

УДК 537.533.3

Аберрации цилиндрического дефлектора, вызванные искажением электродной конфигурации. Явор М.И. // Научное приборостроение. Электронно-ионная оптика. Л.: Наука, 1989, с. 61-66.

Получены аналитические выражения для возмущения параметров цилиндрического дефлектора (сдвига изображения, увеличения, дисперсии), вызванного малыми изменениями формы и взаимного расположения пластин. Приведены примеры расчетов. Лит. - 7 назв., ил. - 3.

АБЕРРАЦИИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ДЕФЛЕКТОРА, ВЫЗВАННЫЕ ИСКАЖЕНИЕМ ЭЛЕКТРОДНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

Для определения допусков на изготовление и сборку электростатического энергоанализатора необходимо уметь вычислять изменения его ионно-оптических параметров, обусловленные искажениями формы и взаимного расположения электродов. Решение этой задачи включает в себя расчет возмущения потенциала поля анализатора и искажения формы траекторий ионов в возмущенном поле. В настоящей работе получены аналитические формулы первого порядка теории возмущений для сдвига изображения и изменений линейного увеличения и дисперсии цилиндрического дефлектора, вызванных плавными искажениями электродной конфигурации. Плавность означает, что малая не только функция, характеризующая искажения, но и ее производные. Предполагается, что возмущения сохраняют двумерность поля в анализаторе. Для характерных видов дефектов изготовления и сборки анализатора – сдвига центров кривизны и эллиптичности пластин – приведены примеры расчета аберраций.

Отметим, что аналогичная задача решалась в работе [1]. Однако предложенный там способ расчета возмущения поля в анализаторе (с помощью введения дополнительного потенциала двойного слоя) несовершенен и не позволяет рассмотреть некоторые простейшие ситуации, например, малое изменение радиуса одного из электродов. Кроме того, большое количество ошибок в работе привело к тому, что результирующие формулы ее неверны.

Исследуемый анализатор (рис.1) представляет собой цилиндрический дефлектор с углом отклонения ψ , радиусом средней траектории r_0 и радиусами кривизны электродов r_1 и r_2 . Пусть пластины дефлектора слегка деформированы так, что уравнения их образующих имеют вид $r = r_i \times [1 + \delta_i(\varphi)]$, $i = 1, 2$;

$0 \leq \varphi \leq \psi$. Функции δ_i и их производные предполагаются малыми $\max \{|\delta_i|, |\delta_i'|\}, |\delta_i''| \ll 1$. Считая зазор между пластинами достаточно узким, так что влияние краев на поле внутри анализатора мало, продолжим функции δ_i на промежуток $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ произвольным гладким образом с сохранением условий малости и рассмотрим задачу определения потенциала в слабodeформированном кольце:

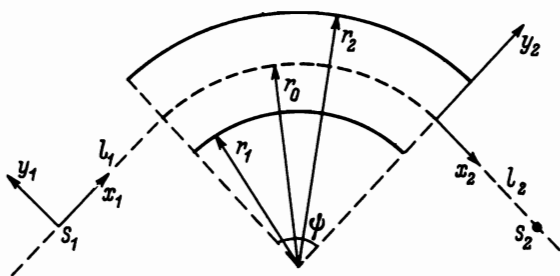


Рис.1. Цилиндрический дефлектор с неискаженными электродами

$$\begin{cases} \Delta U(r, \varphi) = 0 \\ U(r_1 [1 + \delta_1(\varphi)], \varphi) = V_1 \\ U(r_2 [1 + \delta_2(\varphi)], \varphi) = V_2 \end{cases} \quad (1)$$

Решение задачи (1) ищем в виде $U(\tau, \varphi) = U_0(\tau) + U_1(\tau, \varphi)$, где $U_0 = -(\ln \mu)^{-1} \{ (V_2 - V_1) \ln r + V_1 \ln r_2 - V_2 \ln r_1 \}$ - потенциал невозмущенного анализатора, $\mu = r_1 / r_2 < 1$, U_1 - малая добавка. Согласно методу возмущений [2] функция $U_1(\tau, \varphi)$ в первом приближении является решением задачи

$$\begin{cases} \Delta U_1(\tau, \varphi) = 0 \\ U_1(\tau_1, \varphi) = -2 \Phi_0 \delta_1(\varphi) \\ U_1(\tau_2, \varphi) = -2 \Phi_0 \delta_2(\varphi), \end{cases} \quad (2)$$

где $\Phi_0 = (V_1 - V_2) / (2 \ln \mu)$ - энергия настройки анализатора.

Представим функции $\delta_i(\varphi)$ в виде рядов Фурье:

$$\delta_i(\varphi) = \frac{1}{2} \alpha_o^{(i)} + \sum_{k=1}^{\infty} A_k^{(i)} \cos(k[\varphi - \psi_k^{(i)}]). \quad (3)$$

Решение задачи (2) может быть построено методом разделения переменных и содержится в работе [3]. Обозначим

$$\varepsilon_m(\varphi) = \frac{\tau_o^m}{2 \Phi_0} \left. \frac{\partial^m U_1}{\partial \tau^m} \right|_{\tau = \tau_o}.$$

Тогда

$$\varepsilon_m(\varphi) = \alpha_o^{(m)} + \sum_{k=1}^{\infty} \{ \alpha_k^{(m)} \cos k\varphi + \beta_k^{(m)} \sin k\varphi \}, \quad (4)$$

где

$$\alpha_o^{(0)} = \frac{1}{2 \ln \mu} \{ \alpha_o^{(1)} \ln r_2 - \alpha_o^{(2)} \ln r_1 + (\alpha_o^{(2)} - \alpha_o^{(1)}) \ln \tau_o \},$$

$$\alpha_o^{(1)} = \frac{1}{2 \ln \mu} [\alpha_o^{(2)} - \alpha_o^{(1)}], \quad \alpha_o^{(2)} = -\alpha_o^{(1)}$$

при $k \gg 1$

$$\alpha_k^{(0)} = \rho_k(s_k + t_k), \quad \beta_k^{(0)} = \rho_k(\tau_k + q_k), \quad \alpha_k^{(1)} = k \rho_k(s_k - t_k),$$

$$\beta_k^{(1)} = k \rho_k(\tau_k - q_k), \quad \alpha_k^{(2)} = k \rho_k[(k-1)s_k + (k+1)t_k],$$

$$\beta_k^{(2)} = k \rho_k[(k-1)\tau_k + (k+1)q_k], \quad \rho_k = (1 - \mu^{2k})^{-1},$$

$$s_k = \mu_2^k (\mu^k \alpha_k^{(1)} - \alpha_k^{(2)}), \quad t_k = \mu_1^k (\mu^k \alpha_k^{(2)} - \alpha_k^{(1)}),$$

$$\tau_k = \mu_2^k (\mu^k \beta_k^{(1)} - \beta_k^{(2)}), \quad q_k = \mu_1^k (\mu^k \beta_k^{(2)} - \beta_k^{(1)}), \quad \mu_1 = r_1 \tau_o^{-1},$$

$$\mu_2 = r_o \tau_2^{-1}, \quad \alpha_k^{(i)} = A_k^{(i)} \cos k\psi_k^{(i)}, \quad \beta_k^{(i)} = A_k^{(i)} \sin k\psi_k^{(i)}.$$

Заметим, что наличие множителей μ^k , μ_1^k , μ_2^k приводит к улучшению сходимости рядов (4) по сравнению с (3). В дальнейшем будем считать, что $\alpha_0^{(i)} = 0$, так как изменение радиусов r_1 и r_2 легко компенсируется соответствующим изменением потенциалов V_1 и V_2 .

Вывод уравнения траекторий ионов в слабodeформированном цилиндрическом дефлекторе аналогичен приведенному в работе [4] для "идеального" ($U_1 = 0$) дефлектора. Уравнение радиальной составляющей траекторий в квадратичном приближении по безразмерной координате $\eta = (r - r_0)/r_0$ и линейном приближении по возмущению потенциала имеет вид

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

где $\zeta = z/r_0$ - безразмерная аксиальная координата; $\varkappa$ - относительная вариация энергии ионов: $\varkappa = \Delta\Phi/\Phi_0$; штрих означает дифференцирование по φ ; уравнение аксиальной составляющей траектории в линейном по ζ приближении сохраняет свой вид ($\zeta'' = 0$).

Введем в предметном пространстве анализатора (см. рис. 1) декартовы координаты x_1 , y_1 , z с центром в точке S , пересечения оптической оси с плоскостью предмета, 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 $\alpha_1 = \ell_1 \alpha$, $\alpha_2 = \ell_1 \beta$, $\alpha_3 = y_0/r_0$, $\alpha_4 = z_0/r_0$, $\alpha_5 = \varkappa$. Тогда начальные условия для уравнения (5) при $\varphi = 0$ определяются параметрами α_i и условиями преломления на эффективной входной границе анализатора. Для модели резких границ поля [5] начальные условия имеют вид

$$\begin{aligned} \eta(0) &= \alpha_1 \lambda_1 + \alpha_3, \\ \eta'(0) &= \alpha_1 + 2\alpha_2^2 \lambda_1 + 2\alpha_1 \alpha_3, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\lambda_1 = \ell_1/r_0$; при учете краевого поля [6] в пренебрежении интегралом от квадрата напряженности рассеянного поля

$$\begin{aligned} \eta(0) &= \alpha_1 \lambda_1 + \alpha_3 + \frac{1}{2}(\alpha_1 \lambda_1 + \alpha_3)^2, \\ \eta'(0) &= \alpha_1 + \alpha_2^2 \lambda_1 + \alpha_1 \alpha_3. \end{aligned} \quad (7)$$

Решение уравнения (5) с начальными условиями (6) или (7) представим в виде $\eta = \eta^{(0)} + \eta^{(1)}$, где $\eta^{(0)}$ - решение невозмущенной задачи [5]:

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

Здесь $f_1(\varphi) = 2^{-1/2} \sin \sqrt{2}\varphi + \lambda_1 \cos \sqrt{2}\varphi$, $f_3(\varphi) = \cos \sqrt{2}\varphi$,

$f_5(\varphi) = (1 - \cos \sqrt{2}\varphi)/2$. Функции $f_{ij}(\varphi)$ различны для начальных условий (6) и (7) [5, 6]. Функция $\eta^{(1)}$ может быть найдена методом вариации произвольных постоянных и имеет вид

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

где

$$g(\varphi) = -\frac{1}{\sqrt{2}} \int_0^\varphi \{ 2\varepsilon_0(\xi) + \varepsilon_1(\xi) \} \sin \sqrt{2}(\varphi - \xi) d\xi, \quad (8)$$

$$G_i(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \int_0^\varphi F_i(\xi) \sin \sqrt{2}(\varphi - \xi) d\xi, \quad (9)$$

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

δ_{ik} - символ Кронеккера. Тогда в пространстве изображений в безразмерных координатах $\lambda = x_2/\tau_0$, $\Delta = y_2/\tau_0$ уравнение траектории имеет вид

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

$$\Delta_i(\lambda) = f_i(\psi) + \lambda f_i'(\psi) + G_i(\psi) + \lambda G_i'(\psi) -$$

$$- \alpha f_i(\psi) g(\psi) - \lambda \delta [f_i(\psi) g(\psi)]',$$

где

$\Delta_{ij}(\lambda)$ - аберрации второго порядка невозмущенного анализатора [5, 6], $\alpha = 0$, $\beta = 2$ для модели резких границ поля, $\alpha = \beta = 1$ при учете краевого поля.

Положение гауссовой плоскости изображения, пересекающей ось пучка в точке S_2 , определяется уравнением $\Delta_1(\lambda_2) = 0$, где $\lambda_2 = \ell_2/\tau_0$ (см. рис. 1). ℓ_2 - выходное плечо анализатора. Сдвиг гауссовой плоскости $\delta \ell_2 = \tau_0 [\lambda_2 + f_1(\psi)/f_1'(\psi)]$. Поперечное смещение изображения в гауссовой плоскости равно $\delta y = \tau_0 [g(\psi) + \lambda_2 g'(\psi)]$. Изменения коэффициентов линейного увеличения δM и линейной дисперсии δD , обусловленные искажением электродной конфигурации, равны, соответственно, $\delta M = \Delta_3(\lambda_2) - f_3(\psi) - \lambda_2 f_3'(\psi)$, $\delta D = \tau_0 [\Delta_5(\lambda_2) - f_5(\psi) - \lambda_2 f_5'(\psi)]$. Поскольку интегралы (8) и (9) вычисляются в элементарных функциях, для величин $\delta \ell_2$, δy , δM , δD могут быть получены аналитические выражения. Соответствующие формулы, однако, чрезвычайно громоздки, и поэтому здесь не приводятся.

Заметим, что малость зазора между электродами, которую мы предполагали, никак не использовалась при решении задачи (3). Поскольку, как правило, в используемых на практике дефлекторах выполнено соотношение $\mu = (r_2 - r_1)/r_2 \ll 1$ (обычно $\mu \sim 0,1$), имеет смысл разложить коэффициенты $\alpha_k^{(m)}$, $\beta_k^{(m)}$ в (4) по степеням μ . Тогда получим

$$\begin{aligned} \varepsilon_0(\varphi) &= -\frac{1}{2} [\sigma_1(\varphi) + \sigma_2(\varphi)] + O(\mu), \\ \varepsilon_1(\varphi) &= \left(\frac{1}{\mu} - \frac{1}{2}\right) [\sigma_1(\varphi) - \sigma_2(\varphi)] + O(\mu), \\ \varepsilon_2(\varphi) &= \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{\mu}\right) [\sigma_1(\varphi) - \sigma_2(\varphi)] + \frac{1}{2} [\sigma_1''(\varphi) + \sigma_2''(\varphi)] + O(\mu). \end{aligned} \quad (10)$$

Таким образом, в главных порядках по параметру γ при слабой деформации электродов потенциал и напряженность поля меняются при каждом фиксированном ψ так, как они изменились бы в плоском конденсаторе при сдвиге обкладок на величины $\tau_1 \delta_1(\psi)$ и $\tau_2 \delta_2(\psi)$ соответственно.

Если $\delta_1(\psi) - \delta_2(\psi) \neq 0$ (что практически всегда имеет место), то уравнение (5) можно приближенно заменить уравнением

$$\eta'' + 2\eta = \kappa + \eta'^2 - 5\eta^2 - \zeta'^2 + 5\kappa\eta - \kappa^2 - \tilde{\epsilon} - 5\tilde{\epsilon}\eta + \tilde{\epsilon}\kappa,$$

где $\tilde{\epsilon} = [\delta_1(\psi) - \delta_2(\psi)]/\gamma$. Это приближение не очень упрощает вид аналитических выражений для функций $g(\psi)$ и $G_i(\psi)$, однако позволяет при вычислении aberrаций анализатора обойтись без трудоемкого Фурье-анализа деформации электродов. В этом случае интегралы (8) и (9) рассчитываются численно.

Проиллюстрируем полученные результаты расчетами aberrаций для модельных деформаций электродов энергоанализатора, используемого в масс-спектрометре МИЗ304 [7]. Его параметры: $\psi = 80^\circ$, $\ell_1 = 72,7$ мм, $r_0 = 210,5$ мм, $r_1 = 200,5$ мм, $r_2 = 220,5$ мм. При этом невозмущенные ионно-оптические характеристики анализатора таковы: $\ell_2 = 128,6$ мм, линейное увеличение $M = -1,188$, коэффициент линейной дисперсии $D = 230,2$ мм (некоторое отличие значения ℓ_2 от приведенного в работе [7] объясняется тем, что в ней ℓ_2 вычислено с учетом влияния краевого поля анализатора). На рис.2 приведены результаты расчетов ве-

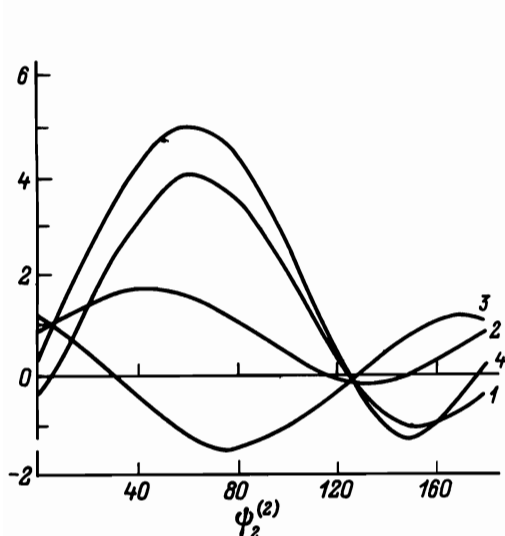


Рис.2. Аберрации дефлектора при эллиптичности электродов: 1 - $\delta\ell_2$ (мм); 2 - δy (мм); 3 - $\delta M \cdot 10^2$; 4 - δD (мм)

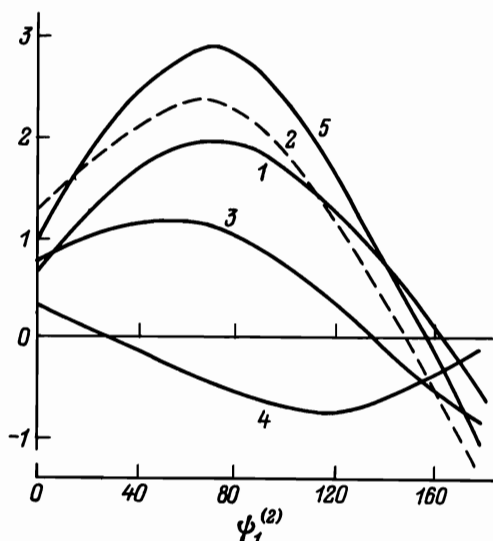


Рис.3. Аберрации дефлектора при сдвиге центров кривизны электродов: 1 - $\delta\ell_2$ (мм); 2 - δy (мм); 3 - $\delta M \cdot 10^2$; 4 - δD (мм); 5 - δD (мм)

личин $\delta\ell_2$, δy , δM , δD для возмущения типа эллиптичности электродов: $A_k^{(1)} = 0$ при $k \neq 2$. Были заданы значения $A_2^{(1)} = A_2^{(2)} = 0,1$ мм, $\psi_2^{(1)} = 130^\circ$. При расчетах преломления траекторий на эффективных границах анализатора учитывался вклад краевых полей. Из рисунка видно, что согласно формулам (8)-(10) при $\delta_1(\psi) = \delta_2(\psi)$, т. е. при $\psi_2^{(2)} = 130^\circ$, величины aberrаций примерно в 10 раз меньше своих максимальных значений (в нашем случае $\gamma \approx 0,1$).

На рис.3 приведены результаты расчетов aberrаций для случая сдвига центров кривизны электродов: $A_k^{(1)} = 0, k \neq 1$, $A_1^{(1)} = 0$, $A_1^{(2)} = 0,1$ мм. Пунктирная кривая 2 соответствует расчету $\delta\ell_2$ без учета краевых полей (модель резких границ поля). Отличие максимальных значений $\delta\ell_2$, отвечающих кривым 1 и 2, примерно 20 %, т.е. для приближенной оценки величин aberrаций модель граничных условий ((6) или (7)) не имеет существенного значения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Теория допусков на изготовление пластин цилиндрического конденсатора в электростатическом энергоанализаторе. Отчет по научн.-иссл.работе, № 73-3-61, этап 2. М., 1973, № ГР 74004799. МИФИ.-20 с.
2. Bertein F.//Ann.radioel. 1947. V. 2, N 7. P. 379-387.
3. Бухгольц Г. Расчет электрических и магнитных полей. М.: Ин.лит.1961.
4. Афанасьев В.П., Явор С.Я. Электростатические энергоанализаторы для пучков заряженных частиц. М.: Наука, 1978.-224 с.
5. Сысоев А.А., Самсонов Г.А. Теория и расчет статических масс-анализаторов. Ч.1, М.: МИФИ, 1972.
6. Matsuda H.//Nucl. Instr. Meth. 1971. V. 91, N 4. P. 637-647.
7. Галль Р.Н., Корочкин А.М., Леднев В.А., Саченко В.Д., Трубочев Г.М.// Приборы для научных исследований и автоматизации эксперимента. Л.: Наука, 1982- С.104-108.