

01;10

Компьютерное проектирование электростатических систем оптики заряженных частиц. Системы со сферическими электродами и мелкоструктурной сеткой

© Л.В. Бадьин, С.К. Дёмин, С.И. Сафронов, Р.П. Тарасов

Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова,
127055 Москва, Россия
e-mail: crabro2@yandex.ru

(Поступило в Редакцию 29 сентября 2010 г. В окончательной редакции 11 января 2011 г.)

Рассмотрены вопросы компьютерного проектирования трехмерных систем оптики заряженных частиц. Приведены результаты моделирования электронно-оптических систем электронно-оптических преобразователей с двумя катодными узлами: сферический катод — плоская мелкоструктурная сетка в качестве ускоряющего электрода и плоский катод — сферическая мелкоструктурная сетка. Отмечены нетехнологичность указанных конструкций и неудовлетворительное по определенным параметрам качество регистрируемого изображения, обусловленное наличием сферических электродов и мелкоструктурной сетки в катодном узле. Проведен численный анализ влияния юстировки конструкции на качество регистрируемого изображения.

Введение

Построение трехмерных математических моделей, существенно воспроизводящих реальные образцы, с последующим их численным анализом на компьютере является трудной, но реализуемой задачей для значительного числа многоэлементных систем оптики заряженных частиц. Последнее означает, что компьютерное проектирование становится неотъемлемой составляющей процесса разработки, производства и эксплуатации современных систем оптики заряженных частиц, поскольку построение трехмерных компьютерных макетов позволяет в реальное время исследовать десятки вариантов конструкции искомой системы, не прибегая при этом к созданию опытных образцов, оценить те характеристики системы, измерение которых либо трудоемко, либо невозможно с требуемой точностью, и значительно расширить границы поиска наиболее технологичной и надежной в эксплуатации конструкции с близкими к требуемым параметрами. Ниже рассмотрены вопросы компьютерного проектирования электронно-оптических систем (ЭОС) электронно-оптических преобразователей (ЭОП). Разработанные пакеты программ могут быть использованы для проектирования многих других ионных и электронных приборов.

К наиболее существенным факторам, определяющим структуру изображения в эмиссионных системах, относятся процессы фокусировки и развертки изображения, диафрагмирование и юстировка конструкции. Влияние развертки изображения и диафрагмирования на качество передаваемого ЭОС изображения было рассмотрено в работах [1–4]. Во время анализирующих ЭОС роль фокусирующих систем и юстировки конструкции, имеющих первостепенное значение для приборов с покадровой съемкой, существенно возрастает, что будет представлено в этой работе на основе компьютерного анализа соответствующих базовых конструкций ЭОС.

Компьютерная модель систем оптики заряженных частиц

Математические модели, описывающие различные системы оптики заряженных частиц, как необходимый компонент включают описание индуцированных в системе электромагнитных полей и траекторий движения в этих полях заряженных частиц. Вследствие этого математические модели, используемые в случае таких систем, в основе своей достаточно близки, а различия обусловлены назначением конкретных систем, их выходными характеристиками. Это позволяет создавать компьютерные макеты разных по назначению систем оптики заряженных частиц в рамках единого пакета программ. В качестве примера можно привести электронно-оптические системы, рентгеновские и нейтронные трубки.

Компьютерная модель ЭОС включает три взаимосвязанные последовательно решаемые задачи: полевую задачу, т. е. задачу определения электромагнитного поля ЭОС, траекторный анализ или задачу определения эмиттируемых с катода траекторий электронов в поле ЭОС и обработку результатов траекторного анализа для характеристики качества передаваемого ЭОС изображения. Поскольку используемая здесь компьютерная модель ЭОС в своем развитии не претерпела принципиальных изменений в сравнении с моделью, подробно представленной в [1–4], ограничимся кратким ее описанием.

1. Полевая задача

Будем полагать, что электроды искомой ЭОС S_i находятся под заданными потенциалами V_i , $i = 1, 2, \dots, N$, и образуют многосвязную поверхность S в трехмерном

пространстве R^3 :

$$S = \bigcup_{i=1}^N S_i, \quad S_i \cap S_j = \emptyset, \quad i \neq j. \quad (1)$$

В этом случае в ЭОС индуцируется потенциальное электростатическое поле $\mathbf{E} = -\text{grad } \varphi(x)$, $x(x^1, x^2, x^3) \in R^3$, потенциал которого $\varphi(x)$ удовлетворяет уравнению Лапласа с условиями Дирихле на S :

$$\Delta\varphi(x) = 0, \quad x \in R^3 \setminus S, \quad \varphi(x) = \sum_{i=1}^N \chi_{S_i}(x)V_i, \quad x \in S, \quad (2)$$

где $\chi_{S_i}(x)$ — характеристическая функция множества точек поверхности S_i . Решение краевой задачи (2) допускает представление в виде потенциала простого слоя

$$\varphi(x) = \int_S \frac{u(x_1)}{|x - x_1|} d\mu(x_1), \quad x \in R^3 \setminus S, \quad (3)$$

с плотностью $u(x)$, $x \in S$, удовлетворяющий граничному интегральному уравнению I рода

$$[\text{Au}](x) = f(x), \quad [\text{Au}](x) = \int_S \frac{u(x_1)}{|x - x_1|} d\mu(x_1),$$

$$f(x) = \sum_{i=1}^N \chi_{S_i}(x)V_i, \quad (4)$$

где $d\mu(x)$ — сужение элемента евклидова объема на поверхность S , а $|x - x_1|$ является евклидовым расстоянием между точками x и x_1 . Следовательно, электростатическое поле системы S экранов будет определено, если построено решение граничного интегрального уравнения (4). Подчеркнем, что рассматриваются трехмерные электростатические поля.

Для электростатических систем в значительной мере общего вида [1–6] быстрые и высокоточные алгоритмы численного решения полевых задач могут быть построены в рамках метода конечных групп (МКГ), использующего локальные симметрии подсистем исходной системы и процедуру итерационной сшивки. Базовые конструкции МКГ приведены в работе [6], список работ по МКГ — в [3,6], более полный список работ по МКГ и его приложениям — в работе [7].

Численное решение уравнения (4) строится в рамках МКГ на основе конечных групп симметрий, разрывно действующих на поверхностях S_i , инвариантности операторов $A_{ii} = \chi_{S_i}(x) A \chi_{S_i}(x)$ (сужение A на S_i) к преобразованиям данных групп и метода верхней релаксации.

2. Траекторный анализ

Траектории заряженных частиц в электростатическом поле описываются системой обыкновенных дифференци-

альных уравнений с заданными начальными условиями

$$\frac{d}{dt} \left(m \frac{dr}{dt}(x, t) \right) = -e \nabla \varphi(x), \quad \mathbf{r}(x, 0) = \mathbf{r}_0, \quad \dot{\mathbf{r}}(x, 0) = \dot{\mathbf{r}}_0, \quad (5)$$

где \mathbf{r} — радиус-вектор частицы массы m и заряда e , $\dot{\mathbf{r}}$ — вектор скорости, t — пролетное время. Начальные условия для входного потока частиц известны, если заданы соответствующие функции распределения начальных скоростей по величине и направлению. Последнее имеет место в модельных задачах, когда входной поток частиц допускает аналитическое или дискретное описание, либо получен расчетным путем в рамках определенной модели. Для реальных систем полная информация о функциях распределения обычно отсутствует, например, в случае эмиссионных систем функции распределения являются индивидуальными характеристиками катода и обычно определяются экспериментально. Таким образом, возникает задача формирования входного потока частиц, исходя из имеющейся информации.

Пусть P — точка вылета электронов с катода (точечный эмиттер). При моделировании традиционно полагается, что вероятность вылета частицы в телесном угле $d\omega$ под углом θ к нормали n_p пропорциональна $\cos^k \theta d\omega$, $k = 1, 2, 3, \dots$ ($k = 1$ соответствует закону Ламберта). Вводя в точке P локальную сферическую систему координат (W, θ, ψ) и полагая

$$\bar{\psi}_j = (j - 1)\Delta\psi, \quad \Delta\psi = \frac{2\pi}{N_\psi}, \quad j = 1, 2, \dots, N_\psi,$$

соответствующим выбором углов $\bar{\theta}_i$, $i = 1, 2, \dots, N_\theta$, формируем моноэнергетический пучок из N ($N = N_\theta N_\psi$) равновероятных траекторий с энергией вылета W . Далее, при заданной плотности распределения энергии вылета $p(W)$

$$\int_0^\infty p(W) dW = 1, \quad w_k = \int_{W_k}^{W_{k+1}} p(W) dW,$$

$$\bar{W}_k = \int_{W_k}^{W_{k+1}} W p(W) dW,$$

где $\{w_k\}$ — весовые коэффициенты, отвечающие энергиям вылета $\{\bar{W}_k\}$, $k = 1, 2, \dots, N_W$, сформируем пучок $\{\bar{w}_n, \bar{W}_k, \bar{\theta}_i, \bar{\psi}_j\}$ из N ($N = N_W N_\theta N_\psi$) траекторий с энергиями вылета \bar{W}_k , углами вылета $\bar{\theta}_i$ и $\bar{\psi}_j$, весовыми энергетическими коэффициентами

$$\bar{w}_n = w_{kij} = \frac{w_k}{N_\theta N_\psi}, \quad k = 1, 2, \dots, N_W,$$

$$i = 1, 2, \dots, N_\theta, \quad j = 1, 2, \dots, N_\psi.$$

Протяженные источники формируются из описанных точечных эмиттеров с учетом функции плотности входного потока частиц.

Численное интегрирование уравнений движения (5) проводится стандартной процедурой метода Рунге–Кутты четвертого порядка.

3. Изображение источника

Свойства изображения будем изучать на определенной поверхности s — экран заданной формы, поверхность изображения, некоторая секущая плоскость и т.д., при этом электроны из точки катода P собираются на некотором сегменте d_{S_p} поверхности s .

Пусть (τ^1, τ^2, τ^3) — система ортогональных координат, выбранная таким образом, что поверхность s является частью координатной поверхности $\tau^3 = \text{const}$. В этом случае каждая траектория пучка электронов $\{r_i(\tau)\}$, $i = 1, 2, \dots, N$, из точки катода P на s характеризуется координатами $\tau_i = \{(\tau_i^1, \tau_i^2)\}$ весомым энергетическим коэффициентом \bar{w}_i . Тогда центр рассеяния $\bar{\tau} = (\tau^1, \tau^2)$ элементарного пучка и среднеквадратичное отклонение σ (покоординатно $\sigma^{(\tau^k)}$, $k = 1, 2$) от центра тяжести определяются по формулам

$$\tau^k = \sum_{i=1}^N \tau_i^k \bar{w}_i, \quad \sigma^{(\tau^k)} = \left(\sum_{i=1}^N (\tau_i^k - \tau^k)^2 \bar{w}_i \right)^{1/2},$$

$$k = 1, 2, \quad \sigma = \left(\sum_{i=1}^N |\tau_i - \bar{\tau}|^2 \bar{w}_i \right)^{1/2}, \quad (6)$$

где символ $|\dots|$ означает соответствующее расстояние.

Среднеквадратичное отклонение σ от центра тяжести $\bar{\tau}$ пучка электронов дает представление, и в определенных случаях достаточно точное (осесимметричные ЭОС), только о площади пятна рассеяния (сегмента d_{S_p}). В свою очередь, форму и структуру изображения источника P (точечного или протяженного) на s наиболее полно характеризует дискретная функция рассеяния $S_p(i, j)$.

На приемник s нанесем сетку $\Omega(M_1, M_2)$,

$$\Omega(M_1, M_2) = \bigcup_{i,j} \omega_{ij}, \quad (7)$$

где M_1 и M_2 — заданные целые числа, $i = 1, 2, \dots, M_1$, $j = 1, 2, \dots, M_2$, а ω_{ij} — элементарная ячейка (треугольник, прямоугольник, сектор и т.д.) площади $\Delta\omega_{ij}$. Дискретную функцию рассеяния $S_p(i, j)$ источника P и s определим следующим образом:

$$S_p(i, j) = \frac{1}{\Delta\omega_{ij}} \sum_{k,m} I(P_k) \bar{w}_m \chi_{\omega_{ij}}(r_{km}(\tau)), \quad \tau \in s,$$

$$i = 1, 2, \dots, M_1, \quad j = 1, 2, \dots, M_2, \quad (8)$$

где $r_{km}(\tau)$ — m -ая траектория с весомым энергетическим коэффициентом \bar{w}_m пучка из точечного эмиттера P_k , $I(P_k)$ — плотность потока частиц, $\chi_{\omega_{ij}}$ — характеристическая функция множества точек ω_{ij} .

Дискретные функции рассеяния $S_p(i, j)$ в достаточной мере характеризуют пространственную структуру пучка электронов (элементарного или суммарного), однако выделение всей информации о структуре пучка, содержащейся в указанных функциях, возможно только при

использовании соответствующих цифровых фильтров. Ниже цифровая обработка вычисленных функций рассеяния $S_p(i, j)$ осуществляется на основе разделенных адаптивных цифровых фильтров двумерных или одномерных сигналов, использующих дискретные В-сплайны. Сглаживающая фильтрация проводится в итеративном режиме: вначале задается дискретный масштабирующий В-сплайн с последующей обостряющей цифровой фильтрацией на основе итерационного процесса [8].

В заключение отметим, что функции рассеяния $S_p(i, j)$ характеризуют пространственную структуру пучка электронов и позволяют оценить именно пространственное разрешение анализируемого прибора в заданном направлении, например, по критерию Релея. В то же время в рассматриваемой счетной модели ЭОС траектории электронов являются функциями как координат, так и времени. Следовательно, от $S_p(i, j)$ можно перейти к рассмотрению функций рассеяния $S_p(i, j, t)$, и тем самым получить оценку временной разрешающей способности прибора.

4. Временное разрешение электронно-оптической системы

Пусть $\{t_i\}$ — время прилета пучка электронов $\{r_i(\tau, t)\}$, $i = 1, 2, \dots, N$, из точки катода P на s , где s — в данном случае экран либо секущая плоскость на входе в отклоняющие пластины. Тогда центр рассеяния по времени элементарного пучка \bar{t} и временное среднеквадратичное отклонение σ_t от центра тяжести \bar{t} определяются по формулам

$$\bar{t} = \sum_{i=1}^N t_i \bar{w}_i, \quad \sigma_t = \left(\sum_{i=1}^N |t_i - \bar{t}|^2 \bar{w}_i \right)^{1/2}. \quad (9)$$

Среднеквадратичное отклонение по времени σ_t обычно называют физическим временным разрешением системы. Далее, пусть $\sigma_x(U_R)$ — пространственное разрешение по временной оси (в направлении развертки), U_R — потенциал на отклоняющих пластинах, V — скорость развертки на экране, тогда техническое временное разрешение t_d системы определим по формуле

$$t_d = \frac{\sigma_x(U_R)}{V}. \quad (10)$$

Пространственное разрешение по временной оси $\sigma_x(U_R)$ определяется из формул (6) либо, что существенно точнее, по критерию Релея с использованием соответствующих функций рассеяния.

Временное разрешение системы T_S , исходя из соотношений (9), (10), можно определить следующим образом:

$$T_S = \left(\frac{\sigma_t^2(U_R) + t_d^2}{2} \right)^{1/2}, \quad (11)$$

при этом предельное временное разрешение системы T_{\min} будем иметь при $U_R = 0$, т.е. при заземленных

пластинах развертки изображения. Такой алгоритм определения временного разрешения системы близок к описанному в начале следующего раздела аналитико-экспериментальному подходу определения предельного временного разрешения.

Более полное представление как о пространственном, так и временном разрешении электронно-оптической системы можно получить при рассмотрении пространственно-временных функций рассеяния $S_p(i, j, t_i)$ точечного источника P . Вместе с тем перспективнее представляется несколько другой подход, учитывающий и скорость развертки изображения.

Каждая траектория пучка электронов $\{r_i(\tau, t)\}$, $i = 1, 2, \dots, N$, из точки катода P на s характеризуется координатами $\{(\tau_i^{(1)}, \tau_i^{(2)}, t_i)\}$ и $t(U_R)$ — центр рассеяния пучка по времени (9). Пусть координатная ось $\tau^{(2)}$ совпадает с временной осью (с направлением развертки), тогда от пучка $\{r_i(\tau, t)\}$ можно перейти к его пространственному аналогу $\{\hat{r}_i(\tau)\}$ с учетом скорости развертки изображения V :

$$r_i\{(\tau_i^{(1)}, \tau_i^{(2)}, t_i)\} \rightarrow \hat{r}_i\{(\tau_i^{(1)}, \tau_i^{(2)} + [t(U_R) - t_i]V)\}. \quad (12)$$

Искомую пространственно-временную функцию рассеяния $S_{PT}(i, j)$ точечного или протяженного источника P определим теперь согласно выражению (8), в котором от траекторий $\{r_{km}(\tau)\}$ перейдем, согласно (12), к траекториям $\{\hat{r}_{km}(\tau)\}$.

Анализ построенной функции рассеяния $S_{PT}(i, j)$ позволяет получить полное представление как о пространственном разрешении ЭОС вдоль оси $\tau^{(1)}$, так и о временном разрешении системы. Кроме того, функция рассеяния $S_{PT}(i, j)$ содержит полезную информацию и для компьютерного проектирования новых времяанализирующих ЭОС.

В заключение отметим, что функция рассеяния источника $S_{PT}(i, j)$ может быть вычислена непосредственно и более точно. Для этого от стационарной модели требуется перейти к квазистационарной модели, а именно, задать зависимость потенциала развертки изображения $U_R(t)$ в явном виде и на каждом шаге по времени интегрирования уравнений движения (5) производить пересчет электростатических полей. Последнее не потребует существенного увеличения объема вычислений, если для задачи (4) построить базис пространства ее решений, размерность которого равна числу электродов.

Описанная выше математическая модель была реализована в виде пакета „СЭОС“ (Симметрия электронно-оптических систем) компьютерного проектирования ЭОС с осевой симметрией и библиотеки прикладных программ „СЭОС-3D“ численного анализа систем с произвольной пространственной ориентацией электродов, представляющих собой поверхности вращения, каскады отклоняющихся пластин, щелевые диафрагмы, мелкоструктурные сетки и некоторые другие.

Системы фокусировки электронного изображения времяанализирующих электронно-оптических преобразователей

При разработке ЭОС времяанализирующих ЭОП предельное временное разрешение T оценивают в гауссовом приближении

$$T = \left(\frac{T_d^2 + T_v^2}{2} \right)^{1/2}, \quad (13)$$

где для дисперсии T_d — времени пролета фотоэлектронов, эмиттируемых с разными скоростями v_e (Δv_e — ширина на полувысоте распределения модуля скоростей), можно записать

$$T_d = \frac{m \Delta v_e}{e E}, \quad (14)$$

где E — напряженность электростатического поля в прикатодной области.

В свою очередь, если μ — ширина на полувысоте пространственной характеристики (пространственное разрешение) по временной оси (направление развертки) при работе в динамическом режиме, V — скорость развертки на экране, то

$$T_v = \frac{\mu}{V}. \quad (15)$$

Из (13)–(15) следует, что увеличение напряженности электрического поля в прикатодной области и повышение пространственного разрешения по оси времени приводят к улучшению временного разрешения системы. Конструктивно реализовать последнее (увеличить E и уменьшить μ) можно различными способами, чем и обусловлено некоторое разнообразие ЭОС времяанализирующих ЭОП.

1. Системы фокусировки электронного изображения со сферическими элементами и мелкоструктурной сеткой

Высокое временное и пространственное разрешение в известных ЭОП с осесимметричными системами фокусировки изображения в первую очередь обеспечивается мощными электростатическими полями сферической структуры, генерируемыми в области катод–сетка, при этом мелкоструктурная сетка является частью ускоряющего электрода и в значительной мере экранирует прикатодную область от остальной части ЭОС (катодный узел). Высокая напряженность электростатического поля в катодном узле достигается за счет малого расстояния катод–сетка (~ 2 mm) и большой разности потенциала (5–10 kV) между катодом и ускоряющим электродом. Кроме того, сферическая структура полей, при которой эквипотенциали поля в прикатодной области в сечении, содержащем оптическую ось, представляют

Основные параметры на экране ЭОС

№	U_k, U_y, U_f, U_a (kV)	Параметр	0	1	2	3	4	5	Z_c	R_c
1	0	σ_x	0.015	0.002	0.003	0.004	0.006	0.009	73.8	0.70
	4.667	σ_y	0.015	0.016	0.018	0.017	0.022	0.023		
	1.5	σ	0.021	0.016	0.019	0.017	0.023	0.025		
	10	σ_i	2.0	2.1	2.2	2.1	2.4	2.1		
		M	—	2.43	2.43	2.43	2.44	2.45		
2	0	σ_x	0.012	0.009	0.007	0.004	0.001	0.007	73.1	0.58
	4.667	σ_y	0.012	0.012	0.014	0.014	0.011	0.019		
	1.53	σ	0.016	0.015	0.016	0.015	0.012	0.020		
	10	σ_i	2.4	2.5	2.4	2.8	2.3	1.54		
		M	—	2.46	2.47	2.47	2.48	2.48		

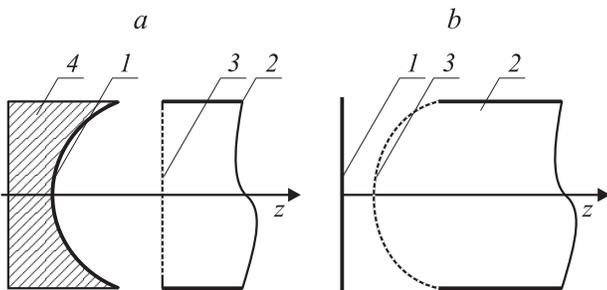


Рис. 1. Катодные узлы: *a* — со сферическим катодом и плоской сеткой, *b* — с плоским катодом и сферической сеткой. 1 — катод, 2 — ускоряющий электрод, 3 — сетка, 4 — сферизованная волоконно-оптическая пластина.

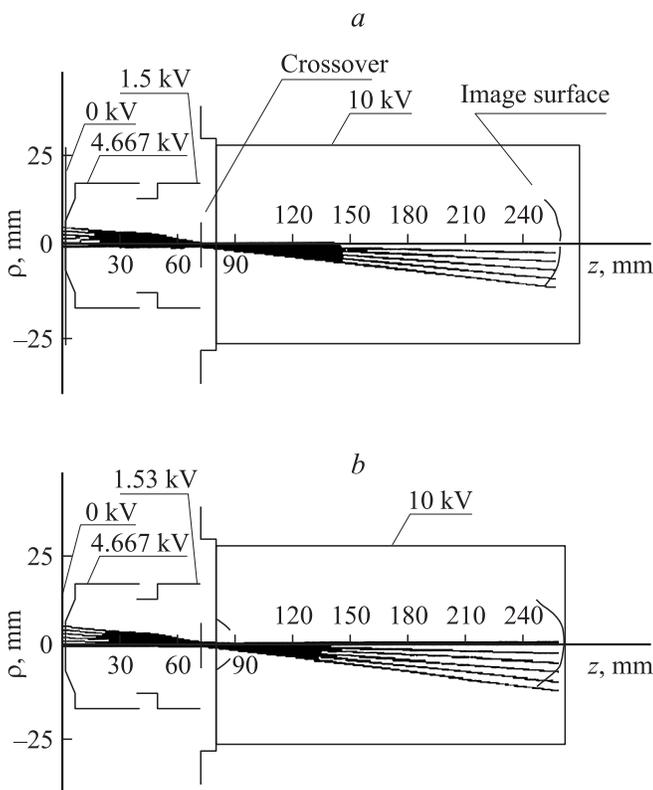


Рис. 2. Вид траекторий в электронно-оптической системе со сферическим катодом (*a*), со сферической сеткой (*b*).

собой дуги окружностей, позволяет добиться высокого качества фокусировки электронного изображения.

Для генерации электростатических полей указанной структуры используются катодные узлы со сферическим фотокатодом и плоской мелкоструктурной сеткой (см. рис. 1, *a*) либо с плоским фотокатодом и сферической мелкоструктурной сеткой (см. рис. 1, *b*), где на рис. 1 приняты обозначения: 1 — фотокатод, 2 — ускоряющий электрод, 3 — мелкоструктурная сетка, 4 — сферизованная волоконно-оптическая пластина. Результаты компьютерного анализа ЭОС с катодными узлами, изображенными на рис. 1, приведены на рис. 2 соответственно. Именно, на рис. 2 в плоскости, содержащей оптическую ось и луч из центра катода, где расположены точечные эмиттеры, кроме образующих электродов ЭОС визуализованы проекции электронов из эмиттеров с радиальной координатой ρ : $\rho_i = i$, $i = 0, 1, \dots, 5$ mm, на эту плоскость, положение кроссовера (вертикальная черта) и образующая поверхности изображения. Соответственно в таблице приведены основные характеристики изображения на плоском экране (экран на расстоянии 257 mm от катода) для этих систем (1 — сферический катод, 2 — сферическая сетка), а именно, пространственное среднеквадратичное отклонение $\sigma(\rho)$, $\sigma_x(\rho)$ в направлении временной оси и $\sigma_y(\rho)$ в ортогональном направлении, временное среднеквадратичное отклонение $\sigma_t(\rho)$ и коэффициент масштабирования (увеличения) $M(\rho)$, положение Z_c на оптической оси Oz кроссовера и его радиус R_c .

Здесь и далее значения σ , σ_x , σ_y , Z_c и R_c даны в миллиметрах (mm), σ_t — в пикосекундах (ps), а U_k , U_y , U_f и U_a — потенциалы (в киловольтах (kV)) катода, ускоряющего электрода, фокусирующего электрода и анода соответственно.

При компьютерном проектировании изображенных на рис. 2 систем мелкоструктурная сетка моделировалась как сплошной электрод, прозрачный для электронов. На рис. 3 в координатной плоскости (ρ, z) , $\varphi = \text{const}$, содержащей оптическую ось, визуализовано распределение линий равного уровня потенциала электростатического поля, индуцируемого в катодных узлах ЭОС, представленных на рис. 2, а именно, рис. 3, *a* соответ-

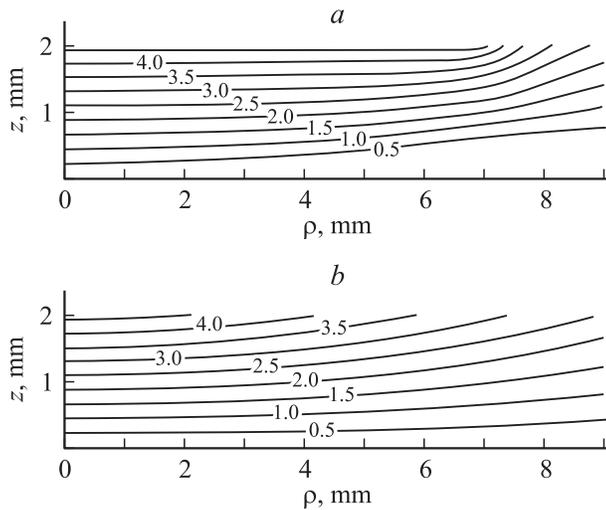


Рис. 3. Вид эквипотенциалей электростатического поля в прикатодной области электронно-оптической системы: *a* — сферический катод, *b* — сферическая сетка.

ствует катодному узлу первой системы со сферическим катодом (рис. 2, *a*), рис. 3, *b* — системе со сферической сеткой (рис. 2, *b*).

Таким образом, компьютерный анализ показывает, что осесимметричные ЭОС фокусировки изображения с описанными выше катодными узлами (рис. 1) принципиально позволяют получить высокое пространственное (от 501 p/mm) и временное (от 601 p/mm по оси времени с временной дисперсией порядка 2.5 ps) разрешение во время анализирующих ЭОП. В то же время конструктивные особенности таких систем, обусловленные наличием мелкоструктурной сетки, сферического электрода в катодном узле, малым расстоянием катод–сетка при значительной величине разности потенциала катод–ускоряющий электрод, порождают и недостатки рассматриваемых систем, основными из которых являются сложность изготовления, возможность электрического пробоя и неудовлетворительное по определенным параметрам качество регистрируемого изображения. Кроме того, изображенные на рис. 2 системы имеют один режим фокусировки изображения — тормозной ($U_y > U_f$), при этом коэффициент масштабирования $M \approx 2.5$.

Наличие сферического катода (рис. 1, *a*) приводит к необходимости использования сферизованной волоконно-оптической пластины, толщина которой увеличивается от центра к краю, что, как известно, вызывает существенную неравномерность яркости изображения.

Сферическая мелкоструктурная сетка (рис. 1, *b*), кроме сложности ее изготовления, подвержена деформациям при эксплуатации прибора, а из-за сферичности сетки даже малые деформации приводят к неустраняемым искажениям изображения. Более того, ниже будет показано, что малые деформации плоской сетки, более

удаленной от катода, чем сферическая, также вызывают существенные искажения изображения.

Малое расстояние катод–сетка в рассматриваемых ЭОС (рис. 2) обуславливает зависимость коэффициента пропускания сетки от положения точечного эмиттера на катоде, что вызывает существенную неоднородность яркости изображения — участки катода, соответствующие проекции сетки на катод, имеют существенно меньшую освещенность в изображении, вплоть до появления темных пятен. Последнее объясняется тем, что, несмотря на расширение электронных пучков при удалении от катода в области катод–сетка, при малом расстоянии катод–сетка характерный поперечный размер пучков сравним или же существенно меньше толщины прутка сетки, т. е. элементарный пучок электронов из точечного эмиттера может полностью осесть на прутке сетки.

2. Мелкоструктурная сетка

Для иллюстрации сказанного выше и установления соответствия между электродом–сеткой, моделируемой как прозрачный электрод, и реальной мелкоструктурной сеткой, прозрачный сферический электрод в системе на рис. 2, *b* был заменен кольцеобразной сеткой, состоящей из отдельных колец заданной ширины и расположенных на фиксированном расстоянии друг относительно друга. В рамках данной модели исследовались параметры электронно-оптической системы (включая и коэффициент пропускания сетки) для сеток с реальным шагом и реальной толщиной прутка, проводилось сравнение полученных результатов со случаем прозрачного электрода.

Для сетки с шагом 200 μm , шириной кольца 50 μm (200×50), сетки с шагом 100 μm , шириной кольца 25 μm (100×25) и сетки (20×10) на рис. 4, 5 приведены графики зависимости коэффициента пропускания сетки $k(\rho)$ (рис. 4) и среднеквадратичного отклонения $\sigma_s(\rho)$ (рис. 5) от положения точечного эмиттера ρ

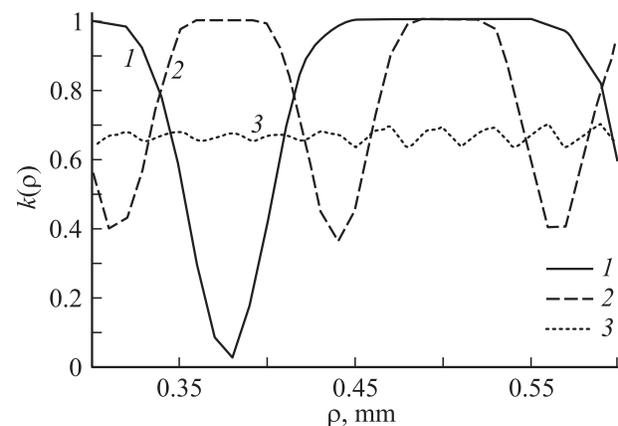


Рис. 4. Зависимости коэффициента пропускания сетки k от положения точечного эмиттера ρ на фотокатоде. Параметры сетки (шаг и ширина кольца): 1 — 200×50 , 2 — 100×25 , 3 — $20 \times 10 \mu\text{m}$.

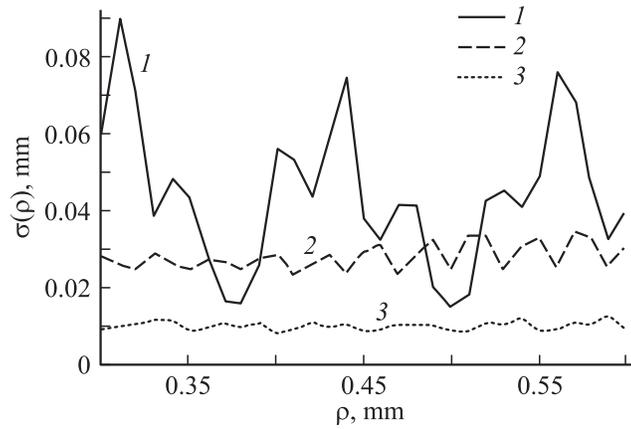


Рис. 5. Зависимости среднеквадратичного отклонения σ_s от положения точечного эмиттера ρ на фотокатоде. Параметры сетки (шаг и ширина кольца): 1 — 100×25 , 2 — $20 \times 10 \mu\text{m}$, 3 — прозрачный электрод.

на фотокатоде. Отметим, что выбран участок катода, соответствующий проекции двух близлежащих колец сетки (200×50) на катод.

Нетрудно видеть (рис. 4), что сетка (200×50) практически полностью экранирует некоторые участки фотокатода ($k \approx 0$), в то же время при $k = 1$ значения $\sigma_s(\rho)$ близки к среднеквадратичному отклонению $\sigma_y(\rho)$, отвечающему модели с прозрачным сферическим электродом. В свою очередь, уменьшение шага и ширины кольца сетки в два раза (100×25) приводит к сглаживанию графика $k(\rho)$ (рис. 4), а именно, остается существенная неравномерность яркости изображения, но практически исчезают темные пятна ($k(\rho) > 0.34$). И наконец, мелкоструктурная сетка (20×10) обеспечивает достаточно равномерную освещенность экрана с относительно хорошим коэффициентом пропускания $k \approx 0.65$ (рис. 4).

Пространственное разрешение системы $\sigma_s(\rho)$ находится еще в большей зависимости от положения точечного эмиттера и вида сетки, чем коэффициент пропускания $k(\rho)$, а именно в случае сетки (100×25) график $\sigma_s(\rho)$ (рис. 5) существенно неоднороден, при этом значения $\sigma_s(\rho) \in [0.02, 0.09]$. Понятно, что производить прибор с такими характеристиками не имеет смысла. В свою очередь, мелкоструктурная сетка (20×10) обеспечивает достаточно равномерное разрешение на рассматриваемом участке экрана $\rho \in [0.3, 0.6]$, однако следует подчеркнуть, что полученное пространственное разрешение $\sigma_s(\rho)$ практически в три раза хуже разрешения $\sigma_y(\rho)$ модели с прозрачным для электронов электродом ($\sigma_s(\rho) \geq 3\sigma_y(\rho)$, рис. 5, кривая 3). Дальнейшее уменьшение шага и ширины кольца сетки приводит к некоторой стабилизации значений функций $k(\rho)$ и $\sigma_s(\rho)$:

$$0.55 < k(\rho) < 0.65, \quad \sigma_s(\rho) \approx 2.2\sigma_y(\rho),$$

т.е. переход от модели прозрачного электрода к модели кольцеобразных сеток при минимизации шага и ширины

колец последних до $6 \times 4 \mu\text{m}$ минимум в два раза уменьшает яркость изображения и пространственное разрешение рассматриваемой ЭОС (рис. 2, b). Кроме того, практическое использование столь мелких сеток сопряжено с определенными технологическими сложностями, особенно в случае сферических сеток.

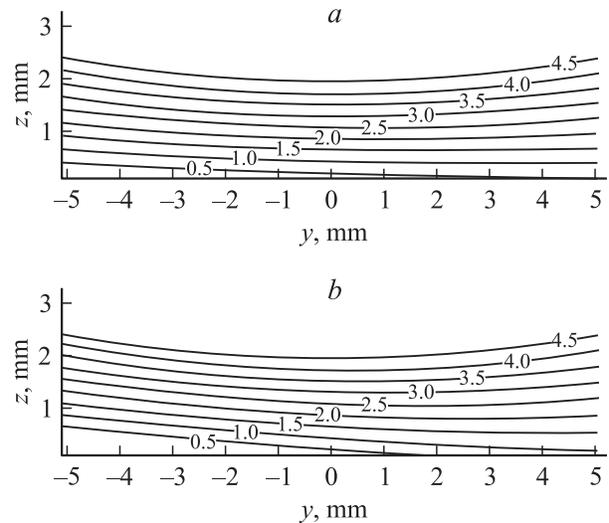


Рис. 6. Распределение линий равного уровня потенциала: а — $\theta = 2^\circ$ и б — $\theta = 5^\circ$.

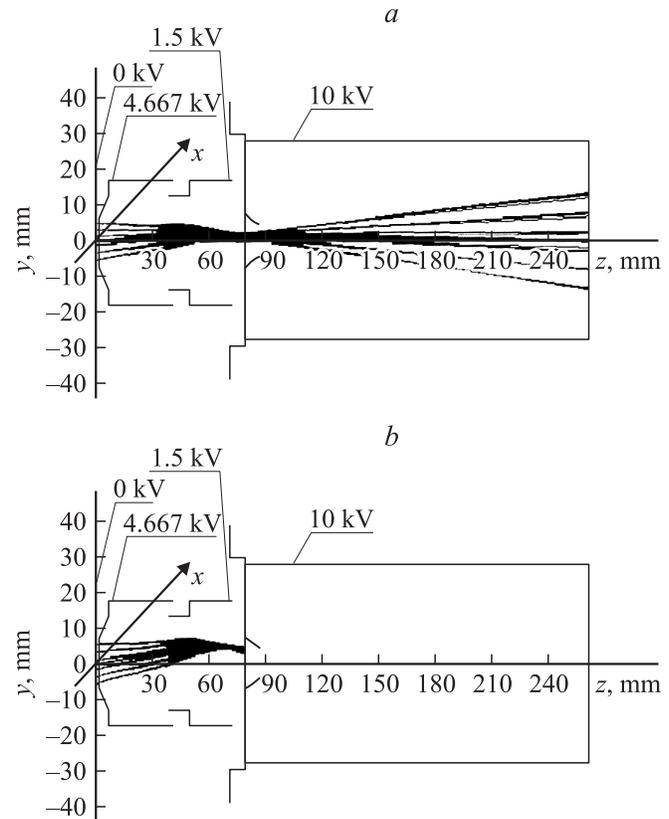


Рис. 7. Вид пучков электронов $y'(\text{mm}) = -5, -3, -1, 0, 1, 3, 5$, $x'(\text{mm}) = 0$ при углах поворота катода: а — $\theta = 2^\circ$ и б — $\theta = 5^\circ$.

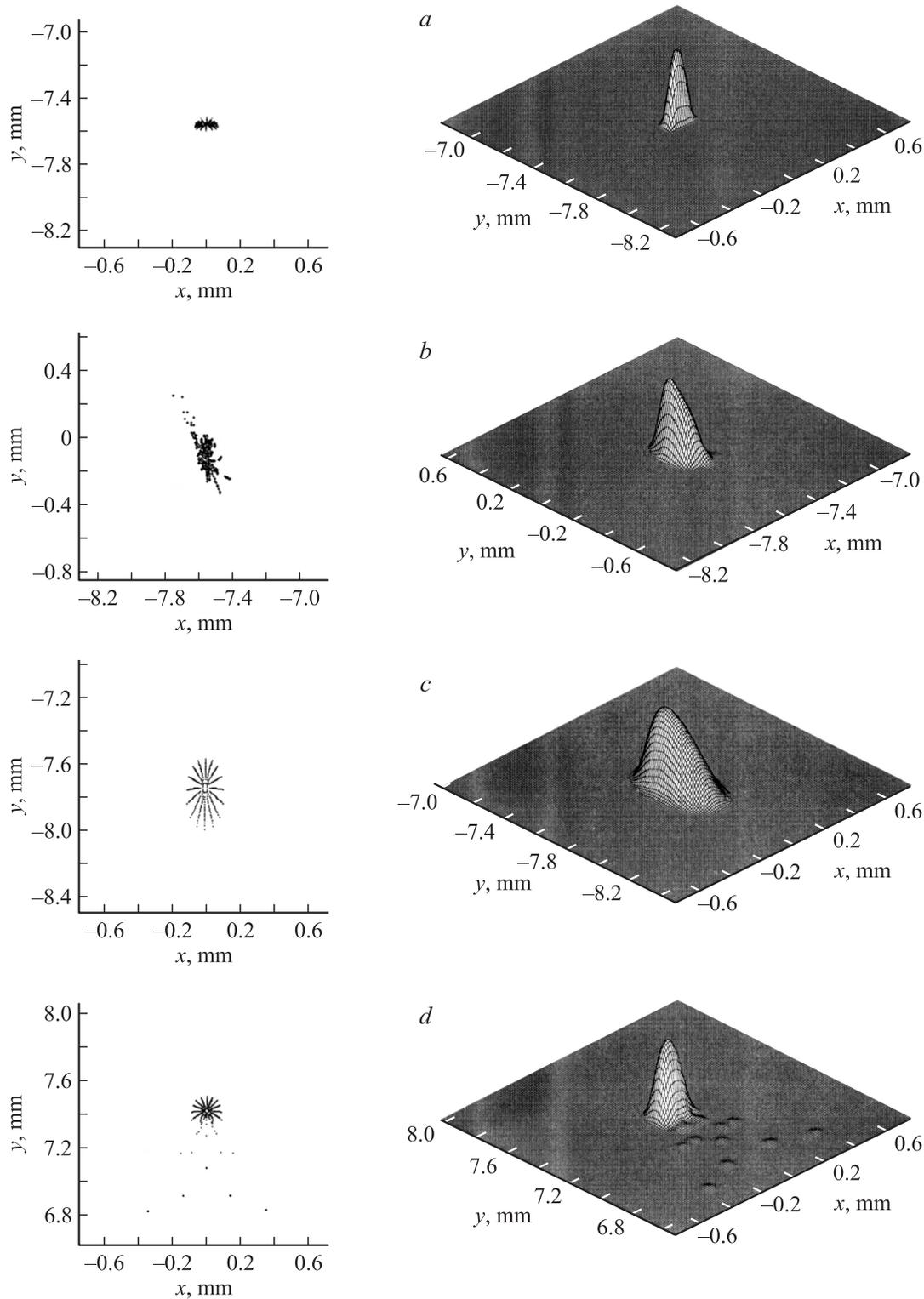


Рис. 8. Изолинии и значения функции рассеяния S_p для точек вылета (x', y') : $\theta = 0^\circ$, $(0, 3)$ — *a*; $\theta = 2^\circ$, $(3, 0)$ — *b*; $(0, 3)$ — *c*; $(0, -3)$ — *d*.

В заключение отметим существенную зависимость и временного разрешения системы $\sigma_t(\rho)$ от положения точечного эмиттера и вида сетки, а именно приемле-

мое предельное временное разрешение порядка 3.5 ps также достигается на сетках достаточно мелкой структуры.

Компьютерный анализ влияния неточности сборки на выходные параметры ЭОС

Рассмотрим зависимость характеристик ЭОС с плоским катодом и сферической сеткой (рис. 2, *b*) от малых углов θ наклона катода. Пусть $Oxyz$ и $Ox'y'z'$ — глобальная и локальная (связанная с катодом) декартовы системы координат, помещенные в центр катода, при этом ось Oz (Oz') совпадает с оптической осью (осью симметрии) системы на рис. 2, *b*. Без смещения центра катода будем поворачивать последний относительно оси Ox (Ox') так, чтобы угол между осями Oz и Oz' (Oy и Oy' соответственно) составил θ градусов.

На рис. 6 визуализировано распределение линий равного уровня потенциала электростатического поля ЭОС в прикатодной области при углах наклона катода $\theta = 2^\circ$ (*a*) и $\theta = 5^\circ$ (*b*) в сечении yOz , при этом деформация электростатического поля, вызванная наклоном катода, заметна уже при $\theta = 2^\circ$ (см. рис. 3, *b*).

Далее, на рис. 7 приведены проекции на плоскость yOz пучков электронов, эмиттируемых из точек катода $y'(\text{mm}) = -5, -3, -1, 0, 1, 3, 5$, $x' = 0$, отвечающие углам поворота катода $\theta = 2^\circ$ (рис. 7, *a*) и $\theta = 5^\circ$ (рис. 7, *b*) соответственно. Численный анализ показал, что при наклоне катода на угол θ , превышающий 5° , траектории пучков электронов не проходят в анодную камеру независимо от положения точечных эмиттеров (см. рис. 7, *b*, эмиттер $P(0, 0)$). Незначительное виньетирование начинается при наклоне катода на угол $\theta = 2^\circ$.

Наиболее полно зависимость характеристик ЭОС с плоским катодом и сферической сеткой (рис. 2, *b*) от малых углов θ наклона катода характеризует функции рассеяния $S_p(i, j)$ от точечного эмиттера $P(x', y', \theta)$. Так, на рис. 8 приведены изолинии (левый столбец) функции рассеяния $S_p(i, j)$ и значения (правый столбец) этой функции после процедуры цифровой обработки, а именно, точечному эмиттеру $P(0, 3, 0^\circ)$ отвечает рис. 8, *a*, эмиттеру $P(3, 0, 2^\circ)$ — рис. 8, *b*, эмиттеру $P(0, 3, 2^\circ)$ — рис. 8, *c* и эмиттеру $P(0, -3, 2^\circ)$ — рис. 8, *d* соответственно. Графики функций рассеяния точечных эмиттеров, приведенные на рис. 8, показывают, что даже малый угол наклона катода в произвольной плоскости, без смещения центра катода, приводит к существенной потере качества передаваемого ЭОС изображения.

Таким образом, проведенный компьютерный анализ показал, что особенность используемых катодных узлов (рис. 1) такова, что, с одной стороны, данные узлы принципиально обеспечивают высокое пространственное и временное разрешение во времяанализирующих ЭОП, а с другой — их конструктивное решение, обусловленное наличием сферических элементов и мелкоструктурной сетки вблизи катода, порождает и основные недостатки времяанализирующих систем, к которым относятся сложность изготовления, возможность электрического

пробоя в катодной камере и, главное, неудовлетворительное по определенным параметрам качество регистрируемого изображения.

В рамках дальнейшего компьютерного проектирования исследовалась возможность устранения сферических электродов при увеличении расстояния катод—сетка и, наконец, возможность отказа от использования мелкоструктурной сетки и узких щелевых отверстий во времяанализирующих системах с субпикосекундным разрешением.

Список литературы

- [1] Демин С.К., Сафронов С.И., Тарасов Р.П. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 2. С. 97–103.
- [2] Демин С.К., Сафронов С.И., Тарасов Р.П. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 7. С. 126–129.
- [3] Бадьин Л.В., Зюзин Л.Н., Сафронов С.И., Славнов Ю.К., Тарасов Р.П. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 2. С. 99–109.
- [4] Бадьин Л.В., Зюзин Л.Н., Сафронов С.И., Славнов Ю.К., Тарасов Р.П. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 2. С. 110–120.
- [5] Сафронов С.И., Тарасов Р.П. // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 6. С. 1–10.
- [6] Сафронов С.И., Тарасов Р.П. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 9. С. 1–12.
- [7] Захаров Е.В., Сафронов С.И., Тарасов Р.П. // Дифф. уравн. 2007. Т. 43. № 9. С. 1244–1254.
- [8] Тарасов Р.П., Демин С.К. Инверсные цифровые фильтры в обработке импульсных сигналов. М.: Саранск, 2006. 488 с.