

01;10;12

Компьютерный анализ структуры изображения источника в трехмерных электронно-оптических системах. Стационарная электромагнитная система. II

© Л.В. Бадьин, Л.Н. Зюзин, С.И. Сафронов, Ю.К. Славнов, Р.П. Тарасов

Научно-исследовательский институт импульсной техники,
115304 Москва, Россия
e-mail: crabro@aport.ru

(Поступило в Редакцию 24 февраля 2004 г. В окончательной редакции 25 июня 2004 г.)

Проводится компьютерный анализ структуры изображения произвольного источника (точечного или протяженного) в трехмерных электронно-оптических системах с магнитостатическим фокусирующим и электростатическим отклоняющим электронные пучки полями. Рассматриваются две системы развертки изображения в различных режимах (симметричном и несимметричном) подачи напряжения. Показано, что функция рассеяния источника может служить основным счетным критерием, наиболее полно характеризующим качество передаваемого электронно-оптической системой изображения.

Введение

Электронно-оптические системы (ЭОС) (включая и систему развертки) импульсных электронно-оптических преобразователей (ЭОП), формирование изображения в которых происходит под воздействием магнитного поля, создаваемого катушкой постоянного тока, принципиально позволяют получить временное разрешение в фемтосекундном диапазоне. Неотъемлемой составляющей процесса разработки и создания таких ЭОС (так же как и электростатических ЭОС [1]) является их счетный анализ на ЭВМ.

Трехмерная математическая модель указанного класса ЭОС строится в предположении стационарности электромагнитного поля, осесимметричное магнитостатическое фокусирующее поле создается катушкой постоянного тока, а возникновение электростатического поля (в том числе и отклоняющего электронные пучки) обусловлено электродами ЭОС под заданными потенциалами. В свою очередь счетная модель рассматриваемого класса ЭОС реализуется в виде пакета программ для ПК.

Ниже разработанный пакет программ используется для счетного анализа влияния режимов (однофазного (несимметричное включение) и двухфазного (симметричное включение)) развертки изображения на разрешающую способность ЭОС с магнитной фокусирующей линзой и различными отклоняющими системами: уединенная пара пластин и пара пластин с двумя (входной и выходной) щелевыми диафрагмами.

1. Принципиальная схема электронно-оптической системы

Принципиальная схема ЭОС с магнитной фокусировкой и электростатической системой развертки изображения приведена на рис. 1. Здесь (рис. 1) S_1 —

катод, S_2 — мелкоструктурная сетка, S_3 — анод, S_4 — отклоняющие пластины, S_5 и S_6 — щелевые диафрагмы, S_7 — экран, S_8 — катушка постоянного тока. Электроды S_i , $i = 1, 2, \dots, 7$, проводящие и находятся под фиксированными потенциалами, при этом электрод S_2 полагается прозрачным для электронов.

2. Счетная модель электронно-оптической системы со стационарным электромагнитным полем

Электромагнитное поле ЭОС будем считать стационарным. В этом случае решение электростатической и магнитостатической задач может быть получено отдельно.

Возникновение электростатического поля обусловлено электродами ЭОС под заданными потенциалами. Данная полевая задача и ее счетное решение в рамках метода конечных групп (МКГ) рассмотрены в [1].

В отличие от потенциального электростатического магнитостатическое поле с вектором напряженности H является вихревым. Численное решение линейных полевых задач магнитостатики в достаточно общем случае может быть получено в рамках граничных интегральных уравнений.

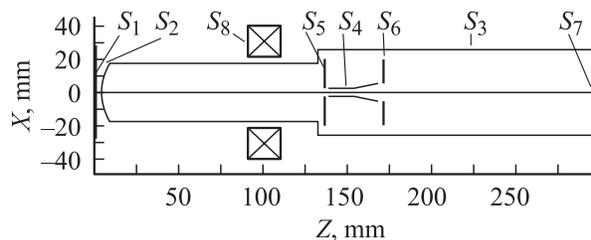


Рис. 1.

Катушка постоянного тока создает осесимметричное магнитное поле. Для расчета таких магнитостатических полей может быть использована методика аналитического продолжения поля с оси симметрии во внутренние точки области. Если $H(r, z) = (H_r, 0, H_z)$ — вектор напряженности осесимметричного магнитостатического поля в цилиндрической системе координат r, φ, z — ось вращения, то для компонент магнитного поля справедливо представление

$$H_z(r, z) = H_z(0, z) - \frac{r^2}{4} H_z''(0, z) + \dots,$$

$$H_r(r, z) = -\frac{r}{2} H_z'(0, z) + \frac{r^3}{16} H_z^{(3)}(0, z) + \dots \quad (1)$$

Считается, что распределение напряженности магнитного поля $H_z(0, z)$ на оси системы либо задано аналитически, либо известно из экспериментальных данных.

Простота данной методики привела к широкому ее применению. В то же время процедура аналитического продолжения в счетном плане является условно устойчивой и, следовательно, определяющим становится конкретный алгоритм реализации соотношений (1).

Реализованная в пакете программ моделирования ЭОС счетная схема аналитического продолжения позволила в проведенных расчетах строить с высокой точностью магнитное поле в цилиндрической области $0 \leq r \leq \frac{1}{2}R$, где R — радиус анодной камеры.

Характеристики системы, так же как и в случае электростатических ЭОС, определяются в рамках траекторного анализа [1].

Траектории электронов в стационарном электромагнитном поле описываются задачей Коши для системы уравнений в частных производных

$$\frac{d}{dt} \left(m \frac{dr}{dt}(x, t) \right) = -e \nabla \varphi(x) + \frac{e}{c} \left[\frac{dr}{dt}(x, t) H(x) \right], \quad (2)$$

где r — радиус-вектор частицы массы m и заряда e , c — скорость света; начальные условия вылета частицы рассмотрены в [1].

Численное интегрирование уравнений движения в нерелятивистском случае (2) проводится по стандартным (явным и неявным) схемам второго порядка точности метода конечных разностей. Существенным здесь является то, что как и в случае электростатических ЭОС, используются адаптивные, сопровождающие пучок электронов пространственные расчетные сетки.

Изображение точечного эмиттера P на заданной поверхности s , как и ранее [1], будем характеризовать центром тяжести τ эмиттируемого пучка электронов, среднеквадратичным отклонением σ пучка электронов от центра тяжести τ и функцией рассеяния $S_p(i, j)$ точечного эмиттера.

Для визуализации результатов расчетов будем использовать декартову систему координат XYZ , начало отсчета которой совпадает с центром катода, а ось Z направлена вдоль оптической оси системы, соответствующую

ей цилиндрическую систему r, ψ, z и (для визуализации функций рассеяния) декартову систему $X'Y'Z'$, которая получается из XYZ поворотом относительно оси Z на угол, равный углу поворота изображения на экране. В этом случае электроны, эмиттируемые из точек катода $(0, y, 0)$ при заземленных пластинах, собираются на экране вдоль оси Y' .

3. Структура изображения осесимметричной электронно-оптической системы

Магнитостатическое поле в отличие от электростатического кроме поступательного сообщает траекториям электронов и вращательное движение. Последнее приводит к необходимости достаточно детального исследования электронной пушки ЭОС (осесимметричная ЭОС без системы развертки, рис. 1).

Формирование электронной пушкой ЭОС изображения можно рассматривать как сведение элементарных пучков, испускаемых точечными эмиттерами с поверхности катода, в суммарный пучок электронов, имеющий в некоторой плоскости $Z = Z_c$, называемой плоскостью кроссовера, минимальное сечение. В осесимметричных фокусирующих ЭОС положение кроссовера и структура суммарного пучка в нем фактически полностью определяют качество передачи изображения, поскольку конструктивные особенности указанных ЭОС таковы, что за плоскостью кроссовера траектории движения электронов представляют собой почти прямые линии. Поэтому счетный анализ прохождения суммарного пучка электронов рабочей области ЭОС от катода до экрана с последующей экстраполяцией траекторий движения электронов прямыми линиями позволяет оценить возможности электронной пушки ЭОС в достаточно полном объеме. Именно в ходе такого просчета определяются форма и положение поверхности изображения, структура изображения на поверхности изображения, экране и любой интересующей секущей плоскости, угол поворота изображения, коэффициент увеличения изображения на заданной поверхности, положение кроссовера и структура суммарного пучка в нем, возможное положение системы развертки изображения. Кроме сказанного определяются и различные временные характеристики суммарного пучка электронов, рассмотрение которых в настоящей работе опущено.

Ниже приводятся результаты счетного исследования поведения суммарного пучка электронов, состоящего из 11 элементарных, в рабочей области электронной пушки, принципиальная схема которой приведена на рис. 1 (система развертки под потенциалом анодной камеры (заземлена)). Каждый элементарный пучок электронов, эмиттируемый одной из точек катода $(r, \varphi = \text{const})$, $r = 0, 0.5, 1, \dots, 5 \text{ mm}$, состоит из 512 равновероятных траекторий в условии, что вероятность вылета частицы в телесном угле $d\omega$ под углом θ к нормали n_p в точке P

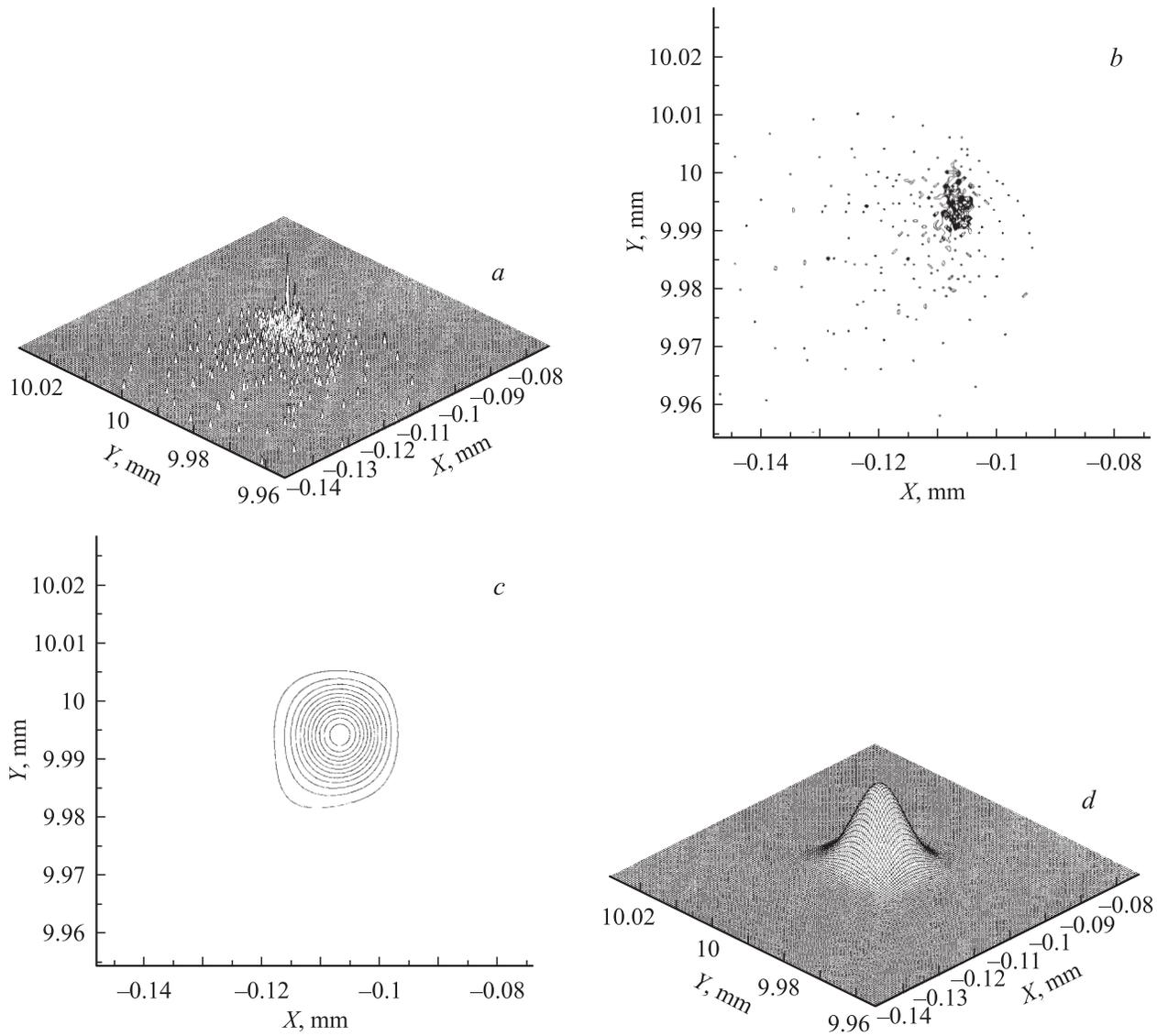


Рис. 2.

катода пропорциональна $\cos^3 \theta d\omega$ [1]. Такого количества траекторий, как показали вычислительные эксперименты, вполне достаточно для исследования структуры собственно элементарного пучка электронов в рассматриваемой ЭОС. Кроме того, будем полагать, что все электроны имеют одинаковую энергию вылета U_0 , т.е. энергетический разброс в источнике не учитывается. Приведенные ниже результаты расчетов получены для случая $U_0 = 4 \text{ eV}$ при разности потенциалов катод (S_1) — сетка (S_2) в 10 kV .

1. Параметры магнитной линзы были подобраны таким образом, что пучок, эмиттируемый из точки катода с радиальной координатой r , $r = r_7 = 3 \text{ mm}$, фокусируется (минимум среднеквадратичного отклонения σ_7 от центра тяжести τ_7 пучка) на экране. Центры тяжести рассматриваемых 11 элементарных пучков в фокусах лежат на образующей поверхности вращения, являющейся по-

верхностью изображения; при этом σ_i , $i = 1, 2, \dots, 11$, принимают значения из сегмента $[0.01, 0.15 \text{ mm}]$, а поверхность изображения с высокой точностью приближается частью эллипсоида вращения.

На рис. 2, *a* приведены значения, а на рис. 2, *b* — линии равного уровня функции рассеяния $S_{r_{11}}(i, j)$ точечного эмиттера с радиальной координатой $r_{11} = 5 \text{ mm}$ (край катода) на поверхности изображения. Визуальное сравнение функций рассеяния всех элементарных пучков выявило их существенные отличия на поверхности изображения и в большей мере на экране. В то же время следует подчеркнуть, что визуальный критерий малоприменим для сравнительного анализа дискретных функций рассеяния; необходима дополнительная процедура сглаживания.

Для сглаживания функций рассеяния $S_{r_k}(i, j)$, $k = 1, 2, \dots, 11$, был применен один и тот же

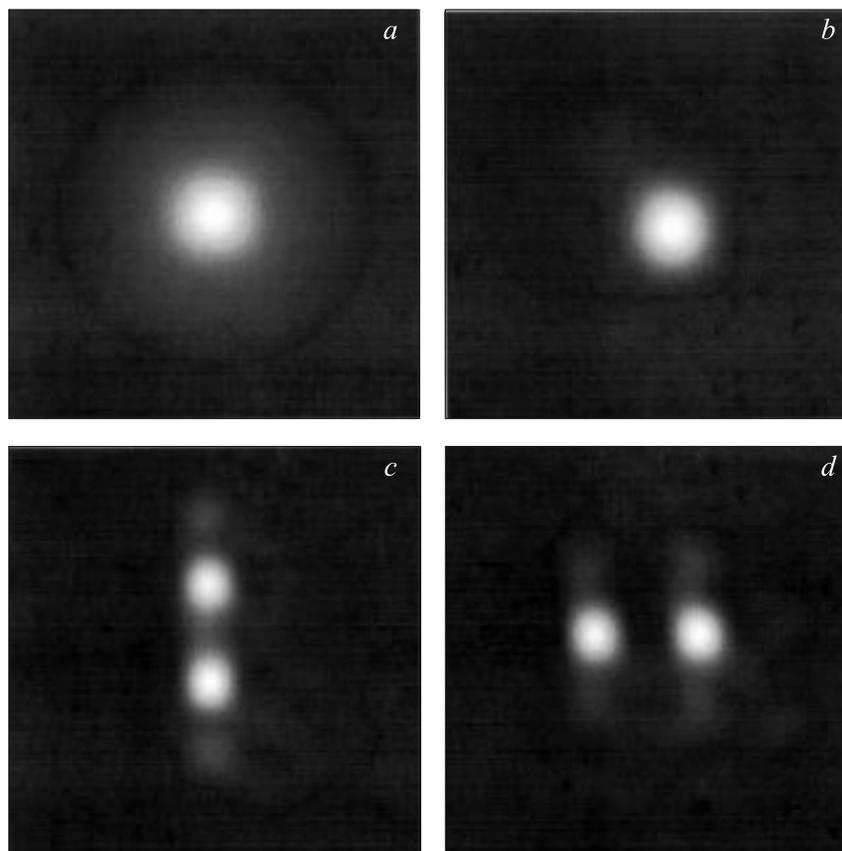


Рис. 3.

B -сплайновый адаптивный сглаживающий цифровой фильтр [1]. Для функций рассеяния $S_{r_k}(i, j)$ после процедуры сглаживания введем обозначения $\hat{S}_{r_k}(i, j)$, $k = 1, 2, \dots, 11$.

Функции $\hat{S}_{r_k}(i, j)$ на поверхности изображения имеют ярко выраженную колоколообразную форму, которая несколько деформируется при удалении от оси системы; на рис. 2, d приведены значения, а на рис. 2, c — линии равного уровня функции рассеяния $\hat{S}_{r_k}(i, j)$. На экране колоколообразную форму имеет только функция $\hat{S}_{r_7}(i, j)$, поскольку пучки, эмиттируемые из точек катода r_i , $i = 1, 2, \dots, 6$, фокусируются за поверхностью экрана, а пучки r_i , $i = 8, 9, 10, 11$ — до поверхности экрана. Последнее приводит к тому, что $\hat{S}_{r_i}(i, j)$, $i = 1, 2, \dots, 6$, на экране имеют несформировавшийся „приплюснутый“ колоколообразный вид, а колоколообразная форма $\hat{S}_{r_i}(i, j)$, $i = 8, 9, 10, 11$, на экране имеет ярко выраженную подложку (размытое основание).

Современные методы цифровой обработки открывают широкие возможности в счетном анализе структуры изображения ЭОС. Так, на рис. 3, a приведена полученная методами цифровой обработки „фотография“ образа точечного эмиттера $r_1 = 0$ (центр катода) на экране с тысячекратным увеличением и соответственно на рис. 3, b — такая же „фотография“ образа точечного

эмиттера $r_{11} = 5$ mm. На рис. 3, c и d приведены аналогичные „фотографии“ образов эмиттера r_{11} и эмиттера, расположенного на расстоянии 0.01 mm от него, при этом рис. 3, c отвечает случаю, когда оба эмиттера лежат на одном луче, проходящем через центр катода, а на рис. 3, d оба эмиттера лежат на перпендикуляре к указанному лучу. В рассмотренных случаях (рис. 3, c , d) образы близлежащих точек катода разделяются на экране, при этом во втором случае (рис. 3, d) разделение более четкое.

2. Счетный анализ математических моделей технических систем (в рассматриваемом случае ЭОС) имеет практическую ценность только тогда, когда все расчеты проведены с требуемой, как правило, очень высокой точностью; при этом предполагается, что математическая модель с достаточной степенью достоверности описывает протекающие в технической системе физические процессы. Оптимальным является сравнение расчетных характеристик системы с экспериментальными, что в силу ряда известных причин (невозможность получения требуемых экспериментальных данных, высокая стоимость эксперимента, большая погрешность измерений и т.д.) не всегда осуществимо. В то же время система вычислительных тестов, сколь бы представительной она ни была, для разработчика технических устройств не является бесспорным критерием достоверности счет-

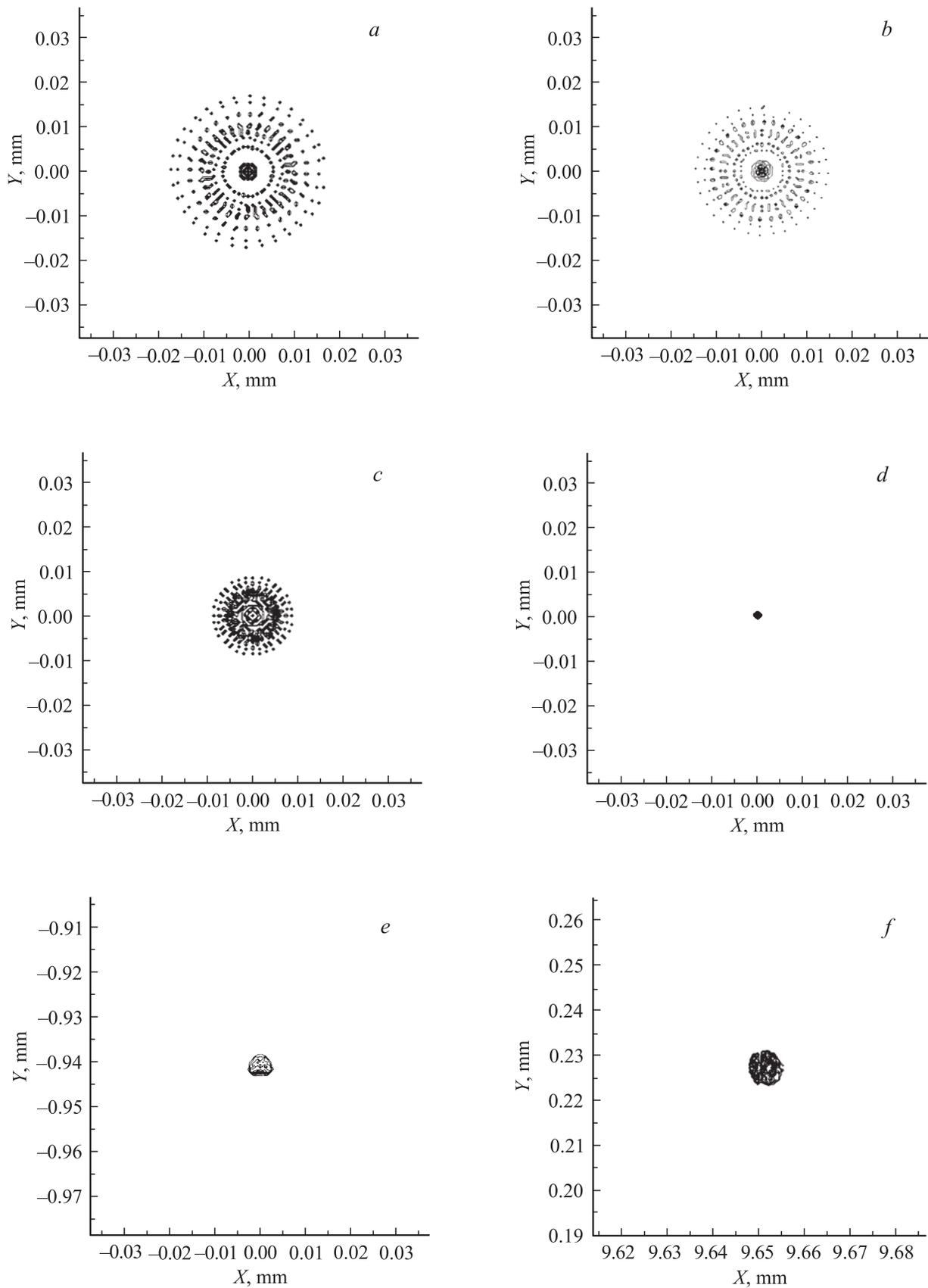


Рис. 4.

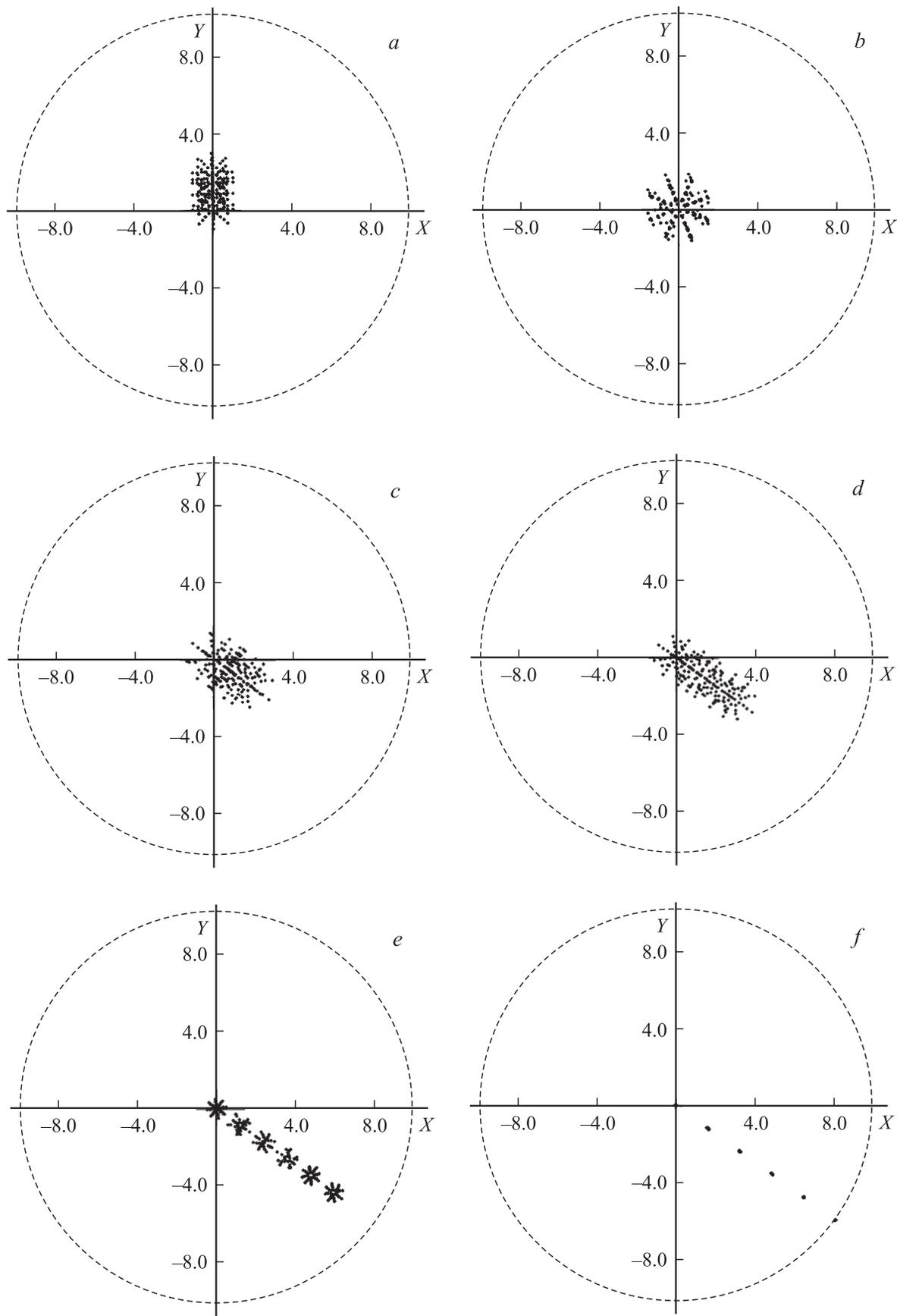


Рис. 5.

ного анализа. В свою очередь подобрать известную тестовую задачу, в полной мере отвечающую выбранной математической модели, удастся, как правило, только в простейших случаях. Однако для рассматриваемой трехмерной счетной модели ЭОС такую тестовую задачу (с определенной степенью достоверности) указать можно.

В гауссовой диоптрике для систем с осесимметричным стационарным электромагнитным полем предполагается существование такой цилиндрической области G , малого радиуса $r = R_G$, содержащей ось вращения системы, в которой имеет место линейная зависимость радиальных компонент электромагнитного поля от r , при этом $R_G \ll L$, где L — длина ЭОС. В этом случае параксиальные монохроматические пучки, состоящие из пологих траекторий, целиком лежащих в приосевой области G , фокусируются в точку. Более того, если существует внешнее, отклоняющее электронные пучки электромагнитное поле, слабо взаимодействующее с исходным фокусирующим, то параксиальный пучок отклоняется как единое целое, т. е. фокусируется по-прежнему в точку.

Рассматриваемая в работе математическая модель ЭОС является существенно более общей, чем гауссова диоптрика. В то же время, если предположить, что цилиндрическая область G радиуса R_G доступна для машинных вычислений ($R_G/L > 10^{-5}$), а погрешность счетной модели, обусловленная решением осесимметричных и трехмерных полевых задач и интегрированием уравнений движения, сопоставима с величиной R_G/L , то существует возможность численной реализации гауссовой диоптрики в рамках оговоренной выше счетной модели ЭОС. Для этого телесный угол $d\omega$ раскрытия элементарных приосевых пучков, составлявший в описанных выше расчетах 180° , должен быть существенно уменьшен.

Линии уровня функции рассеяния $S_{r_1}(i, j)$ на поверхности оптимального изображения для центрального пучка электронов ($r_1 = 0$) с углом раскрытия $d\omega = 180^\circ$ приведены на рис. 4, *a*, при этом среднеквадратичное отклонение для данного пучка $\sigma_1(d\omega)$, $\sigma_1(180^\circ) = 0.01$ mm практически совпадает с радиусом пятна рассеяния. Зафиксировав все основные параметры рассчитанного элементарного пучка (число траекторий (512), энергию и закон распределения вылета электронов по углам), исследуем зависимость размера пятна рассеяния от угла раскрытия $d\omega$ пучка.

Уменьшение угла раскрытия в 3 раза ($d\omega = 60^\circ$) не приводит к сколь-нибудь значительному изменению пятна рассеяния (рис. 4, *b*), а характерный размер пятна рассеяния пучка электронов с углом раскрытия $d\omega = 20^\circ$ (рис. 4, *c*) только в ~ 2.2 раза меньше исходного ($d\omega = 180^\circ$). Вместе с тем центральный пучок электронов с углом раскрытия $d\omega = 10^\circ$ фокусируется в „счетную точку“ (рис. 4, *d*), т. е. характерный размер пятна рассеяния на поверхности изображения в этом

случае в 200 раз ($\sigma_1(10^\circ) = 5 \cdot 10^{-5}$ mm) меньше исходного.

Смещение точечного эмиттера от центра катода ($d\omega = 10^\circ$) приводит к быстрому размытию фокуса, при этом пучок, эмиттируемый из точки катода с радиальной координатой $r = 0.5$ mm, имеет размер пятна рассеяния, по порядку сравнимый с диаметром пятна рассеяния исходного центрального пучка с углом раскрытия $d\omega = 180^\circ$ (рис. 4, *e*). Далее, при потенциале развертки отклоняющих пластин ± 30 V (щелевые диафрагмы под потенциалом анодной камеры, рис. 1) центральный параксиальный пучок ($r_1 = 0$, $d\omega = 10^\circ$) отклоняется на 3 mm практически как единое целое ($\sigma = 8 \cdot 10^{-5}$ mm). В то же время при увеличении потенциала развертки до ± 100 V пятно рассеяния отклоненного центрального параксиального пучка на поверхности изображения существенно увеличивается ($\sigma \approx 0.004$ mm) (рис. 4, *f*).

Таким образом, в рамках рассматриваемой счетной модели трехмерных ЭОС со стационарным электромагнитным полем численно реализованы основные положения гауссовой диоптрики.

3. Исследование поведения как единого целого пакета элементарных пучков электронов (суммарный пучок) в рабочей области ЭОС позволяет определить положение кроссовера и структуру суммарного пучка в нем, положение и оптимальный раствор отклоняющихся пластин, обеспечивающие отсутствие виньетирования, угол поворота изображения. Для иллюстрации сказанного рассмотрим пакет из 6 элементарных пучков электронов, эмиттируемых из точек катода (r , $\psi = \text{const}$), $r = 0, 1, \dots, 5$ mm, при этом ограничимся 32 равновероятными траекториями в каждом элементарном пучке.

На рис. 5 визуализирована структура суммарного пучка электронов в различных сечениях ($z = \text{const}$). Так, рис. 5, *a* отвечает сечению, когда воздействие магнитного поля (вращательный момент) на суммарный пучок становится сколь-нибудь заметно, а на рис. 5, *b* приведена структура суммарного пучка электронов в плоскости кроссовера. Далее, входу суммарного пучка в отклоняющие пластины отвечает рис. 5, *c*, выходу — рис. 5, *d*. Кроме того, на рис. 5, *e* приведена структура суммарного пучка в сечении, расположенном между системой развертки и экраном, и последнее, структура суммарного пучка на экране визуализирована на рис. 5, *f*. Отметим, что угол поворота изображения практически остается постоянным от входа в отклоняющие пластины (рис. 5, *c*) до экрана (рис. 5, *f*). В свою очередь поперечный размер суммарного пучка при входе в отклоняющие пластины (рис. 5, *c*) и выходе из них (рис. 5, *d*) определяет минимальное расстояние между последними, обеспечивающее отсутствие виньетирования при заземленной системе развертки изображения.

4. Влияние режимов электростатической развертки на структуру изображения

Ниже для двух систем развертки изображения — уединенной пары отклоняющих пластин и пары пластин с двумя щелевыми диафрагмами (рис. 1) исследуется влияние однофазного (несимметричного) и двухфазного (симметричного) режимов развертки на структуру передаваемого ЭОС изображения. При однофазном способе включения отклоняющих пластин одна из пластин заземлена, а на другую подается соответствующий потенциал, при двухфазной разноименные потенциалы развертки, равные по абсолютной величине, подаются на обе пластины.

1. Уединенные отклоняющие пластины. Исследование зависимости разрешающей способности рассматриваемой конструкции ЭОС от потенциала развертки φ при симметричном и несимметричном включении пластин проводилось следующим образом. Для заданного значения φ рассчитывалось шесть элементарных пучков электронов с координатами вылета ($x = 0, y_i$), $i = 0, 1, \dots, 5$ с катода $z = 0$, где (в миллиметрах) $y_0 = 0, y_1 = 1, \dots, y_5 = 5$; при этом каждый пучок состоял из 512 равновероятных траекторий (закон распределения по углам вылета описан выше, $U_0 = 4 \text{ eV}$). Далее, для каждого такого элементарного пучка вычислялось минимальное среднеквадратичное отклонение $\sigma_\varphi(i)$ $i = 0, 1, \dots, 5$, т.е. в рамках указанного критерия определялась точка фокусировки пучка. Значения $\sigma_0(i)$, $\sigma_0(0) = 0.009 \text{ mm}$, $\sigma_0(1) = 0.009 \text{ mm}$, $\sigma_0(2) = 0.015 \text{ mm}$, $\sigma_0(3) = 0.013 \text{ mm}$, $\sigma_0(4) = 0.014 \text{ mm}$, $\sigma_0(5) = 0.015 \text{ mm}$ соответствуют случаю заземленных пластин ($\varphi = \pm 0 \text{ V}$, осесимметричная система), при этом пучок из точки ($x = 0, y_3 = 3 \text{ mm}$) фокусируется на экране.

Для симметричного способа включения отклоняющих пластин в табл. 1 приведены значения отношения $\sigma_\varphi(i)/\sigma_0(i)$, $i = 0, 1, \dots, 5$, для потенциала развертки $\varphi = \pm 90, \pm 180, \mp 90, \mp 180 \text{ V}$.

Табл. 1 показывает, во сколько раз (от 1.33 до 5.1) на поверхности изображения падает разрешающая способность рассматриваемой конструкции ЭОС в зависимости от потенциала развертки φ и положения точечного эмиттера. Заметим, что в столбце X приведено сред-

Таблица 1. Двухфазный режим развертки

$\varphi, \text{V} \setminus y_i, \text{mm}$	0	1	2	3	4	5	X, mm
± 180	5.1	5.1	3.33	4.08	4.14	4.6	17.2
± 90	1.78	1.89	1.67	2.15	2.36	2.8	8.65
± 90	1.78	1.67	1.33	1.77	2.14	3	-8.65
∓ 180	5.1	4.89	3.2	3.85	3.79	4.93	-17.2

Таблица 2. Однофазный режим развертки

$\varphi, \text{V} \setminus y_i, \text{mm}$	0	1	2	3	4	5	X, mm
$\begin{pmatrix} 360 \\ 0 \end{pmatrix}$	14.89	14.22	9.67	12.54	14.71	16.93	17.2
$\begin{pmatrix} 180 \\ 0 \end{pmatrix}$	9.44	9.56	6.13	8	8.79	10.27	8.65
$\begin{pmatrix} -180 \\ 0 \end{pmatrix}$	12	12.11	7.66	9.77	10.64	11.73	-8.65
$\begin{pmatrix} -360 \\ 0 \end{pmatrix}$	24.11	23.67	15.06	18.85	19.93	21.47	-17.2

нее значение x -й координаты (направление развертки) центров рассеяния всех шести элементарных пучков на экране.

В свою очередь при несимметричном включении отклоняющих пластин для значений потенциала развертки $\varphi = 180, 360, -180, -360 \text{ V}$ значения отношения $\sigma_\varphi(i)/\sigma_0(i)$, $i = 0, 1, \dots, 5$, приведены в табл. 2.

В данном случае в зависимости от потенциала развертки и положения точечного эмиттера разрешающая способность анализируемой конструкции на поверхности изображения уменьшается в $\sim 6-24$ раза.

Поверхности изображения при симметричном и несимметричном включении отклоняющих пластин не совпадают и имеют только одну общую линию пересечения, являющуюся образующей поверхности изображения для осесимметричной системы. В то же время отклонение элементарного пучка электронов практически полностью определяется разницей потенциалов $\Delta\varphi$ отклоняющих пластин (столбцы X в табл. 1 и 2). Следовательно, при фиксированном $\Delta\varphi$ сравнение разрешающей способности прибора на поверхностях изображения для двух рассматриваемых режимов вполне допустимо. Отношение $\sigma_{\Delta\varphi}^1(i)/\sigma_{\Delta\varphi}^2(i)$, где $\sigma_{\Delta\varphi}^2(i)$ — среднеквадратичное отклонение в однофазном режиме, $\sigma_{\Delta\varphi}^1(i)$ — в двухфазном, показывает, при каком из режимов и во сколько раз разрешающая способность прибора на поверхности изображения выше.

Соответствующие значения отношения $\sigma_{\Delta\varphi}^1(i)/\sigma_{\Delta\varphi}^2(i)$, $i = 0, 1, \dots, 5$, для разности потенциалов $\Delta\varphi = 180, 360, -180, -360 \text{ V}$ берутся из табл. 1 и 2. Данный сравнительный анализ показывает, что режим двухфазной развертки позволяет получить на поверхности изображения разрешение в $\sim 2-7$ раз выше, чем однофазный. Кроме того, глубина поверхности изображения при симметричном включении отклоняющихся пластин по координате z составляет 13 mm , а при несимметричном — 30 mm . Из сказанного следует, что двухфазный режим развертки в рассматриваемой системе позволяет обеспечить существенно более качественную (в несколько раз) передачу изображения, чем однофазный.

Таблица 3. Двухфазный режим развертки

$\varphi, V \setminus y_i, \text{mm}$	0	1	2	3	4	5	X, mm
± 180	7.11	6.44	4.06	4.38	3.85	4.2	16.3
± 90	4	2.33	2.4	2.46	2.21	2.6	8.2

Таблица 4. Однофазный режим развертки

$\varphi, V \setminus y_i, \text{mm}$	0	1	2	3	4	5	X, mm
$\begin{pmatrix} 360 \\ 0 \end{pmatrix}$	6.56	6.22	4.93	7.07	10.35	14	16.3
$\begin{pmatrix} 180 \\ 0 \end{pmatrix}$	5	5	3.73	5.46	6.57	8.3	8.2
$\begin{pmatrix} -180 \\ 0 \end{pmatrix}$	8.11	8.11	5.33	7.31	8.36	9.87	-8.2
$\begin{pmatrix} -360 \\ 0 \end{pmatrix}$	17.33	17.1	12.85	14.77	16.43	18.53	-16.3

2. Отклоняющие пластины со щелевыми диафрагмами. Численный анализ конструкции ЭОС (рис. 1), система развертки которой включает отклоняющие пластины и две (входную и выходную) щелевые диафрагмы, будем проводить по схеме, примененной в предыдущем разделе к анализу ЭОС с уединенной парой пластин.

Для симметричного способа включения отклоняющих пластин и потенциала развертки $\varphi = \pm 90, \pm 180 \text{ V}$ значения отношения $\sigma_\varphi(i)/\sigma_0(i), i = 0, 1, \dots, 5$, приведены в табл. 3.

Результаты расчетов для значений $\varphi = \mp 90, \mp 180 \text{ V}$ практически идентичны приведенным в табл. 3 для $\varphi = \pm 90, \pm 180 \text{ V}$ (столбец X с точностью до знака). Таким образом, в зависимости от потенциала развертки и положения точечного эмиттера разрешающая способность рассматриваемой ЭОС на поверхности изображения уменьшается от ~ 2 до ~ 7 раз.

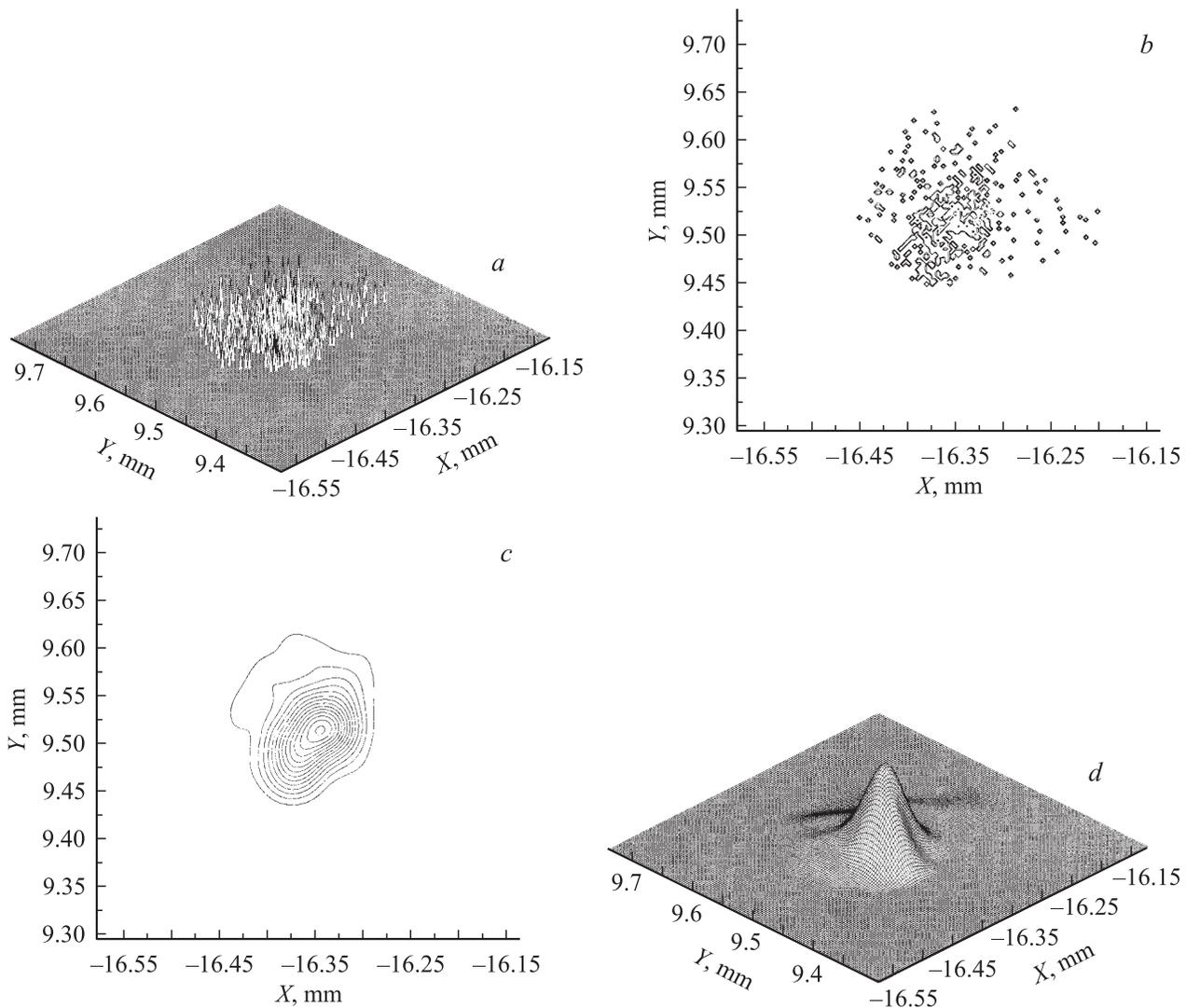


Рис. 6.

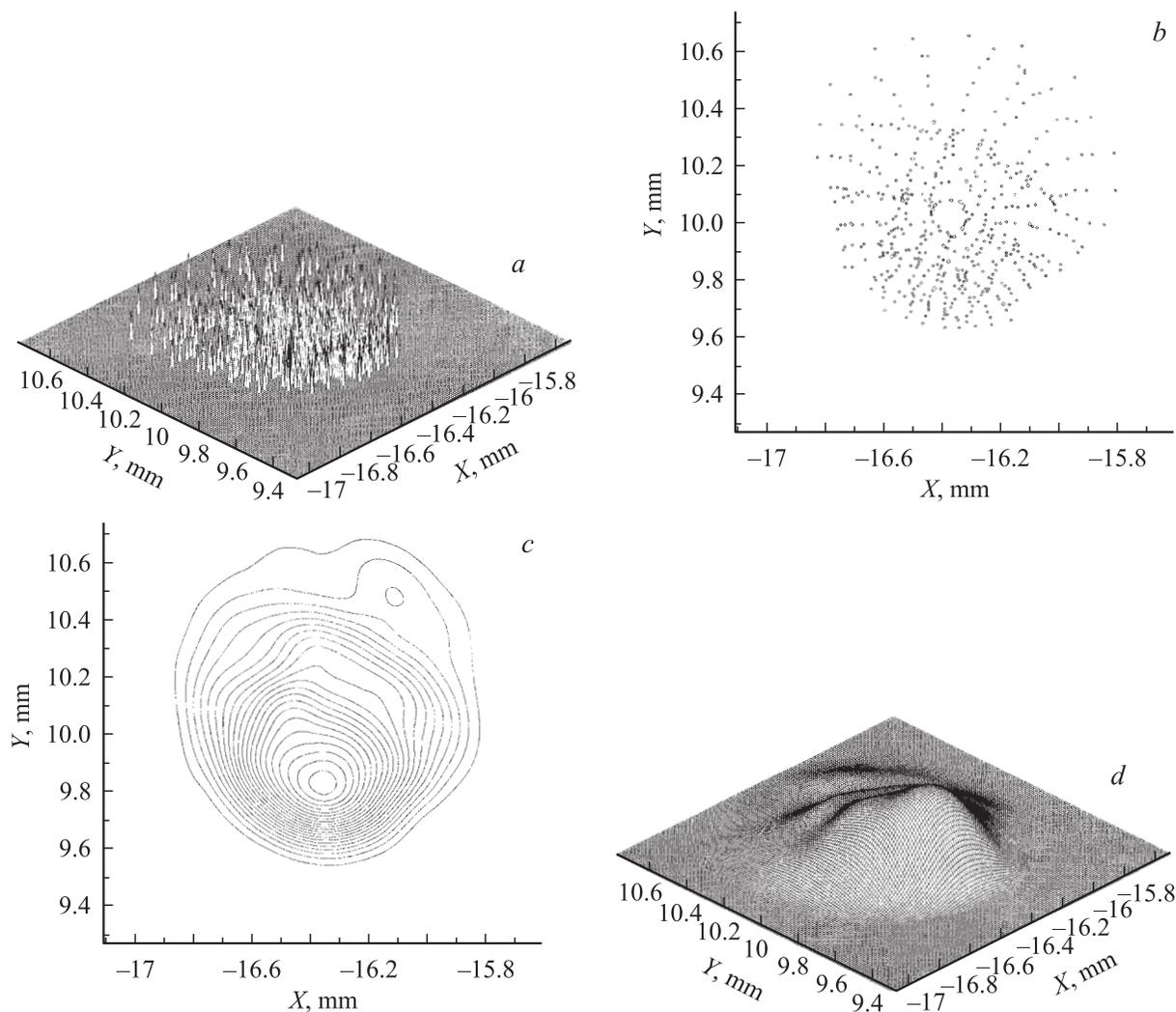


Рис. 7.

В свою очередь для потенциала развертки $\varphi = 180, 360, -180, -360$ V при несимметричном включении отклоняющих пластин значения $\sigma_\varphi(i)/\sigma_0(i)$, $i = 0, 1, \dots, 5$, приведены в табл. 4.

При данном режиме развертки разрешающая способность на поверхности изображения падает в $\sim 5-18$ раз.

Сравнительный анализ двухрежимной развертки изображения (табл. 3 и 4) показывает, что для рассматриваемой системы двухфазный режим позволяет получить разрешение максимум в ~ 4 раза выше, чем однофазный. Таким образом, диафрагмирование привело к некоторому сглаживанию отличий между двухфазным и однофазным режимами развертки изображения. Учитывая это, представляется небезынтересным оценить влияние диафрагмирования на разрешающую способность прибора для каждого из режимов развертки.

Из сравнительного анализа табл. 1 и 3 следует, что при двухфазном режиме развертки диафрагмирование приводит к незначительному увеличению ($\sim 10\%$) разрешающей способности прибора по краю поверхности

изображения; при этом на всей остальной части поверхности разрешение несколько падает. Напротив, в случае однофазного режима развертки (табл. 2 и 4) диафрагмирование увеличивает разрешающую способность ЭОС по всему полю изображения на $\sim 30-60\%$.

Различное влияние диафрагм на разрешающую способность прибора в двух исследуемых режимах развертки изображения и приводит к некоторому их сближению в рассматриваемом случае. В то же время глубина поверхности изображения по z -й координате при симметричном включении пластин равна 11 mm, а при несимметричном — 27 mm, следовательно, и в этом случае двухфазный режим значительно предпочтительнее однофазного. Данный результат полностью согласуется со случаем электростатических ЭОС [1].

3. Структура пятна рассеяния элементарного пучка электронов. Критерий среднеквадратичного отклонения σ траекторий от центра тяжести пучка τ очень прост в реализации [1], надежен и достаточно информативен при моделировании осесим-

метричных как электрических, так и стационарных электромагнитных ЭОС, когда пятно рассеяния пучка в фокусе в определенном смысле близко к кругу. Кроме того, данный критерий вполне пригоден для сравнительного анализа существенно отличных режимов (конструкций) ЭОС, как в рассмотренных выше случаях (отличие в разы). В то же время при развертке изображения пятна рассеяния точечных эмиттеров не просто деформируются, а существенно перестраиваются, следовательно, для изучения собственно структуры изображения от среднеквадратичного отклонения необходимо перейти к значительно более информативным критериям: наиболее полно структуру пятна рассеяния пучка электронов характеризует функция рассеяния от точки до $(S_p(i, j))$ и после $(\hat{S}_p(i, j))$ процедуры сглаживания [1].

Численный анализ изображений конструкций реальных ЭОС требует исследования значительного (от разных эмиттеров для представительного набора значений потенциала развертки φ) числа функций рассеяния. Здесь ограничимся рассмотрением функции рассеяния на поверхности изображения от точечного эмиттера P , $P(x = 0, y = -5, z = 0)$ при потенциалах развертки $\varphi = \pm 0, \pm 180, -360$ В (несимметричное включение) для системы развертки с диафрагмами (рис. 1).

Значения и линии равного уровня функции рассеяния до $(S_p^{(1)}(i, j))$ и после $(\hat{S}_p^{(1)}(i, j))$ фильтрации при $\varphi = \pm 0$ В приведены на рис. 2. В свою очередь для двухфазного режима развертки изображения при $\varphi = \pm 180$ В значения $S_p^{(2)}(i, j)$ приведены на рис. 6, *a*, линии равного уровня — на рис. 6, *b*. На рис. 6, *c* визуализованы линии равного уровня функции $\hat{S}_p^{(2)}(i, j)$, а на рис. 6, *d* — ее значения. Аналогичная информация о функциях рассеяния $S_p^{(3)}(i, j)$ и $\hat{S}_p^{(3)}(i, j)$ при несимметричном способе включения отклоняющих пластин ($\varphi = -360$ В) визуализована на рис. 7.

Функции рассеяния $S_p^{(i)}(i, j)$, $i = 1, 2, 3$ (рис. 2, *a*, 6, *a*, 7, *a*) и в большей мере их изолинии (рис. 2, *b*, 6, *b*, 7, *b*) наглядно демонстрируют малоприспособность критериев типа среднеквадратичного отклонения для исследования собственно структуры изображения. В то же время даже визуальное сравнение линий уровня $\hat{S}_p^{(i)}(i, j)$, $i = 1, 2, 3$ (рис. 2, *c*, 6, *c*, 7, *c*) и их значений (рис. 2, *d*, 6, *d*, 7, *d*) подтверждает справедливость сравнительного численного анализа двух режимов развертки изображения, проведенного выше.

В заключение отметим, что использование функций рассеяния от точечных эмиттеров открывает широкие перспективы в численном исследовании структуры изображения разнообразных конструкций ЭОС (рис. 3) и не только в плане стационарных пространственных характеристик.

Список литературы

- [1] Бадьин Л.В., Зюзин Л.Н., Сафронов С.И., Славнов Ю.К., Тарасов Р.П. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 2. С. 99–109.