

УДК 621.385

## Кулоновское искажение изображения в проекционных литографических системах

Б. Г. Фрейнкман

Государственное предприятие "Научно-исследовательский институт электронной и ионной оптики", Москва, Россия

*В работе исследуется применимость моделей кулоновских взаимодействий для расчета искажений изображения в проекционной литографической системе SCALPEL — взаимодействия с полем пространственного заряда и парных взаимодействий. В отличие от [1—3] в данной работе учитывается структура электронного потока, определяемая как структурой проецируемого изображения, так и условиями фокусировки и диафрагмирования. Результаты расчетов показывают, что с увеличением тока взаимодействие с полем пространственного заряда превышает парные взаимодействия. Сферические aberrации, связанные с кулоновскими взаимодействиями, качественно совпадают в обеих моделях. В силу этого делается вывод, что кулоновские потери разрешения в данной системе в основном определяются взаимодействием с полем пространственного заряда. Расчет дисперсии уширения изображения центральной точки показывает, что оптимальный выбор положения плоскости изображения позволяет в несколько раз повысить разрешение системы. При энергии пучка 10 кВ и токе 50 мкА наилучшее разрешение составляет 25 нм.*

В последние годы в связи с разработкой технологии производства интегральных схем с разрешением менее 150 нм большой интерес проявляется к проекционным литографическим системам типа SCALPEL. В работах [1—3], посвященных расчету разрешения в этих системах, предполагается, что их предельное разрешение определяется только парными кулоновскими взаимодействиями, так как взаимодействие с полем пространственного заряда влияет только на параметры фокусировки первого порядка. Но, по существу, это две модели одного и того же взаимодействия. Взаимодействие с полем пространственного заряда не учитывает дискретности зарядов, а парные взаимодействия пренебрегают полем всех остальных зарядов. Поэтому нет оснований предполагать качественное различие вызываемого ими рассеяния, а необходимо только определить токи, при которых преобладает одна из этих моделей взаимодействия.

Кроме того, в работах [1—3] рассчитывается усредненное по сечению уширение всего пучка, никак не связанное со структурой самого изображения. Это может быть оправдано для растровых систем, где изображение создается последовательно в результате развертки пучка. В проекционных системах изображение создается одновременно совокупностью пучков, формирующих изображение каждой точки изображения. Токи этих пучков различны в силу неоднородности передаваемого изображения, а их оси пересекаются в кроссовер. Это может приводить к значительной зависимости кулоновских искажений изображения от структуры самого изображения. В силу этого искажения изображения в проекционных системах могут значительно отличаться для разных фрагментов изображения и носить нелинейный характер.

Цель работы — разработка методов расчета кулоновских искажений проекционных систем, учитывающих реальную структуру изображения, опреде-

ление токов, при которых преобладает одна из моделей взаимодействия, вычисление функции рассеяния и определение с ее помощью разрешения в плоскости наилучшей фокусировки.

Характерной особенностью кулоновских взаимодействий в проекционных литографических системах является то, что энергия пучка много больше энергии кулоновских взаимодействий. Это позволяет в первом приближении определить функцию распределения заряженных частиц в пучке из решения кинетического уравнения, учитывая только взаимодействие пучка с полями линз, образующих систему.

Таким образом, учитывается реальная структура пучка, определяемая распределением плотности тока и функции рассеяния по углам в плоскости предмета (на маске). Во втором приближении эта функция распределения позволяет определить поправки, связанные с кулоновскими взаимодействиями.

Как упоминалось выше, в решении задачи кулоновских взаимодействий возможны два предельных приближения. Если в области взаимодействия потенциал парного взаимодействия меньше разности потенциала поля пространственного заряда, то применимо приближение движения пробной частицы в поле пространственного заряда. Напряженность этого поля можно вычислить с помощью функции распределения заряженных частиц, полученной в первом приближении. Если выполняется обратное предположение, то применимо приближение парных взаимодействий. В этом случае функция распределения заряженных частиц первого приближения позволяет определить начальные условия для решения задачи парных взаимодействий. В данной работе эти два приближения используются независимо в целях определения токов, при которых преобладает та или иная модель.

### Структура потока заряженных частиц в бесстолкновительном приближении

Рассмотрим проекционную литографическую систему типа SCALPEL, которая состоит из двух тонких линз с фокусными расстояниями  $f_1, f_2$  и диафрагмы в кроссовере радиусом  $r_c$  (рис. 1).

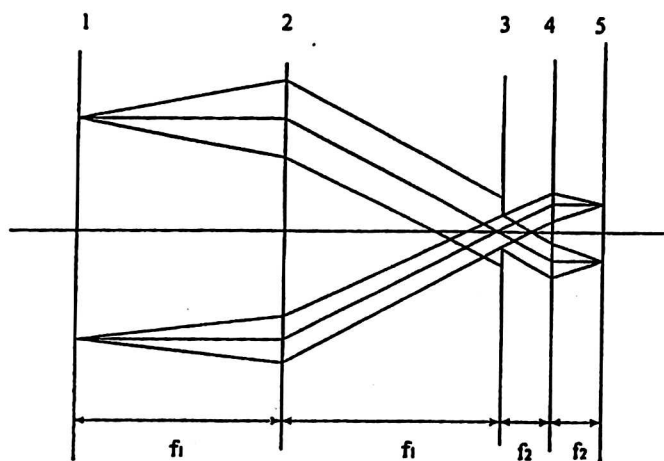


Рис. 1. Схема геометрии проекционной литографической системы SCALPEL:

- 1 — плоскость предмета (положение маски); 2 — плоскость первой линзы;
- 3 — плоскость кроссовера; 4 — плоскость второй линзы; 5 — плоскость изображения (положение резиста)

В плоскости предмета, которая расположена в переднем фокусе первой линзы, находится маска, неоднородная плотность которой соответствует проецируемому изображению. В результате рассеяния на маске однородного потока заряженных частиц его пространственное распределение останется однородным, а угловое будет соответствовать проецируемому изображению.

Таким образом, функция распределения в плоскости предмета имеет вид

$$F(r_0, r'_0, U) = \frac{J}{\sqrt{\eta U}} \vartheta(U) f(r_0, \theta), \quad (1)$$

$$r'_0 = \theta \cos(\psi) i + \theta \sin(\psi) j,$$

где  $J$  — плотность потока заряженных частиц;  
 $f(r_0, \theta)$  — функция распределения по углам наклона к оси системы —  $\theta$ ;  
 $\vartheta(U)$  — функция распределения по энергиям заряженных частиц  $U$  (для простоты далее рассматривается монохроматический пучок).

В процессе движения пучка через проекционную литографическую систему начальная функция распределения меняется в результате взаимодействия пучка с полем линз и кулоновским взаимодействием частиц пучка между собой. Как отмечалось выше, в первом приближении функция распределения заряженных частиц определяется только взаимодействием пучка с магнитным полем линзовой системы. В этом приближении кинетическое уравнение Больцмана примет вид

$$\frac{\partial F}{\partial t} + v \frac{\partial F}{\partial r} + \frac{e}{mc} v \times H \frac{\partial F}{\partial v} = 0. \quad (2)$$

Это однородное уравнение в частных производных первого порядка, решение которого однозначно определяется его характеристиками, на которых функция распределения  $F$  постоянна. Характеристиками (2) являются траектории в поле линз. В парааксиальном приближении произвольная траектория в межлинзовом промежутке, где наиболее существенное значение имеют кулоновские взаимодействия, имеет вид

$$r = r'_0 f_1 - \frac{r_0}{f_1} \xi, \quad (3)$$

$$r' = -\frac{r_0}{f_1},$$

где  $r_0, r'_0$  — начальные координата и вектор поперечной скорости;  
 $\xi$  — расстояние до кроссовера.

С учетом этого напряженность поля пространственного заряда в произвольной точке будет

$$E(r) = \iiint \iiint F(r_0, r'_0) \frac{r - r(r_0 - r'_0, \zeta)}{|r - r(r_0, r'_0, \zeta)|^3} dr_0 dr'_0 d\zeta. \quad (4)$$

Полученное таким образом поле позволяет вычислить искажения, вносимые взаимодействием пучка с полем пространственного заряда.

Поскольку кулоновские взаимодействия наиболее существенны в области кроссовера, то расчет будет производиться только в межлинзовом промежутке, а результат будет пересчитываться на плоскость предмета с учетом действия второй линзы

$$\begin{aligned} \Delta r_{ii} &= -\Delta r'_{i2} f_2, \\ \Delta r'_{ii} &= \frac{\Delta r_{i2}}{f_2}, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\Delta r_{i2}$ ,  $\Delta r'_{i2}$  — пространственное и угловое рассеяние в плоскости второй линзы;

$\Delta r_{ii}$ ,  $\Delta r'_{ii}$  — то же, в плоскости изображения.

Так как пространственное рассеяние в плоскости стигматического изображения определяется только угловым рассеянием в плоскости второй линзы, то мы ограничимся расчетом только углового рассеяния.

### Искажение изображения в результате взаимодействия с полем пространственного заряда

В этом приближении искажение параксиальных траекторий описывается уравнением движения в поле пространственного заряда

$$\frac{d^2 \Delta r}{dt^2} = \frac{e}{m} E(r_t + \Delta r), \quad (6)$$

где  $E$  — напряженность поля пространственного заряда (4);

$r_t$  — параксиальная траектория, которая в этой области имеет вид

$$r_t = r'_{i0} f_1 - \frac{r'_{i0}}{f_1} \xi, \quad (7)$$

где  $r_0$ ,  $r'_{i0}$  — начальные координаты и вектор поперечной скорости.

Дифференциальное уравнение (6) можно решить численно, а в приближении  $E \gg \Delta r \nabla E$  смещение тестовой траектории в плоскости изображения можно записать в виде квадратур

$$\Delta r_{ii}(r_0, r'_{i0}) = -f_2 \int_{-f_1}^{f_2} d\zeta \int_{-f_1}^{f_2} d\zeta' \iint \frac{F(r_0, r'_0) r_t(r_{i0}, r'_{i0}, \zeta) - r(r_0, r'_0, \zeta')}{U |r_t(r_{i0}, r'_{i0}, \zeta) - r(r_0, r'_0, \zeta')|^3} dr_0 dr'_0. \quad (8)$$

Соотношение (8) вместе с функцией распределения по углам вылета  $r'_{i0}$  заряженных частиц из точки изображения  $r_{i0}$  (1) определит рассеяние изображения этой точки, связанное с взаимодействием с полем пространственного заряда (контрастные искажения изображения). Усредняя  $\Delta r_{ii}$  и  $(\Delta r_{ii})^2$  по всем углам вылета  $r'_{i0}$  с учетом функции распределения (1), можно определить математическое ожидание смещения изображения тестовой точки (геометрические искажения) и дисперсию рассеяния (контрастные искажения изображения) в результате взаимодействия с полем пространственного заряда

$$\bar{\Delta r}_{ii}(r_{i0}) = \iint \Delta r_{ii}(r_{i0}, r'_{i0}) F(r_{i0}, r'_{i0}) dr'_{i0}, \quad (9)$$

$$\sigma_{ii}^2(r_{i0}) = \iint (\Delta r_{ii} - \bar{\Delta r}_{ii})^2(r_{i0}, r'_{i0}) F(r_{i0}, r'_{i0}) dr'_{i0}. \quad (10)$$

В плоскости предмета, которая расположена в переднем фокусе первой линзы, находится маска, неоднородная плотность которой соответствует проецируемому изображению. В результате рассеяния на маске однородного потока заряженных частиц его пространственное распределение останется однородным, а угловое будет соответствовать проецируемому изображению.

Таким образом, функция распределения в плоскости предмета имеет вид

$$F(r_0, r'_0, U) = \frac{J}{\sqrt{\eta U}} g(U) f(r_0, \theta), \quad (1)$$

$$r'_0 = \theta \cos(\psi) i + \theta \sin(\psi) j,$$

где  $J$  — плотность потока заряженных частиц;  
 $f(r_0, \theta)$  — функция распределения по углам наклона к оси системы —  $\theta$ ;  
 $g(U)$  — функция распределения по энергиям заряженных частиц  $U$  (для простоты далее рассматривается монохроматический пучок).

В процессе движения пучка через проекционную литографическую систему начальная функция распределения меняется в результате взаимодействия пучка с полем линз и кулоновским взаимодействием частиц пучка между собой. Как отмечалось выше, в первом приближении функция распределения заряженных частиц определяется только взаимодействием пучка с магнитным полем линзовой системы. В этом приближении кинетическое уравнение Больцмана примет вид

$$\frac{\partial F}{\partial t} + v \frac{\partial F}{\partial r} + \frac{e}{mc} v \times H \frac{\partial F}{\partial v} = 0. \quad (2)$$

Это однородное уравнение в частных производных первого порядка, решение которого однозначно определяется его характеристиками, на которых функция распределения  $F$  постоянна. Характеристиками (2) являются траектории в поле линз. В параксиальном приближении произвольная траектория в межлинзовом промежутке, где наиболее существенное значение имеют кулоновские взаимодействия, имеет вид

$$r = r'_0 f_1 - \frac{r_0}{f_1} \xi, \quad (3)$$

$$r' = -\frac{r_0}{f_1},$$

где  $r_0, r'_0$  — начальные координата и вектор поперечной скорости;  
 $\xi$  — расстояние до кроссовера.

С учетом этого напряженность поля пространственного заряда в произвольной точке будет

$$E(r) = \iiint \iiint F(r_0, r'_0) \frac{r - r(r_0 - r'_0, \zeta)}{|r - r(r_0, r'_0, \zeta)|^3} dr_0 dr'_0 d\zeta. \quad (4)$$

Полученное таким образом поле позволяет вычислить искажения, вносимые взаимодействием пучка с полем пространственного заряда.

Поскольку кулоновские взаимодействия наиболее существенны в области кроссовера, то расчет будет производиться только в межлинзовом промежутке, а результат будет пересчитываться на плоскость предмета с учетом действия второй линзы

$$\begin{aligned} \Delta r_{ii} &= -\Delta r'_{i2} f_2, \\ \Delta r'_{ii} &= \frac{\Delta r_{i2}}{f_2}, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\Delta r_{i2}$ ,  $\Delta r'_{i2}$  — пространственное и угловое рассеяние в плоскости второй линзы;

$\Delta r_{ii}$ ,  $\Delta r'_{ii}$  — то же, в плоскости изображения.

Так как пространственное рассеяние в плоскости стигматического изображения определяется только угловым рассеянием в плоскости второй линзы, то мы ограничимся расчетом только углового рассеяния.

### Искажение изображения в результате взаимодействия с полем пространственного заряда

В этом приближении искажение параксиальных траекторий описывается уравнением движения в поле пространственного заряда

$$\frac{d^2 \Delta r}{dt^2} = \frac{e}{m} E(r_t + \Delta r), \quad (6)$$

где  $E$  — напряженность поля пространственного заряда (4);

$r_t$  — параксиальная траектория, которая в этой области имеет вид

$$r_t = r'_{i0} f_1 - \frac{r_{i0}}{f_1} \xi, \quad (7)$$

где  $r_0$ ,  $r'_{i0}$  — начальные координаты и вектор поперечной скорости.

Дифференциальное уравнение (6) можно решить численно, а в приближении  $E \gg \Delta r \nabla E$  смещение тестовой траектории в плоскости изображения можно записать в виде квадратур

$$\Delta r_{ii}(r_0, r'_{i0}) = -f_2 \int_{-f_1}^{f_2} d\zeta \int_{-f_1}^{f_2} d\zeta' \iint \frac{F(r_0, r'_0) r_t(r_{i0}, r'_{i0}, \zeta) - r(r_0, r'_0, \zeta')}{U |r_t(r_{i0}, r'_{i0}, \zeta) - r(r_0, r'_0, \zeta')|^3} dr_0 dr'_0. \quad (8)$$

Соотношение (8) вместе с функцией распределения по углам вылета  $r'_{i0}$  заряженных частиц из точки изображения  $r_{i0}$  (1) определит рассеяние изображения этой точки, связанное с взаимодействием с полем пространственного заряда (контрастные искажения изображения). Усредняя  $\Delta r_{ii}$  и  $(\Delta r_{ii})^2$  по всем углам вылета  $r'_{i0}$  с учетом функции распределения (1), можно определить математическое ожидание смещения изображения тестовой точки (геометрические искажения) и дисперсию рассеяния (контрастные искажения изображения) в результате взаимодействия с полем пространственного заряда

$$\bar{\Delta r}_{ii}(r_{i0}) = \iint \Delta r_{ii}(r_{i0}, r'_{i0}) F(r_{i0}, r'_{i0}) dr'_{i0}, \quad (9)$$

$$\sigma_{ii}^2(r_{i0}) = \iint (\Delta r_{ii} - \bar{\Delta r}_{ii})^2(r_{i0}, r'_{i0}) F(r_{i0}, r'_{i0}) dr'_{i0}. \quad (10)$$

Как отмечалось выше, взаимодействие с полем пространственного заряда не учитывает дискретной структуры источников поля и связанной с этим корреляции их взаимного положения при сближении частиц на расстояние, при котором потенциал парных взаимодействий становится больше разности потенциалов поля пространственного заряда.

### Искажение изображения в результате парных взаимодействий

В этом приближении мы пренебрегаем кулоновскими взаимодействиями вне области преобладания парных взаимодействий. Размер этой области будем определять радиусом Дебая в кроссовере  $\lambda_D$ , полагая температуру электронов  $T_e$  равной среднему значению энергии относительного движения  $1/2\theta_m^2 \bar{U}$ ,

$$\lambda_D = \sqrt{\left(\frac{2e}{M}\right)^{1/2} \frac{\theta_m^4 f_1^2 \bar{U}^{3/2}}{4e^2 J}}. \quad (11)$$

Так как основное взаимодействие двух частиц происходит при их сближении на значительно меньшее расстояние, то конкретное значение характерного параметра не очень существенно.

Известно [4], что кулоновское взаимодействие двух частиц, одну из которых будем называть тестовой, а другую полевой, приводит к их смещению и повороту относительно центра масс в плоскости, ортогональной вектору момента количества движения (рис. 2).

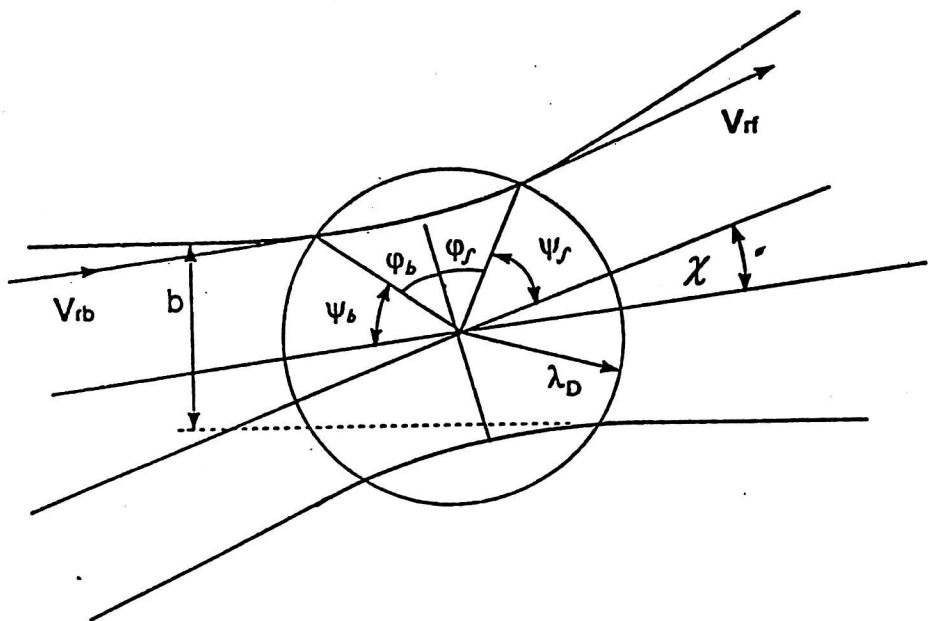


Рис. 2. Трассы заряженных частиц в плоскости столкновения;  $\chi$  — угол поворота вектора относительной скорости

В полярной системе координат, связанной с центром масс, их движение определяется законами сохранения энергии и момента количества движения [4, 5]

$$\frac{M}{2} \left( \left( \frac{dr}{dt} \right)^2 + r^2 \left( \frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \right) + \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{M v_{rb}^2}{2} + \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r_b}; \quad (12)$$

$$M r^2 \frac{d\varphi}{dt} = M |r_b \times v_{rb}|, \quad (13)$$

где  $r_b, v_{rb}$  — относительные расстояние и скорость в момент начала взаимодействия, соответственно;

$q_1, q_2$  — заряды частиц;

$M$  — приведенная масса

$$M = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}. \quad (14)$$

Полагая, что до начала взаимодействия частицы двигаются по параксиальным траекториям (7), начальные условия для (12, 13) примут вид:

$$r_b = p_0 + r_b'(z_b - z_s) + k\xi, \quad (15)$$

$$v_{rb} = r_b' \sqrt{\eta U}, \quad (16)$$

где  $z_b$  — координата центра масс в начале взаимодействия;

$z_s$  — сечение наибольшего сближения параксиальных траекторий;

$p_0$  — наименьшее расстояние между параксиальными траекториями;

$\xi$  — случайное смещение между частицами.

Взаимодействие начинается и кончается, когда расстояние между частицами становится равным  $\lambda_D$ .

Как известно [1, 4, 5], имеется аналитическое решение (12), (13) в виде зависимости угла поворота относительной скорости  $\chi(\rho)$  и времени пролета  $t(\rho)$  от расстояния между частицами  $\rho$ . Зная  $\xi$ , параметры невозмущенных траекторий, время начала и конца взаимодействия, численное обращение зависимости  $t(\rho)$  методом, аналогичным использованному в [1], можно определить  $\chi$  за время взаимодействия. В результате изменение вектора скорости тестовой частицы, с учетом закона сохранения импульса, будет иметь вид

$$\Delta r'_d(r_{i0}, r'_{i0}, r_{c0}, r'_{c0}, \xi) = \frac{v_r}{2} (\sin(\chi) e_1 + (\cos(\chi) - 1) e_2), \quad (17)$$

где

$$e_2 = \frac{v_{rb}}{v_r}; \quad e_1 = e_2 \times \frac{r_b \times v_{rb}}{b v_\infty}.$$

Усредняя этот результат по всему фазовому пространству начальных условий  $r_{c0}, r'_{c0}$  и всем возможным значениям  $\xi$ , а также учитывая действие второй линзы, получим смещение тестовой частицы в плоскости изображения в результате корреляций парных взаимодействий в виде:

$$\Delta r_{ii}(r_{i0}, r'_{i0}) = -f_2 \iiint_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} \int \Delta r'_d(r_{i0}, r'_{i0}, r_{c0}, r'_{c0}, \xi) F(r_0, r'_0) \sqrt{\frac{2e}{m} U} dr_0 dr'_0 d\xi. \quad (18)$$

Расчет математического ожидания смещения изображения точки и дисперсия рассеяния в ней проводились по соотношениям (9), (10).

### Результаты расчетов и их обсуждение

Расчет проводился для электронной проекционной литографической системы SCALPEL с параметрами, взятыми из работы [3]:

полный ток	— 0,1—100 мкА
энергия электронов	— 100 кВ
фокусное расстояние первой линзы	— 0,16 м
фокусное расстояние второй линзы	— 0,04 м
радиус отверстия в кроссовере	— $1,6 \cdot 10^{-4}$ м
масштаб увеличения	— 0,25
размер изображения	— $0,25 \times 0,25$ мм <sup>2</sup> .

Для определенности предполагалось, что функция рассеяния на маске имеет вид

$$f(r_0, \theta) = \cos\left(\frac{\pi\theta}{2\theta_m(r_0)}\right). \quad (19)$$

Так как распределение плотности в изображении точечного источника сильно отличается от гауссового вида, то для характеристик рассеяния использовалась дисперсия этого распределения, далее именуемая дисперсией уширения. Для определения области применимости рассмотренных моделей взаимодействия рассчитывалась зависимость дисперсии уширения от тока по каждой из этих моделей в гауссовой плоскости фокусировки без абберационной системы. На рис. 3 приведены результаты расчетов дисперсии уширения изображения центральной точки в случае однородной плотности маски с максимальным углом рассеяния на маске  $\theta_m$ , равным 0,0005 рад.

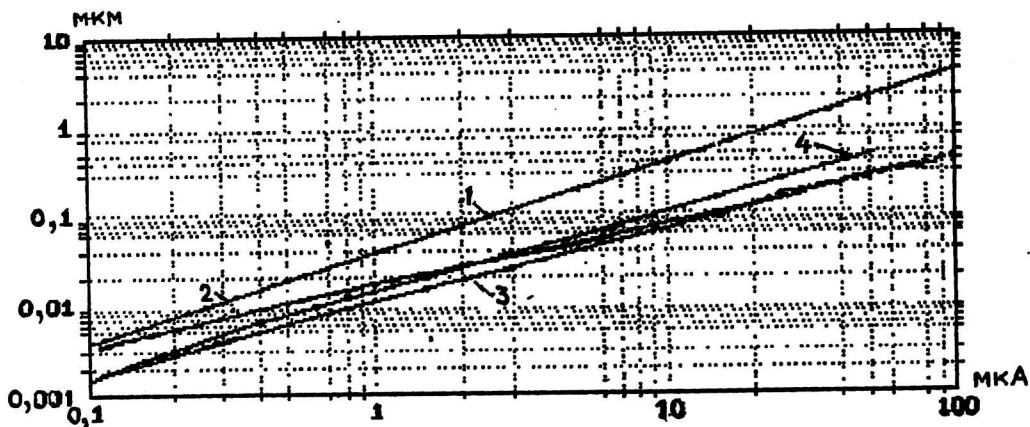


Рис. 3. Зависимость кулоновского рассеяния в плоскости изображения без абберационной системы:

- 1 — дисперсия рассеяния центральной точки (взаимодействие с полем объемного заряда);  
 2 — дисперсия рассеяния центральной точки (парные взаимодействия); 3, 4 — уширение пучка на полувысоте, расчет методом Монте-Карло [3] — старая и новая модели, соответственно

Как следует из наших расчетов, во всем рассмотренном диапазоне изменения тока пучка взаимодействие с полем пространственного заряда превышает парные взаимодействия от 1,17 раз при токе 0,1 мА до 7,12 при токе 50 мА.

На этом же рисунке представлены аналогичные зависимости уширения на полувысоте (FW50), полученные в [3] путем моделирования кулоновских взаимодействий методом Монте-Карло. Эти зависимости хорошо согласуются с нашими результатами для модели парных корреляционных взаимодействий. Однако следует отметить, что в наших расчетах дисперсия рассеяния точки неоднородно и немонотонно меняется от центра к краю изображения до 20—30 %.

Для сравнения характера кулоновского рассеяния в рассмотренных моделях взаимодействия на рис. 4 представлены зависимости функции рассеяния центральной точки изображения от угла вылета электронов из маски при токе 50 мА.

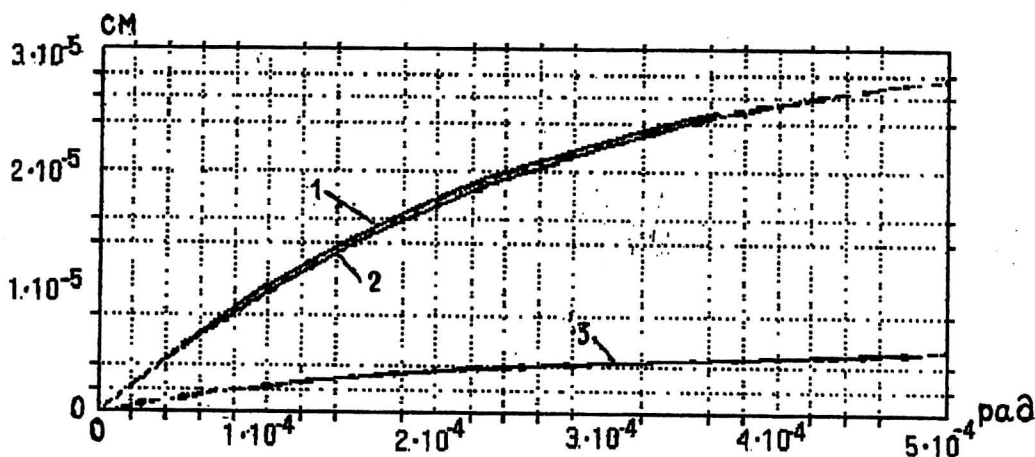


Рис. 4. Зависимость кулоновского рассеяния центральной точки изображения от угла вылета электронов из маски в плоскости фокусировки без аберрационной системы:

1 — вдоль стороны квадрата (взаимодействие с полем объемного заряда); 2 — по диагонали квадрата (взаимодействие с полем объемного заряда); 3 — вдоль стороны квадрата и диагонали (парное взаимодействие)

Как и ожидалось, различие двух моделей взаимодействия носит только количественный характер.

Таким образом, исходное утверждение в работах [1—3] о роли взаимодействия с полем пространственного заряда не имеет места. Более того, совокупность результатов, представленных на рис. 3, 4, позволяет сделать вывод, что именно взаимодействие с полем пространственного заряда (линзой объемного заряда, расположенной в области кроссовера) в основном определяет предельное разрешение проекционной литографической системы SCALPEL. Однако авторы [1—3] правы в том, что аберрации первого порядка можно легко устранить, изменив положение плоскости изображения. Более того, известно [6], что таким образом можно в несколько раз уменьшить и роль аберраций третьего порядка, для чего рассмотрим функцию рассеяния, которая в области фокусировки имеет вид:

$$r = Mr_0 - \frac{r'_0}{M} \delta z + \alpha_1 r'_0 + \alpha_2 r'_0{}^3 + C_s r'_0{}^3, \quad (20)$$

где  $\delta z$  — смещение плоскости изображения от гауссовой плоскости фокусировки без абберационной системы. Нетрудно видеть, что при смещении плоскости изображения на величину

$$\delta z = M(\alpha_1 + \alpha_2 \bar{r}_0^2 + C_s \bar{r}_0^2) \quad (21)$$

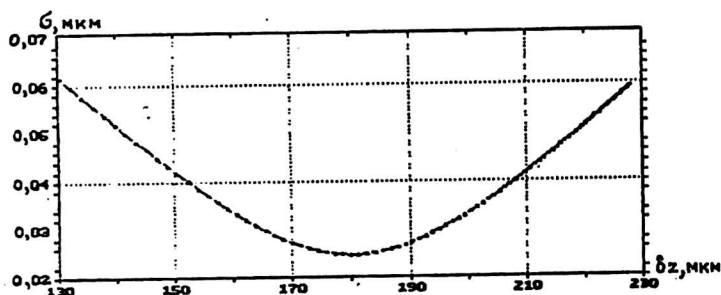
функция рассеяния будет иметь вид:

$$r = Mr_0 + (\alpha_2 + C_s)r_0^2(r_0^2 - \bar{r}_0^2) \quad (22)$$

и это будет плоскость фокусировки частиц с углом вылета из маски, равным  $\bar{r}_0$ .

На рис. 5 представлены результаты изменения дисперсии уширения при смещении положения плоскости изображения для всего диапазона изменения углов вылета из маски.

Рис. 5. Зависимость разрешения от смещения плоскости изображения



Из рис. 5 следует, что разрешение рассматриваемой системы сильно зависит от положения плоскости изображения. При токе 50 мкА наилучшее разрешение составляет 24,4 нм и достигается при  $\delta z$ , равном 2,9 мм. Так как в рассматриваемых условиях  $C_s$  много меньше  $\alpha_2$ , а  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  пропорциональны току, то при изменении тока плоскость наилучшего разрешения будет смещаться на величину, пропорциональную току.

Однако следует учитывать, что такое значительное улучшение разрешения в центре изображения может сопровождаться некоторым ухудшением разрешения на краю. Выбор оптимальной для всего изображения плоскости фокусировки требует совместного учета всех aberrаций системы и линзы объемного заряда в кроссовере.

### Выводы

Разработан метод расчета функции рассеяния линзы объемного заряда, образующегося в кроссовере фокусирующей системы, который позволяет учесть как структуру проецируемого изображения, так и условия фокусировки и диафрагмирования пучка.

Проведенные расчеты показали, что в проекционных литографических системах типа SCALPEL при токах более 1 мкА взаимодействие с полем пространственного заряда преобладает над парными взаимодействиями.

Исследование зависимости функции рассеяния от угла вылета электронов из маски показало, что сферическая aberrация в обеих моделях взаимодействия качественно совпадает. Это позволяет утверждать, что предельное разрешение системы в основном определяется кулоновскими взаимодействиями с полем пространственного заряда.

Проведенные расчеты разрешения центральной точки изображения показали ее сильную зависимость от положения плоскости изображения, которое изменяется пропорционально току пучка.

При оптимальном для фокусировки центральной точки положении плоскости изображения разрешение проекционных литографических систем типа SCALPEL при энергии пучка 10 кВ и токе 50 мкА составляет 24,4 нм.

### Литература

1. Jansen G. H. Coulomb Interactions in Particle Beams, Advances in Electronics and Electron Physics. Suppl. 21. Academic, Boston, MA, 1990.
2. Mkrchyan M. M., Liddle J. A., Berger S. D. and Harriott L. R.//J. Appl. Phys. 1995. № 78. P. 6888.
3. Jansen G. H.//Ibid. 1998. № 84. P. 4549.
4. McDaniel E. W. Collision Phenomena in Ionized Gases. John Wiley & Sons, Inc. New York, 1964. G. H. Jansen//J. Appl. Phys. 1998. № 84. P. 4549.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика. — М.: Наука, 1973.
6. Баранова Л. А., Явор С. Я. Электростатические электронные линзы. — М.: Наука, 1986.

Автор посвящает данную работу памяти С. Я. Явор.

## Coulomb image distortion in charge particle projection systems: Scattering function of arbitrary image point

B. G. Freinkman

Research Institute for Electron and Ion Optics, Moscow, Russia

*The paper looks into the applicability of two models of Coulomb interactions — space charge interaction and two particles interaction — for image distortion calculations in the SCALPEL projection system. In contrast to [1–3], the paper takes into consideration the electron beam structure which is determined by the image structure, focusing and vignetting conditions. The calculations show that with the increasing electron current the space charge interaction becomes stronger than two particle interactions. In a qualitative sense spherical aberrations caused by Coulomb interactions are the same in the both models. The inference is that a Coulomb decrease in resolution in this particular system is largely due to space charge interactions. The calculations of the central point spread show that the resolution can be increased several times by correctly choosing the location of the image plane. With the beam energy of 10 kV and current of 50  $\mu$ A the highest resolution is 25 nm.*