

УДК 537.533.35

## **Влияние дефектов изготовления на качество фокусировки в электростатических микроминиатюрных линзах**

*М. Д. Бельский*

Государственное научное учреждение "Научно-исследовательский институт перспективных материалов и технологий Московского государственного института электроники и математики (Технический университет)", Москва, Россия

*Б. А. Лапинов, Б. Г. Львов*

Московский государственный институт электроники и математики (Технический университет), Москва, Россия

***Рассмотрена линейная модель траекторно-полевых возмущений в многоэлектродных диафрагменных линзах с технологическим разбросом геометрических параметров. Представлены результаты численного моделирования ошибок фокусировки в трехэлектродной микролинзе с дефектами изготовления, нарушающими осевую симметрию поля. Проанализировано влияние различных факторов на проявление дефектов. Обсуждена возможность микроэлектроэрозионной прошивки отверстий в микролинзах с точки зрения обеспечения точностных требований.***

Микроминиатюризация электронной оптики — процесс, отражающий одну из общих тенденций развития техники. Диапазон возможного применения микроминиатюрных электронно-оптических и электронно-эмиссионных элементов и микроколонн довольно широк — от сканирующих электронных микроскопов и установок многопучковой литографии [1—3] до приборов и устройств вакуумной микроэлектроники [4—6].

Основные проблемы микроминиатюризации лежат в области технологии. Одна из них — обеспечение требуемых конструктивно-технологических допусков. Ужесточение допусков, связанное с масштабированием и нежелательностью введения дополнительных юстировочных и корректирующих элементов, делает обоснование и оптимизацию допусков в каждом конкретном случае весьма актуальной задачей.

Настоящая работа посвящена исследованию влияния дефектов изготовления на фокусирующие свойства многоэлектродных диафрагменных микролинз. Исследование проводилось на основе численного моделирования с использованием идей, изложенных в работе [7].

### **Математическая модель**

Малые искажения геометрии электродов и вызванные ими возмущения поля и электронных траекторий можно разложить на составляющие, соответствующие отдельным элементарным дефектам. Дефекты, не нарушающие осевую симметрию (продольный сдвиг и изменение диаметров отверстий), в принципе могут быть скорректированы подбором потенциалов и потому не столь критичны. Аберрации, связанные с поперечным сдвигом, наклоном и изменением формы отверстий, гораздо сложнее и корректировать, и моделировать. На исследовании чувствительности фокусировки к таким дефектам и сделан акцент в настоящей работе. При этом отклонения формы круглых отверстий моделировались эллипсами (рис. 1).

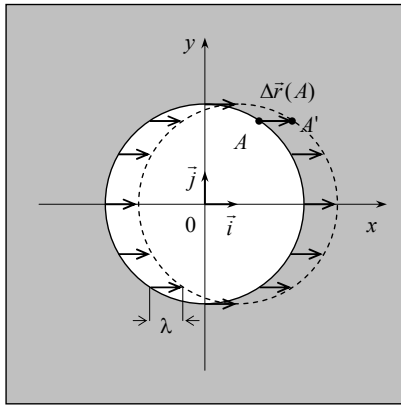
Наиболее адекватным подходом к расчету электрических полей при малых отклонениях геометрии электродов от осевой симметрии является постановка зада-

чи как трехмерного возмущения соответствующей двумерной задачи [8]. Рассматриваемая модель траекторно-полевых возмущений с  $m$ -кратной симметрией ( $m = 1$  — при поперечном сдвиге и наклоне электрода,  $m = 2$  — при эллиптической деформации отверстия) также позволяет понизить размерность решаемых задач.

Функции, описывающие пространственное распределение потенциала  $U_p(r, z, \varphi)$  и электронные траек-

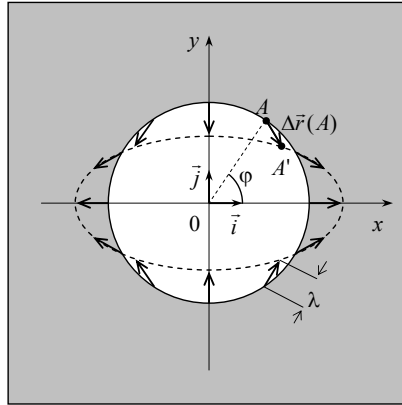
тории  $\vec{R}_p = (R_p(z), \varphi_p(z))$ , раскладываются на невозмущенные составляющие  $U(r, z)$ ,  $\vec{R}(z) = (R(z), \varphi_0)$  и соответствующие малые добавки. Возмущение потенциала, характеризующееся параметром  $\lambda$  (см. рис. 1), представляется в виде

$$\Delta U(r, z, \varphi) = \sum_n \lambda^n \delta U_n(r, z, \varphi). \quad (1)$$



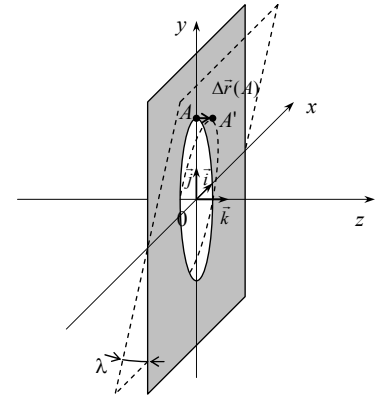
$$\Delta \vec{r}(A) = \lambda \vec{i}$$

a



$$\Delta \vec{r}(A) = \lambda (\vec{i} \cos(\varphi) - \vec{j} \sin(\varphi))$$

b



$$\Delta \vec{r}(A) = \lambda \vec{k}x$$

v

Рис. 1. Смещения граничных точек, соответствующие поперечному сдвигу (а), эллиптической деформации отверстия (б) и наклону электрода (в)

В линейном по  $\lambda$  приближении чувствительность поля к выделенному дефекту  $\frac{\partial U_p(r, z, \varphi)}{\partial \lambda} = \frac{\partial}{\partial \lambda} (\Delta U(r, z, \varphi)) \cong \delta U_1(r, z, \varphi)$  определяется первым членом разложения (1). Учитывая общие свойства решений уравнения Лапласа и симметрию дефектов,  $\delta U_1(r, z, \varphi)$  в приосевой области можно представить в виде [7]

$$\delta U_1(r, z, \varphi) \cong r^m u_m(r^2, z) \cos m\varphi.$$

Осесимметричная функция  $u_m(r^2, z)$  находится из решения краевой задачи

$$\frac{\partial^2 u_m}{\partial r^2} + \frac{(2m+1)}{r} \frac{\partial u_m}{\partial r} + \frac{\partial^2 u_m}{\partial z^2} = 0 \quad (2)$$

с условиями на невозмущенных границах

$$u_m(A) = -\lambda^{-1} r_A^{-m} (\cos m\varphi_A)^{-1} (\Delta \vec{r}(A), \text{grad} U(A)). \quad (3)$$

Краевые условия (3) записываются с помощью виртуальных потенциалов

$$\Delta U(A) = -(\Delta \vec{r}(A), \text{grad} U(A)), \quad (4)$$

эквивалентных реальным смещениям точек  $A$  соответствующей граничной поверхности.

Виртуальные потенциалы  $\Delta U(A)$  добавляются в точках, смещения которых  $\Delta \vec{r}(A)$  имеют составляющие в направлении градиента поля (см. рис. 1). При поперечном сдвиге и искажении формы отверстия ненулевые краевые условия (3) задаются на внутренней цилиндрической поверхности отверстия (в приближении плоских электродов — окружности), при наклоне — на плоских поверхностях электрода. Заметим, что параметром  $\lambda$  определяются смещения  $\Delta \vec{r}(A)$  граничных точек и соответствующие виртуальные потенциалы (4), но в задаче (2)—(3) малый параметр уже не фигурирует и точность ее решения та же, что и исходной полевой задачи. При этом погрешность вычисления возмущения  $\Delta U(r, z, \varphi)$  уменьшается пропорционально  $\lambda$ .

Чувствительность отдельных траекторий к выделенному дефекту  $\frac{\partial \vec{R}_p}{\partial \lambda} = \frac{\partial}{\partial \lambda} (\Delta \vec{R}(z))$  в первом приближении  $(\Delta \vec{R}(z) \cong \lambda \delta \vec{R}(z))$  определяется векторной функцией  $\delta \vec{R}(z) = (R(z), \varphi(z))$ , которая может быть вычислена по тому же принципу, что и обычные абберационные возмущения в системах с отклоняющим полем, с той разницей, что в соответственно преобразованных траекторных уравнениях выделяются слагаемые, содержащие  $\lambda$ . Абберационный подход, дающий возможность математически разделять различные фак-

торы, позволяет также обойти вычислительную проблему, возникающую при прямом траекторном анализе, когда разница между возмущенными и невозмущенными траекториями оказывается на уровне погрешности счета.

Отдельные возмущения траекторий, складываясь, определяют изменения положения, формы и размеры пятна фокусировки. Индикатором нарушений фокусировки может служить пятно рассеяния, в которое превращается изображение точки в гауссовой плоскости изображения ( $z = z_i$ ) при наличии данного дефекта. Приближенно пятно рассеяния можно построить исходя из решения двухмерной задачи в плоскостях симметрии  $\varphi_n = \frac{n\pi}{m}$  ( $n = 0, \dots, 2m - 1$ ) и предположения

об одинаковом характере смещений траекторий и соответствующих граничных точек:  $\Delta \vec{R} = \lambda \delta R \vec{i}$  — при сдвиге электрода в направлении оси  $x$  на величину  $\lambda$ ,  $\Delta \vec{R} = \lambda \delta R \vec{k}$  — при наклоне электрода на угол  $\lambda$  к оси  $z$ ,  $\Delta \vec{R} = \lambda \delta R (\vec{i} \cos \varphi - \vec{j} \sin \varphi)$  — при эллиптическом отверстии с разницей полуосей  $\lambda$ .

В плоскости симметрии возмущение траекторий, вызванное сдвигом или наклоном электродов, будем искать в виде

$$\Delta R = R_p(\alpha_0, z, \varphi_n) - R(\alpha_0, z) - \Delta R_{ab}(\alpha_0, \Delta E) = \\ = \lambda(\delta R_1(z) + \delta R_2(\alpha_0, z) + \delta R_3(\alpha_0, \Delta E, z)),$$

где  $R(\alpha_0, z)$  — невозмущенная параксиальная траектория;

$\Delta R_{ab}(\alpha_0, \Delta E)$  — радиус осевой сферохроматической аберрации.

Функции, описывающие однородное ( $\delta R_1(z)$ ) и неоднородное смещения траекторий в возмущенном поле с учетом непараксиальности ( $\delta R_2(\alpha_0, z)$ ) и немоноэнергетичности ( $\delta R_3(\alpha_0, \Delta E, z)$ ) пучка, представляют собой решения соответствующих частей линеаризованного траекторного уравнения с нулевыми начальными условиями.

Коэффициент чувствительности  $\delta R_1(z_i)$  находится из решения уравнения

$$(\delta R_1)'' + \frac{1}{2} \frac{U_0'}{U_0} (\delta R_1)' + \frac{1}{4} \frac{U_0''}{U_0} (\delta R_1) = \frac{u_0}{2U_0},$$

где  $U_0$  и  $u_0$  — осевые распределения невозмущенного потенциала  $U(r, z)$  и функции  $u_m(r^2, z)$ , соответственно.

Коэффициенты  $\delta R_2(\alpha_0, z_i)$  и  $\delta R_3(\alpha_0, \Delta E, z_i)$  — результаты решения уравнений, которые получаются при подстановке в соответствующие слагаемые смещенной траектории  $R + \lambda \cdot \delta R_1$  и удержании линейных относительно  $\lambda$  членов определенного порядка по  $R, R'$  и

$\Delta E$ . С точностью до квадратичных членов уравнение для  $\delta R_2(\alpha_0, z)$  будет

$$(\delta R_2)'' + \frac{1}{2} \frac{U_0'}{U_0} (\delta R_2)' + \frac{1}{4} \frac{U_0''}{U_0} \delta R_2 = \\ = \left[ (RR' \delta R_1 + R^2 (\delta R_1)') \left( \frac{U_0''}{U_0} - \frac{U_0' U_0''}{U_0^2} \right) - \right. \\ \left. - \frac{(\delta R_1 (R'))^2 + 2RR' (\delta R_1)'}{4} \frac{U_0''}{U_0} - \frac{3(R')^2 (\delta R_1)'}{2} \frac{U_0'}{U_0} + \right. \\ \left. + \frac{3R^2 \delta R_1}{32} \left( \frac{U_0^{IV}}{U_0} - 2 \frac{(U_0'')^2}{U_0^2} \right) \right] + \left( \frac{(R')^2}{2} \frac{u_0}{U_0} + \right. \\ \left. + \frac{RR' U_0'(z) u_0(z) - u_0'(z) U_0(z)}{2 U_0^2(z)} + \frac{3R^2}{16} \frac{2u_0 U_0'' - u_0'' U_0}{U_0^2} \right),$$

а с учетом членов первого порядка малости уравнение для  $\delta R_3(\alpha_0, \Delta E, z)$  будет

$$(\delta R)'' + \frac{1}{2} \frac{U_0'}{U_0} (\delta R)' + \frac{1}{4} \frac{U_0''}{U_0} (\delta R) = - \frac{\Delta E/e}{2U_0^2} u_0.$$

В общем случае при сдвиге и наклоне электродов происходят отклонение и искажение формы пятна фокусировки, напоминающие "кóму". В линеаризованном возмущенном поле вытянутость пятна обусловлена неодинаковым смещением траекторий в пределах апертурного угла  $\alpha \square$ .

Коэффициент  $\delta R(\alpha_0, z_i)$ , характеризующий чувствительность фокусировки к эллиптичности отверстий, находится из решения уравнения, которое с учетом членов первого порядка малости записывается в виде

$$(\delta R)'' + \frac{1}{2} \frac{U_0'}{U_0} (\delta R)' + \frac{1}{4} \frac{U_0''}{U_0} (\delta R) = R \frac{u_0}{U_0}.$$

Как показали расчеты, нарушения фокусировки, вызванные сдвигом и наклоном электродов, на два-три порядка меньше отклонений пучка как целого и искажений, обусловленных эллиптичностью отверстий.

### Объект моделирования

В качестве объекта моделирования взята одиночная трехэлектродная микролинза (рис. 2), аналогичная описанной в [1]. В расчетах потенциалы в пространстве предметов ( $U_1$ ) и изображений ( $U_3$ ) равнялись 1 кВ. Потенциал внутреннего электрода  $U_2$  подбирался в зависимости от условий фокусировки. Заданным геометрическим условиям фокусировки (расстояние от линзы до источника  $l_0$ , рабочий отрезок  $l$ ) удовлетворяют два значения  $U_2$ , соответствующие ускорению и торможению пучка. Линзы с ускорением оказываются лучше с электронно-оптической точки зрения (коэффициенты аберраций и, как следствие, размеры пятна фокусировки отличаются в разы), хотя, в отличие от линз с тор-

можением, их применение в короткофокусном режиме ограничено пробойными условиями (максимальная напряженность поля между электродами  $E_{\max} = 10^4$  В/мм [1]). Поэтому киловольтные интегрированные микроколонны, в которых первый электрод линзы служил бы анодом, должны строиться на основе четырех- или пятиэлектродных линз.

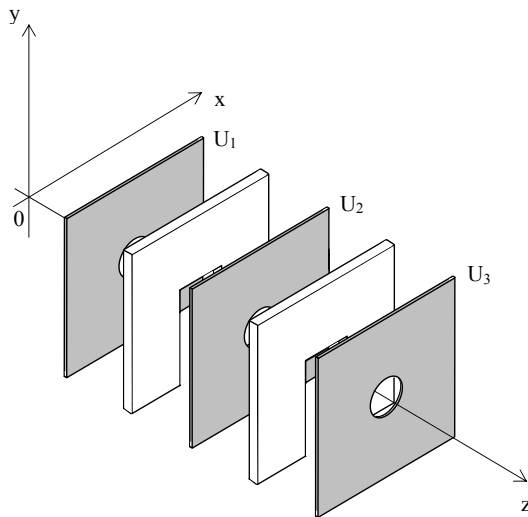


Рис. 2. Трехэлектродная микролинза

Использование трехэлектродных линз, работающих в режиме замедления, возможно при пониженных требованиях к разрешению, а в режиме ускорения — при существенном снижении энергии пучка. Однако в микроколоннах, собранных из отдельных блоков (авто- или термоавтоэмиссионная пушка, электростатическая отклоняющая система, объективная линза), в которых источник оказывается удаленным на сравнительно большое расстояние, условия работоспособности для трехэлектродных линз с ускорением оказываются выполненными. Выигрыш в разрешении, получаемый при ее замене, например на четырехэлектродную линзу, порядка 10 %. Что касается допусков, то, как показали оценочные расчеты, для трех-, четырех- и пятиэлектродных линз они примерно одинаковые.

Геометрические параметры линзы (радиус отверстий  $r_i = 100$  мкм, толщина электродов  $h_i = 1$  мкм) взяты такими же, что и у линзы [1], а межэлектродные расстояния  $l_i$  увеличены с 250 до 500 мкм. Параметры источника (диаметр  $d_0 = 5$  мкм, энергетический разброс электронов  $\Delta E = 0,5$  эВ) соответствовали миниатюризированной автоэмиссионной пушке [1].

Как показали расчеты, увеличение межэлектродных расстояний приводит к расширению диапазона работоспособности линзы в сторону более короткофокусных режимов: при  $l_i = 250$  мкм минимальное расстояние от источника до линзы, при котором возможна фокусировка киловольтного пучка на миллиметровом рабочем отрезке, составляет 2,5 мм, а при  $l_i = 500$  мкм — 0,9 мм. Кроме того, линзы с увеличенными меж-электродными расстояниями обладают меньшими aberrациями, поэтому, начиная с определенных апертурных углов, когда вклад электронно-оптических

aberrаций становится больше дифракционного размытия пучка, они обеспечивают более качественную фокусировку. С удалением источника коэффициент сферической aberrации  $C_s$  растет гораздо быстрее, чем коэффициент хроматической aberrации  $C_c$ , и при  $l_0 > 2,5$  мм, когда может использоваться линза с  $l_i = 250$  мкм, отношение  $C_s/C_c = 118$  (для линзы с  $l_i = 500$  мкм —  $C_s/C_c = 56$ , а при  $l_0 = 1$  мм — еще в 4,3 раза меньше). В результате при апертурных углах  $\alpha_0 > 3$  мрад сферическая aberrация оказывается преобладающей (для линзы с  $l_i = 250$  мкм начиная с  $\alpha_0 \approx 2$  мрад), и поскольку размер гауссова изображения и дифракционное размытие в обеих линзах практически одинаковые (уменьшение  $M \sim 0,5$ ), разница в размерах пятна фокусировки с увеличением  $\alpha_0$  растет по кубическому закону. При увеличении полуугла раскрытия пучка  $\alpha_0$  с 3 до 6 мрад, что соответствует повышению тока в пучке при угловой яркости источника 10 мкА/ср [1] от 0,3 до 1 нА, радиус пятна фокусировки в линзе с  $l_i = 500$  мкм возрастает примерно в четыре раза (с 12 до 50 нм), а в линзе с  $l_i = 250$  мкм — в шесть раз (с 17 до 106 нм).

Следует отметить, что электронно-оптическое подобие исследуемых линз имеет место только при равенстве геометрического и энергетического масштабных факторов (что связано с ограничением по напряженности и видам целевой функции, включающей хроматическую aberrацию). Границы применимости результатов, касающихся чувствительности фокусировки к дефектам изготовления, шире — достаточно геометрического подобия и сохранения пропорций между потенциалами.

### Чувствительность фокусировки

При расстоянии до источника  $l_0 = 2,5$  мм и рабочем отрезке  $l = 1$  мм (назовем это базовым режимом фокусировки) среднестатистическое смещение пучка в гауссовой плоскости при отклонении электродов от параллельности в пределах  $\lambda$  мрад составляет  $\Delta R_{\text{tilt}} = 0,35\lambda$  мкм. Если технология предусматривает отдельное изготовление электродов и их последующую сборку, то, помимо отклонений от параллельности, следует учитывать возможную несоосность или неконцентричность отверстий. Среднеквадратичное отклонение от базовой оси на  $\sigma = \frac{\lambda}{2}$  (что соответствует вероятности выхода за

пределы поля допуска, задаваемого кругом радиусом  $\lambda$ , 4,5 %) приводит к смещению пятна фокусировки в среднем на  $\Delta R_{\text{shift}} = 1,2\lambda$ . Эллиптичность границ поля приводит к приосевому астигматизму, величина которого в первом aberrационном приближении пропорциональна параметру эллиптичности  $\lambda$  и апертурному углу  $\alpha_0$ . При случайной ориентации и нормальном распределении параметров эллиптичности в пределах  $\lambda$  средний радиус кружка рассеяния в гауссовой плоскости составляет  $\Delta R_{\text{el}} = 36\lambda\alpha_0$ . Для пучка с полууглом раскрытия  $\alpha_0 = 4$  мрад размытие достигает уровня сферической aberrации  $(\Delta R_s(\alpha_0) \approx$

$\approx 14$  нм) при  $\lambda \sim 100$  нм. Определяемый по такому критерию допуск формы увеличивается с ростом  $\alpha_0$  по квадратичному закону, поэтому нормы допуска зависят от условий работы линзы и при больших апертурных углах становятся менее жесткими.

С увеличением количества электродов при фиксированных нормах допусков качество фокусировки, как и ожидалось, практически не меняется. Так, в четырехэлектродной линзе средние коэффициенты чувствительности к перечисленным дефектам составляют: при непараллельности электродов —  $\Delta R_{tilt} / \lambda = 0,43$ , при одновременном сдвиге электродов в разных направлениях —  $\Delta R_{shift} / \lambda = 0,98$ , при эллиптическом отклонении формы отверстий —  $\Delta R_{el} / \lambda = 30\alpha_0$ . Более короткофокусные режимы характеризуются большими напряжениями, но меньшим отклонением траекторий от оси. Этим можно объяснить то, что чувствительность фокусировки к погрешностям расположения электродов (сдвигу и наклону) несколько возрастает, а к погрешности формы отверстий — уменьшается.

В первом приближении возмущения, обусловленные различными факторами, можно считать независимыми и суммарные отклонения траекторий в плоскости изображения находить как векторную сумму отдельных отклонений. Изменение пятна рассеяния, возникающего при наложении aberrаций, вызванных эллиптичностью отверстий, на обычные электронно-оптические aberrации при изменении нормы допусков в трехэлектродной линзе ( $d_i = 200$  мкм,  $l_i = 500$  мкм,  $l_0 = 2,5$  мм,  $l = 1$  мм,  $\alpha_0 = 6$  мрад), показано на рис. 3. Распределение плотности тока в пятне получено в предположении равномерного распределения электронов по углам вылета в пределах телесного угла  $\Omega_0 = \pi\alpha_0^2$  и нормального распределения разброса по энергиям в интервале  $\pm \Delta E$ . Параметры эллиптичности  $\lambda_i$ , представляющие собой случайные выборки в интервалах  $\lambda_i \in (0; 0,2$  мкм),  $\lambda_i \in (0; 1$  мкм),  $\lambda_i \in (0; 2,4$  мкм) и  $\lambda_i \in (0; 20$  мкм), соответственно, равны:  $\lambda_1 = 0,06$  мкм,  $\lambda_2 = 0,10$  мкм,  $\lambda_3 = 0,06$  мкм (а);  $\lambda_1 = 0,29$  мкм,  $\lambda_2 = 0,51$  мкм,  $\lambda_3 = 0,29$  мкм (б);  $\lambda_1 = 0,7$  мкм,  $\lambda_2 = 1,2$  мкм,  $\lambda_3 = 0,7$  мкм (в);  $\lambda_1 = 5,8$  мкм,  $\lambda_2 = 10,2$  мкм,  $\lambda_3 = 5,8$  мкм (д). Углы ориентации эллипсов ( $\varphi_1 = 50^\circ$ ,  $\varphi_2 = 148^\circ$ ,  $\varphi_3 = 235^\circ$ ) — случайные числа из интервала  $\varphi_j \in (0; 360^\circ)$ .

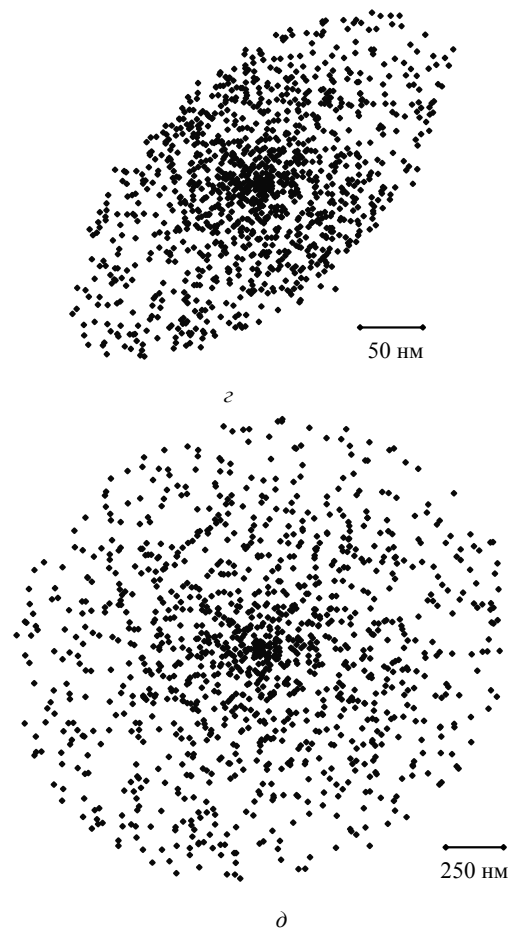
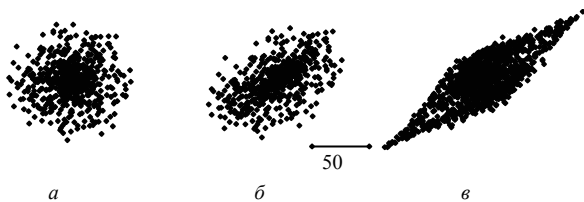


Рис. 3. Пятно рассеяния при наложении электронно-оптических aberrаций и эллиптичности поля в трехэлектродной линзе:

а —  $\Delta R_{ab} = 48$  нм ( $\Delta R_{el} = 0$ ); б —  $\Delta R_{ab} > \Delta R_{el}$  ( $\Delta R_{el} = 10$  нм); в —  $\Delta R_{ab} \sim \Delta R_{el}$  ( $\Delta R_{el} = 50$  нм); г —  $\Delta R_{ab} < \Delta R_{el}$  ( $\Delta R_{el} = 121$  нм); д —  $\Delta R_{ab} \ll \Delta R_{el}$  ( $\Delta R_{el} = 1$  мкм).

Параметры эллиптичности и геометрии линзы даны в тексте

Трансформация пятна объясняется противоположностью смещений траекторий в соответствующих взаимно перпендикулярных плоскостях, так что максимальный радиус определяется суммой, а минимальный — разностью  $\Delta R_{ab}$  и  $\Delta R_{el}$ . Поэтому динамика изменения формы пятна такова: круг ( $\Delta R_{el} = 0$ ), эллипс ( $\Delta R_{ab} > \Delta R_{el}$ ), “веретено” ( $\Delta R_{ab} \sim \Delta R_{el}$ ), эллипс ( $\Delta R_{el} > \Delta R_{ab}$ ), круг ( $\Delta R_{el} \gg \Delta R_{ab}$ ).

Заметим, что эллиптичность отверстий представляет собой наиболее критичное отклонение от круглости. Влияние волнистости отверстий на фокусировку пучка зависит от масштаба неровностей и уменьшается пропорционально апертурному углу в степени, зависящей от частоты отклонений профиля от базовой окружности. При волнистости, характеризующейся, например, симметрией четвертого порядка, размытие пятна пропорционально  $\alpha_0^3$ .

Расчеты, выполненные для трех-, четырех- и пятиэлектродных линз, показали, что при наклоне отдельных электродов смещение пучка возрастает пропорционально сумме напряженностей, примыкающих к электроду полей  $\Delta R_{tilt} \sim E_{z,i} + E_{z,i+1}$

( $E_{z,i} = \frac{U_i - U_{i+1}}{l_i}$ ). При этом коэффициенты пропор-

циональности для конкретных условий фокусировки и геометрии линзы лежат в интервале, позволяющем делать правильные сравнительные оценки. Смещение пучка, теоретически ожидаемое исходя из вида граничных условий (3) и правой части уравнения (4) и связанное со сдвигом электродов, должно зависеть от радиальной напряженности поля  $E_r$ . Используя представление  $E_r$  в виде ряда Буша с аппроксимацией второй производной осевого потенциала разностью напряженностей и учитывая уменьшение влияния электростатических полей с ростом энергии электронов, для смещения пучка получено приближение

$$\Delta R_{shift} \sim \frac{E_{z,i} - E_{z,i+1}}{\sqrt{U_i}}. \text{ Аналогичная формула получа-}$$

ется и для увеличения радиуса пятна фокусировки, вызванного эллиптичностью отверстий. Разброс значений коэффициентов пропорциональности и в том и в другом случае не выходит за пределы возможности априорных оценок, позволяющих определить наиболее критичные нарушения для сокращенного допускового анализа.

#### Микроэлектроэрозионная прошивка отверстий

Изготовление микролинз [1, 2] базируется на микроэлектронной технологии. Принципиальная схема технологического процесса включает формирование электродов в кремниевых мембранах, изготовление изоляционных слоев и сборку компонентов под контролем оптического микроскопа. При этом обеспечивается точность юстировки порядка микрометров и круглость отверстий на нанометровом уровне ( $\frac{\Delta r}{r} < 0,1\%$ ).

С кремниевой технологией принципиально совместимо изготовление интегрированных электронных источников и вакуумных микроструктур. Однако для каких-то приложений возможности кремниевых технологий могут оказаться избыточными. Кроме того, микроэлектронные технологии, экономически эффективные при серийном производстве, могут оказаться слишком дорогими для изготовления мелких партий. При изменении приоритетов могут быть востребованы мини-линзы (подобные описанным в [9]), выполняемые более простыми способами. При изготовлении прототипов и единичных экземпляров могут найти применение нетрадиционные методы микрообработки (электроэрозионная, ультразвуковая, лазерная и др.).

Преимущество микроэлектроэрозионной технологии состоит в возможности одновременной прошивки электродов в собранном пакете линзы, что автоматически решает вопрос соосности отверстий. Материалом для диафрагменных электродов может служить тонкая металлическая фольга толщиной  $\sim 10$  мкм. Для изоляционных прокладок можно использовать сапфировые пластины. Вырезы в изоляционных прокладках, создаваемые ультразвуковым методом, делаются наружными

(см. рис. 2), что облегчает вакуумную откачку рабочего объема линзы. Для предотвращения поверхностных пробоев прокладки делаются наборными [1].

Некруглость прошиваемых отверстий определяется, главным образом, допуском цилиндричности проволочного электрода. При эллиптическом изменении формы отверстий в пределах 1 мкм, что соответствует реально получаемым отклонениям от круглости [10], расчетный среднестатистический радиус размытия пятна в трехэлектродной линзе с параметрами, соответствующими рис. 3, составляет около 140 нм. Хотя это более чем в два раза превышает размер формируемого зонда, разрешение  $\sim 0,2$  мкм все же гарантируется. Кроме того, микронный допуск не является пределом. За счет электроэрозионной доводки электрода, вращения детали во время обработки, наложения ультразвуковых вибраций и других усовершенствований допуски круглости и шероховатости прошиваемых отверстий могут быть существенно уменьшены. Однако нужно отметить, что использование микроэлектроэрозионного метода для изготовления четырех- или пятиэлектродных микролинз делает оптимизацию их параметров нецелесообразной.

#### Заключение

При малых геометрических дефектах, характеризующихся наличием плоскостей симметрии (поперечный сдвиг, наклон, эллиптичность отверстий электродов), приближенное нахождение поля в многоэлектродных диафрагменных линзах может быть сведено к решению осесимметричной задачи, а определение чувствительности выходных параметров пучка к нарушениям геометрии — к решению обыкновенных дифференциальных уравнений. Погрешность вычисления возмущений уменьшается пропорционально соответствующим малым параметрам, поэтому преимущество описанной модели проявляется при нарушениях, влияние которых соизмеримо с погрешностью численного решения исходной задачи.

На примере трехэлектродной микролинзы продемонстрировано применение модели для определения чувствительности выходных параметров пучка к перечисленным дефектам для линз такого класса. Показано, в частности, что при заданных нормах допусков увеличение количества электродов не приводит к накоплению искажений — суммарный эффект зависит, главным образом, от режима работы линзы. Полученные количественные результаты могут служить основой для установления конструктивно-технологических допусков и оценки применимости конкретных технологий исходя из требований к качеству фокусировки. Выявленные закономерности, касающиеся влияния различных факторов на проявление дефектов, и аналитические приближения для коэффициентов чувствительности имеют общий характер и применимы к диафрагменным линзам любых масштабов.

Изложенные идеи могут найти применение при моделировании дефектов электростатических линз других конфигураций, а также при соответствующей постановке задачи при моделировании аберраций, вызван-

ных неточностью юстировки катода в интегрированных электронно-оптических системах.

#### Литература

1. Chang T. H. P., Thomson M. G. R., Yu M. L., Kratschmer E., Kim H. S., Lee K. Y., Rishton S. A., Zolgharnain S. Electron beam technology – SEM to microcolumn// Microelectronic Eng. 1996. V. 32. P. 113—130.
2. Zlatkin A., Garcia N. Low-energy (300 eV) versatile scanning electron microscope with 30 nm resolution// Ibid. 1999. № 45. P. 39—46.
3. Coyle S. T., Shamoun B., Yu M., Maldonado J., Thomas T., Holmgren D., Chen X., Scheinfein M. R., DeVore B., Gesley M. Progress toward a raster multibeam lithography tool// J. Vacuum Sci. Technol. B. 2004. V. 22. № 2. P. 501—505.
4. Lehrer C., Frey L., Petersen S., Ryssel H., Schafer M., Sulzbach Th. Integration of field emitters into scanning probe microscopy sensors using focused ion and electron beams// Ibid. № 3. P. 1402—1406.
5. Pease R. F., Ioakeimidi K., Aldana R., Leheny R. Photoelectronic analog-to-digital conversion using miniature electron optics: Basic design considerations// Ibid. 2003. V. 21. № 6. P. 2826—2829.
6. Minh P. N., Ono T., Sato N., Mitura H., Yokoo K., Esashi M. From SOI wafer to microelectron field emission device with focus lenses// Proceedings of the 16<sup>th</sup> International Vacuum Microelectronics Conference, 2003. P. 179—180.
7. Edgcombe C. G. On the perturbation of trajectories by small displacement of electrodes// Optik. 1991. V. 86. № 4. P. 120—128.
8. Greenfield D., Monastyrski M. Three-dimensional electrostatic field calculation with effective algorithm of surface charge singularities treatment based on the Fichera's theorem// Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A. 2004. V. 519. № 1—2. P. 82—89.
9. Bubeck C.-D., Fleischmann A., Knell G., Lutsch R. Y., Plies E., Winkler D. Miniature electrostatic lens for generation of a low-voltage high current electron probe// Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A. 1999. V. 427. P. 104—108.
10. Yeo S. H., Tan I. K. Effects of ultrasonic vibrations in micro-electro-discharge machining of microholes// Journal of Micromechanics and Microengineering. 1999. V. 9. № 4. P. 345—352.

Статья поступила в редакцию 30 марта 2006 г.

## Influence of fabrication defects to quality of focusing in electrostatic microminiature lenses

*M. D. Belsky*

Research Institute for Perspective Materials and Technologies  
of the Moscow State Institute for Electronics and Mathematics (Technical University), Moscow, Russia

*B. A. Lapshinov, B. G. Lvov*

The Moscow State Institute for Electronics and Mathematics  
(Technical University), Moscow, Russia

*The linear model of trajectory-field perturbations in multielectrode diaphragm lenses with technological straggling the geometrical parameters has been surveyed. Shown are results of a numerical modeling of errors of focusing in a three-electrode microlens with fabrication defects breaking a rotational symmetry of the field. The influence of the different factors to a development of defects has been analysed. The opportunity of micro-electro-erosive wearing the holes in microlenses is considered from the point of view of guaranteeing the accuracy requirements.*