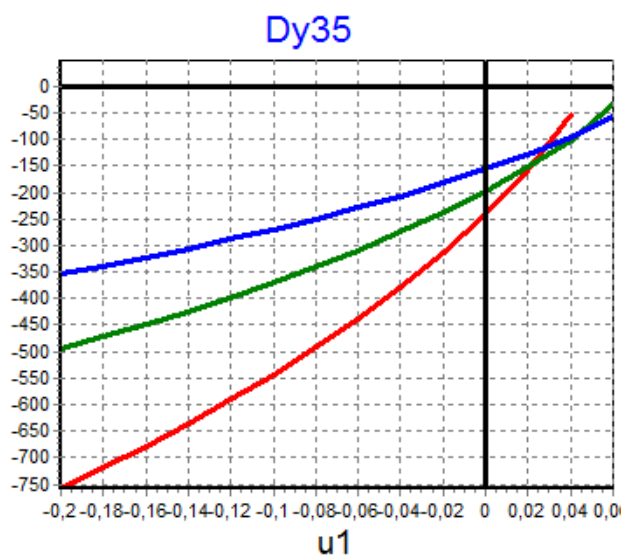


Рисунок 4.17 - Графики результата расчета абберационного коэффициента D_{y35}

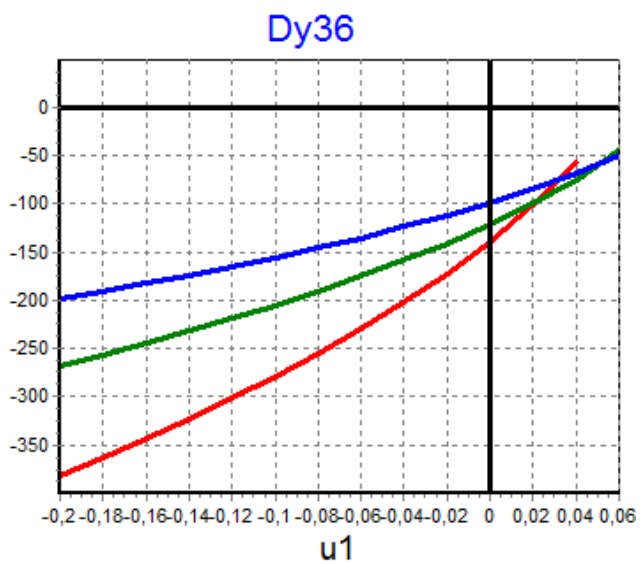


Рисунок 4.18 - Графики результата расчета абберационного коэффициента D_{y36}

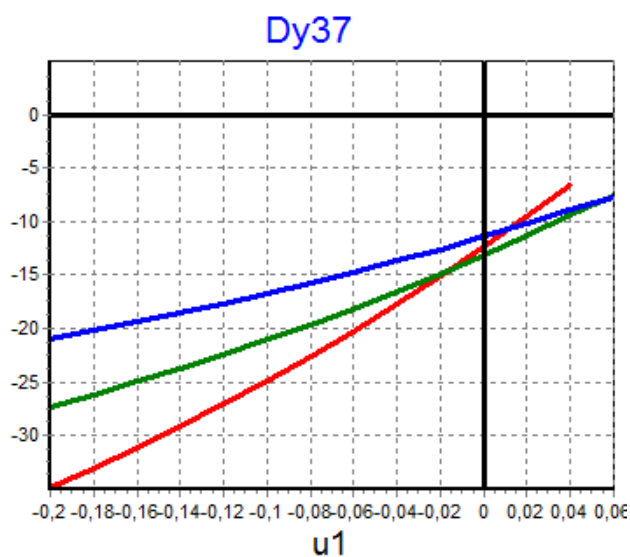


Рисунок 4.19 - Графики результата расчета абберационного коэффициента D_{y37}

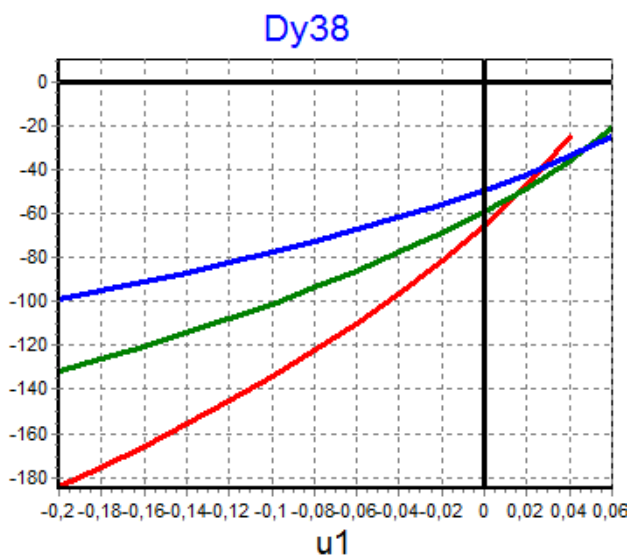


Рисунок 4.20 - Графики результата расчета абберационного коэффициента D_{y38}

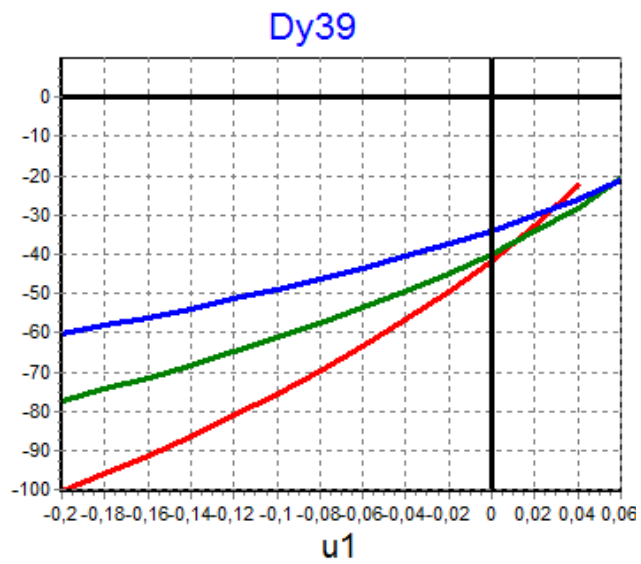


Рисунок 4.21 - Графики результата расчета абберационного коэффициента D_{y39}

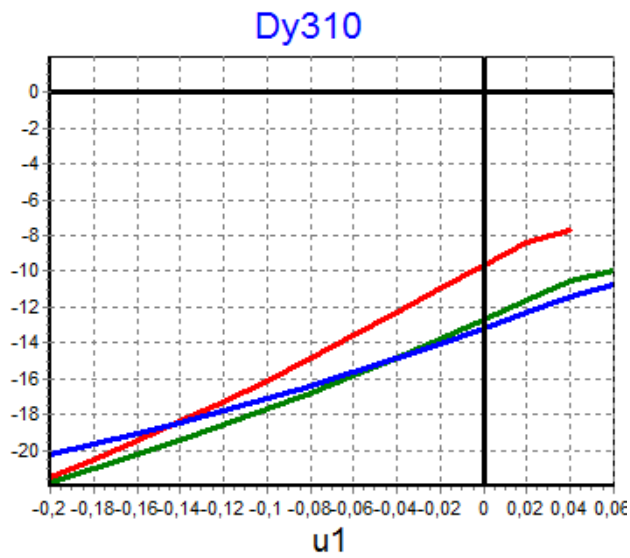


Рисунок 4.22 - Графики результата расчета абберационного коэффициента D_{y310}

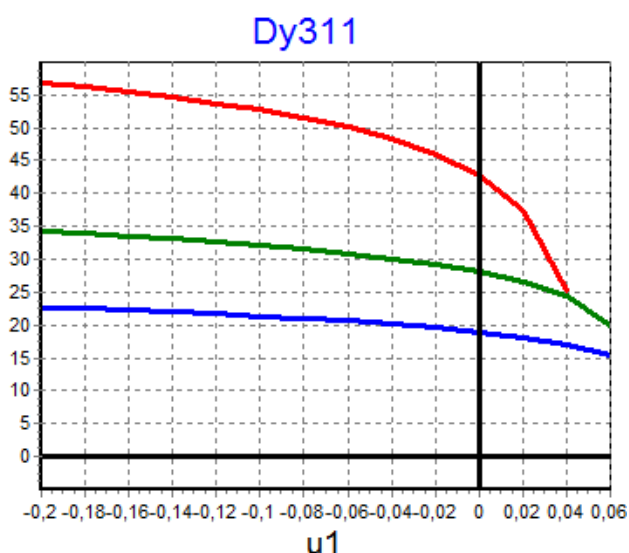


Рисунок 4.23 - Графики результата расчета абберационного коэффициента D_{y311}

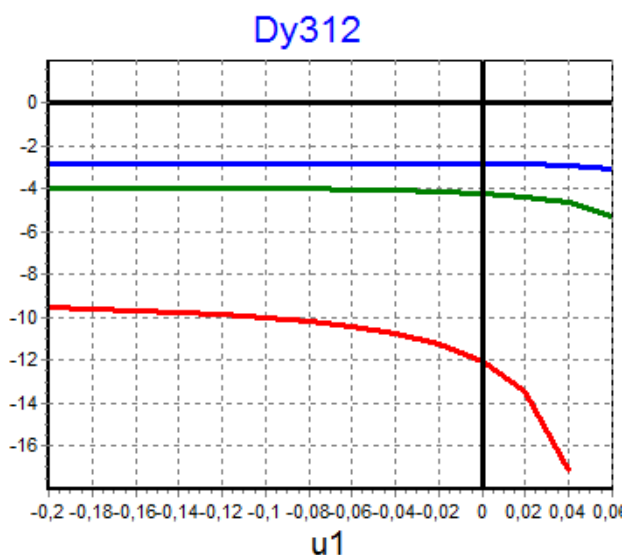


Рисунок 4.24 - Графики результата расчета абберационного коэффициента D_{y312}

Анализ графиков показывает, что в исследуемой линзе значения аббераций по оси x меньше аббераций по оси y . Рассмотренная трехэлектродная коробчатая иммерсионная линза при определенных значениях приложенных потенциалов и размеров электродов позволяет значительно снизить величины аббераций по сравнению с осесимметричными линзами.

В [104] исследованы и определены условия, при выполнении которых обеспечивается независимое преобразование информативного параметра датчика со сложной многоэлементной схемой замещения. Представлены аналитические выражения, описывающие алгоритмы инвариантного преобразования. Инвариантное преобразование позволяет уменьшить погрешность измерения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обзор научных работ по исследованию электронных линз, проведенный в первой главе, свидетельствует о том, что до настоящего времени при построении источников заряженных частиц в аналитических приборах и технологических установках вакуумной электроники в основном использовались двумерные эмиссионные электронные линзы. В первой главе проведен анализ содержания научных статей, в которых описываются свойства используемых ныне на практике электронных линз. На основании этого анализа современного состояния проблем по практическому применению, теоретическому исследованию и проектированию иммерсионных линз можно сделать вывод, что в электронной оптике и электронном приборостроении весьма актуальны задачи разработки новых источников заряженных частиц с двумя плоскостями симметрии, которые дали бы возможность улучшить чувствительность и разрешающую способность приборов и устройств, в составе которых они используются. Для решения задач по проектированию новых источников заряженных частиц должны быть разработаны теории и проведены численные исследования параксиальных параметров и aberrаций предлагаемых иммерсионных линз. В диссертационной работе на основе теоретического и численного исследования был проведен сравнительный анализ различных типов эмиссионных иммерсионных линз.

Во второй главе в связи с тем, что при проектировании новых иммерсионных линз с двумя плоскостями симметрии важной задачей является определение распределения фокусирующих полей, были решены задачи моделирования двояко-симметричных электростатических полей и выполнен расчет распределения потенциала в исследуемых электростатических линзах с двумя плоскостями симметрии.

В третьей главе рассмотрена методика расчета параксиальных параметров с условием фокусировки в области заданной точки пространства. Разработаны необходимые для численных исследований эмиссионных линз с двумя плоскостями симметрии алгоритмы и программы расчета в среде программирования Delphi. Для разработки программы были использованы теории дифференциальных и интегральных уравнений, численные методы их решения и т.п. С помощью разработанной программы меняя параметры линзы можно провести анализ различных режимов работы исследуемой линзы.

В четвертой главе проводится сравнительный анализ параметров фокусировки коробчатой линзы с квадратным сечением и осесимметричной эмиссионной линзы. Анализ полученных результатов показывает, что коробчатая линза с квадратным сечением по сравнению с осесимметричной линзой может обеспечить уменьшение значений ряда aberrаций по абсолютной величине, т.е. обеспечивает более качественную фокусировку заряженных частиц.

В этой же главе был получен целый ряд коэффициентов aberrации, характеризующийся положительным (D_{x311} , D_{x312} и D_{y311}) или отрицательным

значениями ($D_{x31}-D_{x310}$, $D_{y31}-D_{y310}$ и D_{y312}) для коробчатой линзы с прямоугольным сечением. Анализ полученных данных и графиков показывает, что в исследуемой линзе с прямоугольным сечением (не квадратным) значения aberrаций по оси x меньше aberrаций по оси y . Рассмотренная трехэлектродная коробчатая иммерсионная линза при определенных значениях приложенных потенциалов и размеров электродов позволяет значительно снизить величины aberrаций по сравнению с осесимметричной эмиссионной линзой. Это означает, что на основе коробчатых эмиссионных линз могут быть построены источники заряженных частиц с улучшенными характеристиками, например, с более высоким значением плотности тока в фокусе пучка заряженных частиц.

Проведенное в диссертационной работе математическое моделирование и разработанные программы дают возможность исследования и проектирования новых улучшенных источников заряженных частиц, которые являются базовыми элементами практически всех аналитических приборов и технологических установок вакуумной электроники.

Предлагаемые в результате проведенных исследований новые эмиссионные элементы с двумя плоскостями симметрии обладают малыми величинами aberrаций и повышенными возможностями их коррекции, поэтому, могут быть использованы при проектировании модернизированных электронно-ионно-лучевых приборов и устройств.

Разработанный программный комплекс позволит проводить проектные и исследовательские работы по разработке модернизированных масс-спектрометрических приборов, электронно-оптических преобразователей и усилителей изображений, электронных микроскопов, установок для электронной и ионной литографии, установок ионной имплантации и целый ряд других устройств, необходимых для ускоренного инновационного развития.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- 1 Shulim E. Tsimring. Electron beams and microwave vacuum electronics. – USA: Willey-Interscience, 2006. – 598 с.
- 2 Силадьи М. Электронная и ионная оптика // пер. с англ. – М.: Мир, 1990. – 639 с.
- 3 Шерстнев Л.Г. Электронная оптика и электроннолучевые приборы: учебник для студентов высш. техн. учебн. заведений. - М.: Энергия, 1971. – 368 с.
- 4 Кельман В.М. Электронная оптика. - М.: Академия наук СССР, 1955. – 168 с.
- 5 Глазер В. Основы электронной оптики // пер. с нем. Г.В. Дер-Шварца, под. ред. проф. В.А. Фабриканта. – М.: государственное издательство технико-теоретической литературы, 1987. – 763 с.
- 6 Бельский М.Д., Суворинов А.В., Филипчук Т.С., Шахбазов С.Ю. Расчет технологических допусков в электростатических линзах для электронно-лучевых микроколонн // Известия высших учебных заведений. Электроника. - 2006. - №1. - С. 76-83.
- 7 Бельский М.Д., Лапшинов Б.А., Львов Б.Г. Влияние дефектов изготовления на качество фокусировки в электростатических микроминиатюрных линзах // Прикладная физика. - 2006. - №4. - С. 78-85.
- 8 Mario G.S., Nader E. Spatial Delocalization and Perfect Tunneling of Matter Waves: Electron Perfect Lens // Physical review letters. - 2013. - P. 213902-1 – 213902-5
- 9 Fursey G.N. Field emission in vacuum micro-electronics // «Kluwer Academic / Plenum Publisher». – N.Y.: Springer, 2005. – 205 p.
- 10 Joseph A. Eichmeier, Manfred K. Thumm. Vacuum Electronics. Components and Devices. – N.Y.: Springer, 2008. – 535 p.
- 11 Гуриков В.И. Возникновение и развитие оптико-электронного приборостроения. – Изд. 2-е, перер. и доп. – М.: Ленанд, 2016. – 188 с.
- 12 Якушенков Ю.Г. Основы оптико-электронного приборостроения. – М.: Логос, 2013. – 376 с.
- 13 Якушенков Ю.Г. Теория и расчет оптико-электронных приборов [Электронный ресурс]: учебник / Ю.Г. Якушенков. – Изд. 6-е, перер. и доп. – М.: Логос, 2011. – 568 с.
- 14 Румянцев Н., Сатановская О. Многопучковые ЭЛП. Средство формирования изображения высокого качества // Электроника: Наука, Технология, Бизнес. – 2000. - № 1. - С. 28-29.
- 15 Сатановская О. Электронно-оптические системы ЭЛП для коллиматорных индикаторов // Электроника: Наука, Технология, Бизнес. - 2003. - № 4. - С. 66-68.
- 16 Румянцев Н., Сатановская О. Индикаторный электронно-лучевой прибор в комплексированном исполнении // Электроника: Наука, Технология, Бизнес. - 2001. - № 4. - С. 40-42.

17 Roganov V.R., Sagyndyk A.B., Akhtarieva R.F., Beisenbayeva A.K., Sannikova S.I. Integrated organization of the system for forming the information support of aeronautical simulator // International Journal of Applied Engineering Research. – 2017. - Vol. 12, №15. – P. 5207-5213.

18 Пат. 117711. РФ. Электростатическая линза / Черний А.Н., Кантер Б.М., Ратобылский Г.В., Шелина Н.В.; опубл. 17.02.2012.

19 Пат. 2010389. РФ. Иммерсионная скрещенная линза / Данилов В.Г., Еремина А.Ф.; опубл. 1994.

20 Пат. 117650. РФ. Иммерсионный объектив / Черний А. Н., Малов В.А., Ратобылский Г.В., Шелина Н.В., Дружинин В.Н.; опубл. 22.02.2012.

21 Пат. 2176804. РФ. Иммерсионный микрообъектив большого увеличения с увеличенным рабочим расстоянием / Фролов Д.Н.; опубл. 26.06.2000.

22 Пат. 2370798. РФ. Прибор ночного видения / Медведев А.В., Гринкевич А.В., Мельникова Н. Н., Князева С.Н.; опубл. 01.09.2005.

23 Климаков А.А. Моделирование электронной пушки с системой фокусирующих линз с учетом распределения пространственного заряда // Вестник санкт-петербургского университета. Прикладная математика. Информатика. Процессы управления. - 2013. - №3 (10). - С. 150-156.

24 Розенфельд Л.Б., Гринфельд Д.Э., Васичев Б.Н. Численное моделирование объектива низковольтного растрового электронного микроскопа // Известия российской академии наук. Серия физическая. - 2003. - Т.67, №4. - С. 554-559.

25 Пат. 022830. РК. Слабоовальная электронная линза / Дауменов Т.Д.; опубл. 2012.

26 Спивак-Лавров И.Ф., Доскеев Г.А., Тлеубаева Т.Ж. Об одном методе расчета электростатических полей с осевой и трансаксиальной симметрией // Научное приборостроение. - 2014. - Т.24, №1. - С. 90-95.

27 Овсянникова Л.П., Фишкова Т.Я., Шпак Е.В. Цилиндрическое зеркало с закрытыми торцами для анализа по энергии вторичных пучков заряженных частиц со сканированием поверхности образца // Письма в ЖТФ. - 1995. - Т.21, №21. – С. 19-21.

28 Гликман Л.Г., Голоскоков Ю.В. Новый класс электростатических систем, идеально сохраняющих параллельность плоских однородных пучков заряженных частиц // Письма в ЖТФ. - 1998. - Т.24, №19. - С. 57-61.

29 Гликман Л.Г., Голоскоков Ю.В. Об одном классе электростатических полей, идеально сохраняющих параллельность плоских однородных пучков заряженных частиц // Журнал технической физики. - 2000. - Т.70, №1. – С. 72-75.

30 Фишкова Т.Я. Комбинированная электростатическая линза // Письма в журнал технической физики. - 2009. - Т.35, № 9. - С. 31-36.

31 Fishkova T.Ya. A combined electrostatic lens // Tech. Phys. Let. - 2009. - Vol. 35, №5. – P. 404.

32 Овсянникова Л.П., Фишкова Т.Я. Влияние краевого поля на фокусирующие свойства коаксиальной цилиндрической линзы // ЖТФ. - 1998. - Т.68, №6. - С. 124–127.

- 33 Фишкова Т.Я. Электростатическая линза из цилиндрических электродов различных радиусов // Прикладная физика. - 2013. - №5. - С. 67-69.
- 34 Явор С.Я. Фокусировка заряженных частиц квадрупольными линзами. - М.: Атомиздат, 1968. - С. 236-246.
- 35 Карташев Б.П., Котов В.И. О компенсации хроматических aberrаций секступольной линзы // Журнал технической физики. - 1966. - Т.36, №9. - С. 1727-1729.
- 36 Zashkvara V.V., Tyndyk N.N. Electrostatic axially symmetric multipole in deflector-type analyzers // Nucl. Instrum. And Meth. A. - 1992. - Vol. 313, № 3 - P.315-327.
- 37 Zashkvara V.V., Tyndyk N.N. Axially symmetric multipole in magnetic analyzer // Nucl. Instrum. And Meth. A. - 1992. - Vol.321. - P. 439-446.
- 38 Зашквара В.В., Тындык Н.Н. Нелапласовы круговые мультиполи // Журнал технической физики. - 1995. - Т.65, №7. - С. 154-166.
- 39 Спивак-Лавров И.Ф. Решение задачи Дирихле для уравнения Лапласа в случае многосвязной области с точечной симметрией // Журнал технической физики. - 1999. - Т.69, №3. - С. 1-9.
- 40 Хокс П., Каспер Е. Основы электронной оптики. Т.1. - М.: Мир, 1993. - 551 с.
- 41 Баранова Л.А., Явор С.Я. Электростатические электронные линзы. М.: Наука, 1986. - 190 с.
- 42 Кельман В.М., Явор С.Я. Ахроматические квадрупольные электронные линзы // ЖТФ. - 1961. - Т.31, №12. - С. 1439-1442.
- 43 Овсянникова Л.П., Фишкова Т.Я. Электромагнитная квадрупольно-октупольная линза // Письма в ЖТФ. - 1999. - Т.25, №21. - С. 5-7.
- 44 Овсянникова Л.П., Фишкова Т.Я. Исследование электромагнитной квадрупольно-октупольной линзы упрощенной конструкции // Журнал технической физики. - 2001. - Т.71, №5. - С. 96-99.
- 45 Пономарев А.Г., Магилин Д.В., Мирошниченко В.И., Пономарева А.А. Ионно-оптические свойства квадрупольных линз с конической апертурой // Прикладная физика. - 2011. - №3. - С. 117-124.
- 46 Ильин В.П. Численные методы решения задач электрофизики. - М.: Наука, 1985. - 335 с.
- 47 <http://www.vectorfield.co.uk>
- 48 Баранова Л.А., Ульянова Н.С., Явор С.Я. Коррекция хроматической aberrации в системах из электростатических линз, содержащих квадруполь // ЖТФ. - 1991. - Т.61, №7. - С. 157-161.
- 49 Baranova L.A., Yavor S.Ya., Munro E. Electrostatic lenses with corrected chromatic and spherical aberrations // Proc. SPIE. Electron-Beam Sources and Charged Particle Optics. - 1995. - Vol. 2522. - P. 260-263.
- 50 Baranova L.A., Yavor S.Ya., Read F.H. Analytical thermal lens instrumentation // Rev. Sci. Instr. - 1996. - Vol.67, №2. - P. 1-5.

- 51 Баранова Л.А., Явор С.Я. Исследование коррекции aberrаций в двух типах электростатических линз // Журнал технической физики. - 1997. - Т.67, №8. - С. 92-96.
- 52 Programme CPO3D, RB Consultants Ltd. Dept. of Phys. Univ. Of Manchester. M 13 9PL, UK.
- 53 Ашимбаева Б.У., Чокин К.Ш., Саулебеков А.О., Камбарова Ж.Т. Моделирование электронно-оптической схемы анализатора с гексапольно-цилиндрическим полем // Прикладная физика. - 2012. - №2. – С. 45-48.
- 54 Ашимбаева Б.У., Чокин К.Ш., Саулебеков А.О. Фокусирующие свойства электростатического зеркала с гексапольно-цилиндрическим полем // Прикладная физика. - 2008. - №2. – С. 74-78.
- 55 Fitzgerald J.P.S., Word R.C., Konenkamp R. Aberrations in asymmetrical electron lenses // Ultramicroscopy. - 2012. - Vol. 119. - P. 40-44.
- 56 Riddle G.H.N.. Electrostatic einzel lenses with reduced spherical aberration for use in field emission guns // Journal of Vacuum Science and Technology. - 1978. - Vol. 15. - P. 857–860.
- 57 Orloff J., Swanson L.W. An asymmetric electrostatic lens for field and emission microprobe applications // Journal of Applied Physics. - 1979. - Vol. 50. - P. 2494–2501.
- 58 Szilagyi M. Electrostatic lenses with very small spherical aberration // Applied Physics Letters. - 1986.- Vol. 49. – P. 767–769.
- 59 Schönhense G and Spiecker H. Correction of chromatic and spherical aberration in electron microscopy utilizing the time structure of pulsed excitation sources // J. Vac. Sci. Technol. B. - 2002. – Vol. 20, №6. - P. 2526–2534.
- 60 Baranova L.A., Yavor S.Ya. Study of aberration correction in two types of electrostatic lenses // Technical Physics. - 1997. – Vol. 42, № 8. – P. 938-941.
- 61 Baranova L.A., Read F.H. Minimisation of the aberrations of electrostatic lens systems composed of quadrupole and octupole lenses // International Journal of Mass Spectrometry. - 1999. – Vol. 189, № 1. – P. 19-26.
- 62 Baranova L.A., Read F.H. Aberrations caused by mechanical misalignments in electrostatic quadrupole lens systems // Optik. - 2001. – Vol. 112, № 3. – P. 131-138.
- 63 Baranova L.A., Read F.H., Cubric D. Computational simulation of an electrostatic aberration corrector for a low-voltage scanning electron microscope // Nuclear Instruments & Methods In Physics Research. - 2004. – Vol. 519, № 1-2. - P. 42-48.
- 64 Kato M., Sekine T. Spherical aberration correction of electrostatic lenses using spherical meshes // Journal of Vacuum Science and Technology A. - 1995. – Vol. 13. - P. 2255-2260.
- 65 Kato M., Sekine T. Evaluation of the dispersive nature of meshes used for the spherical aberration correction of electrostatic lenses // Journal of Vacuum Science and Technology A. – 1996. - Vol. 14. – P. 453-461.
- 66 Matsuda H., Daimon H., Kato M., Kudo M. Approach for simultaneous measurement of two-dimensional angular distribution of charged particles: Spherical

aberration correction using an ellipsoidal mesh // *Physical Review E*. – 2005. – Vol. 71, №6. – P. 1-8.

67 Uno S., Honda K., Nakamura N., Matsuya M., Zach J. Aberration correction and its automatic control in scanning electron microscopes // *Optik*. - 2005. – Vol. 116, №9. – P. 438-448.

68 Kang Yongfeng, Zhao Jingyi, Tang Tiantong. Calculations of time-of-flight aberrations in practical electrostatic electron lenses using the differential algebraic method // *Nucl. Instrum. and Meth. Phys. Res. A*. - 2013. - Vol. 697. - P. 13-16.

69 Matsuda H., Daimon H., Kato M., and Kudo M. Approach for simultaneous measurement of two-dimensional angular distribution of charged particles: Spherical aberration correction using an ellipsoidal mesh // *Phys. Rev. E*. - 2005. - 71(6). - P. 066503-1–066503-8.

70 Matsuda H. and Daimon H. Approach for simultaneous measurement of two-dimensional angular distribution of charged particles. II. Deceleration and focusing of wide-angle beams using a curved mesh lens // *Phys. Rev. E*. - 2006. - 74(3). - P. 036501-1–036501-9.

71 Matsuda H., Daimon H., Tóth L., and Matsui M. Approach for simultaneous measurement of two-dimensional angular distribution of charged particles. III. Fine focusing of wide-angle beams in multiple lens systems // *Phys.Rev.E*. - 2007. - 75(4) - P. 046402-1–046402-5.

72 Daimon H., Matsuda H., Tóth L., and Matsui F. Stereo-PEEM for three-dimensional atomic and electronic structures of microscopic materials // *Surf. Sci.* - 2007. – Vol. 601, №20. - P. 4748–4753.

73 Tóth L., Matsuda H., Shimizu T., Matsui F., and Daimon H. New simple photoemission electron microscope with an energy filter // *J. Vac. Soc. Jpn.* - 2008. – Vol. 51, №3. - P. 135–137.

74 Tóth L., Matsuda H., and Daimon H. Simple method for making deeply curved mesh // *J. Electron Spectrosc. Rel. Phenomena*. - 2009. – Vol. 171. - P. 64–67.

75 Tóth L., Goto K., Matsuda H., Matsui F., and Daimon H. New 1π sr acceptance angle display-type ellipsoidal mesh analyzer for electron energy and two-dimensional angular distribution as well as imaging analysis // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, Accel., Spectrometers, Detectors Assoc. Equip.* - 2011. – Vol. 648. - P. S58–S59.

76 Goto K. et al. Development of Display-type ellipsoidal mesh analyzer // *e-J. Surf. Sci. Nanotechnol.* - 2011. - Vol. 9. - P. 311–314.

77 Daimon H. et al. Development of high-energy-resolution display-type photoelectron spectrometer for microanalysis // *Synchrotron Radiat. Lab. Instit. Solid State Phys., Univ. Tokyo, Tokyo, Japan, Tech. Rep.* - 2011. - 5.2/5. – P. 27-33.

78 Tóth L., Matsuda H., Matsui F., Goto K., and Daimon H. Details of 1π sr wide acceptance angle electrostatic lens for electron energy and two-dimensional angular distribution analysis combined with real space imaging // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, Accel., Spectrometers, Detectors Assoc. Equip.* - 2012. – Vol. 661, №1. - P. 98–105.

79 Matsuda H. et al. Development of display-type ellipsoidal mesh analyzer:

Computational evaluation and experimental validation, *J. Electron Spectrosc. Rel. Phenomena.* - 2014. – Vol. 195. - P. 382–398.

80 Matsuda H., Tóth L., Matsui F., and Daimon H. Evaluation of disturbing effect of mesh holes in wide-acceptance-angle electrostatic mesh lenses // *J. Electron Spectrosc. Rel. Phenomena.* - 2014. – 195. - P. 78–84.

81 Fazekas Á., Daimon H., Matsuda H., and Tóth L. Elimination of the background of electron microscope images by using FPGA // *Acta Cybern.* - 2013. - Vol. 21, №1. - P. 123–134.

82 Fazekas Á. and Tóth L. Filtering chromatic aberration for wide acceptance angle electrostatic lenses // *IEEE Trans. Image Process.* - 2014. - Vol. 23, №7. - P. 2834–2841.

83 Fazekas Á., Daimon H., Matsuda H. and Tóth L. Filtering chromatic aberration for wide acceptance angle electrostatic lenses II – Experimental Evaluation and Software-Based Imaging Energy Analyzer // *IEEE Trans. Image Process.* - 2016. – Vol. 25, №3. - P. 1441-1449.

84 Daniël Geelen, Aniket Thete, Oliver Schaff, Alexander Kaiser, Sense Jan Van der Molen, Rudolf Tromp. eV-TEM: Transmission electron microscopy in a low energy cathode lens instrument // *Ultramicroscopy.* - 2015. – Vol. 159. - P. 482-487.

85 Tromp R.M. Characterization of the cathode objective lens by Real-Space Microspot Low Energy Electron Diffraction // *Ultramicroscopy.* - 2013. – Vol. 130. - P. 2-6.

86 Krzysztof Grzelakowski. A novel imaging energy filter for cathode lens electron microscopy // *Ultramicroscopy.* - 2012. – Vol. 116. - P. 95-105.

87 Кельман В.М., Сапаргалиев А.А., Якушев Е.Н. Теория катодных линз. Часть I. Цилиндрическая катодная линза // *ЖТФ.* - 1972. - Т. 42, №10. - С. 2001-2009.

88 Кельман В.М., Сапаргалиев А.А., Якушев Е.Н. Теория катодных линз. Часть II. Электростатическая катодная линза с вращательной симметрией поля // *ЖТФ.* - 1973. - Т. 42, №1. - С. 52-60.

89 Ибраев А.Т., Сапаргалиев А.А. Трансаксиальная электростатическая катодная линза // *ЖТФ.* 1981. - Т51, №1. - С. 22-30.

90 Ибраев А.Т. Исследование свойств осесимметричной катодной линзы // *Межвуз. сб. науч. тр. «Создание элементов информационной инфраструктуры общества».* – г. Алматы, 1996. – С.22-30.

91 Ибраев А.Т. Теория двоякосимметричной электростатической катодной линзы. Часть 1. Уравнения траекторий // *Вестник Карагандинского государственного университета.* - 2007. – Т. 47, №3. - С. 60-65.

92 Ибраев А.Т. Теория эмиссионных и отражающих корпускулярно-оптических элементов с прямой оптической осью // *Прикладная физика.* - 2009. - №3. – С. 106-110.

93 Ибраев А.Т., Ибраев А.А., Нурланулы А., Нурманов М.Ш., Шайхин А.К. Сравнительный анализ параметров фокусировки трехэлектродных осесимметричных и трансаксиальных эмиссионных линз // *Сборник трудов Межд.научно-практ.конф. "Инновационные технологии и проекты в горно-*

металлургической комплексе, их научное и кадровое сопровождение". – Алматы, 2014. – С. 661-663.

94 Ибраев А.Т., Ibraev A.A., Куттыбаева А.Е., Sagyndyk A., Junussova D. Numerical study of focusing parameters of a five-electrode cathode lens with the rotational symmetry of the field // The 5th International Workshop on Computer Science and Engineering. -2015. - P. 424-430.

95 Ибраев А.Т., Ибраев А.А., Куттыбаева А.Е., Сагындык А., Джунусова Д.Т. Параксиальные параметры и aberrации семиэлектродной осесимметричной катодной линзы // Вестник КазНигу. -2016. - №1. - С.146-152.

96 Ибраев А.Т., Ибраев А.А., Нурманов М.Ш., Шайхин А.К. Анализ параметров фокусировки многоэлектродных иммерсионных линз с двумя плоскостями симметрии // Сборник трудов Международной научно-практической конференции: Нанотехнологии в материаловедении – новый вектор индустриализации Казахстана, посвященной 85-летию юбилею академика А.К. Омарова. - Алматы, 2014. - №1. - С.209-215.

97 Ибраев А.Т., Сагындык А. Решение задачи Дирихле для электростатических линз с двумя плоскостями симметрии // Труды II Международной научно-практической конференции «Информационные и телекоммуникационные технологии: образование, наука, практика». - Алматы, Казахстан, 2015. – С.155 -159.

98 Ibraev A.T., Sagyndyk A.B. Numerical investigation of the distribution of electrostatic potential and paraxial parameters of a box shaped cathode lens // Proceedings of the 14th European Conference on Innovations in Technical and Natural Sciences. «East West» Association for Advanced Studies and Higher Education. GmbH. – Vienna, 2017. - P. 61-66.

99 Никита Культин. Основы программирования в Delphi. - 2-е изд. перераб. и доп. – СПб.: БХВ-Петербург, 2009. – 640 с.

100 Эдвардс, Ч.Г. Дифференциальные уравнения и краевые задачи: моделирование и вычисление с помощью Mathematica, Maple и MATLAB // пер. с англ./ Ч.Г.Эдвардс, Пенни Д.Э. - 3-е издание. – М., 2008. – 1104с.

101 Ибраев А.Т., Сагындык А.Б. Численное исследование параксиальных параметров коробчатой катодной линзы // Вестник ПГУ, Энергетическая серия. - 2017. - №1. - С. 139-145.

102 Бахвалов Н.С., Жидков Н.П., Кобельков Г.М. Численные методы. – Изд. 6-е. – М.: БИНОМ. Лаборатория Базовых Знаний, 2008. – 636с.

103 Ibraev A.T., Sagyndyk A.B. Numerical investigation of the aberrational coefficients of a box shaped cathode lens // News of the National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan. Series of geology and technology sciences. -2017. – Vol. 4, № 424. - P. 108-114.

104 Ибраев А.Т., Куттыбаева А.Е., Сагындык А., Чернецов В.И., Чернецов М.В., Михайлов П.Г. Инвариантное преобразование в информационно-измерительных системах с параметрическими датчиками // Вестник КазНигу. - 2017. - №2. - С. 95-99.