

УДК 537.533.3

Электронно-оптические свойства электростатических дефлекторов. Дьяконов К.М., Лебедев Г.В., Черкашина Г.Д.//Научное приборостроение. Электронно-ионная оптика. Л.:Наука, 1989, с.13-26.

Приводится алгоритм расчета электронно-оптических параметров электростатических дефлекторов, основанный на анализе статистических параметров пучка при его сканировании отклоняющим электростатическим полем дефлектора. Приводятся результаты оптимизации положения и геометрии двенадцатипольного электростатического дефлектора. Проведена оценка влияния искажения полевой структуры и краевых полей на такие параметры пучка, как размер и форма пятна, искривление растра. Определены требования к точности изготовления и юстировки дефлектора. Лит. - 8 назв., ил. - 5.

К.М.Дьяконов, Г.В.Лебедев, Г.Д.Черкашина (НТО АН СССР)

ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ДЕФЛЕКТОРОВ

Развитие методов неразрушающего контроля, исследований и формирование структур на поверхности твердых тел остросфокусированными пучками заряженных частиц требует существенного повышения приборных характеристик растровых электронно- и ионно-лучевых аналитических и технологических установок.

Одним из основных элементов растровой системы формирования и управления

пучком заряженных частиц является электростатический дефлектор, абберационные явления в котором приводят к изменению размеров и формы пятна на образце, а также к искажению раstra.

Особенно высокие требования к параметрам управления лучом предъявляются в растровых электронно- и ионно-лучевых литографических установках, где параметры дефлектора в большой степени определяют предельные размеры поля обрабатываемого образца, а следовательно, производительность и качество формирования требуемой структуры.

В данной работе приводится алгоритм и результаты оптимизации электронно-оптических параметров электростатических дефлекторов, основанный на анализе статистических параметров пучка при его сканировании отклоняющим электростатическим полем дефлектора. В отличие от абберационного подхода [1-4], метод статистического моделирования позволяет определить интегральное действие дефлектора на пучок, оценить влияние искажения полевой структуры на такие параметры пучка как размер и форма пятна, искривление раstra, учесть действие краевых полей и требования к точности изготовления и юстировки дефлектора.

При построении математической модели предполагалось, что пучок на входе в дефлектор имеет относительно небольшие координатный, угловой и энергетический разбросы, а также что действие краевого поля мало по сравнению с действием поля управляющих электродов.

Электронно-оптические характеристики дефлектора с двумерным распределением потенциала

Распределение потенциала во внутренней области дефлектора длины L представим как действие отклоняющего двумерного $U_d(x, y)$ и краевого потенциала $\tilde{U}(x, y, z)$, т.е. $U(x, y, z) = U_d(x, y) + \tilde{U}(x, y, z)$, при этом

$$U_d(x, y) = V_x \psi_x(x, y) + V_y \psi_y(x, y),$$

где ψ_x, ψ_y - полевые функции управляющих электродов; V_x, V_y - потенциалы развертки луча в направлениях OX и OY , соответственно.

Раскладывая функцию $U_d(x, y)$ в ряд по степеням отклонения от оптической оси OZ ,

$$U_d(x, y) = \sum_{m, n=0}^{m+n \leq N} \frac{1}{n! m!} (V_x \psi_{xnm} + V_y \psi_{ynm}) x^n y^m, \quad (1)$$

$$\text{где } \psi_{x, ymn} = \frac{\partial^{m+n} \psi_{x, y}(0, 0)}{\partial x^m \partial y^n},$$

и решая уравнения движения заряженной частицы в электростатическом поле дефлектора

$$\ddot{\vec{R}} = \nabla U_d(\vec{R}), \quad \text{где} \quad \vec{R} = \begin{Bmatrix} x \\ y \\ z \end{Bmatrix}, \quad (2)$$

методом последовательных приближений получаем систему рекуррентных дифференциальных уравнений:

$$\ddot{\vec{R}}^{n+1} = \nabla U_d(\vec{R}^n). \quad (3)$$

Решение системы (3) для U_d вида (1) представляется полиномом по степеням параметра, имеющего размерность времени пролета частицы через дефлектор, коэффициенты которого определяются через ее начальные параметры. Учитывая закон сохранения энергии

$$\mathcal{E} = (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)/2 - U(x, y, z)$$

и выражая время пролета как $t = L/v_{x0}$ ($v_{x0} = \sqrt{2(\mathcal{E}_0 + U)/(1 + x_0'^2 + y_0'^2)}$ — скорость частицы на входе в дефлектор вдоль оптической оси, а $x_0' = \frac{v_{x0}}{v_{x0}}$ и $y_0' = \frac{v_{y0}}{v_{x0}}$), из формулы (3) получаем решение уравнений (2) в виде полинома по степеням L :

$$\vec{R}^n = \vec{P}_{2n+2}(L), \quad (4)$$

причем преобразование угловых координат частицы определяется следующим образом:

$$\vec{R}^{n'} \equiv \frac{d\vec{R}^n}{dx} = \frac{\partial}{\partial L} \vec{P}_{2n+2}(L) = \vec{Q}_{2n+1}(L). \quad (5)$$

Если сгруппировать члены в уравнениях (4) и (5) с одинаковыми степенями компонент вектора $\vec{X}_0 = \{x_0, x_0', y_0, y_0', \sigma\epsilon_0\}$, получим преобразование фазовых координат в поле дефлектора, представленного в виде абберрационного полинома:

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \end{pmatrix} = \sum_{i+j+k+l+m=N} \langle i j k l m | \begin{pmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \end{pmatrix} \rangle x_0^i x_0'^j y_0^k y_0'^l \sigma \epsilon_0^m. \quad (6)$$

Нетрудно увидеть, что абберрационные коэффициенты преобразования угловых координат x' и y' выражаются через абберрационные коэффициенты преобразования линейных фазовых координат как

$$\langle i j k l m | \begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} \rangle = \frac{\partial}{\partial L} \langle i j k l m | \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \rangle, \quad (7)$$

в частности, для дефлектора с двумя плоскостями антисимметрии, т.е. когда

$$\psi_x(x, y) = \psi_y(y, x) = \varphi(x, y)$$

$$\psi_x(x, -y) = \psi_x(x, y) = -\psi_x(-x, y)$$

$$\Psi_y(-x, y) = \Psi_y(x, y) = -\Psi_y(x, -y)$$

абберационные коэффициенты преобразования линейных фазовых координат в плоскости **XOZ** имеют вид

$$\langle 00000 | x \rangle = \frac{L^2}{4\epsilon_0} V_x \varphi_{10} + \frac{L^6}{1920 \epsilon_0^3} (V_x^3 \varphi_{10}^2 \varphi_{30} + 3 V_x V_y^2 \varphi_{10}^2 \varphi_{12})$$

$$\langle 10000 | x \rangle = 1 + \frac{L^4}{960 \epsilon_0^2} (V_x^2 \varphi_{10} \varphi_{30} + V_y^2 \varphi_{10} \varphi_{12})$$

$$\langle 01000 | x \rangle = L + \frac{L^4}{960 \epsilon_0^2} (V_x^2 \varphi_{10} \varphi_{30} + V_y^2 \varphi_{10} \varphi_{12})$$

$$\langle 00100 | x \rangle = \frac{L^4}{32 \epsilon_0^2} V_x V_y \varphi_{10} \varphi_{12}$$

$$\langle 00010 | x \rangle = \frac{3L^4}{160 \epsilon_0^2} V_x V_y \varphi_{10} \varphi_{12}$$

$$\langle 00001 | x \rangle = -\frac{L^2}{4\epsilon_0} V_x \varphi_{10} - \frac{L^6}{640 \epsilon_0^3} (V_x^3 \varphi_{10}^2 \varphi_{30} + 3 V_x V_y^2 \varphi_{10}^2 \varphi_{12})$$

$$\langle 20000 | x \rangle = \frac{L^2}{8\epsilon_0} V_x \varphi_{30}$$

$$\langle 11000 | x \rangle = \frac{L^3}{12 \epsilon_0} V_x \varphi_{30}$$

$$\langle 02000 | x \rangle = \frac{L^2}{4\epsilon_0} V_x \varphi_{10} + \frac{L^4}{48 \epsilon_0} V_x \varphi_{30} + \frac{L^6}{640 \epsilon_0^3} (V_x^3 \varphi_{10}^2 \varphi_{30} + 3 V_x V_y^2 \varphi_{10}^2 \varphi_{12})$$

$$\langle 00200 | x \rangle = \frac{L^2}{8\epsilon_0} V_x \varphi_{12}$$

$$\langle 00110 | x \rangle = \frac{L^3}{12 \epsilon_0} V_x \varphi_{12}$$

$$\langle 00020 | x \rangle = \frac{L^2}{4\epsilon_0} V_x \varphi_{10} + \frac{L^4}{48 \epsilon_0} V_x \varphi_{30} + \frac{L^6}{640 \epsilon_0^3} (V_x^3 \varphi_{10}^2 \varphi_{30} + 3 V_x V_y^2 \varphi_{10}^2 \varphi_{12})$$

$$\langle 10100 | x \rangle = \frac{L^2}{4\epsilon_0} V_y \psi_{12}$$

$$\langle 01100 | x \rangle = \frac{L^3}{12\epsilon_0} V_x \psi_{12}$$

$$\langle 10010 | x \rangle = \frac{L^3}{12\epsilon_0} V_x \psi_{12}$$

$$\langle 01010 | x \rangle = \frac{L^4}{24\epsilon_0} V_x \psi_{12}$$

$$\langle 10001 | x \rangle = -\frac{L^4}{48\epsilon_0^2} (V_x^2 \psi_{10} \psi_{30} + V_y^2 \psi_{10} \psi_{12})$$

$$\langle 01001 | x \rangle = \frac{L^5}{80\epsilon_0^2} (V_x^2 \psi_{10} \psi_{30} + V_y^2 \psi_{10} \psi_{12})$$

$$\langle 00101 | x \rangle = \frac{3L^4}{48\epsilon_0^2} V_x V_y \psi_{10} \psi_{12}$$

$$\langle 00011 | x \rangle = \frac{3L^5}{80\epsilon_0^2} V_x V_y \psi_{10} \psi_{12}$$

$$\langle 00002 | x \rangle = \frac{L^2}{4\epsilon_0} V_x \psi_{10} + \frac{L^6}{32\epsilon_0^2} (V_x^3 \psi_{10}^2 \psi_{30} + 3V_x V_y^2 \psi_{10}^2 \psi_{12}), \quad (8)$$

где $\psi_{mn} = \frac{\partial^{m+n} \psi(0,0)}{\partial^m x \partial^n y}$.

Коэффициенты преобразования линейных координат в плоскости YOZ получаем из (8) при формальной замене ψ_{ij} на ψ_{ji} и $V_{x,y}$ на $V_{y,x}$, а также индексов в аббревиатурных скобках:

$$\langle ijklm | x \rangle \Leftrightarrow \langle klijm | y \rangle.$$

Угловые коэффициенты в плоскости YOZ получаем аналогично из соотношения (7).

Из структуры представления преобразования фазовых координат (6) следует, что коэффициент $\langle 00000 | x, y \rangle$ характеризует положение луча на образце в зависимости от возбуждения электродов дефлектора (V_x, V_y), коэффициенты с суммой индексов $I = i + j + k + l + m = 1$ определяют размеры, а с суммой индексов $I = 2$ — форму пучка в плоскости образца. Наличие дрейфовых промежутков между фокусирующей системой и дефлектором (ℓ_1), а также между дефлектором и образцом (ℓ_2) (рис.1) учитывается в выражении (6) дополнительным линейным преобразованием фазовых координат.

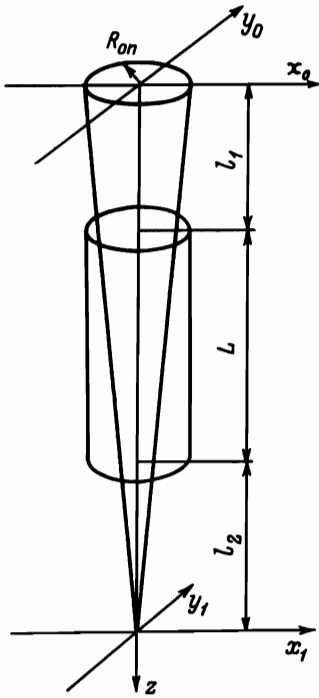


Рис.1 Принципиальная схема установки дефлектора в пространстве между фокусирующей системой и образцом

и $d_y = \mu \sqrt{m_{yyc}}$ (рис.2), заключающего в себе в зависимости от параметра μ определенный уровень интенсивности пучка. Площадь эффективного сечения пучка, т.е.

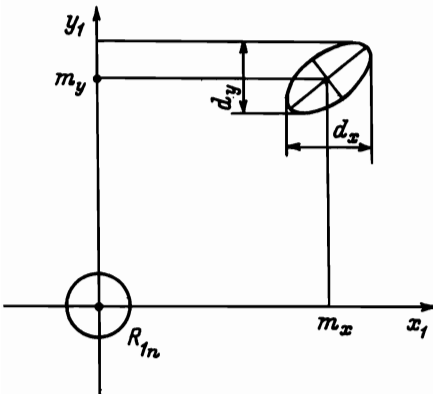


Рис.2. Изменение параметров пучка при его сканировании по образцу

Параметры развертки и трансформации пучка с начальной функцией распределения фазовых координат на входе в дефлектор $F_0(\vec{X}_0) dV_0 = F_0(x_0, x'_0, y_0, y'_0, \delta\epsilon_0) dx_0 dx'_0 dy_0 dy'_0 d\delta\epsilon_0$ выразим через ее моменты первого и второго порядков:

$$\vec{M} = \begin{bmatrix} m_x \\ m_y \\ m_{xxc} \\ m_{yyc} \\ m_{xyc} \end{bmatrix} = \int \Omega^5 \begin{bmatrix} x, \\ y, \\ (x, -m_x)^2 \\ (x, -m_x)(y, -m_y) \\ (y, -m_y)^2 \end{bmatrix} F_0(\vec{X}_0) dV_0 \quad (9)$$

где $x,$ и $y,$ определены выражениями (6), а интегрирование ведется по всему начальному фазовому объему, занимаемому пучком. Тогда через первые моменты функции F_0 выражаются координаты центра пятна ($x_r = m_x, y_r = m_y$) на образце, а через вторые центральные моменты ($m_{xxc}, m_{yyc}, m_{xyc}$) — его форма, а именно размеры эллипса ($d_x = \mu \sqrt{m_{xxc}}$

площадь аппроксимирующего эллипса $S = \mu^2 (m_{xxc} m_{yyc} - m_{xyc}^2)^{1/2}$

и его размеры являются функцией потенциалов возбуждения электродов дефлектора.

Уравнение следа пучка при его развертке вдоль оси OX при заданном значении потенциала $V_y = V_{yr}$ описывается параметрически:

$$\begin{cases} X_r(V_x) = m_x(V_x, V_{yr}) \\ Y_r(V_x) = m_y(V_x, V_{yr}) \end{cases}$$

а при развертке по оси OY

$$\begin{cases} X_r(V_y) = m_x(V_{xr}, V_y) \\ Y_r(V_y) = m_y(V_{xr}, V_y) \end{cases}$$

Искривление раstra характеризуется кривизной траектории пятна на образце, нормированной на величину отклонения от оптической оси

$$\chi(V_x) = - \frac{m_x''}{m_x (m_y')^2} \bigg|_{V_y=0},$$

где штрих означает дифференцирование по V_x .

Очевидно, что статистические параметры развертки пучка зависят не только от положения дефлектора и структуры сформированного электрического поля, но и от начального распределения фазовых координат пучка, т.е. оптимизация параметров развертки возможна как за счет выбора геометрии электродов, так и за счет предварительного формирования пучка на входе в дефлектор.

Р а с ч е т д о п у с к о в

Неточность изготовления электродов дефлектора и отклонение его оси от оптической оси фокусирующей системы приводит к дополнительным искажениям раstra и формы пятна.

Определение возмущений параметров пучка и раstra при нарушениях структуры поля дефлектора будем называть задачей о допусках на изготовление, а при несоосности фокусирующей системы и дефлектора – задачей о допусках на юстировку.

Статистические параметры развертки пучка при вариации формы электродов.
Учет краевого поля дефлектора

Нарушение конфигурации электродов и действие краевого поля дефлектора приводит к перераспределению потенциала:

$$U(x, y, z) = U_d(x, y) + \tilde{U}(x, y, z),$$

при этом считается, что действие возмущающего потенциала мало по сравнению с действием поля дефлектора ($|\tilde{U}| \ll |U_d|$).

Представим $U_d(x, y)$ в виде полинома (1), а возмущающий потенциал как

$$\tilde{U}(x, y, z) = \sum_{m,n} [V_x \tilde{\psi}_{xmn}(x) + V_y \tilde{\psi}_{ymn}(x)] x^m y^n.$$

Решая уравнения движения заряженной частицы в возмущенном поле

$$\ddot{\vec{R}} = \nabla U_d(x, y) + \nabla \tilde{U}(x, y, z)$$

методом вариаций, получаем что преобразование фазовых координат частицы

$$\vec{R} = \vec{R}_d + \vec{\tilde{R}}, \quad (10)$$

а следовательно, и преобразование параметров пучка

$$\vec{M} = \vec{M}_d + \vec{\tilde{M}} \quad (11)$$

выражаются через действие идеального ($\vec{M}_d$) и возмущающего ($\vec{M}$) полей. Структура представления решения (10) и (11) аналогична (4) и (9).

При вариации границы электродов, оставляющей распределение потенциала в классе двумерных полей,

$$\tilde{U}(x, y) = \sum_{m, n}^N [V_x \tilde{\psi}_{xmn} + V_y \tilde{\psi}_{ymn}] x^m y^n, \quad (12)$$

где $\tilde{\psi}_{xmn}$ и $\tilde{\psi}_{ymn}$ — константы; используя (9), в частности, получаем, что параметры возмущения пучка, выражаются через невозмущенные характеристики как

$$\vec{M} = \sum_{m, n} \frac{\partial \vec{M}_d(y_{mn})}{\partial y_{mn}} [V_x \tilde{\psi}_{xmn} + V_y \tilde{\psi}_{ymn}]. \quad (13)$$

При этом для широкого класса начальных распределений $F_0(\vec{\chi}_0)$ параметры развертки пучка могут быть представлены в аналитическом виде.

Статистические параметры развертки пучка при нарушении соосности дефлектора и фокусирующей системы

Несоосность дефлектора и фокусирующей системы вызывает вариацию начальной функции распределения $F_0(\vec{\chi}_0 + \vec{\chi}_o)$ за счет смещения ($\Delta x_c, \Delta y_c$) и поворота ($\Delta x_p, \Delta y_p$) (рис.3.) оптической оси дефлектора относительно оси пучка.

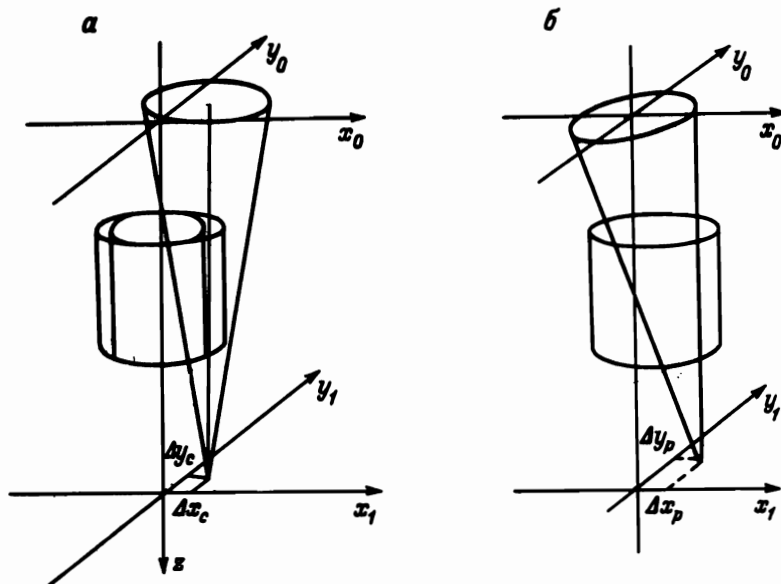


Рис.3. Вариация параметров пучка заряженных частиц: а — при смещении, б — при повороте оси дефлектора относительно оптической оси фокусирующей системы

Считаем, что $|\vec{\chi}_o| \ll |\vec{\chi}_0|$. Тогда в системе координат, связанной с пучком, получаем

$$F_0(\vec{X}_0 + \vec{X}_o) = F_0(\vec{X}_o) + \sum_i \frac{\partial F_0(\vec{X}_o)}{\partial \tilde{\xi}_{oi}} \frac{\partial \tilde{\xi}_{oi}}{\partial \Delta S_i} \Delta S_i, \quad (14)$$

где $\tilde{\xi}_{oi}$ — компонента вектора $\vec{X}_o$, а ΔS_i — компоненты вектора смещения $\Delta \vec{S} = \{ \Delta S_i \} = \{ \Delta x_c, \Delta y_c, \Delta x_p, \Delta y_p \}$ точки фокусировки пучка в плоскости образца.

Подставляя в (9) функцию распределения фазовых координат вида (14), получаем аналогично (10, 11), что параметры развертки возмущенного луча определяются суммарным действием поля дефлектора ($\vec{M}_d$) и неаксиальностью входа пучка в дефлектор ($\vec{M}_s$), т.е. $\vec{M} = \vec{M}_d + \vec{M}_s$.

Расчет оптических параметров двенадцатипольсного электростатического дефлектора

Распределение потенциала с учетом ограничивающих электродов

Распределение потенциала дефлектора конечной длины (рис.4) в виде цилиндра с круговым поперечным сечением находится из решения краевой задачи для уравнения Лапласа:

$$\Delta U(\rho, z, \Theta) = 0$$

с граничными условиями

$$\begin{cases} U(\rho, 0, \Theta) = U(\rho, L, \Theta) = 0 \\ U(R_d, z, \Theta) = W_k, \quad \Theta_k < \Theta < \Theta_{k+1} \end{cases} \quad (15)$$

где Θ_k — угловые координаты разрезов между электродами.

Решение задачи (15) можно представить как сумму потенциалов неограниченного цилиндра:

$$\Delta U_d(\rho, \Theta) = 0 \quad (16)$$

с условиями на границе:

$$U_d(R_d, \Theta) = W_k \quad \Theta_k < \Theta < \Theta_{k+1} \quad (17)$$

и шайбы:

$$\Delta U_g(\rho, z, \Theta) = 0 \quad (18)$$

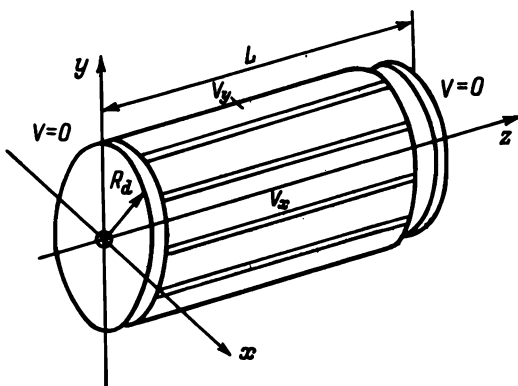


Рис.4. Общий вид электростатического дефлектора с ограничивающими электродами

с граничными условиями вида

$$\begin{cases} U_q(\rho, 0, \Theta) = U_q(\rho, L, \Theta) = -U_d(\rho, \Theta) \\ U_q(R_d, z, \Theta) = 0 \end{cases} \quad (19)$$

В работах [5-7] решение задачи (16, 17) представлено в виде ряда Фурье, т.е. в виде разложения по собственным функциям оператора Лапласа. Недостатком такого представления решения является плохая сходимость ряда, которая усугубляется при вычислении напряженности поля, а также значительный объем требуемых вычислений.

Решение задачи (16, 17) методом функций комплексной переменной представлено в виде [8]:

$$U_d(\rho, \Theta) = \frac{1}{\pi} \prod_k^N \left[1 - \frac{\rho}{R_d} e^{i(\Theta - \Theta_k) \sigma_k} \right], \quad (20)$$

где σ_k - величина скачка граничного значения потенциала на окружности радиуса R_d .

Вклад в распределение потенциала дефлектора ограничивающих диафрагм (см. рис. 4) находится из решения краевой задачи (18, 19) и определяется выражением

$$U_q(\rho, z, \Theta) = \sum_{m,n=0}^{\infty} (A_{mn} \cos n\Theta + B_{mn} \sin n\Theta) J_n\left(\frac{\mu_m^n}{R_d} \rho\right) \operatorname{ch} \frac{\mu_m^n}{R_d} \left(z - \frac{L}{2}\right),$$

где μ_m^n - нули функции Бесселя $J_n(x)$. Коэффициенты A_{mn} и B_{mn} находятся из обратного преобразования Фурье функции $U_q(\rho, z, \Theta)$ на границах $z = 0, L$:

$$\begin{bmatrix} A_{mn} \\ B_{mn} \end{bmatrix} = - \frac{2}{\pi R_d^2 \nu_{mn} J_n'(\mu_m^n)^2} \int_0^{R_d} J_n\left(\frac{\mu_m^n}{R_d} \rho\right) \rho \int_0^{2\pi} U_d(\rho, \Theta) \left[\frac{\cos n\Theta}{\sin n\Theta} \right] d\rho d\Theta, \quad (21)$$

где $\nu_{mn} = \operatorname{ch} \left(\frac{\mu_m^n L}{2R_d} \right)$.

Если представить U_d из (21) в виде

$$U_d(\rho, \Theta) = a_{00} \rho \cos \Theta + b_{00} \rho \sin \Theta + \frac{1}{3} a_{11} \rho^3 \cos 3\Theta + \frac{1}{3} b_{11} \rho^3 \sin 3\Theta + \dots,$$

то (21) интегрируется в аналитических функциях

$$U_q(x, y, z) = V_x f(x)x + V_y f(x)y,$$

где

$$f(z) = - \frac{4K}{\pi R_d} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{J_2(\mu_m^1)}{J_1'(\mu_m^1)^2} \frac{1}{\nu_m} \operatorname{ch} \frac{\mu_m^1}{R_d} \left(z - \frac{L}{2}\right)$$

$$K = \frac{1}{\operatorname{tg}^2\left(\frac{\alpha}{2}\right) - 1} - \frac{1}{\operatorname{tg}^2\frac{\pi}{8} - 1} + \frac{1}{\operatorname{tg}^2\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\alpha}{2}\right) + 1} -$$

$$- \frac{1}{\operatorname{tg}^2\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\alpha}{2}\right) + 1} + \frac{1}{\operatorname{tg}^2\frac{3\pi}{8} - 1} - \frac{1}{\operatorname{tg}^2\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\alpha}{2}\right) + 1}.$$

При этом действие краевого поля на параметры развертки пучка выражается как действие возмущающего потенциала.

Возмущение потенциала дефлектора
за счет вариации формы электродов

Рассмотрим три вида вариации формы границы:

1. За счет изменения радиуса сечения цилиндра (R_d).
2. За счет изменения положения разреза между электродами (θ_k) (рис.5,а).
3. За счет малой эллиптичности поперечного сечения, когда форма основания цилиндра (рис.5,б) описывается уравнением

$$\frac{(x \cos \beta + y \sin \beta)^2}{R_d^2 (1 + \tau)^2} + \frac{(x \sin \beta - y \cos \beta)^2}{R_d^2 (1 - \tau)^2} = 1. \quad (22)$$

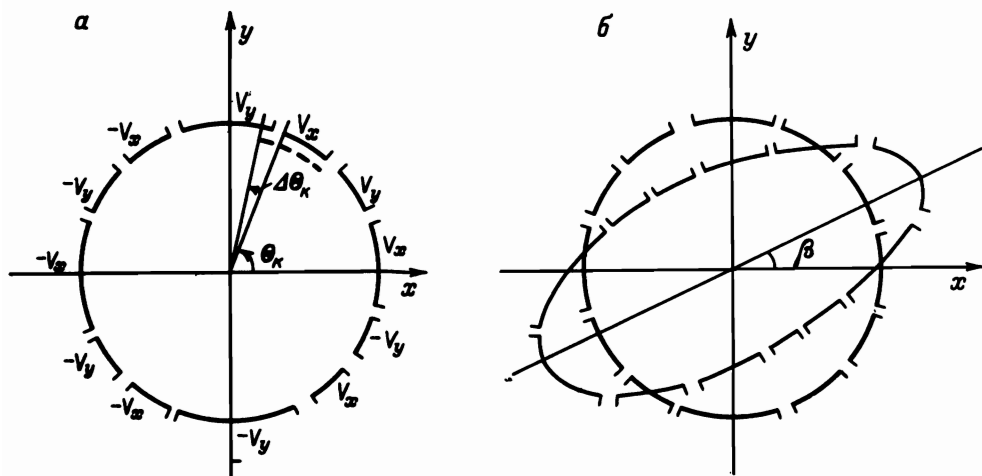


Рис.5. Искажение формы электродов дефлектора: а - смещение зазора между электродами; б - эллиптичность поперечного сечения

1. При вариации радиуса основания цилиндра $\tilde{R}_d = R_d + \Delta R_d$, используя закон подобия изменения потенциала

$$U_d(x, y) = U_d \left(\frac{x}{R_d + \Delta R_d}, \frac{y}{R_d + \Delta R_d} \right)$$

и раскладывая функцию U_d в ряд по малому параметру ΔR_d , получаем следующие выражения для коэффициентов разложения возмущающего потенциала:

$$\tilde{q}_{10} = q_{10} \Delta R_d, \quad \tilde{q}_{20} = \tilde{q}_{02} = 0, \quad \tilde{q}_{30} = -3 q_{30} \Delta R_d, \quad \tilde{q}_{12} = -3 q_{12} \Delta R_d. \quad (23)$$

2. Для оценки влияния положения разреза между электродами ($\tilde{\theta}_k = \theta_k + \Delta \theta_k$) воспользуемся представлением решения краевой задачи (16, 17) в виде интеграла Пуассона:

$$\begin{aligned} \tilde{U}(x, y) &= \sum_k U_d(x, y | \theta_k + \Delta \theta_k) = -\frac{1}{2\pi} \sum_k \operatorname{Re} \int_{\theta_k}^{\theta_k + \Delta \theta_k} \frac{e^{i\theta} d\theta + W}{e^{i\theta} - W} d\theta = \\ &= \frac{1}{2\pi} \sum_k \operatorname{Re} \int_{\theta_k}^{\theta_k + \Delta \theta_k} (1 + 2W e^{-i\theta} + 2W^2 e^{-2i\theta} + \dots) d\theta = \\ &= \sum_k \frac{\Delta \theta_k}{\pi} \left(\frac{1}{2} + \cos \theta_k x + \sin \theta_k y + \dots \right), \quad (W = x + iy). \end{aligned}$$

В результате вариации коэффициентов разложения полевых функций (12) получаем

$$\begin{aligned} \Delta_{10}^k &\equiv (V_x \tilde{\psi}_{x10}^k + V_y \tilde{\psi}_{y10}^k) = \frac{1}{\pi} \gamma_k \cos \theta_k \Delta \theta_k \\ \Delta_{20}^k &\equiv (V_x \tilde{\psi}_{x20}^k + V_y \tilde{\psi}_{y20}^k) = \frac{2}{\pi} \gamma_k \cos 2\theta_k \Delta \theta_k \\ \Delta_{11}^k &\equiv (V_x \tilde{\psi}_{x11}^k + V_y \tilde{\psi}_{y11}^k) = \frac{2}{\pi} \gamma_k \sin 2\theta_k \Delta \theta_k \\ \Delta_{01}^k &\equiv (V_x \tilde{\psi}_{x01}^k + V_y \tilde{\psi}_{y01}^k) = \frac{1}{\pi} \gamma_k \sin \theta_k \Delta \theta_k \\ \Delta_{02}^k &\equiv (V_x \tilde{\psi}_{x02}^k + V_y \tilde{\psi}_{y02}^k) = \frac{2}{\pi} \gamma_k \cos 2\theta_k \Delta \theta_k, \end{aligned} \quad (24)$$

где $\gamma_1 = \gamma_3 = -\gamma_2 = -\gamma_7 = \gamma_8 = -\gamma_9 = V_x - V_y$

$\gamma_4 = \gamma_6 = -\gamma_5 = -\gamma_{10} = \gamma_{11} = -\gamma_{12} = V_x + V_y.$

Представляя возмущающий потенциал, как $\tilde{U}(x, y) = \sum_k \Delta \theta_k \sum_{ij} \Delta_{ij}^k$ и подставляя

в формулу (12), нетрудно получить значения параметров возмущения пучка.

3. Возмущение потенциала дефлектора (20) при эллиптичности поперечного сечения находится при помощи преобразования $F(z) = (z - \tau z^3 e^{-2i\theta})/R_d$, переводящего эллипс (22) в единичный круг. Используя представление потенциала в виде интеграла Пуассона и раскладывая подынтегральное выражение в ряд по малому параметру τ для вариации коэффициентов разложения функции $\tilde{U}(x, y)$ аналогично (24), получаем

$$\Delta_{10}^k \equiv (V_x \tilde{\varphi}_{x10}^k + V_y \tilde{\varphi}_{y10}^k) = \frac{1}{\pi} \tau [(\cos \theta_{k+1} \sin 2(\beta - \theta_{k+1}) - \cos \theta_k \sin 2(\beta - \theta_k)]$$

$$\Delta_{20}^k \equiv (V_x \tilde{\varphi}_{x20}^k + V_y \tilde{\varphi}_{y20}^k) = \frac{1}{\pi} \tau [(\cos 2\theta_{k+1} \sin 2(\beta - \theta_{k+1}) - \cos 2\theta_k \sin 2(\beta - \theta_k)]$$

$$\Delta_{11}^k \equiv (V_x \tilde{\varphi}_{x11}^k + V_y \tilde{\varphi}_{y11}^k) = \frac{1}{\pi} \tau [\sin 2\theta_{k+1} \sin 2(\beta - \theta_{k+1}) - \sin 2\theta_k \sin 2(\beta - \theta_k)]$$

$$\Delta_{02}^k \equiv (V_x \tilde{\varphi}_{x02}^k + V_y \tilde{\varphi}_{y02}^k) = \frac{1}{\pi} \tau [\sin 2\theta_{k+1} \sin 2(\beta - \theta_{k+1}) - \sin 2\theta_k \sin 2(\beta - \theta_k)] \quad (25)$$

Таким образом, уравнения (12) и (13), где возмущения полевых функций определены выражениями (22–25), описывают вариации параметров развертки пучка.

Результаты расчета параметров двенадцатипольного электростатического дефлектора ионной растровой литографической установки для начального распределения фазовых координат пучка вида

$$R_0(\vec{X}_0) = \frac{1}{\pi R_p^2} \chi_{\{x^2+y^2 \leq R_p^2\}}(x_0, y_0) \delta(x'_0 + \frac{x_0}{\ell}) \delta(y'_0 + \frac{y_0}{\ell}) \frac{1}{\ell^2} \chi_{[\delta \epsilon_{om}, \delta \epsilon_{om}]} ,$$

где χ_E – характеристическая функция множества E , R_p – радиус пучка, а $\delta \epsilon_{om}$ – энергетический разброс в пучке на входе в дефлектор (таблица).

Таблица

Электронно-оптические параметры двенадцатипольного электростатического дефлектора

Длина дефлектора	L	54,0				80,0
Радиус дефлектора	R_d	10.0	12.0	15.0	15.0	
Приведенное отклонение	m_y/V_y	1.09_{10}^2	9.08_{10}^1	7.27_{10}^1	1.06_{10}^2	
Приведенная кривизна раstra	χ_x/m_y	1.54_{10}^{-9}	1.54_{10}^{-9}	1.54_{10}^{-9}	1.04_{10}^{-9}	
Возмущение отклонения за счет краевого поля	$\Delta m_y/V_y$	-1.19_{10}^1	-1.19_{10}^1	-1.19_{10}^1	-1.37_{10}^1	
Возмущение отклонения при эллиптичности $\beta = 0$	$\Delta m_y/V_y/\tau$	5.45_{10}^1	4.54_{10}^1	3.63_{10}^1	5.28_{10}^1	
Возмущение отклонения при смещении разреза $k = 1$ ($\theta_1 = 25^\circ$)	$\Delta m_y/V_y/\Delta \theta_1$	-1.85_{10}^1	-1.54_{10}^1	-1.23_{10}^1	-1.79_{10}^1	

Длина дефлектора	L	54.0			80.0
Возмущение отклонения при смещении разреза $k = 2$ ($\theta_2 = 45^\circ$)	$\Delta m_y / V_y / 4 \theta_2$	$3.09 \frac{1}{10}$	$2.58 \frac{1}{10}$	$2.06 \frac{1}{10}$	$3.00 \frac{1}{10}$

Примечание: геометрические размеры дефлектора (см.рис.4) и начальные параметры пучка: $V_x = 0.0$, $\ell = \ell_1 + L + \ell_2 = 100$, $\theta_1 = 25^\circ$, $R_p = 0.1$, $\partial \mathcal{E}_0 / \mathcal{E}_0 = 6.6 \cdot 10^{-5}$.

Проведенный анализ параметров развертки пучка заряженных частиц двенадцатиполосным электростатическим дефлектором показал, что наименьшие искажения раstra осуществляются в дефлекторе с угловым параметром разрезов между электродами $\theta_1 = 25^\circ$. Искажения формы пятна и раstra уменьшаются для заданного поля сканирования луча с увеличением длины дефлектора, однако при этом возрастают требования к точности изготовления электродов. В результате расчетов найдено, что увеличение размеров пучка при его сканировании пропорционально квадрату начального энергетического разброса. Так, приведенное уширение пучка ($m_{yy} / m_y / V_y / \partial \mathcal{E}_0^2$) при $R_d = 15$ и $L = 80.0$ равно 3.72×10^3 , а при $L = 54.0$ соответственно 3.97×10^3 , т.е. с увеличением длины дефлектора влияние энергетического разброса в пучке на параметры развертки убывает.

Как следует из таблицы, более сильное влияние на параметры развертки пучка оказывает нарушение положения разрезов и в меньшей степени эллиптичность электродов дефлектора.

На основании приведенного алгоритма разработан комплекс программ DEFLECTOR, позволяющий проводить оптимизацию электростатических систем управления пучком заряженных частиц по критерию минимума искажения параметров развертки и формы пучка заряженных частиц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Berry I.L./Ion source performance in a focusing column with large deflection field//J.Vac. Sci. Technol. 19(4) Nov/Dec. 1981. p. 1153-1157.
2. Coto E. & all/In-lens deflection system with nonequisected type multipole electrostatic//J.Vac. Technol. B1 (4) Oct/Dec. P. 1289-1292.
3. Kuo P.H., Groves T.R./A large area deflection system with very low aberration//J. Vac. Sci. Technol.: B.1 (4), Oct/Dec. 1983. P. 1316-1321.
4. Hokawa T., Moita H./Electron beam optical system with large field coverage for submicron lithography//J.Vac.Sci.Technol.B1(4),Oct/Dec.1983.P.1293-1297.
5. Tsumagari T. & all/Aberration of electrostatic system with machining error//J.Vac.Sci.Technol.B4(1), Jan/Feb. 1986. P. 140-142.
6. Ohiwa H./Fourier analysis of octupole-deflector field//Optik, 70, N 2 (1985). P. 72-75.
7. Jiang X., Na Z./The field solution for multipole electrostatic deflectors//J.Vac.Sci.Technol. B5 (1) Jan/Feb. 1987. P. 156-160.
8. Едюков В.Н./Расчет поля электростатического дефлектора//Современные методы расчета электронно-оптических систем. Мат.УШ Всес.сем.по численным методам расчета электронно-опт.сист.Л.:1986.-С.10.