

ВЛИЯНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ ДЕФЕКТОВ ИЗГОТОВЛЕНИЯ НА ИОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ДЕФЛЕКТОРА

М. И. Явор

Получены аналитические выражения для возмущений ионно-оптических параметров цилиндрического дефлектора, вызванных дефектами изготовления типа поперечных царапин или зазубрин. Приведены примеры расчетов.

При конструировании электростатических ионно-оптических систем важно уметь оценивать изменения их параметров, вызванные дефектами изготовления электродов. Такая оценка позволяет установить допуски на изготовление системы, которые в конечном счете определяют выбор технологии изготовления и, следовательно, стоимость прибора. Оценка изменения ионно-оптических характеристик системы включает в себя расчет возмущения потенциала электростатического поля и искажения траекторий частиц в возмущенном поле. Разработанные аналитические методы расчета возмущения потенциала (различные варианты метода возмущений [1-4] или вариационные методы конформных отображений [5]) применимы только для плавных искажений электродной конфигурации (т. е. малой предполагается не только функция, характеризующая искажение, но и ее производные) и непригодны для часто встречающихся локальных дефектов типа царапин или зазубрин. Искажения траекторий рассчитывались аналитически только для осесимметричных линз [6].

В настоящей работе предложен метод, позволяющий получить приближенные аналитические выражения как для возмущения поля, так и для искажения траекторий ионов в двумерном электростатическом энергоанализаторе с криволинейной основной траекторией — цилиндрическом дефлекторе с дефектом изготовления типа протяженной поперечной царапины или зазубрины. Предполагается, что дефект сохраняет двумерность поля. Метод расчета потенциала основан на идеях вариационных принципов конформных отображений [7] и может быть применен для широкого класса двумерных электростатических систем (плоское и цилиндрическое зеркала, квадрупольные линзы и т. д.). Аналитические выражения для аберраций анализатора, обусловленных наличием царапин — сдвига изображения и изменения коэффициентов увеличения и дисперсии, получены в приближении узкого (по сравнению с радиусом основной траектории) зазора между электродами. Приведен пример расчета аберраций, показывающий, что допуск на наличие одиночных царапин могут быть достаточно свободны.

Пусть рассматриваемый цилиндрический дефлектор (рис. 1) имеет радиус средней траектории r_0 и радиусы кривизны электродов r_1 и r_2 . Питание предполагается симметричным: потенциалы на обкладках $V_2 = -V_1 = V/2$, $r_0 = \sqrt{r_1 r_2}$. Будем считать, что дефект расположен не слишком близко к краю дефлектора, и, пренебрегая краевыми эффектами, рассмотрим задачу о возмущении потенциала в «локально деформированной» области

$$r_1[1 + \rho(\varphi)] < r < r_2, \quad -\infty < \varphi < \infty \quad (1)$$

на римановой поверхности логарифма. Функция $\rho(\varphi)$, задающая дефект, удовлетворяет условиям $\rho(\varphi) = O(\varepsilon)$, $\rho'(\varphi) = O(1)$, $\rho(\varphi) = 0$ при $|\varphi - \varphi_0| \geq \varphi_1$, $\varphi_1 = O(\varepsilon)$ ($\varepsilon \ll 1$ — малый параметр).

Обозначим $Y(x) = (\ln R)^{-1} \rho(\varphi_0 - x \ln R)$, где $R = r_2/r_1$, и построим вспомогательное конформное отображение $w = f(z)$ полосы

$$Y(x) < y < 1, \quad -\infty < x < \infty \quad (2)$$

на плоскости комплексной переменной $z = x + iy$ на единичную полосу $0 < \text{Im } w < 1$ на плоскости $w = \xi + i\eta$ такое, что $f(\infty) = \infty$, $f(i) = i$. Обратное отображение $z = g(w) = x(w) + iy(w)$ может быть представлено интегралом Шварца [7]

$$g(w) = w - \frac{1}{2} \int_{-\xi_1}^{\xi_1} y(t) \text{cth} \frac{\pi(w-t)}{2} dt, \quad (3)$$

где $\xi_1 = f(x_1)$, $x_1 = \varphi_1 (\ln R)^{-1}$.

Из (3) легко получить асимптотику искомого отображения при $|z| \gg x_1$

$$w = z + \frac{Q}{2} \text{cth} \frac{\pi z}{2} + O(\varepsilon^3), \quad (4)$$

$$Q = \int_{-\xi_1}^{\xi_1} y(t) dt. \quad (5)$$

Для определения Q необходимо применить теорему Сохоцкого о предельных значениях интеграла типа Коши [7] для асимптотики выражения (3) при $w = O(\varepsilon)$, имеющей вид

$$g(w) = w + \frac{1}{\pi} \int_{-\xi_1}^{\xi_1} \frac{y(t)}{t-w} dt + O(\varepsilon^3). \quad (6)$$

Тогда приходим к приближенному (с точностью до величин порядка ε^3) уравнению

$$y(\xi) = Y(u(\xi)) \quad (7)$$

для определения $y(\xi)$, где

$$u(\xi) = \xi + \frac{1}{\pi} \int_{-\xi_1}^{\xi_1} \frac{y(t) - y(\xi)}{t - \xi} dt + \frac{y(\xi)}{\pi} \ln \frac{\xi - \xi_1}{\xi + \xi_1}.$$

Если не накладывать дополнительных ограничений на вид функции $\rho(\varphi)$, то для определения Q нужно решать уравнение (7). Если же предположить, что функция $Y(x)$ симметрична и имеет единственный экстремум (при $x=0$), то величину Q можно оценить. Легко показать, что в этом случае $|u(\xi)| \leq |\xi|$ при $y(\xi) \geq 0$ и $|u(\xi)| \geq |\xi|$ при $y(\xi) \leq 0$. Тогда с точностью до величин порядка $O(\varepsilon^3)$ при $\rho(\varphi) \leq 0$ (дефект типа царапины) справедлива оценка

$$|Q| \leq \left| \int_{-x_1}^{x_1} Y(x) dx \right|, \quad (8)$$

а при $\rho(\varphi) \geq 0$ (дефект типа зазубрины)

$$Q \geq \int_{-x_1}^{x_1} Y(x) dx.$$

Для оценки величины Q сверху при $\rho(\varphi) \geq 0$ достаточно найти функцию $Y_0(x) \geq Y(x)$ такую, что отображение $f_0(z)$ области $\text{Im } z > Y(x)$ на верхнюю

полуплоскость известно точно или же по крайней мере вычислится величина ξ_1 для функции $f_0(z)$. Тогда в первом случае $Q < Q_0$, где Q_0 — коэффициент в разложении $f_0(z) = z + Q_0/(\pi z) + O(\varepsilon^3)$ при $|z| \gg x_1$.

Например, если $Y_0(x)$ — полуокружность радиуса x_0 при $|x| \leq x_0$, $Y_0 = 0$ при $|x| > x_0$, $x_0^2 = \max[x^2 + Y^2(x)]$, то $Q_0 = \pi x_0^2$. Если же принять $Y_0(x) = Y(0)$ при $|x| < x_1$, $Y_0 = 0$ при $|x| > x_1$, то $\xi_1 = Y(0) \{E' - k^2 K'\}$, где k определяется из уравнения $Y(0) \{E - k'^2 K\} = x_1 \{E' - k'^2 K'\}$ ($k' = \sqrt{1 - k^2}$; E, K, E', K' — полные эллиптические интегралы). Соответственно $Q < 2\xi_1 Y(0)$.

Теперь, используя конформное отображение (4), (5), можно получить выражение для потенциала $U(r, \varphi)$ в области (1). С точностью до величин порядка ε^3 оно имеет вид $U(r, \varphi) = U_0(r) + U_1(r, \varphi)$, где $U_0(r)$ — потенциал в невозмущенной области.

$$U_1(r, \varphi) = -\frac{VQ}{2} \frac{\sin\left(B \ln \frac{r}{r_1}\right)}{\operatorname{ch}[B(\varphi - \varphi_0)] - \cos\left(B \ln \frac{r}{r_1}\right)},$$

$$B = \pi (\ln R)^{-1}.$$

Вывод уравнения траекторий ионов в слабдеформированном цилиндрическом дефлекторе аналогичен приведенному в [8] для «идеального» ($U_1 = 0$) дефлектора. Уравнение проекции траектории на плоскость дисперсии в квадратичном приближении по безразмерной координате $\eta = (r - r_0)/r_0$ и в линейном приближении по возмущению потенциала имеет вид

$$\eta'' + 2\eta = \kappa + \eta'^2 - \zeta'^2 - 5\eta^2 + 5\kappa\eta - \kappa^2 - (2\varepsilon_0 + \varepsilon_1) - (10\varepsilon_0 + 6\varepsilon_1 + \varepsilon_2)\eta + \varepsilon_0'\eta' + (4\varepsilon_0 + \varepsilon_1)\kappa, \quad (9)$$

где $\zeta = z/r_0$ — безразмерная аксиальная координата, κ — относительная вариация энергии ионов $\kappa = \Delta\Phi/\Phi_0$, Φ_0 — энергия настройки анализатора, штрих означает дифференцирование по углу φ ,

$$\varepsilon_m(\varphi) = \frac{r_0^m}{2\Phi_0} \frac{\partial^m U_1}{\partial r^m} \Big|_{r=r_0}, \quad m = 0, 1, 2.$$

Введем в предметном пространстве анализатора декартовы координаты (x_1, y_1, z) с центром в точке пересечения оптической оси с плоскостью предмета (рис. 1), а в пространстве изображений — координаты (x_2, y_2, z) с центром в точке пересечения оси с выходной (эффективной) границей поля анализатора. Пусть $(0, y_0, z_0)$ — координаты точечного предмета, α и β — углы, образованные траекторией иона с плоскостями $y_1 = 0$ и $z = 0$ соответственно, l_1 — входное плечо анализатора. Введем безразмерные параметры $\alpha_1 = \operatorname{tg} \alpha$, $\alpha_2 = \operatorname{tg} \beta$, $\alpha_3 = y_0/r_0$, $\alpha_4 = z_0/r_0$, $\alpha_5 = \kappa$ (обозначения согласованы с работой [9]). Начальные условия для уравнения (9) при $\varphi = 0$ с учетом влияния краевых полей [10] в пренебрежении интегралом от квадрата напряженности рассеянного поля имеют вид $\eta(0) = \alpha_1\lambda_1 + \alpha_3 + (\alpha\lambda_1 + \alpha_3)^2/2$, $\eta'(0) = \alpha_1 + \alpha_2^2\lambda_1 + \alpha_1\alpha_3$, где $\lambda_1 = l_1/r_0$. Решение уравнения (9) с этими начальными условиями представим в виде $\eta = \eta^{(0)} + \eta^{(1)}$, где $\eta^{(0)}$ — решение невозмущенной задачи [9]

$$\eta^{(0)}(\varphi) = \sum_{i=1, 3, 5} f_i(\varphi) \alpha_i + \sum_{i, j=1}^5 f_{ij}(\varphi) \alpha_i \alpha_j,$$

$f_1(\varphi) = 2^{-1/2} \sin \sqrt{2} \varphi + \lambda_1 \cos \sqrt{2} \varphi$, $f_3(\varphi) = \cos \sqrt{2} \varphi$, $f_5(\varphi) = (1 - \cos \sqrt{2} \varphi)/2$, выражения для функций $f_{ij}(\varphi)$ не приводятся ввиду их громоздкости. Функция $\eta^{(1)}$ может быть найдена методом вариации произвольных постоянных и имеет вид

$$\eta^{(1)}(\varphi) = g(\varphi) + \sum_{i=1, 3, 5} G_i(\varphi) \alpha_i,$$

$$g(\varphi) = -\frac{1}{\sqrt{2}} \int_0^\varphi \{2\varepsilon_0(\xi) + \xi_1(\xi)\} \sin \sqrt{2}(\varphi - \xi) d\xi, \quad (10)$$

$$G_i(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \int_0^{\varphi} F_i(\xi) \sin \sqrt{2} (\varphi - \xi) d\xi,$$

$$F_i = 2f_i'g' - 10f_i g - (10\varepsilon_0 + 6\varepsilon_1 + \varepsilon_2)f_i + \varepsilon_0'f_i' + \delta_{i5}(4\varepsilon_0 + \varepsilon_1 + 5g), \quad (11)$$

δ_{ik} — символ Кронекера.

Тогда в пространстве изображений в безразмерных координатах $\lambda = x_2/r_0$, $\Delta = y_2/r_0$ уравнение траектории запишется в виде

$$\Delta(\lambda) = g'(\psi) + \lambda g'(\psi) + \sum_{i=1, 3, 5} \Delta_i(\lambda) \alpha_i + \sum_{i, j=1}^5 \Delta_{ij}(\lambda) \alpha_i \alpha_j,$$

$$\Delta_i(\lambda) = f_i(\psi) + \lambda f_i'(\psi) + G_i(\psi) + \lambda G_i'(\psi) - f_i(\psi)g(\psi) + \lambda [f_i(\psi)g(\psi)]',$$

где $\Delta_{ij}(\lambda)$ — aberrации второго порядка невозмущенного анализатора [10], ψ — угол отклонения дефлектора.

Положение гауссовой плоскости определяется уравнением $\Delta_1(\lambda_2) = 0$. Изменение выходного плеча анализатора, обусловленное наличием дефекта, равно $\delta l_2 = r_0 [\lambda_2 + f_1'(\psi)/f_1(\psi)]$. Поперечное смещение изображения $\delta y = r_0 [g(\psi) + \lambda_2 g'(\psi)]$. Изменения коэффициентов линейного увеличения δM и линейной дисперсии δD равны соответственно $\delta M = \Delta_3(\lambda_2) - f_3(\psi) - \lambda_2 f_3'(\psi)$, $\delta D = r_0 [\Delta_5(\lambda_2) - f_5(\psi) - \lambda_2 f_5'(\psi)]$.

Будем предполагать, что зазор дефлектора узкий $r_2 - r_1 \ll r_1$ и, следовательно, $B \gg 1$. Тогда нетрудно получить асимптотику выражений (10), (11) по параметру B . Главные члены этих асимптотик имеют вид

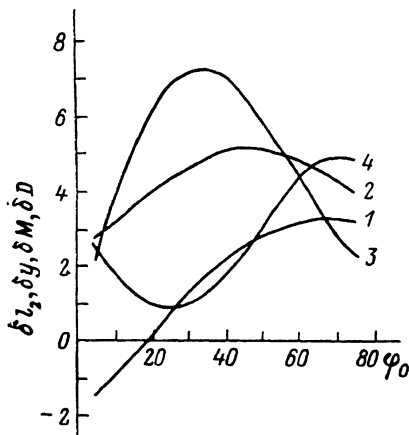


Рис. 2.

1 — δl_2 , 10^{-1} мм, 2 — δy , 10^{-2} мм, 3 — $\delta M \cdot 10^4$, 4 — δD , 10^{-2} мм.

$$g(\varphi) = a \sqrt{2} \sin \sqrt{2} (\varphi - \varphi_0), \quad a = -\frac{1}{2} Q \ln R,$$

$$G_1(\varphi) = a \left(\sin \sqrt{2} (\varphi - \varphi_0) \left\{ 5(\sqrt{2} \lambda_1 \cos \sqrt{2} \varphi_0 + \sin \sqrt{2} \varphi_0) - \sqrt{2} \lambda_1 \right\} + \frac{5}{2} \cos \sqrt{2} (\varphi - \varphi_0) - \frac{3}{2} \cos \sqrt{2} \varphi_0 + \frac{1}{6} \cos \sqrt{2} (\varphi + \varphi_0) - \frac{7}{6} \cos \sqrt{2} (2\varphi - \varphi_0) + \sqrt{2} \lambda_1 \left[\frac{3}{2} \sin \sqrt{2} \varphi_0 - \frac{4}{3} \sin \sqrt{2} (\varphi + \varphi_0) + \frac{7}{6} \sin \sqrt{2} (2\varphi - \varphi_0) \right] \right),$$

$$G_3(\varphi) = a \left(\sqrt{2} \sin \sqrt{2} (\varphi - \varphi_0) \{ 5 \cos \sqrt{2} \varphi_0 - 1 \} + \sqrt{2} \left[\frac{3}{2} \sin \sqrt{2} \varphi_0 - \frac{4}{3} \sin \sqrt{2} (\varphi + \varphi_0) + \frac{7}{6} \sin \sqrt{2} (2\varphi - \varphi_0) \right] \right),$$

$$G_5(\varphi) = a \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \sin \sqrt{2} (\varphi - \varphi_0) [4 - 5 \cos \sqrt{2} \varphi_0] + \sqrt{2} \left[\frac{2}{3} \sin \sqrt{2} (\varphi + \varphi_0) - \frac{3}{4} \sin \sqrt{2} \varphi_0 - \frac{7}{12} \sin \sqrt{2} (2\varphi - \varphi_0) \right] \right).$$

Подтвердим полученные результаты расчетами aberrаций энергоанализатора, используемого в масс-спектрометре МИ 3304 [11]. Его параметры: $\psi = 80^\circ$, $l_1 = 72.7$ мм, $r_1 = 200.5$ мм, $r_2 = 220.5$ мм. При этом невозмущенные ионно-оптические характеристики анализатора таковы: $l_2 = 128.6$ мм, коэффициент линейного увеличения $M = -1.188$, коэффициент линейной дисперсии $D = 230.2$ мм

(некоторое отличие значения l_2 от приведенного в [11] объясняется тем, что в последнем величина l_2 дана с учетом поправки на влияние краевого поля анализатора). Дефект типа царапины задавался функцией $\rho(\varphi) = -\varphi_1 + |\varphi - \varphi_0|$ при $|\varphi - \varphi_0| \leq \varphi_1$, $\varphi_1 = 5 \cdot 10^{-3}$ (глубина царапины 1 мм). Параметр Q оценивался по формуле (8). Результаты расчетов величин δl_2 , δy , δM , δD в зависимости от φ_0 представлены на рис. 2. Из графиков видно, что для анализатора с используемыми параметрами даже глубокая поперечная царапина на электроде мало влияет на линейные ионно-оптические характеристики.

Таким образом, в работе получены простые приближенные аналитические выражения, связывающие изменения ионно-оптических параметров цилиндрического дефлектора с размерами случайного локального дефекта на его электроде. Задавая требуемое разрешение анализатора, можно на основе этих выражений оценить допустимые величины дефектов.

Из приведенного примера следует вывод, что при допустимом относительном изменении дисперсии анализатора порядка 10^{-4} наличие локальных дефектов рассмотренных типов с характерным поперечным размером меньше 1 мм не должно быть основанием для отбраковки изделия. Такой допуск является достаточно свободным. Необходимо, однако, отметить, что при использовании анализатора в качестве одного из каскадов масс-спектрометра допуски на размеры дефектов ужесточаются и могут быть рассчитаны по указанной в статье схеме с учетом влияния последующих каскадов.

Литература

- [1] *Bertein F.* // *Ann. radioel.* 1947. Vol. 2. N 7. P. 379—387.
- [2] *Власов А. Г., Шахматова И. П.* // *ЖТФ.* 1962. Т. 32. Вып. 6. С. 695—705.
- [3] *Дер Шварц Г. В.* // *ЖТФ.* 1954. Т. 24. Вып. 5. С. 859—870.
- [4] *Дер Шварц Г. В., Куликов Ю. В.* // *РиЭ* 1962. Т. 7. № 12. С. 2067—2074.
- [5] *Дойников Н. И.* // *Электрофизическая аппаратура.* Л., 1966. Вып. 4. С. 84—98.
- [6] *Воробьев Ю. В.* // *ЖТФ.* 1959. Т. 29. Вып. 5. С. 589—596.
- [7] *Лаурентьев М. А., Шабат Б. В.* *Методы теории функций комплексного переменного.* М.: Наука, 1965. 716 с.
- [8] *Афанасьев В. П., Явор С. Я.* *Электростатические энергоанализаторы для пучков заряженных частиц.* М.: Наука, 1978. 224 с.
- [9] *Сысоев А. А., Самсонов Г. А.* *Теория и расчет статических масс-спектрометров.* М., 1972. Ч. 1. 172 с.
- [10] *Matsuda H.* // *Nucl. Instr. Meth.* 1971. Vol. 91. N 4. P. 637—647.
- [11] *Галль Р. Н., Корочкин А. М., Леднев В. А. и др.* // *Приборы для научных исследований и автоматизации эксперимента.* Л.: Наука, 1982. С. 104—108.

Научно-техническое объединение
АН СССР

Институт аналитического приборостроения
Ленинград

Поступило в Редакцию
5 апреля 1988 г.