

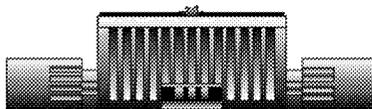


**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ
БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Г.И. Будкера СО РАН
(ИЯФ СО РАН)**

В.Я.Иванов, А.А. Окунев

**АЛГОРИТМЫ И КОМПЛЕКС ПРОГРАММ ДЛЯ РЕШЕНИЯ
ЗАДАЧ ЭЛЕКТРОННОЙ ОПТИКИ НА ОСНОВЕ ТЕОРИИ
АБЕРРАЦИЙ**

ИЯФ 2025-07



**НОВОСИБИРСК
2025**

Минобрнауки России
Федеральное государственное бюджетное учреждение
науки Институт Ядерной Физики им. Г.И. Будкера
Сибирского отделения Российской академии наук
(ИЯФ СО РАН)

В.Я. Иванов, А.А. Окунев

АЛГОРИТМЫ И КОМПЛЕКС ПРОГРАММ ДЛЯ
РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ЭЛЕКТРОННОЙ ОПТИКИ НА ОСНОВЕ
ТЕОРИИ АБЕРРАЦИЙ

ИЯФ 2025-07

НОВОСИБИРСК
2025

ОГЛАВЛЕНИЕ

1. Введение	5
2. Математические модели задач электронной оптики.....	9
2.1.Метод «трубок тока»	9
2.2.Краткое изложение теории aberrаций	12
3. Решение задач оптимизации	28
4. Структура пакета OPTICS-2	31
5. Интерфейс пакета программ OPTICS-2	33
6. Примеры решения практических задач	34
7. Заключение	39
Литература	40

1. Введение

Электронная оптика это раздел физики, изучающий закономерности поведения пучков заряженных частиц в электромагнитных полях. Многообразие постановок задач позволяет разделить их на три класса в соответствие с целевыми установками получения качества пучков.

Первый класс составляют задачи для интенсивных пучков заряженных частиц, в том числе релятивистских. В таких задачах ставится цель достижения интегральных параметров: максимальной плотности кинетической энергии или мощности пучков. Для решения статических задач чаще всего используются модели «трубок тока» [1], а для нестационарных – модели «частиц-в-ячейке» [2]. Поскольку оптикой принято называть раздел физики, изучающий методы формирования и трансформации изображений некоторых объектов, использование термина «электронная оптика» можно объяснить лишь сложившимися традициями.

Второй класс образуют задачи времяпролетной масс-спектрометрии. Здесь целью расчетов является определение спектра масс анализируемых частиц пучка. В них токи пучков весьма малы, и влияние собственных полей пучка ничтожно. Для решения этих задач требуются использовать прецизионные полуаналитические модели теории аббераций, но в них также нет признаков каких-либо изображений. К этому классу относятся масс-спектрометры и зондоформирующие приборы.

Термин «оптика» правомерно приложим лишь к задачам, в которых пучки являются средством транспортировки и трансформации изображений объектов, которые могут быть представлены в невидимых для глаза участках спектра – инфракрасной, ультрафиолетовой или рентгеновской области. К таковым относятся, например, электронно-оптические преобразователи, электронные и ионные микроскопы, электронно-лучевые трубки, усилители яркости и приборы для регистрации быстротекущих процессов. Главными характеристиками таких приборов являются пространственное и временное разрешение получаемого в видимой области спектра изображения с помощью пучков заряженных частиц.

Отличительным признаком приборов изображающей оптики является необходимость явного учета системы физически малых

параметров: параксиальность пучка (поперечные размеры много меньше продольных), а также малость начальной энергии частиц в катодных линзах либо начальных углов влета частиц в некатодных системах. Это приводит к необходимости использования методов теории возмущений (теории аббераций электронно-оптических систем) при моделировании таких приборов.

В задачах физической электроники требуется определить распределение электромагнитных полей и характеристики пучков заряженных частиц. В рассматриваемых здесь моделях в основу метода расчета потенциальных полей положен метод интегральных уравнений потенциала с поверхностными и объемными зарядами. Интегральные уравнения решаются прямым методом граничных коллокаций. Дискретизация этих уравнений приводит к системе линейных алгебраических уравнений, решаемой методом исключения Гаусса. При этом интегралы по поверхности границы вычисляем с помощью гауссовых квадратурных формул. Граница расчетной области описывается параметрическими уравнениями и представляется совокупностью отрезков прямых, дуг окружностей или эллипсов, а также поточечным заданием фрагментов, аппроксимируемых кубическими сплайнами. Плотность поверхностных источники поля аппроксимируется кубическими сплайнами, объемных - билинейными. Производится аналитическое выделение особенностей ядер интегральных представлений и плотности зарядов в угловых точках границы. Автор методики расчета полей - В.Я. Иванов. Методика изложена в статьях [3-4] и книгах автора [6-9]. На основе этой методики было разработано немало программ другими авторами (см., например, [5]). Вычисление коэффициентов геометрических, хроматических, времяпролетных и смешанных аббераций до третьего порядка производится по методике "тау-вариаций", предложенной в препринте [10]. Сущность этой методики заключается в разложении решения уравнений Лоренца для произвольной траектории частицы в ряд по системе малых параметров: для катодных линз таковыми являются компоненты начальной энергии и отстояние от оси точки вылета частиц с поверхности эмиттера (параметр параксиальности). Аргументом такого разложения служит разность времен пролета до заданной плоскости произвольной частицы и опорной, которая вылетает с нулевой начальной энергией и движется вдоль оптической оси пучка. Для нахождения коэффициентов этого разложения,

коэффициентов аббераций, решаются обыкновенные дифференциальные уравнения с начальными условиями специального вида. Такая методика позволяет естественным образом моделировать не только обычные катодные линзы, но и зеркальные линзы эмиссионного типа.

Алгоритм оценки качества изображения предложен Ю.А. Куликовым в работе [11]. Он основан на построении функции рассеяния точечного излучателя путем дискретизации энергетических и угловых функций распределения эмиттируемых частиц для изопланатических зон эмиттера и дальнейшей свертке этих функций с изображением тест-объекта (оптической миры) с целью нахождения пространственной модуляции плотности тока эмиссии (а точнее - контраста) в плоскости изображения. При этом траектории произвольных частиц определяются суммированием абберационного разложения.

Рассматриваемые в данной работе алгоритмы были реализованы В.Я. Ивановым в 70-х годах прошлого века в виде пакета прикладных программ для проведения массовых расчетов на языке Фортран для ЭВМ БЭСМ-6, затем адаптированы для ЭВМ Единой Серии. С появлением персональных компьютеров появились версии пакета OPTICS-2, сначала в операционной система MS-DOS, затем в различных версиях систем от MS Windows 3.14 до Windows-XP на 32-разрядных процессорах. Появление современной линейки 64-разрядных процессоров потребовало заново написать интерфейс к данному пакету прикладных программ на языке PYTHON.

Алгоритмы оптимизации параметров ЭОС варьированием потенциалов были предложены М.А. Монастырским и реализованы В.Я. Ивановым. Они описаны в статьях [12-14]. Функцией влияния называется осевое распределение поля для единичного возмущения независимо варьируемого параметра геометрии или потенциала электрода. Поскольку возмущения основных электронно-оптических характеристик: плоскости Гаусса (плоскости фокусировки изображения), кроссовера (плоскости минимального сечения пучка) и электронно-оптического увеличения выражаются в замкнутом виде (в виде квадратур) через функции влияния, эти функции являются эффективным инструментом для моделирования задач оптимизации ЭОС.

Вышеописанные численные алгоритмы прошли серьезную апробацию при решении методических задач и путем сравнения

численных результатов с результатами натуральных испытаний реальных приборов. Примеры таких сравнений можно найти в работах [15-32].

Описываемый здесь пакет OPTICS-2 [33] предназначен для решения двумерных задач электронной оптики на основе теории aberrаций 3-го порядка катодных линз. Такая постановка позволяет моделировать электронно-оптические системы с электростатической фокусировкой, использующиеся в электронно-оптических преобразователях (ЭОП), усилителях яркости рентгеновского изображения, а также времяанализирующие ЭОП электронно-оптических камер, предназначенных для регистрации быстропротекающих процессов.

В данной работе рассматриваются следующие типы физических моделей:

1) расчеты статических потенциальных полей кусочно-однородных сред в цилиндрической системе координат. Граница области может быть незамкнутой и неодносвязной. Она представляется совокупностью отрезков прямых, дуг окружностей или эллипсов. Спектр допустимых граничных условий включает задание потенциалов на проводящих поверхностях электродов, условия на границе раздела диэлектриков с различными характеристиками, а также распределения потенциалов на поверхности резистивных покрытий.

2) расчет траекторий заряженных частиц интегрированием по времени уравнений тау-вариаций геометрических, хроматических и временных aberrаций для осесимметричных электростатических катодных линз с прямолинейной оптической осью при наличии криволинейных образующих катода, мелкоструктурных сеток и экрана, а также области однородного поля. Модель катодной линзы включает случаи поворота частиц, то есть учет зеркально-линзовых эффектов.

3) решение многомерных задач оптимизации с варьированием геометрических и физических параметров прибора методами градиентного спуска и методом адаптивного случайного поиска.

4) оценка качества изображения: расчет пространственно-временной ЧКХ, полевой дисторсии, пространственной и временной разрешающей способности прибора, поверхности острой фокусировки.

2. Математические модели задач электронной оптики

2.1. Метод «трубко тока»

В траекторном подходе метода «трубко тока» полная система уравнений стационарных задач электронной оптики включает уравнения поля, уравнения движения заряженных частиц, законы сохранения энергии и суммарного заряда системы, а также законы эмиссии частиц. Потенциал φ электростатического поля для кусочно-однородных сред с диэлектрической проницаемостью ε определяется решением уравнения Пуассона эллиптического типа

$$\operatorname{div}(\varepsilon \nabla \varphi) = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (2.1)$$

с граничными условиями

$$\hat{l}(\varphi)|_S = \varphi_0, \quad (2.2)$$

для потенциала и его производных, определяемыми некоторым оператором \hat{l} , заданным на границе проводников и диэлектриков области S . Здесь ε_0 – диэлектрическая постоянная вакуума, ρ – плотность объёмного заряда, создаваемого токами эмиссии с катода.

Уравнения движения заряженных частиц в форме Лоренца имеют вид

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \vec{p} = m\gamma\vec{v}, \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - (\frac{v}{c})^2}} \quad (2.3)$$

Здесь c – скорость света, m – масса электрона, q – его заряд, p – импульс частицы, v – её скорость, E – напряженность электрического поля, B – индукция магнитного поля. Все векторы зависят от времени t и координат в декартовой $\vec{r} = (x, y, z)$ или цилиндрической $\vec{r} = (r, \varphi, z)$ системах.

К указанным уравнениям следует добавить вклад собственных электрических и магнитных полей заряженных частиц. Обычно это делается с помощью добавления законов сохранения полного тока и заряда системы, которые выражаются уравнением непрерывности потока частиц

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j}. \quad (2.4)$$

В этом уравнении для функции плотности тока $\vec{j} = \rho\vec{v}$ на поверхности эмиттера S_0 необходимо задать начальные в виде некоторой известной функции j_0 , отражающей законы распределения эмиттируемых или инжектируемых в область частиц по углам и энергиям вылета

$$j|_{S_0} = j_0(\vec{r}, \vec{v}, \varphi). \quad (2.5)$$

Плотность тока термоэлектронной эмиссии описывается формулой Ричардсона-Дэшмана

$$j_e = ADT_s^2 \exp\left(\frac{e\varphi}{kT_s}\right), \quad (2.6)$$

где $A = 1.2 \cdot 10^6 \text{ Ам}^2\text{К}^{-2}$ – постоянная Ричардсона, D - коэффициент прозрачности потенциального барьера, T_s - температура эмиттирующей поверхности, $e\varphi$ - работа выхода электрона с поверхности материала, k - постоянная Больцмана.

В режиме насыщения имеет место ограничение тока термоэмиссии объемным зарядом. В этом случае плотность тока определяется законом Чайлда-Ленгмюра, который для однородного поля плоского эмиттера имеет вид

$$j_e = \frac{4\varepsilon_0}{9} \sqrt{\frac{q}{M_0}} \frac{\delta\varphi}{d^2}, \quad (2.7)$$

где $\delta\varphi$ - разность потенциалов эмиттера и точки, находящейся на расстоянии d по нормали от поверхности эмиттера.

Ввиду нелинейности задачи самосогласованного поля метод трубок тока является принципиально итерационным. Здесь поверхность эмиттера разбивается на некоторое количество ячеек. Очевидно, согласование физических моделей расчёта поля и характеристик пространственного заряда частиц требует такого разбиения на ячейки, при котором с поверхности каждой из них вытекал бы примерно одинаковый ток. В большинстве случаев это условие реализуется при неравномерном разбиении поверхности эмиттера. Из центра каждой ячейки выпускается по одной «стержневой» траектории, которой приписывается площадь ΔS_k и плотность тока j_k , как показано на рис. 2.1.

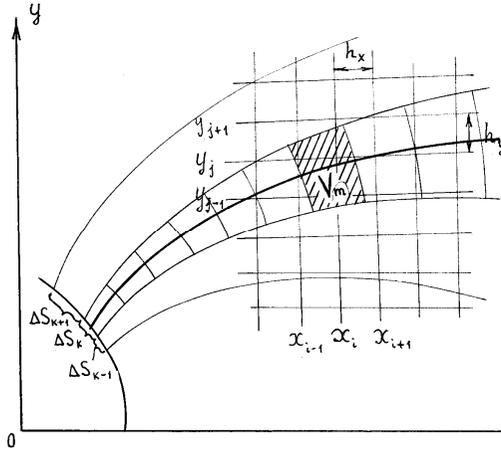


Рис. 2.1. К модели «трубок тока» при учете объемного заряда.

Существует множество вариантов реализации основной идеи трубок тока. Наиболее точная модель учёта объемного заряда для ламинарных потоков частиц может быть построена в лагранжевых координатах, связанных с самими траекториями. К сожалению, такая модель сильно сужает круг практически решаемых задач, в которых пересечение траекторий может быть обусловлено наличием отражающих электромагнитных полей (режим электронного зеркала), немоноэнергетичностью пучка или присутствием частиц различных сортов. По этой причине используемая нами модель предполагает постоянство сечения трубки вдоль направления движения и пересчёт лагранжевых переменных траектории на неподвижную эйлерову сетку регулярной структуры, покрывающую область прохождения пучка. Объёмный заряд в m -й ячейке сетки определяется суммированием всех зарядов, внесённых в объём V_m рассматриваемой ячейки

$$\rho_m = \sum_k \Delta S_k j_k \Delta t_{mk} / V_m, \quad (2.8)$$

где Δt_{mk} - время пролёта k -й траекторией объёма V_m .

Величина магнитной индукции в уравнениях движения (2.3) вычисляется интегрированием по объёму V , занятому токами \vec{j} , по формуле

$$\vec{B}(\vec{r}) = \vec{B}_0(\vec{r}) + \frac{4\pi}{\mu_0} \int_V \frac{[\vec{j}(\vec{r}') \times (\vec{r} - \vec{r}')]}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d\vec{r}', \quad (2.9)$$

в которой член B_0 описывает внешнее по отношению к пучку поле, вычисляемое либо интегрированием по объемным источникам в виде соленоидов, либо решением соответствующей краевой задачи для нелинейных намагничивающихся сред. Второй член этой формулы соответствует собственному магнитному полю пучка, занимающего объем V . Вклад собственного магнитного поля существенен лишь в релятивистской области энергий пучка.

Ввиду нелинейности системы уравнений электронной оптики нахождение плотности эмиссионных токов осуществляется методом релаксации объёмного заряда

$$\rho^{(n+1)} = \omega \rho_*^{(n+1)} + (1 - \omega) \rho^{(n)}, \quad \rho^{(0)} = 0, \quad (2.10)$$

а также собственного магнитного поля по этой же схеме. Здесь n – номер итерации, $0 < \omega < 1$ – коэффициент релаксации, а значения ρ^* вычисляются по формуле (2.8).

2.2. Краткое описание теории аббераций

Теория аббераций представляет собой вариант метода последовательных приближений для решения задач математической физики. Она имеет развитый аналитический аппарат, который достаточно полно описан в классических монографиях В. Глазера [36], а также П. Хокса и Е. Каспера [37-38]. Мы же опишем лишь ту ее часть, которая описывает ЭОС с цилиндрической геометрией и прямолинейной осью пучка.

Физико-математическая модель осесимметричных приборов электронной оптики на основе теории аббераций формулируется следующим образом. Уравнения движения заряженной частицы в форме Лоренца имеют вид

$$\ddot{\vec{r}} = \eta \sqrt{1 - \frac{\dot{\vec{r}} \dot{\vec{r}}}{c^2}} \left(-\nabla \varphi + \frac{1}{c} [\dot{\vec{r}} \vec{B}] \right). \quad (2.11)$$

Здесь точка над радиус-вектором \vec{r} означает производную по времени, $\eta = e/m$ – удельный заряд – отношение заряда электрона к его массе, c – скорость света, φ – потенциал электростатического поля, B – индукция магнитного поля.

Видно, что уравнение нелинейно, поскольку содержит квадратичный по скорости член. Так как потоки заряженных частиц, создающих изображение объекта, обязаны обладать некоторой

регулярной структурой, которая определяется комбинацией фокусирующих и ускоряющих свойств поля, в них всегда можно выделить систему малых параметров, по степеням которых и следует проводить разложение вариационных функций. Конкретное содержание этой системы зависит от специфики постановки задачи, однако всегда присутствует параметр, называемый величиной параксиальности, который определяется отклонением конкретной траектории от оси или плоскости симметрии распространения пучка.

Разложение скалярных электрического φ и магнитного φ_m потенциалов в цилиндрической системе координат имеет вид ряда Шерцера

$$\varphi(r, z) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{(k!)^2} \left(\frac{r}{2}\right)^{2k} \Phi^{(2k)}(z). \quad (2.12)$$

Аналогичным образом представляется разложение для векторного потенциала

$$A(r, z) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^{k+1}}{k!(k+1)!} \left(\frac{r}{2}\right)^{2k+1} \Phi_m^{2k+1}(z) = \frac{r}{2} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k!(k+1)!} \left(\frac{r}{2}\right)^{2k} B_z^{(2k)}(z). \quad (2.13)$$

Аберрациями ЭОС называются величины отклонений общего уравнения Лоренца (2.11) от решений линеаризованного, или параксиального уравнения. Эти отклонения принято представлять в виде рядов по степеням малых параметров. Для вычисления аберраций третьего порядка достаточно ограничиться разложениями полей до 4-й степени параметра параксиальности

$$\varphi(r, z) = \Phi(z) - \frac{r^2}{4} \Phi''(z) + \frac{r^4}{64} \Phi^{(IV)}(z) - \dots,$$

$$A(r, z) = \frac{r}{2} B_z(z) - \frac{r^3}{16} B_z''(z) + \dots, \quad (2.14)$$

$$B_z(r, z) = B_z(z) - \frac{r^2}{4} B_z''(z) + \dots.$$

Далее будем рассматривать эмиссионные приборы изображающей оптики. Представляя полную энергию частицы, выраженную в единицах потенциала в виде

$$U(z) = \Phi(z) + \varepsilon_z, \quad (2.15)$$

где $\Phi(z)$ - осевое распределение потенциала, а ε_z - начальная энергия, связанная с продольным движением, выпишем уравнение Шерцера для траекторий, исключив время из уравнения движения (2.11),

$$\bar{r}'' + \frac{1 + \bar{r}'(\bar{r}^*)'}{\varepsilon + \varphi - \varphi_0} \left(\frac{\bar{r}'}{2} \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \frac{\partial \varphi}{\partial \bar{r}^*} \right) + \sqrt{\frac{\eta}{2} \frac{1 + \bar{r}'(\bar{r}^*)'}{\varepsilon + \varphi - \varphi_0}} \left\{ \bar{r}' \frac{\partial \varphi_m}{\partial z} + (\bar{r}')^2 \frac{\partial \varphi_m}{\partial \bar{r}^*} - [2 + \bar{r}'(\bar{r}^*)'] \frac{\partial \varphi_m}{\partial \bar{r}^*} \right\} = 0. \quad (2.16)$$

Здесь штрих означает производную по независимой переменной, осевой координате z . Разложив в ряды представления осесимметричных потенциалов, получим параксиальное уравнение

$$U \bar{u}'' + \frac{1}{2} U' \bar{u}' + \frac{1}{4} \left(U'' + \frac{\rho}{\varepsilon_0} + \sqrt{\frac{\eta}{2} B_z} \right) \bar{u} = 0, \quad \bar{u} = \bar{r} e^{i\chi}. \quad (2.17)$$

Поскольку на поверхности эмиттера величина ε_z становится малым параметром, это решение имеет асимптотику погранслоя, и его фундаментальную систему решений выберем в виде

$$\begin{aligned} v(z_0) = 0, \quad v'(z_0) \sqrt{\varepsilon_z} &= 1, \\ w(z_0) = 1, \quad -w'(z_0) R_c &= 1, \end{aligned} \quad (2.18)$$

а общее решение параксиального уравнения представим суммой

$$\bar{u}(z) = \bar{u}_0 w(z) + (2\eta)^{-1/2} \bar{u}'_0 v(z) + \Delta \bar{u}_c + \Delta \bar{u}_3 + \dots, \quad (2.19)$$

где величина $\Delta \bar{u}_c$ отвечает хроматическим aberrациям первого порядка

$$\Delta \bar{u}_c(z) = 2\eta \Delta \varepsilon \left[(2\eta)^{-1/2} v \frac{\partial}{\partial \bar{u}_0} \int_{z_0}^z F_{2c} dz - w \frac{\partial}{\partial \bar{u}'_0} \int_{z_0}^z F_{2c} dz \right] = \quad (2.20)$$

$$2\eta \Delta \varepsilon \left\{ (2\eta)^{-1/2} v \left[C_m \bar{u}'_0 + C_a \bar{u}_0 - C_r (\bar{u}')^* \right] - w \left[C_d \bar{u}'_0 + C_m \bar{u}_0 - C_r \bar{u}^* \right] \right\},$$

величина $\Delta \bar{u}_3$ выражает геометрические aberrации 3-го порядка

$$\Delta \bar{u}_3(z) = (2\eta)^{-1/2} v(z) \frac{\partial}{\partial \bar{u}_0} \int_{z_0}^z F_4 dz - w \frac{\partial}{\partial \bar{u}'_0} \int_{z_0}^z F_4 dz + (2\eta)^{-1/2} v(z) \left[\frac{\partial F_4}{\partial \bar{u}'} \right]_{z_0}, \quad (2.21)$$

$$\begin{aligned}
& - \int_{z_0}^{\bar{z}} F_4 dz = \frac{1}{4} A (\bar{u}_0 \bar{u}'_0)^2 + \frac{1}{4} B (\bar{u}'_0 \bar{u}'_0)^2 + C (\bar{u}_0 \bar{u}'_0)^2 + \frac{1}{2} D (\bar{u}_0 \bar{u}_0) (\bar{u}'_0 \bar{u}'_0) + \\
& E (\bar{u}_0 \bar{u}_0) (\bar{u}_0 \bar{u}'_0) + F (\bar{u}'_0 \bar{u}'_0) (\bar{u}_0 \bar{u}'_0) + 2c (\bar{u}_0 \bar{u}'_0) (\bar{u}_0 \times \bar{u}'_0) \bar{e}_z + e (\bar{u}_0 \bar{u}_0) (\bar{u}_0 \times \bar{u}'_0) \bar{e}_z + f (\bar{u}'_0 \bar{u}'_0) (\bar{u}_0 \times \bar{u}'_0) \bar{e}_z.
\end{aligned} \tag{2.22}$$

Здесь величина $\Delta \mathcal{E}$ означает разброс начальных энергий частиц. Введя обозначения

$$h = \sqrt{\frac{\eta}{8}} B_z, \quad T = h^2 + \frac{1}{4} \left(U'' + \frac{\rho}{\varepsilon_0} \right), \quad W = hh'' + \frac{U^{(IV)}}{16}, \tag{2.23}$$

$$K_{vv} = Tv^2 + U(v')^2, \quad K_{ww} = Tw^2 + U(w')^2, \quad K_{vw} = Tvw + Uv'w',$$

запишем выражения для коэффициентов в компактной форме

$$\begin{aligned}
A &= -\frac{1}{2} (2\eta)^{1/2} \int_{z_0}^{\bar{z}} (Ww^4 - K_{vw}^2 / U) U^{-1/2} dz, \\
B &= -\frac{1}{2} (2\eta)^{-3/2} \int_{z_0}^{\bar{z}} (Wv^4 - K_{vw}^2 / U) U^{-1/2} dz, \\
C &= -\frac{1}{2} (2\eta)^{-1/2} \int_{z_0}^{\bar{z}} (Wv^2 w^2 - (K_{vw}^2 + h^2) / U) U^{-1/2} dz, \\
D &= -\frac{1}{2} (2\eta)^{-1/2} \int_{z_0}^{\bar{z}} (Wv^2 w^2 - (K_{vw} K_{ww} + 2h^2) / U) U^{-1/2} dz, \\
E &= -\frac{1}{2} \int_{z_0}^{\bar{z}} (Wvw^3 - K_{vw} K_{ww} / U) U^{-1/2} dz, \\
F &= -\frac{1}{2} (2\eta)^{-1/2} \int_{z_0}^{\bar{z}} (Wv^3 w - K_{vw} K_{vw} / U) U^{-1/2} dz, \\
c &= -\frac{1}{2} (2\eta)^{-1/2} \int_{z_0}^{\bar{z}} (h''vw / 4 - hK_{vw} / U) U^{-1/2} dz, \\
e &= -\frac{1}{2} \int_{z_0}^{\bar{z}} (h''w^2 / 4 - hK_{vw} / U) U^{-1/2} dz, \\
f &= -\frac{1}{2} (2\eta)^{-1/2} \int_{z_0}^{\bar{z}} (h''v^2 / 4 - hK_{vw} / U) U^{-1/2} dz, \\
C_m &= \frac{1}{2} (2\eta)^{-1} \int_{z_0}^{\bar{z}} K_{vw} / U^{-3/2} dz, \quad C_d = \frac{1}{2} (2\eta)^{-3/2} \int_{z_0}^{\bar{z}} K_{vw} / U^{-3/2} dz, \\
C_a &= \frac{1}{2} (2\eta)^{-1/2} \int_{z_0}^{\bar{z}} K_{ww} / U^{-3/2} dz, \quad C_r = \frac{1}{2} (2\eta)^{-1} \int_{z_0}^{\bar{z}} h / U^{-3/2} dz.
\end{aligned} \tag{2.24}$$

Общее выражение для траектории в неподвижной системе координат имеет вид

$$\vec{r}(z) = e^{i\chi(z)} \left\{ (2\eta)^{-1/2} \dot{\vec{r}}_0 v(z) + \vec{r}_0 \left[w(z) - i\chi_0 v(z)(2\eta)^{-1/2} \right] + \Delta \vec{u}_3(z) \right\}, \quad (2.25)$$

где

$$\vec{r} = r_0 e^{i\theta_0}, \quad \dot{\vec{r}}_0 = \sqrt{\varepsilon_r} e^{i\beta_0}, \quad \chi(z) = \sqrt{\frac{\eta}{8}} \int_{z_0}^z \frac{B_z}{U} dz, \quad \chi_0 = \frac{1}{2} \eta B_z(z_0), \quad (2.26)$$

а величина $\Delta \vec{u}_3$ состоит из следующих видов aberrаций:

дисторсия

$$r_0^3 e^{i\theta_0} [w(E_w + ie_w) + v(E_v + ie_v)], \quad (2.27)$$

кривизна поля

$$r_0^2 e^{i\beta_0} \sqrt{\frac{\varepsilon_r}{U}} [wD_w + v(D_v + id_v)], \quad (2.28)$$

астигматизм

$$r_0^2 e^{i(2\theta_0 - \beta_0)} \sqrt{\frac{\varepsilon_r}{U}} [w(C_w + ic_w) + v(C_v + ic_v)], \quad (2.29)$$

продольная кома

$$r_0 e^{i\theta_0} \sqrt{\frac{\varepsilon_r}{U}} [w(G_w + ig_w) + v(G_v + ig_v)], \quad (2.30)$$

поперечная кома

$$r_0 e^{i(2\beta_0 - \theta_0)} \sqrt{\frac{\varepsilon_r}{U}} [w(F_w + if_w) + v(F_v + if_v)], \quad (2.31)$$

сферохроматическая aberrация

$$r_0 e^{i\beta_0} \left(\frac{\varepsilon_r}{U} \right)^{3/2} [wB_w + v(B_v + ib_v)]. \quad (2.32)$$

В общем случае ЭОС, кроме апертурных диафрагм, может содержать мелкоструктурную сетку, представляющую эквипотенциальную поверхность, прозрачную для частиц, на которой производные поля терпят разрыв, и поверхность экрана криволинейной формы. Сетка характеризуется радиусом кривизны R_g и положением вершины z_g . Аналогичные параметры экрана

обозначим R_s и z_s . Наличие криволинейных поверхностей приводит к дополнительным членам в разложении траектории. Если поверхность катода имеет радиус кривизны R_c , то к полученным выражениям следует также добавить соответствующие вклады поля катодной линзы. Обозначив дополнительные вклады индексами “с”, “g” и “s”, выпишем их выражения

$$\begin{aligned}
 B_g &= \frac{v_g^2 v_g''}{2R_g} (z - z_g), \quad C_g = \frac{v_g w_g w_g''}{2R_g} (z - z_g), \quad D_g = -\frac{w_g^2 v_g'' + v_g w_g w_g''}{2R_g} (z - z_g), \\
 E_g &= \frac{w_g^2 w_g''}{2R_g} (z - z_g), \quad F_g = \frac{v_g w_g v_g''}{2R_g} (z - z_g), \quad G_g = \frac{v_g^2 w_g'' + v_g w_g v_g''}{2R_g} (z - z_g), \\
 B_s &= \frac{v_s^2 v_s'}{2R_s}, \quad C_s = \frac{v_s w_s w_s'}{2R_s}, \quad D_s = \frac{w_s^2 v_s' + v_s w_s w_s'}{2R_s}, \quad E_s = \frac{w_s^2 w_s'}{2R_s}, \\
 F_s &= \frac{v_s w_s v_s'}{2R_s}, \quad G_s = \frac{v_s^2 w_s' + v_s w_s v_s'}{2R_s}, \quad C_c = D_c = \frac{v}{4R_c^2}, \quad E_c = 0, \quad F_c = G_c = \frac{w}{U_0 R_c}.
 \end{aligned} \tag{2.33}$$

Добавляя к асимптотическим разложениям для v и w аналогичное разложение для угла поворота изображения

$$\psi(\varepsilon_z, z) = \sqrt{\Phi} \lambda_0 + c_0 \sqrt{\varepsilon_z} + \varepsilon_z \left(\frac{\lambda_0}{2\sqrt{\Phi}} + \lambda_1 \sqrt{\Phi} \right) + \dots, \tag{2.34}$$

где регулярные функции λ_k удовлетворяют рекуррентным соотношениям

$$\Phi \lambda_k' + \frac{1}{2} \Phi' \lambda_k = -\lambda_{k-1}', \quad \lambda_{-1}' = -\sqrt{\frac{\eta}{8}} B_z, \tag{2.35}$$

и выделяя в разложении траектории члены, связанные с параметром ε_z :

$$r(z) = e^{i\eta} \varepsilon_z \left\{ \sqrt{\varepsilon_z} e^{i\alpha_0} (H + ih) + r_0 \sqrt{\varepsilon_z} e^{i\alpha_0} (K + ik) + \sqrt{\varepsilon_z} e^{i\alpha_0} (P + ip) + r_0 \varepsilon_z e^{i\beta_0} (Q + iq) \right\}, \tag{2.36}$$

получим следующую классификацию хроматических aberrаций: сферохроматические 2-го порядка

$$H = -\frac{2}{\Phi_0'} w, \quad h = -\sqrt{\frac{\eta}{2}} \frac{B_0}{\Phi_0'} v, \tag{2.37}$$

хроматические aberrации положения 2-го порядка

$$K = e^{i\sqrt{\Phi}\lambda_0} \sqrt{\Phi} (\zeta_0 + \sqrt{\frac{\eta}{8}} B_0 c_0 \xi_0), \quad k = e^{i\sqrt{\Phi}\lambda_0} (\omega_0 c_0 + \sqrt{\frac{\eta}{8}} B_0), \quad (2.38)$$

сферохроматические 3-го порядка

$$P = \frac{v}{2\Phi} - \frac{7}{12} \frac{B_0}{(\Phi'_0)^2} \eta v - w \int_{z_0}^{\bar{z}} v \xi_0'' dz - v \int_{z_0}^{\bar{z}} w \xi_0'' dz, \quad (2.39)$$

$$p = \sqrt{2\eta} \frac{B_0}{(\Phi'_0)^2} w + \sqrt{\frac{\eta}{2}} \frac{v}{4\Phi} \int_{z_0}^{\bar{z}} \frac{B_z}{\sqrt{\Phi}} dz - \sqrt{\frac{\eta}{8}} v \int_{z_0}^{\bar{z}} \frac{\Gamma \Phi'}{\Phi^2} dz,$$

хроматические aberrации положения 3-го порядка

$$Q = -\frac{\Phi_0''}{(\Phi'_0)^2} w - \frac{\eta}{4} \frac{B_0^2}{(\Phi'_0)^2} w + w \int_{z_0}^{\bar{z}} \frac{vw''}{\sqrt{\Phi}} dz - v \int_{z_0}^{\bar{z}} \frac{ww''}{\sqrt{\Phi}} dz +$$

$$\frac{\eta B_0}{16\Phi} v \int_{z_0}^{\bar{z}} \frac{B_z}{\sqrt{\Phi}} dz - \frac{\eta B_0}{8} v \int_{z_0}^{\bar{z}} \frac{\Gamma \Phi'}{\Phi^2} dz, \quad (2.40)$$

$$q = -\sqrt{\frac{\eta}{8}} w \int_{z_0}^{\bar{z}} \frac{\Gamma \Phi'}{\Phi^2} dz + \frac{1}{12} \left(\frac{\eta}{2}\right)^{3/2} \frac{B_0^3}{(\Phi'_0)^2} v - \sqrt{\frac{\eta}{8}} \frac{B_0 \Phi_0''}{\Phi'_0} - \Phi'_0 + \sqrt{\frac{\eta}{32}} \frac{B_0}{\Phi} v +$$

$$\sqrt{\frac{\eta}{32}} \frac{w}{\Phi} \int_{z_0}^{\bar{z}} \frac{B_z}{\sqrt{\Phi}} dz + \sqrt{\frac{\eta}{8}} B_0 v \int_{z_0}^{\bar{z}} w \xi_0'' dz - \sqrt{\frac{\eta}{8}} B_0 w \int_{z_0}^{\bar{z}} v \xi_0'' dz,$$

где

$$\Gamma = \int_{z_0}^{\bar{z}} \frac{\sqrt{\Phi}}{(\Phi'_0)^2} (B'_z \Phi' - B_z \Phi'') dz, \quad \xi_0 = \frac{v}{\sqrt{\Phi}}, \quad \eta_0 = -\frac{2w}{\Phi'_0}, \quad c_0 = \sqrt{\frac{\eta}{2}} \frac{B_0}{\Phi'_0}. \quad (2.41)$$

Вышеизложенный метод невозможно использовать явно, если в каких-то точках главного луча полная энергия частицы обращается в нуль, т.е. нельзя рассматривать катодные и зеркальные линзы. Во-вторых, вне поля зрения остаются времяпрелетные aberrации. Ниже мы изложим новый способ вычисления траекторий с пространственной криволинейной осью пучка, свободный от указанных недостатков, применимый как для стационарных, так и для нестационарных потоков частиц. Для этого используется метод тау-вариаций, предложенный Монастырским [10] и обобщенный В.Я. Ивановым на случай релятивизма [11]. Примечательно, что интегрирование уравнений для тау-вариаций осуществляется в исходной декартовой системе координат, что значительно упрощает используемый математический аппарат.

Цветные иллюстрации к препринту.

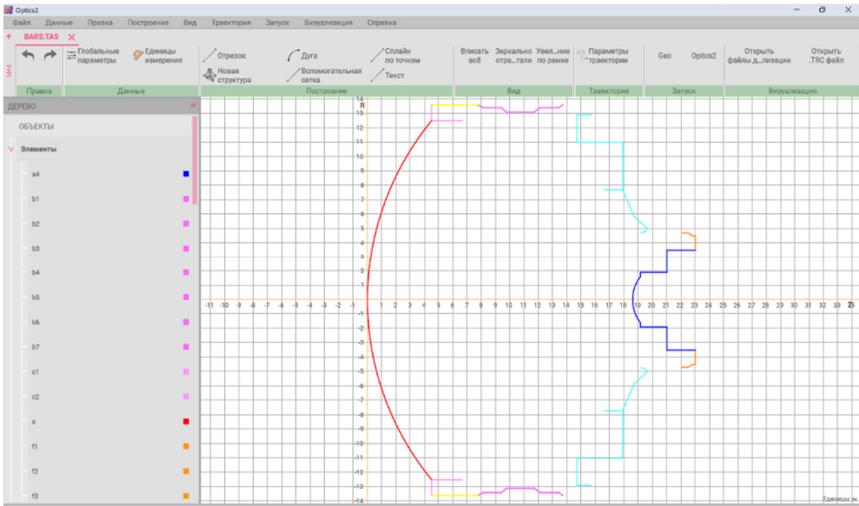


Рис. 5.1. Главная форма интерфейсной оболочки пакета «OPTICS-2».

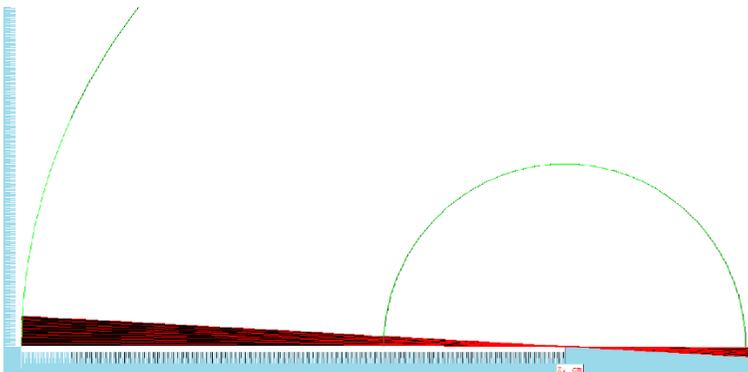


Рис. 6.2. Траектории гауссовой оптики в задаче «Сферический конденсатор».

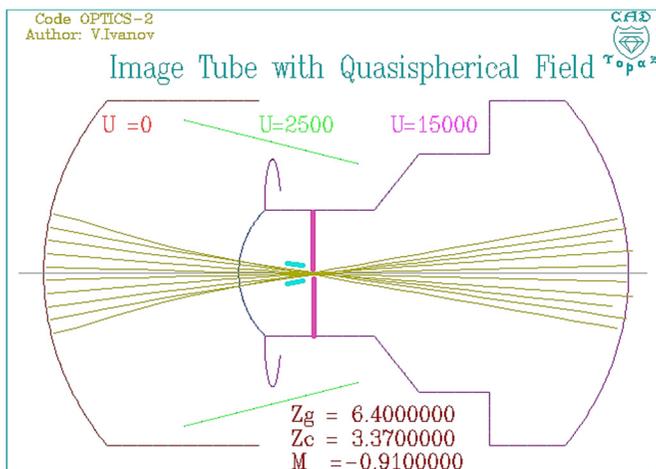


Рис. 6.3. Пример расчета быстродействующего электронного затвора.

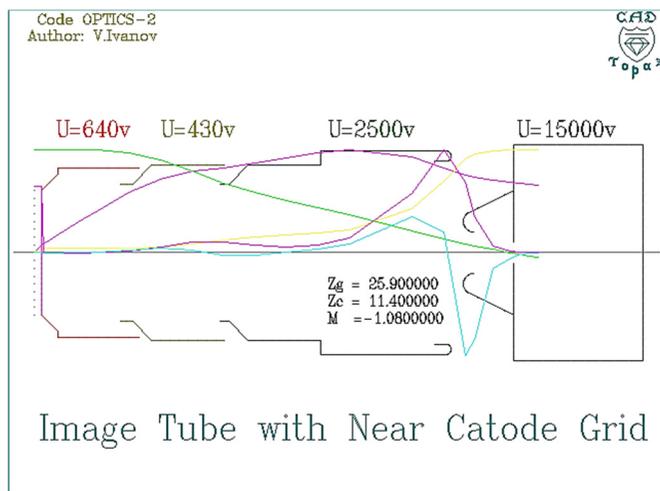


Рис. 6.4. Пример расчета преобразователя с прикатодной сеткой. Здесь, зеленым и фиолетовым цветом показаны параксиальные траектории v и w , синим – осяевое распределение потенциала $\Phi(z)$, зеленым – первая, красным – вторая производные потенциала.

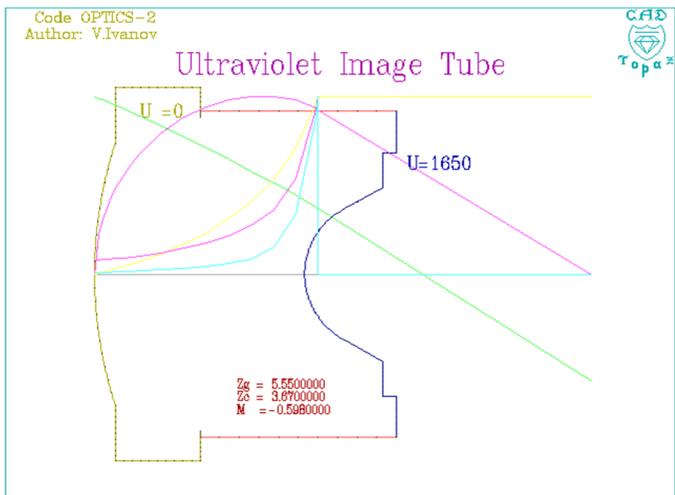


Рис. 6.5. Пример расчета электронно-оптического преобразователя ультрафиолетового диапазона.

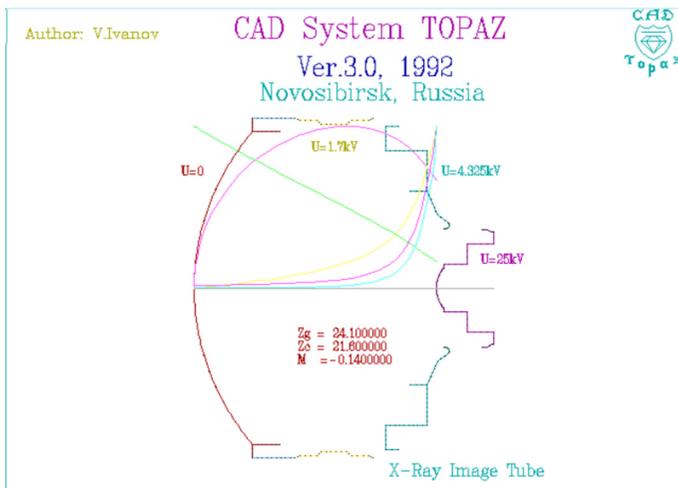


Рис. 6.6. Пример расчета характеристик рентгеновского ЭОП'а.

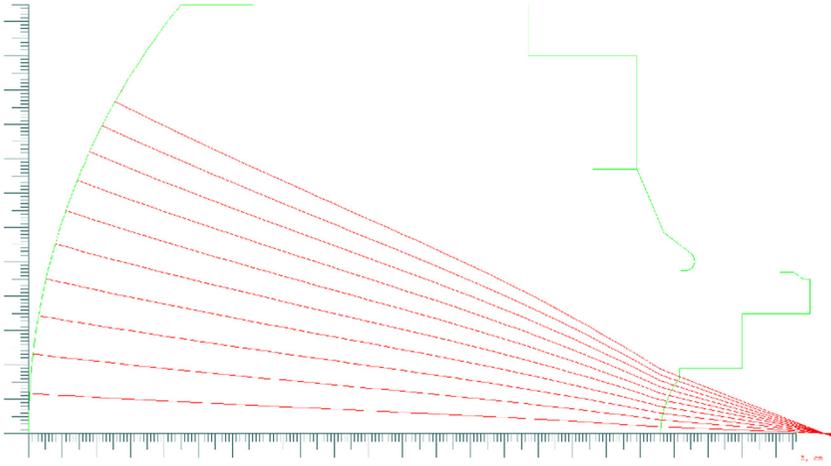


Рис.6.7. Траектории электронов в электронно-оптическом преобразователе рентгеновского спектра.

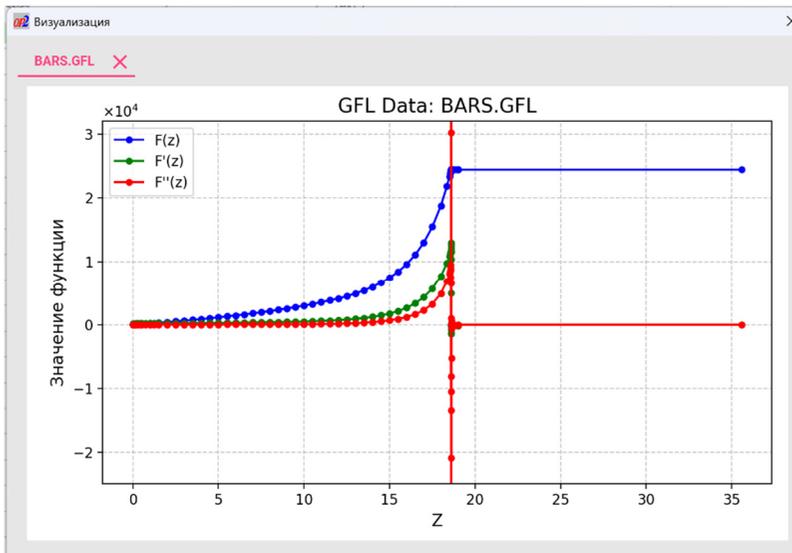


Рис. 6.8. Распределение потенциала и двух производных на оси прибора.

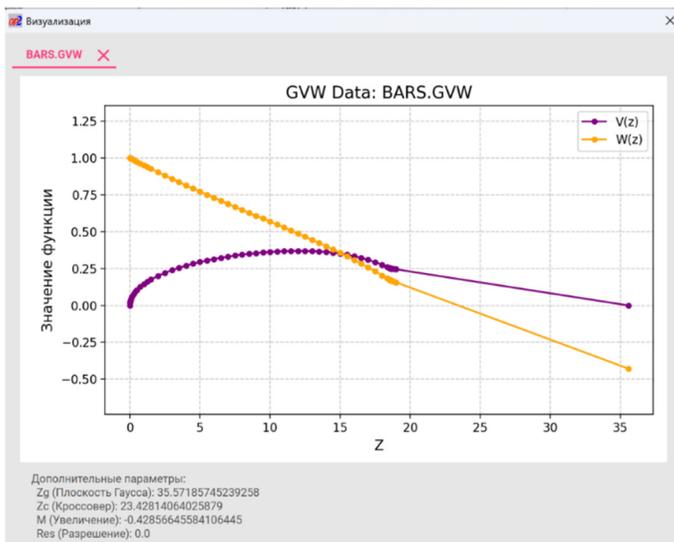


Рис.6.9. Параксиальные траектории и параметры оптики: Z_g , Z_c , M .

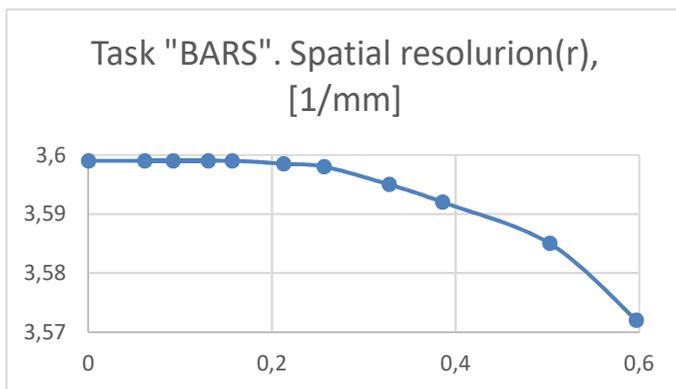


Рис. 6.10. Пространственное разрешение прибора по полю изображения.

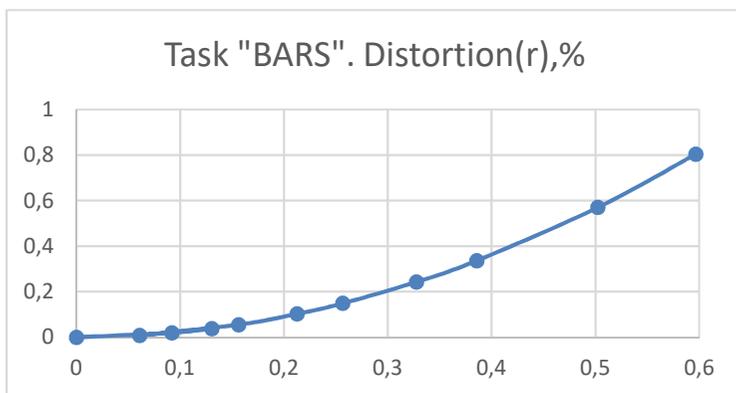


Рис. 6.11. Дисторсия по полю изображения прибора.

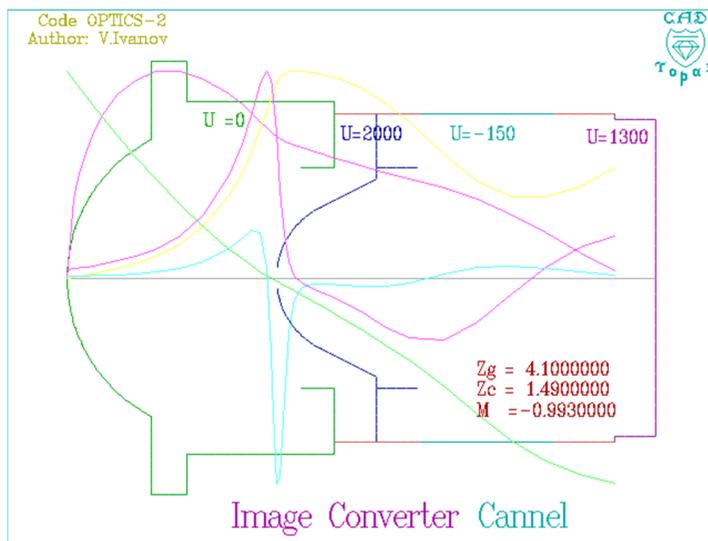


Рис. 6.12. Пример расчета камеры для быстропротекающих процессов.

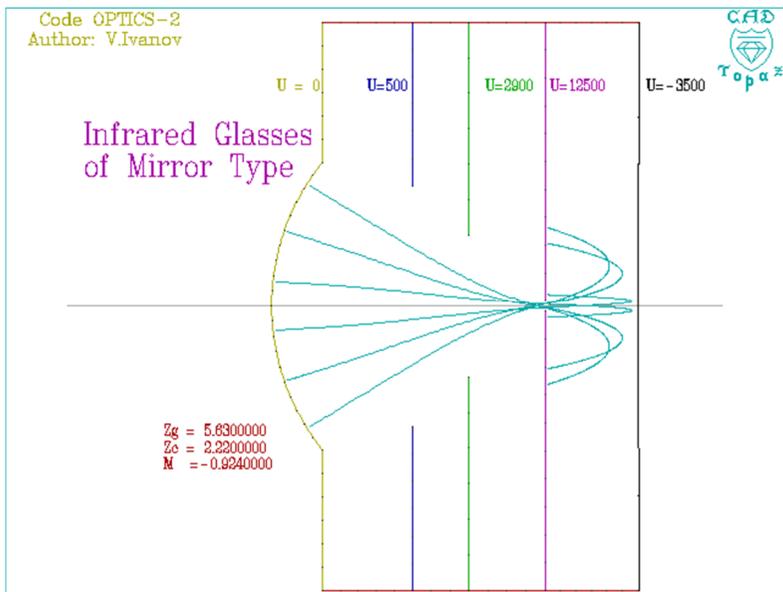


Рис.6.13. Зеркально-линзовый ЭОП Эврара [41].

Пусть поверхность эмиттера задается уравнением $z = f(x, y)$, т из точки $M_0 = (\bar{x}_0, \bar{y}_0, \bar{z}_0)$ этой поверхности выпускается траектория главного луча. Тогда начальные координаты произвольной смежной траектории представим в виде

$$x_0 = \bar{x}_0 + \xi_1, \quad y_0 = \bar{y}_0 + \xi_2, \quad z_0 = f(x_0, y_0), \quad (2.42)$$

где $\xi_r = (\xi_1, \xi_2)$ - малые по отношению к характерному масштабу системы параметры. Для катодных линз естественными малыми параметрами будут также компоненты начальной скорости частицы

$$\xi_\varepsilon = (\xi_3, \xi_4, \xi_5), \quad \xi_3 = \dot{x}_0, \quad \xi_4 = \dot{y}_0, \quad \xi_5 = \dot{z}_0. \quad (2.43)$$

На главной траектории имеем $\vec{\xi} = (\xi_r, \xi_\varepsilon) = 0$. Подвектор энергетических параметров можно представить в виде $\vec{\xi}_\varepsilon = \bar{a}\sqrt{\varepsilon}$, где ε - начальная энергия частицы, $\bar{a} = \sqrt{2q/mT(\beta, \gamma)Q(\Omega, \omega)}$,

$$T(\beta, \gamma) = \begin{pmatrix} 1 - 2 \cos^2 \beta \sin^2 \gamma / 2 & -\sin 2\beta \sin^2 \gamma / 2 & -\sin \gamma \cos \beta \\ -\sin 2\beta \sin^2 \gamma / 2 & 1 - 2 \sin^2 \beta \sin^2 \gamma / 2 & -\sin \gamma \sin \beta \\ \sin \gamma \cos \beta & \sin \gamma \sin \beta & \cos \gamma \end{pmatrix}, \quad (2.44)$$

$$Q(\Omega, \omega) = \begin{pmatrix} \sin \Omega \cos \omega \\ \sin \Omega \sin \omega \\ \cos \Omega \end{pmatrix}, \quad (2.45)$$

Здесь $\beta \in [0, 2\pi]$ - угол между осью x и вектором (x_0, y_0) , $\gamma \in [0, \pi/2]$ - угол между осью z и нормалью к поверхности эмиттера в точке M_0 , $\Omega \in [-\pi/2, \pi/2]$ - угол между нормалью и вектором начальной скорости частицы, $\omega \in [0, 2\pi]$ - угол между осью x_1 касательной плоскости в точке M_0 и проекцией вектора начальной скорости на эту плоскость.

В любой момент времени τ , отсчитываемого вдоль главной траектории $\vec{r}_0(\tau)$, положение произвольной близкой траектории представим рядом

$$\vec{r}(\tau) = \vec{r}_0(\tau) + \sum_{i=1}^5 \vec{r}_i^{(\tau)} \xi_i + \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^5 \vec{r}_{ij}^{(\tau)} \xi_i \xi_j, \quad (2.46)$$

где производную

$$\vec{r}_i^{(\tau)} = \left. \frac{\partial \vec{r}(\tau)}{\partial \xi_i} \right|_{\xi=0, \tau=const}, \quad (2.47)$$

вычисляемую на главной траектории, будем называть 1-й тау-вариацией траектории, а производные

$$\vec{r}_{ij}^{(\tau)} = \left. \frac{\partial^2 \vec{r}(\tau)}{\partial \xi_i \partial \xi_j} \right|_{\xi=0, \tau=const} \quad (2.48)$$

составляют 2-е тау-вариации.

Выпишем уравнения для вариаций 1-го

$$\dot{\vec{p}}_i^{(\tau)} = -q(\nabla_{\vec{r}} \vec{E} \otimes \vec{r}_i^{(\tau)}) - q[\dot{\vec{r}}_i^{(\tau)}, \vec{B}] - q[\dot{\vec{r}}, \nabla_{\vec{r}} \vec{B} \otimes \vec{r}_i^{(\tau)}] \quad (2.49)$$

и 2-го порядков

$$\begin{aligned} \dot{\vec{p}}_{ij}^{(\tau)} = & -q(\nabla_{\vec{r}} \vec{E} \otimes \vec{r}_{ij}^{(\tau)}) - q[\dot{\vec{r}}_{ij}^{(\tau)}, \vec{B}] - q[\dot{\vec{r}}, \nabla_{\vec{r}} \vec{B} \otimes \vec{r}_{ij}^{(\tau)}] - q(\nabla_{\vec{r}} \nabla_{\vec{r}} \vec{E} \otimes \vec{r}_{ij}^{(\tau)}) \otimes \vec{r}_{ij}^{(\tau)} - \\ & q[\dot{\vec{r}}_i, \nabla_{\vec{r}} \vec{B} \otimes \vec{r}_j^{(\tau)}] + q[\dot{\vec{r}}_j, \nabla_{\vec{r}} \vec{B} \otimes \vec{r}_i^{(\tau)}] - q[\dot{\vec{r}}, (\nabla_{\vec{r}} \nabla_{\vec{r}} \vec{E} \otimes \vec{r}_j^{(\tau)}) \otimes \vec{r}_i^{(\tau)}], \end{aligned} \quad (2.50)$$

где значком \otimes указано тензорное произведение, а импульс частицы

$$\vec{p} = \frac{m\dot{\vec{r}}}{\sqrt{1 - (\dot{\vec{r}}, \dot{\vec{r}}) / c^2}}. \quad (2.51)$$

Начальные условия для уравнений вариаций имеют вид

$$\begin{aligned} \vec{r}_1^{(\tau)} &= (1, 0, \partial f / \partial x_0|_{M_0}), \quad \dot{\vec{r}}_1^{(\tau)} = 0, \\ \vec{r}_2^{(\tau)} &= (0, 1, \partial f / \partial y_0|_{M_0}), \quad \dot{\vec{r}}_2^{(\tau)} = 0, \\ \vec{r}_3^{(\tau)} &= \vec{r}_4^{(\tau)} = \vec{r}_5^{(\tau)} = 0, \quad \dot{\vec{r}}_3^{(\tau)} = (1, 0, 0), \quad \dot{\vec{r}}_4^{(\tau)} = (0, 1, 0), \quad \dot{\vec{r}}_5^{(\tau)} = (0, 0, 1), \end{aligned} \quad (2.52)$$

$$\vec{r}_{11}^{(\tau)} = (0, 0, \partial^2 f / \partial x_0^2|_{M_0}), \quad \dot{\vec{r}}_{ij}^{(\tau)} = 0, \quad (i, j = 1, \dots, 5),$$

$$\vec{r}_{11}^{(\tau)} = (0, 0, \partial^2 f / \partial x_0 \partial y_0|_{M_0}), \quad \vec{r}_{ij}^{(\tau)} = \vec{r}_{ji}^{(\tau)},$$

$$\vec{r}_{22}^{(\tau)} = (0, 0, \partial^2 f / \partial y_0^2|_{M_0}),$$

а остальные $\vec{r}_{ij}^{(\tau)} = 0$.

Как было отмечено, представление (2.46) описывает пучок траекторий в произвольный момент времени τ , отсчитываемый на главной траектории. Если поверхность экрана описывается уравнением $f_s(\vec{r}) = 0$, необходимо уметь переходить от этого представления к разложению

$$\vec{r}_s = \vec{r}_{s0} + \sum_{i=1}^5 \vec{r}_{i,s}^{(\tau)} \xi_i + \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^5 \vec{r}_{ij,s}^{(\tau)} \xi_i \xi_j, \quad (2.53)$$

где индекс “s” означает, что соответствующие величины относятся к поверхности экрана. Искомые преобразования имеют вид

$$\vec{r}_{i,s} = \dot{\vec{r}}_{s0} \tau_i^* + \vec{r}_i^{(\tau)}, \quad (2.54)$$

$$\vec{r}_{ij,s} = \ddot{\vec{r}}_{s0} \tau_i^* \tau_j^* + \dot{\vec{r}}_0 \tau_{ij}^* + \vec{r}_i^{(\tau)} \tau_j^* + \vec{r}_j^{(\tau)} \tau_i^* + \vec{r}_{ij}^{(\tau)}, \quad (2.55)$$

где

$$\tau_i^* = -\frac{(\nabla_{\vec{r}} f_s, \vec{r}_i^{(\tau)})}{(\nabla_{\vec{r}} f_s, \dot{\vec{r}}_0)}, \quad (2.56)$$

$$\begin{aligned} \tau_{ij}^* = & -\left\{ (\nabla_{\vec{r}} \nabla_{\vec{r}} f_s \otimes \vec{r}_{j,s}^*, \vec{r}_{i,s}^*) + \tau_i^* (\nabla_{\vec{r}} f_s, \vec{r}_j^{(\tau)}) + \tau_j^* (\nabla_{\vec{r}} f_s, \vec{r}_i^{(\tau)}) + \right. \\ & \left. \tau_i^* \tau_j^* (\nabla_{\vec{r}} f_s, \ddot{\vec{r}}_0) + (\nabla_{\vec{r}} f_s, \vec{r}_{ij}^{(\tau)}) \right\} / (\nabla_{\vec{r}} f_s, \dot{\vec{r}}_0), \end{aligned} \quad (2.57)$$

а производные функции f_s вычисляются в точке пересечения экрана главной траекторией, имеющей скорость $\dot{\vec{r}}_0$.

3. Решение задач оптимизации

Целью оптимизации характеристик прибора является минимизация функционала F , зависящего от вектора $\vec{\alpha} = \{\alpha_1, \dots, \alpha_j\}$, который определяет параметры варьирования геометрии и/или граничных условий. Зависимость функционала от геометрических параметров является нелинейной, а от потенциалов электродов или токов соленоидов линейной, поэтому для разных постановок задач оптимизации используются различные методы.

Осевое распределение электростатического потенциала $\Phi(z)$ можно представить суперпозицией единичных распределений $\Phi_i(z)$, являющихся решениями частных краевых задач

$$\Delta\varphi_i(z) = 0, \quad \varphi_i|_{\Gamma_j} = \delta_{ij}, \quad \Phi(z) = \sum_{i=1}^N c_i \Phi_i(z). \quad (3.1)$$

Здесь коэффициенты $c_i, (i = 1, \dots, N)$ - суть варьируемые потенциалы отдельных электродов. Аналогичным образом можно представить осевое распределение магнитного поля

$$B_z(z) = \sum_{i=N+1}^M c_i B_{z,i}(z), \quad (3.2)$$

если под величинами $c_i, (i = N + 1, \dots, M)$ понимать токи возбуждения соленоидов или их отдельных секций в приближении линейности возбуждаемых полей.

Таким образом, возмущение электростатического поля можно представить суммой

$$\delta\Phi(z) = \sum_i [\delta c_i \Phi_i(z) + c_i \delta\Phi_i(z)], \quad (3.3)$$

в которой первое слагаемое соответствует изменению осевого распределения за счет варьирования потенциалов электродов, а второе связано с вариациями геометрических параметров β_i . Аналогичным образом записывается возмущение магнитного поля

$$\delta B_z(z) = \sum_i [\delta c_i B_{z,i}(z) + c_i \delta B_{z,i}(z)]. \quad (3.4)$$

В этом случае вектор \vec{c} отвечает варьированию токов возбуждения и геометрических параметров магнитной системы. Выделяя геометрические параметры в виде вектора $\vec{\beta}$ и параметры источников возбуждения \vec{c} , можно представить возмущения полей в виде

$$\begin{aligned}
\delta\Phi_i(z) &= \sum_{k=1}^n \frac{\partial\Phi_i}{\partial\beta_k} \delta\beta_k, & \delta B_{z,i}(z) &= \sum_{k=n+1}^m \frac{\partial B_{z,i}}{\partial\beta_k} \delta\beta_k, \\
\delta\Phi(z) &= \sum_{i=1}^N \left[\delta c_i \Phi_i + c_i \sum_{k=1}^n \frac{\partial\Phi_i}{\partial\beta_k} \delta\beta_k \right], & (3.5) \\
\delta B_z(z) &= \sum_{i=N+1}^M \left[\delta c_i B_{z,i} + c_i \sum_{k=n+1}^m \frac{\partial B_{z,i}}{\partial\beta_k} \delta\beta_k \right].
\end{aligned}$$

Составив из векторов \vec{c} и $\vec{\beta}$ общий вектор варьируемых параметров $\vec{\alpha} = (\vec{c}, \vec{\beta})$ и переходя от вариаций к производным в выражениях (3.3) - (3.5), получим

$$\begin{aligned}
\frac{\partial\xi}{\partial\alpha_i} &= -\frac{v}{4\sqrt{\Phi}} \left(3 \frac{\Phi_i}{\Phi} + \frac{\Phi'_{0,i}}{\Phi'_0} \right) + \frac{3}{8} \left\{ \frac{w}{\sqrt{\Phi}} \int_{z_0}^{\bar{z}} v^2 F_i dz - \frac{v}{\sqrt{\Phi}} \int_{z_0}^{\bar{z}} vw F_i dz \right\}, \\
\frac{\partial v}{\partial\alpha_i} &= \sqrt{\Phi} \frac{\partial\xi}{\partial\alpha_i} + \frac{1}{2} \xi \frac{\Phi_i}{\sqrt{\Phi}},
\end{aligned} \tag{3.6}$$

$$\frac{\partial w}{\partial\alpha_i} = -\frac{w}{4} \left(\frac{\Phi_i}{\Phi} - \frac{\Phi'_{0,i}}{\Phi'_0} \right) + \frac{3}{8} \left\{ w \int_{z_0}^{\bar{z}} vw F_i dz - v \int_{z_0}^{\bar{z}} w^2 F_i dz \right\}, \tag{3.7}$$

$$\frac{\partial\psi^*}{\partial\alpha_i} = \sqrt{\frac{\eta}{8}} \int_{z_0}^{\bar{z}} \left(\frac{1}{\sqrt{\Phi}} \frac{\partial B_z}{\partial\alpha_i} - \frac{B_z}{2} \frac{\Phi_i}{\Phi^{3/2}} - \frac{3}{8} B_{z,0}(z_0) v^2 F_i \right) dz, \tag{3.8}$$

где

$$F_i(z) = \frac{\Phi'}{\sqrt{\Phi}} \left(\frac{\Phi_i}{\Phi} \right)' - \frac{\eta B_z^2}{3} \frac{\Phi_i}{\Phi^{3/2}} + \frac{2\eta B_z}{3\sqrt{\Phi}} \frac{\partial B_z}{\partial\alpha_i}. \tag{3.9}$$

Варьируя уравнения $v(\alpha_i, z_g(\alpha_i)) = 0$, $w(\alpha_i, z_c(\alpha_i)) = 0$, $w(\alpha_i, z_g) = M$ определяющие положение плоскости Гаусса z_g , кроссовера z_c и увеличение прибора M , получим

$$\delta z_g = -\frac{\delta v_g}{v'_g}, \quad \delta z_c = -\frac{\delta w_c}{w'_c}, \quad \delta M = \delta w_g + w'_g \delta z_g. \tag{3.10}$$

С учетом соотношения Гельмгольца $v'w - vw' = 1/\sqrt{\Phi(z)}$, полагая $z = z_g$ в выражении (3.7) и $z = z_c$ в (3.6), получим

$$\frac{\partial z_g}{\partial \alpha_i} = -\frac{3}{8} M^2 \sqrt{\Phi(z_g)} \int_{z_0}^z v^2 F_i dz, \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial z_c}{\partial \alpha_i} = -\frac{3}{8} v_c^2 \sqrt{\Phi(z_c)} \int_{z_0}^z w^2 F_i dz, \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial M}{\partial \alpha_i} = -\frac{M}{4} \left(\frac{\Phi_i(z_c)}{\Phi(z_c)} + \frac{\Phi_i'(z_0)}{\Phi'(z_0)} \right) + \frac{3}{8} M \int_{z_0}^z vw F_i dz + w'_g \frac{\partial z_g}{\partial \alpha_i}. \quad (3.13)$$

В описываемой ниже реализации алгоритмов пакета прикладных программ “OPTICS-2” используются 4 разновидности методов градиентного спуска и метод адаптивного случайного поиска [12]. При отсутствии локальных ограничений на варьируемые параметры задачи применяется метод Ньютона-Рафсона, который имеет квадратичный порядок сходимости.

4. Структура пакета OPTICS-2

Пакет прикладных программ состоит из модуля диалогового графического интерфейса Optics2Shell и четырех вычислительных модулей. Взаимодействие этих компонентов осуществляется через систему файлов, генерируемых одними модулями и читаемых другими, как показано на Рис. 4.1.

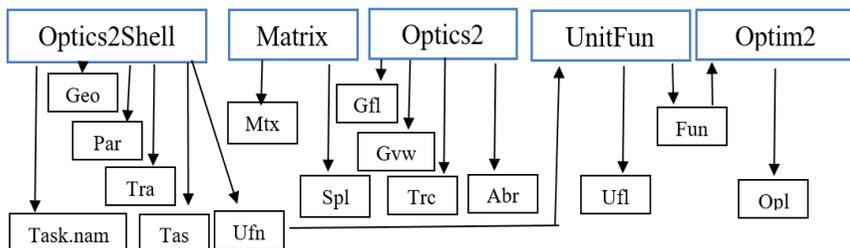


Рис. 4.1. Структура взаимодействия модулей и файлов пакета OPTICS-2.

Работа с задачей начинается с того, что оболочка Optics2Shell считывает ранее подготовленный файл задачи, например, с именем Name и расширением Tas или заводит новый файл, в который через систему меню записываются введенные данные с описанием геометрии и параметрах прибора. При сохранении этот файл получает конкретное имя. Имя задачи и полный путь к нему записываются в текстовый файл Task.nam, из которого остальные вычислительные модули получают доступ к файлам, сгенерированными оболочкой: Par – глобальные параметры задачи, Geo – информация о геометрии и параметрах дискретизации границы, Tra – данные о траекторной части задачи, Ufn – данные об единичных функциях электродов.

Модуль Matrix на основе данных из файлов Par и Geo вычисляет элементы матрицы системы линейных уравнений, полученной после дискретизации интегральных уравнений, описывающих краевую задачу вычисления характеристик электрического поля. Затем производится обращение матрицы по методу Гаусса. Эта матрица записывается в файл Mtx. Данный шаг вычислений оформлен в виде отдельного модуля, потому что при решении многомерной задачи оптимизации с варьированием потенциалов электродов в другом модуле матрица вычисляется лишь один раз, а в процессе оптимизации на каждом шаге решается система линейных уравнений с разными векторами правых частей. Кроме того, модуль записывает листинг задачи в файл SPL.

Модуль Optics2 читает файлы Par, Geo и Tra, вычисляет электронно-оптические характеристики прибора и записывает результаты в файлы, при чтении которых оболочка рисует графики: Gfl – осевые распределения потенциала и его производных, Gvw – параксиальные траектории гауссовой оптики, Trc – реальные траектории пучка. Кроме того, модуль записывает листинг задачи в файл Abr.

Модуль UnitFun – производит расчет единичных функций электродов на основе данных, записанных в файле Ufn, результаты записывает в файл Fun и порождает листинг Ufl.

Модуль Optim2 – читает данные от оболочки из файлов Par и Geo, единичные функции из файла Fun, запускает алгоритм оптимизации и записывает результаты в файл листинга Optl.

5. Интерфейс пакета прикладных программ OPTICS-2

Интерфейс пакета представляет диалогово-графическая оболочка OP2Shell, при запуске которой появляется главная форма, на которой расположены управляющие элементы в виде главного меню, панели инструментов, отображение дерева геометрических элементов задачи и окно рисования, на котором отображается геометрия задачи и графические результаты расчетов (Рис. 5.1).

Панель инструментов содержит иконки задания параметров прямолинейного отрезка границы области, дуги окружности или эллипса, координаты точек фрагмента границы, аппроксимируемого кубическими сплайнами, ввода новой структуры геометрии, задания параметров объемной сетки для области прохождения пучка заряженных частиц или размещения надписей на графическом экране. При щелчке мышью на иконке открывается падающее меню для ввода числовых или символьных параметров.

Описание многосвязного контура геометрии задачи имеет иерархическую древовидную структуру, состоящую из структур нижнего уровня, характеризующихся единым для этой структуры граничным условием. По типу граничных условий **структуры** могут иметь статус:

Электрод – проводящая поверхность с заданным потенциалом;

Резист – поверхность с однородным резистивным покрытием, характеризующаяся линейным распределением потенциала на поверхности;

Диэлектрик – поверхность раздела кусочно-однородных сред, задаваемых константами диэлектрической проницаемости слева и справа по направлению обхода;

Сетка – проводящая мелкоструктурная сетка, характеризующаяся потенциалом на ней и коэффициентом прозрачности для пролетающих сквозь нее частиц.

Каждая структура состоит из геометрических **сегментов**, имеющих атрибуты:

Имя – текстовая константа;

Тип – геометрическая форма сегмента;

Привязку к структуре – тестовая константа с именем структуры;

Координаты точек – задаются в декартовой или цилиндрической системах координат;

Число разбиений – параметр дискретизации сегмента, влияющий на точность расчета поля в окрестности данного сегмента;

Узлы квадратур – число узлов квадратурной формулы, используемой для вычисления интегралов по поверхности. Влияет на точность расчета поля;

Граничные условия: тип, значение и порядок особенности поля в конечных точках сегмента;

Цвет – позволяет выбрать цвет из палитры для рисования сегмента на экране.

Имеются сегменты следующих типов:

Отрезок прямой, характеризующийся координатами точек начала и конца;

Дуга окружности или эллипса, характеризующаяся координатами точек начала, конца и центра, а также направлением обхода дуги от начальной точки до конечной;

Сплайн – поточечно заданная поверхность, аппроксимируемая кубическим сплайном.

6. Примеры решения практических задач

6.1. Задача «Сферический конденсатор»

В качестве нетривиальной методической задачи, допускающей полное аналитическое решение, рассмотрим катодную линзу типа «сферический конденсатор» [10] с катодом сеткой и экраном в виде сферических сегментов в общем центре. Потенциал катода примем равным нулю, а эквипотенциальному пространству между сеткой и экраном припишем потенциал U . Такая линза показана на Рис.6.1, а ее анализ проведен в работах [13], [17]. Распределение электростатического и магнитного потенциалов в пространстве между катодом и сеткой имеют вид

$$\Phi(z) = \frac{R_c}{R_c - z} \Phi'_0 z, \quad \Phi_m(z) = -\frac{R_c}{R_c - z} B_0 z, \quad (6.1)$$

где $\Phi'_0 = -E_0$ - напряженность электрического, а $\Phi'_{0m} = -B_0$ - индукция магнитного поля в центре катода. В неподвижной системе координат решение паракиального уравнения дается формулами

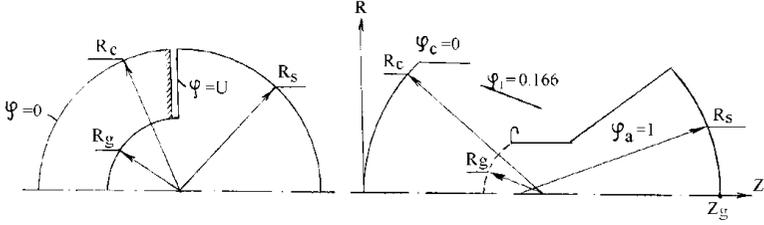


Рис.6.1. Модель сферического конденсатора и катодная линза с квазисферическим полем.

$$\vec{r} = e^{i\psi} \left[e^{i\alpha_0} \sqrt{\varepsilon_r} v + r_0 e^{i\beta_0} \left(w - i \sqrt{\frac{\eta}{8}} B_0 v \right) \right], \quad \psi = k_0 \sqrt{\frac{z}{1 - z/R_c}}, \quad (6.2)$$

$$v = \frac{2 \sin \psi}{k_0 \sqrt{\Phi'_0}} \left(1 - \frac{z}{R_c} \right), \quad w = \left(1 - \frac{z}{R_c} \right) \cos \psi, \quad k_0^2 = \frac{\eta B_0^2}{2 \Phi'_0}.$$

Коэффициенты геометрических и хроматических aberrаций вычисляются аналитически в конечном виде

$$B_c = -\frac{2(R_c - z)(R_c - R_g)^3}{R_g^3 U^{3/2}}, \quad B_g = \frac{R_g - R_c}{R_g^3 U^{3/2}}, \quad B_s = 0,$$

$$C_c = \frac{1}{2R_c} \sqrt{\frac{z(R_c - R_g)(R_c - z)}{UR_g}}, \quad C_g = 0, \quad C_s = 0,$$

$$D_c = \frac{(R_c - R_g)^2 (R_c - z)}{R_c^2 R_g^2 \sqrt{U}} - \frac{3}{2R_c^2} \sqrt{\frac{z(R_c - z)}{U}} \left(\frac{R_c - R_g}{R_g} \right)^{3/2} - \frac{v'}{2R_c} + \frac{1}{R_c^2} \sqrt{\frac{z(R_c - R_g)(R_c - z)}{UR_g}},$$

$$D_g = \frac{1}{4\sqrt{UR_g}(R_c - R_g)}, \quad D_s = \frac{2R_g - R_c}{2\sqrt{UR_g}R_s} - \frac{(R_c + R_g)R_c^2}{4R_g^2 R_c \sqrt{U}(R_c - R_g)},$$

$$E_c = \frac{(R_c - R_g)(R_c - z)}{2R_g R_c^3} - \frac{1}{3R_c^2} \sqrt{\frac{z(R_c - R_g)(R_c - z)}{R_g}} \left(\frac{1}{R_g} + \frac{2}{R_c} \right) + \frac{1}{2R_c^2}, \quad E_g = 0, \quad E_s = \frac{1}{R_c^2},$$

$$F_c = \frac{(R_c - R_g)}{UR_g R_c} \left\{ 2 \sqrt{\frac{z(R_c - R_g)(R_c - z)}{R_g}} - \frac{(R_c - R_g)(R_c - z)}{R_g} \right\} - \frac{(R_c + R_g)(R_c - z)}{UR_g R_c},$$

$$G_c = \frac{1}{U} \left(\frac{R_c - R_g}{R_g} \right)^2 - \frac{(R_c - R_g)(R_c - z)}{UR_g R_c}, \quad G_g = F_g = -\frac{(R_c + R_g)R_c}{2UR_g^2} (z - z_g), \quad F_s = G_s = 0,$$

$$H = -\frac{2w}{\Phi'_0}, \quad h = -\frac{k_0 v}{\sqrt{\Phi'_0}}, \quad K = \frac{v}{R_c}, \quad k = 0, \quad Q = -\frac{2w}{R_c \Phi'_0}, \quad q = -\frac{k_0 v}{R_c \sqrt{\Phi'_0}},$$

(6.3)

$$P = -\frac{k_0^2 \nu}{\Phi'_0} + \frac{w}{\Phi'_0 \sqrt{\Phi}}, \quad p = \frac{k_0 \nu}{2\sqrt{\Phi'_0 \Phi}} + \frac{2k_0 w}{(\Phi'_0)^{3/2}}.$$

В плоскости Гаусса $z_G = 2R_c$ они имеют наиболее простой вид

$$B = B_c + B_g + B_s = \frac{2R_c(R_c - R_g)^3}{R_g^3 U^{3/2}}, \quad C = C_c + C_g + C_s = 0,$$

$$D = \frac{(R_c - R_g)^3}{R_g R_c^2 \sqrt{U}} - \frac{1}{2R_c \sqrt{U}} \left[\frac{2R_g - R_c}{R_g \sqrt{U}} - \frac{R_c^2(R_c + R_g)}{2R_g^2(R_c - R_g)} \right] + D_g + D_s,$$

$$E = E_c + E_g + E_s = \frac{3}{2R_c^2} - \frac{R_c - R_g}{2R_g R_c^2}, \quad (6.4)$$

$$F = G = \frac{R_c - R_g}{UR_g} \left(\frac{R_c - R_g}{R_g} - 1 \right) - \frac{R_c(R_c - R_g)}{2UR_g^2},$$

$$H = \frac{2}{\Phi'_0}, \quad h = 0, \quad K = 0, \quad k = 0,$$

$$P = -\frac{k_0}{\pi(\Phi'_0)^{3/2}}, \quad p = -\frac{2k_0}{(\Phi'_0)^{3/2}}, \quad Q = \frac{2}{R_c \Phi'_0}, \quad q = 0.$$

Для начальных данных $R_c = 180$, $R_s = 60$, параметры 1-го порядка $Z_c = 180$, $Z_g = 360$, $M = -1$. Из листинга задачи, приведенного ниже следует, что параметры гауссовой оптики вычисляются с относительной погрешностью 0.001%, коэффициенты aberrаций 3-го порядка с погрешностью порядка 0.01%. При этом полное время процессора с тактовой частотой 2.5 ГГц для решения задачи составляет 0.001 секунды (Рис. 6.2).

6.2. Электронно-оптический затвор «Квант»

Этот электронно-оптический преобразователь инфракрасного диапазона обладает уникальными свойствами. Имея подсветку инфракрасным прожектором для получения высокого контраста изображения, он невидим для постороннего наблюдателя. Кроме того, он обладает функциями дальномера и улучшения качества изображения в задымленных и запыленных средах. Все эти свойства обеспечиваются тем, что прожектор и ЭОП работают синхронно в режиме короткого импульса, поэтому сторонний наблюдатель не обнаруживает прибор из-за малой средней мощности прожектора. В

сечении кроссовера пучка в ЭОП'е поставлена диафрагма с отверстием диаметром 0.1 мм, перед которой располагаются электроды отклоняющей системы. Поскольку разность потенциалов отклоняющей системы и диафрагмы составляет около 5 В, эта система является быстродействующим затвором, который запирает изображение на все время скважности отпирающего импульса. Регулируя время задержки между импульсом прожектора и импульсом отпираания отклоняющей системы, можно определить расстояние до рассматриваемого объекта. Поскольку в течение всего времени скважности отпирающего импульса прибор заперт, на экран не поступают сигналы помех от дыма и пыли на всем пространстве между рассматриваемым объектом и прибором, это повышает качество изображения в мутных средах. Еще одним достоинством этого прибора является высокая разрешающая способность по полю изображения – до 92 штрихов на мм. Это достигается тем, что в пространстве между фотокатодом сферической формы и эквипотенциальной областью от кроссовера пучка до экрана сферической формы расположена мелкоструктурная сетка также сферической формы. Размер ячейки такой сетки равен 5 мкм, а диаметр прутка – 1 мкм, что обеспечивает высокий коэффициент прозрачности сетки для проходящего сквозь нее пучка электронов. В результате, между фотокатодом и сеткой создается поле близкое к полю сферического конденсатора, обладающего весьма малыми искажениями изображения, называемыми аберрациями [18-19]. См. Рис. 6.3.

6.3. ЭОП инфракрасного диапазона «Шторка»

Увеличение контраста и яркости изображения может достигаться введением мелкоструктурной сетки вблизи фотокатода. Регулировка этих параметров достигается изменением потенциала сетки относительно потенциала фотокатода. Один из примеров такого прибора представлен на Рис. 6.4.

6.4. ЭОП ультрафиолетового диапазона «УФИ»

Пример расчета электронно-оптического преобразователя ультрафиолетового диапазона приведен на Рис. 6.5. Фотокатоды для различных диапазонов излучения отличаются химическим составом

мультищелочных напылений, имеющих максимум вторичной эмиссии в нужном диапазоне спектра.

6.5. ЭОП рентгеновского диапазона «БАРС»

При рентгеновском обследовании пациент и врач-рентгенолог получают дозы вредного для здоровья облучения. Если между пациентом и экраном установить усилитель яркости и преобразователь рентгеновского изображения в область видимого спектра, то для получения изображения высокой контрастности можно уменьшить дозу облучения пациента в число раз, равное коэффициенту усиления яркости изображения M . При значении коэффициента M порядка тысячи доза облучения становится сравнимой с уровнем естественного фона. При этом рентгеновское излучение становится безвредным и для врача, поскольку видимое изображение поступает на экран компьютера, находящийся в безопасной комнате.

Геометрия прибора представлена на Рис. 6.6. Фотокатод (показан голубым цветом) находится под нулевым потенциалом, фокусирующие электроды – под потенциалами 1.7 кВ и 4.325кВ, анодная часть под потенциалом 25кВ имеет в передней части мелкоструктурную сетку сферической формы. Такая оптика позволяет достичь высокого качества изображения. Качество фокусировки пучка показано на Рис. 6.7.

Для увеличения яркости изображения в таких приборах нередко используются усилители на микроканальных пластинах [39]-[40]. На одной пластине можно получить усиление яркости в миллион раз, на двух – десятки миллионов. См. Рис. 6.8 – Рис. 6.11.

6.6. Прибор для сканирования быстропротекающих процессов.

Приборы такого типа используются для изучения динамики быстропротекающих процессов, например, химических реакций горения и взрывов [26-30]. Их название на английском языке - “Streak Camera”, на русском – «Лупа времени». См. Рис. 6.12.

6.7. Зеркально-линзовый прибор ночного видения

Электронно-оптический преобразователь в виде очков ночного видения содержит электрод с тормозящим полем, расположенный за экраном. В таком поле электроны фокусируются системой электродов, проходят через отверстие экрана, затем тормозятся встречным полем электронного зеркала до нулевой кинетической энергии, поворачивают обратно и создают изображение объекта на флюоресцентном экране. Подобная оптика позволяет почти вдвое сократить продольный размер прибора. См. Рис. 6.13.

Заключение

Описанный в работе пакет прикладных программ показал высокую эффективность при проектировании широкого класса приборов изображающей электронной оптики. Полный расчет характеристик прибора на основе численно-аналитической модели теории аббераций на современных персональных компьютерах занимает не более одной сотой доли секунды времени работы процессора.

Имеются основания полагать, что введение объемного заряда в существующую модель может позволить рассчитывать на расчет интенсивных пучков заряженных частиц за секунды процессорного времени, в сравнении с десятками минут для ныне широко используемой модели «трубок тока». Столь высокая эффективность метода теории аббераций объясняется тем, что значительная часть времени в модели трубок тока расходуется на вычисление характеристик поля в узлах пространственной сетки и численное интегрирование десятков траекторий заряженных частиц, в то время как в теории аббераций требуется вычисление характеристик поля только на оси прибора и расчет двух параксиальных траекторий гауссовой оптики. Все остальные траектории пучка с учетом угловых и энергетических распределений частиц вычисляются по формулам. Описанию данной методики и пакета прикладных программ будет посвящена наша следующая публикация.

Литература

1. Иванов В.Я. Численное решение интегральных уравнений теории потенциала в задачах электронной оптики. Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук, Вычислительный центр СО АН СССР, Новосибирск, 1975. - 24 с.
2. Хокни Р. У.; Джеймс У. И. (1988). Компьютерное моделирование с использованием частиц. CRC Press. ISBN 0-85274-392-0.
3. Иванов В.Я., Хавин Н.Г. Численный метод расчета характеристик интенсивных пучков релятивистских заряженных частиц. - Новосибирск, 1977. (Препринт/СО АН СССР. Институт ядерной физики, №114). - 22с.
4. Астрелин В.Т., Иванов В.Я. Пакет программ для расчета характеристик интенсивных пучков релятивистских заряженных частиц//Автометрия, 1980, №3. - С.92-99.
5. М.А. Тиунов, Б.М. Фомель, В.П. Яковлев. SAM — интерактивная программа для расчёта электронных пушек на мини-ЭВМ//Препринт 89-159, Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1989. - 66 с.
6. В.Я. Иванов. Методы анализа, оптимизации и синтеза приборов физической электроники. – HmbG: Palmarium Academic Publishing, 2016.
7. Иванов В.Я. "Методы автоматизированного проектирования электронно-оптических систем". Ч.2. Методы решения задач электронной оптики. -Новосибирск: изд-во Института математики, 1986.
8. Иванов В.Я., Методы анализа, оптимизации и синтеза приборов физической электроники. - Hmbg: Palmarium Academic Publishing, 2016. -548 с.
9. V. Ivanov. Computational methods, optimization and synthesis in electron optics.- Hmbg: Palmarium Academic Publishing, 2016.-525 pp.
10. Монастырский М.А, Шелев М.Я. Теория временных aberrаций катодных линз. Препринт ФИАН, N128. М., 1980.
11. Иванов В.Я. Метод анализа трехмерных нестационарных потоков заряженных частиц /В.кн.: «Численный анализ». Тр. Института математики СОАН СССР, Т.15. -Новосибирск, Наука. -1989.-с.172-187.

12. С.Б. Тургия, Е.И. Оглоблина. Комплекс программ диалогового решения многокритериальных задач. - В кн.: Применение случайного поиска. - Кемерово: 1984.- с.46-48.
13. Куликов Ю.А. Об оценке качества изображения катодных линз с учетом аберраций 3-го порядка /Радиотехника и электроника, 1975, Т.20, №6. - С.1249-1254.
14. Монастырский М.А. Функции влияния в задачах оптимизации катодных электронно-оптических систем"/Журнал технической физики, 1978, Т.48, N11.
15. Игнатъев А.Н., Дашевский В.Е., Иванов В.Я., Куликов Ю.В., Оптико-механическая промышленность, вып.16, №10, 1977. - с.2467-2469.
16. Иванов В.Я., Монастырский М.А. Применение функций влияния для расчета катодных электронно-оптических систем с заданными параметрами//Тр. VI Всес. Семинара по числ. методам решения задач электронной оптики. Рязань, 1978.
17. Иванов В.Я., Куликов Ю.В., Монастырский М.А. О применении теории аберраций к задачам электронной оптики катодных линз на основе метода интегральных уравнений//Тр. VI Всес. Семинара по числ. методам решения задач электронной оптики. Рязань, 1978.
18. Иванов В.Я., Игнатъев А.Н., Куликов Ю.В. Расчет параметров катодной линзы с квазисферическим полем//Тр. VI Всес. Семинара по числ. методам решения задач электронной оптики. Рязань, 1978.
19. Дашевский В.Е., Иванов В.Я., Игнатъев А.Н., Куликов Ю.В., Катодная линза с квазисферическим полем, Оптико-механическая промышленность, 11 (1979). -с.41-43.
20. Иванов В.Я., Игнатъев А.Н., Куликов Ю.В. Математическое обеспечение системы «Топаз» //Численные методы решения задач электронной оптики: Сб.научн.тр./АН СССР. Сиб.отд-ние. Вычисл.центр. -Новосибирск, 1979.-С.15-33.
21. Иванов В.Я. Программный комплекс для оптимизации электростатических катодных линз//Тез.докл. VII Всес.конф. по численным методам расчета ЭОС, Новосибирск, 1981.
22. Иванов В.Я., Игнатъев А.Н., Куликов Ю.В. Опыт эксплуатации программного комплекса для расчета катодных ЭОС//Тез.докл. VII Всес.конф. по численным методам расчета ЭОС, Новосибирск, 1981.

23. Иванов В.Я., Куликов Ю.В., Монастырский М.А. Выделение особенностей в методе интегральных уравнений при вычислении осесимметричного потенциала и его производных вблизи границы. В книге «Новые методы расчета электронно-оптических систем». - М.: Наука, 1983. -С.187-191.
24. Игнатъев А.Н., Куликов Ю.В., Иванов В.Я. Модель катодной линзы типа «сферический конденсатор». В книге «Новые методы расчета электронно-оптических систем». -М.: Наука, 1983. - С.131-133.
25. Иванов В.Я., Игнатъев А.Н., Куликов Ю.В. и др., Дефокусировка изображения при малых дефектах осесимметричных катодных линз//Оптико-механическая промышленность, 3 (1983) 7-8.
26. Degtyareva V.P., Ivanov V.Ya., Ignat'ev A.N. et al. Computer-aided design and experimental investigation of high-speed process with electron optical systems: Proc. XIV Int. Congr.on high-speed photography & photonics, Moscow, 14-24 Oct., 1980.-M., 1985.- P.145-150.
27. V. Ivanov, Y.Kulikov, M. Monastyrski. Theoretical and numerical analysis of spatial and temporal spread-functions for emission devices based on aberration theory//Proc. XV Int. conf. of high-speed photography and photonics, Moscow, 26-29 Nov., 1991.
28. V. Ivanov, Y.Kulikov, A. Ignat'ev. Numerical simulations for the parameters of streak cameras with the IBM-compatible computers//Proc. XV Int. conf. ob high-speed photography and photonics, Moscow, 26-29 Nov., 1991.
29. V. Degtyareva , V. Ivanov, Y.Kulikov, M. Monastyrski, M. Stchelev. Temporal analysis for electron converters: computer models of static and dynamic parameters//Proc. XX Int. Congress on High-Speed Photography and Photonics. Victoria, Brit. Columbia, Canada. - 21-25 sep., 1992.
30. V. Degtyareva, A. Ignat'ev, V. Ivanov, Y.Kulikov. Comparative results of two approaches to computer simulation of electron lenses for streak cameras//Proc. XX Int. Congress on High-Speed Photography and Photonics. Victoria, Brit. Columbia, Canada. - 21-25 sep., 1992.
31. V.Ivanov, Y.Kulikov, Computer Models for EOS with MCP, 27-29 May, 2009, Moscow, IX Seminar on Theoretical & Applied Electron & Ion Optics.

32. Иванов В.Я., Куликов Ю.В. Пакет прикладных программ «ОПТИКС-3» для расчета электронно-оптических систем, Всероссийская конференция «Актуальные проблемы вычислительной математики и математического моделирования», 12-15 июня 2012, Новосибирск.
33. Иванов В.Я., Куликов Ю.В. Проблемы вычислительной и прикладной математики в задачах электронной оптики. Международная конференция «Актуальные проблемы вычислительной и прикладной математики – 2014», АМСА-2014, 8-11 июня, 2014, Новосибирск, Россия.
34. V. Ivanov. New Approach in Aberration Theory for Solving of 3D Electron Optic Problems. Int. Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE-2014), 21-26 Sep., 2014, Tomsk, Russia//Известия ВУЗов, сер. Физика, Т57, №11/3, 2014. - с.136-139.
35. Иванов В.Я. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №№ 2025669121. Программа «ОПТИКС-2». 23.07.2025.
36. W. Glaser. Grundlagen der Elektronenoptik, Springer, Vienna, 1952.
37. Hawkes P.W., Kasper E. Principles of electron optics. V.1: Basic geometrical optics.-NY; Acad. Press, 1989.-552p.
38. Hawkes P.W., Kasper E. Principles of electron optics. V.2: Applied geometrical optics.-NY; Acad. Press, 1989.-552p.
39. В. Иванов. Методология компьютерного проектирования микроканальных усилителей. - Новосибирск: Наука, 2019.- 213 с.
40. A. Barnyakov, M. Barnyakov, V. Blinov et al., Development of a picoseconds MCP particle detector, NIM A, 952 (2020) 161831.
41. Evrard R. Catadioptric electron optics using a retarding electrostatic field and its application to the development of short image tubes of very high performance: Proc. 7-th Symp. On photo-electronic image device. - London, 1978.-P.163-167.

В. Я. Иванов, А.А. Окунев

**Алгоритмы и комплекс программ для решения
задач электронной оптики на основе теории аберраций**

Ответственный за выпуск М.В. Кузин

Работа поступила 29.07.2025 г.

Сдано в набор 29.07. 2025 г.

Подписано в печать 1.08. 2025 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1.5 печ.л., 1.2 уч.-изд.л.

Тираж 100 экз. Бесплатно. Заказ № 8

Обработано на РС и отпечатано на
ротапринте «ИЯФ им. Г.И. Будкера» СО РАН
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11