

## КОРРЕКЦИЯ ХРОМАТИЧЕСКОЙ АБЕРРАЦИИ В СИСТЕМАХ ИЗ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ЛИНЗ, СОДЕРЖАЩИХ КВАДРУПОЛИ

Л. А. Баранова, Н. С. Ульянова, С. Я. Явор

Показана возможность коррекции хроматической aberrации в иммерсионной системе из осесимметричных и квадрупольных линз. Приведены конкретные примеры.

В настоящее время интенсивно развивается ряд новых направлений в науке и технике, использующих ионные пучки. При работе с ними возникает острая необходимость в коррекции хроматических aberrаций, поскольку в таких пучках, как правило, наблюдается большой энергетический разброс. В литературе известна ахроматическая система из наложенных магнитных и электростатических линз [1]. Однако при работе с ионными пучками средних энергий в такой системе требуются значительные напряженности магнитного поля, что приводит к большим габаритам линз и высокой потребляемой мощности. В монографии [2] описана чисто электростатическая ахроматическая система, образованная набором трансаксиальных линз. Она успешно используется для фокусировки веерообразных пучков, протяженных в одном направлении. Однако применение таких линз для фокусировки узких пучков нецелесообразно из-за больших габаритов и существенной разницы в фокусирующих силах в двух взаимно перпендикулярных направлениях.

Рассмотрим возможность коррекции хроматической aberrации в системах из электростатических линз, содержащих осесимметричную и квадрупольную составляющие. Как известно, хроматическое размытие изображения в системах с двумя плоскостями симметрии для точечного источника на оси записывается в виде

$$\begin{aligned}\Delta x &= -M_x C_x x'_0 \frac{\Delta\Phi}{\Phi_0}, \\ \Delta y &= -M_y C_y y'_0 \frac{\Delta\Phi}{\Phi_0}.\end{aligned}\quad (1)$$

Здесь  $M_x$  и  $M_y$  — увеличения в плоскостях  $xOz$  и  $yOz$ ,  $C_x$  и  $C_y$  — коэффициенты хроматической aberrации в соответствующих плоскостях,  $x'_0$  и  $y'_0$  — тангенсы углов наклона траектории на входе в линзу,  $\Phi_0$  — ускоряющий потенциал на входе в линзу,  $\Delta\Phi$  характеризует энергетический разброс в пучке частиц. Коэффициенты хроматической aberrации рассчитываются путем возмущения параксиальных уравнений траекторий. Тогда для коэффициента  $C_x$  получим [3]

$$C_x = \sqrt{\Phi_0} \int_{z_0}^{z_i} \frac{x_\alpha^2}{\sqrt{\Phi}} \left[ \frac{3}{8} \left( \frac{\Phi'}{\Phi} \right)^2 - \frac{\Phi_2}{\Phi} \right] dz.\quad (2)$$

Здесь  $\Phi = \Phi(z)$  и  $\Phi_2 = \Phi_2(z)$  — коэффициенты разложения потенциала в линзе по степеням  $x$  и  $y$ , причем  $\Phi$  — это коэффициент при нулевой степени координат, а  $\Phi_2$  — при члене  $(x^2 - y^2)$ ;  $x$  — траектория пучка, выходящая из источ-

ника с координатами  $x=y=0$ ,  $z=z_0$  и имеющая начальные углы  $x'_0=1$  и  $y'_0=0$ . Выражение для коэффициента  $C_y$  отличается от (2) тем, что в нем вместо  $x_\alpha$  фигурирует  $y_\alpha$ , а также знаком плюс перед членом  $\Phi_2/\Phi$ .

Коэффициент хроматической аберрации  $C_x$  удобно вычислять по формуле

$$C_x = C_{0x} + C_{1x}(-M_x)^{-1} + C_{2x}(-M_x)^{-2}, \quad (3)$$

в которой коэффициенты  $C_{0x}$ ,  $C_{1x}$  и  $C_{2x}$  не зависят от положения предмета и определяются только полем линзы (см. аналогичное представление для осесимметричных линз в [3, 4]). В нашем случае они имеют вид

$$C_{0x} = \sqrt{\Phi_0} \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{3}{8} \left( \frac{\Phi'}{\Phi} \right)^2 - \frac{\Phi_2}{\Phi} \right] \frac{x_\lambda^2}{\sqrt{\Phi}} dz,$$

$$C_{1x} = 2f_{0x} \sqrt{\Phi_0} \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{3}{8} \left( \frac{\Phi'}{\Phi} \right)^2 - \frac{\Phi_2}{\Phi} \right] \frac{x_\lambda x_\beta}{\sqrt{\Phi}} dz,$$

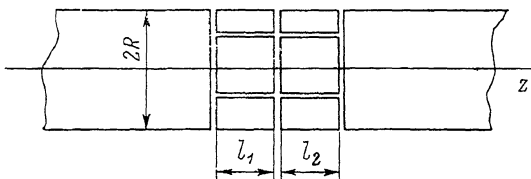
$$C_{2x} = f_{0x}^2 \sqrt{\Phi_0} \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{3}{8} \left( \frac{\Phi'}{\Phi} \right)^2 - \frac{\Phi_2}{\Phi} \right] \frac{x_\beta^2}{\sqrt{\Phi}} dz. \quad (4)$$

Здесь  $x_\lambda$  и  $x_\beta$  — частные решения парааксиального уравнения траекторий с начальными данными

$$x_\lambda(z_0(F_x)) = 0, \quad x_\beta(z_0(F_x)) = 1,$$

$$x'_\lambda(z_0(F_x)) = 1, \quad x'_\beta(z_0(F_x)) = 0,$$

$z_0(F_x)$  — положение фокуса со стороны объекта,  $f_{0x}$  — соответствующее фокусное расстояние.



Аналогичные формулы можно написать и для  $C_y$ .

Остановимся на системе, образованной цилиндрическими электродами, в которой квадрупольные составляющие создаются с помощью четырех продольных разрезов на цилиндрах (квадруполь с вогнутыми электродами) [5]. В таких системах распределение поля может быть записано в аналитическом виде. В расчетах ограничимся четырьмя цилиндрами, причем два крайних будем полагать простирающимися до бесконечности, а два средних разрежем указанным образом (см. рисунок). Будем полагать, что все зазоры между электродами бесконечно малы. В цилиндрических координатах потенциалы на электродах записываются следующим образом (здесь все длины приведены в единицах радиуса цилиндров  $R$ ):

$$\varphi(1, z, \psi) = \begin{cases} U_0, & z \in (-\infty, l_1), \\ U_1 + V_1, & z \in (-l_1, 0), \psi \in \left(0, \frac{\pi}{4}\right) \cup \left(\frac{3\pi}{4}, \frac{5\pi}{4}\right) \cup \left(\frac{7\pi}{4}, 2\pi\right), \\ U_1 - V_1, & z \in (-l_1, 0), \psi \in \left(\frac{\pi}{4}, \frac{3\pi}{4}\right) \cup \left(\frac{5\pi}{4}, \frac{7\pi}{4}\right), \\ U_2 - V_2, & z \in (0, l_2), \psi \in \left(0, \frac{\pi}{4}\right) \cup \left(\frac{3\pi}{4}, \frac{5\pi}{4}\right) \cup \left(\frac{7\pi}{4}, 2\pi\right), \\ U_2 + V_2, & z \in (0, l_2), \psi \in \left(\frac{\pi}{4}, \frac{3\pi}{4}\right) \cup \left(\frac{5\pi}{4}, \frac{7\pi}{4}\right), \\ U_3, & z \in (l_2, \infty). \end{cases} \quad (5)$$

Здесь потенциалы  $U_0, U_1, U_2, U_3$  создают осесимметричные составляющие поля, а потенциалы  $\pm V_1$  и  $\pm V_2$  — квадрупольные;  $l_1$  и  $l_2$  — длины средних электродов.

Используя метод разделения переменных, получаем следующее выражение для распределения поля в системе:

$$\varphi(r, z, \psi) = \varphi_1(r, z) + \varphi_2(r, z, \psi), \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} \varphi_1(r, z) = & \frac{U_0 + U_3}{2} + \frac{1}{\pi} \int_0^\infty (U_1 - U_0) \frac{\sin \mu (l_1 + z)}{\mu} \frac{I_0(\mu r)}{I_0(\mu)} d\mu + \\ & + \frac{1}{\pi} \int_0^\infty (U_2 - U_1) \frac{\sin \mu z}{\mu} \frac{I_0(\mu r)}{I_0(\mu)} d\mu + \frac{1}{\pi} \int_0^\infty (U_2 - U_3) \frac{\sin \mu (l_2 - z)}{\mu} \frac{I_0(\mu r)}{I_0(\mu)} d\mu, \quad (7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \varphi_2(r, z, \psi) = & \sum_{k=0}^{\infty} \cos(4k + 2)\psi \frac{(-1)^k \cdot 4}{\pi^2 (2k + 1)} \times \\ & \times \int_0^\infty \left[ V_1 \frac{\sin \mu (l_1 + z)}{\mu} - (V_1 + V_2) \frac{\sin \mu z}{\mu} - V_2 \frac{\sin \mu (l_2 - z)}{\mu} \right] \frac{I_{4k+2}(\mu r)}{I_{4k+2}(\mu)} d\mu. \quad (8) \end{aligned}$$

Распределение потенциала  $\varphi_1(r, z)$  описывает поле осесимметричной четырехэлектродной линзы. Формулы, подобные (7), встречаются в ряде монографий (см., например, [6]). Распределение потенциала  $\varphi_2(r, z, \psi)$  соответствует квадрупольной составляющей, в нашем случае это дублет. Выражение для  $\Phi_2(z)$  получим, разложив модифицированную функцию Бесселя  $I_2(\mu r)$  в (8) в ряд по степеням аргумента,

$$\Phi_2(z) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty [V_1 \sin \mu (l_1 + z) - (V_1 + V_2) \sin \mu z - V_2 \sin \mu (l_2 - z)] \frac{\mu}{I_2(\mu)} d\mu. \quad (9)$$

Описанная система была рассчитана численно на ЭВМ БЭСМ-6 при  $l_1 = l_2 = R$  для широкой области изменения потенциалов на электродах. При этом интегралы в выражениях для  $\Phi$  и  $\Phi_2$  были преобразованы в ряды при помощи теоремы о вычетах, поскольку подынтегральные выражения являются быстроосциллирующими.

Результаты расчета показали, что в системе из осесимметричных и квадрупольных линз возможны обращение в нуль коэффициента хроматической абер-

Таблица 1

$U_1$	$U_2$	$V_1$	$V_2$	$z_i (F_x)$	$f_{ix}$	$z_i (F_y)$	$f_{iy}$	$h$
0.4	5	1.068	1.40	14.88	10.65	0.60	1.82	7.8
0.5	5	1.071	1.40	15.21	11.02	0.64	1.90	7.7
0.6	5	1.078	1.40	15.69	11.50	0.68	1.98	7.6
0.7	5	1.087	1.40	16.36	12.11	0.71	2.05	7.6
0.8	5	1.099	1.40	17.25	12.88	0.73	2.11	7.8
0.5	4	0.933	1.20	16.74	12.31	0.74	2.10	7.6
0.6	4	0.935	1.20	17.03	12.69	0.79	2.21	7.3
0.7	4	0.940	1.20	17.59	13.27	0.84	2.31	7.2
0.8	4	0.948	1.20	18.41	14.03	0.88	2.41	7.3
0.9	4	0.958	1.20	19.48	14.99	0.92	2.49	7.5
1.0	4	0.971	1.20	20.95	16.25	0.94	2.56	7.8
0.5	3.5	0.802	1.00	20.30	15.72	0.88	2.37	8.2
0.7	3.5	0.802	1.00	20.76	16.54	1.03	2.67	7.4
0.8	3.5	0.806	1.00	21.54	17.37	1.09	2.80	7.3
0.9	3.5	0.813	1.00	22.66	18.46	1.15	2.91	7.4
1.0	3.5	0.822	1.00	24.30	19.98	1.19	3.01	7.7

Таблица 2

Осесимметричная система			Комбинированная система								$\frac{\Delta x}{\Delta r}$	$\frac{\Delta y}{\Delta r}$
$z_0$	$z_i$	$C \cdot  M $	$U_1$	$U_2$	$V_1$	$V_2$	$z_0$	$z_i$	$ M_x $	$ M_y $		
-698.	14.0	702.	1.8	1.8	0.237	0.315	-701.	16.8	0.016	0.024	0.63	1.39
-32.3	24.4	55.5	1.8	1.8	0.307	0.385	-29.3	28.0	0.60	0.99	0.59	1.43
-27.6	28.0	54.4	1.8	2.6	0.255	0.350	-25.5	30.4	0.81	1.19	0.56	1.40
-20.8	42.6	61.9	1.8	2.6	0.300	0.400	-18.3	45.6	1.64	2.56	0.52	1.43
-17.3	74.5	89.5	1.8	2.6	0.346	0.450	-14.4	78.0	3.45	5.74	0.48	1.44
-14.2	1311.	1289.	1.8	2.6	0.424	0.530	-10.8	1315.	73.5	135.	0.45	1.43

рации по одной оси, а также перемена его знака. Во всех случаях коррекция хроматической aberrации происходит в той плоскости, в которой первая линза дублета рассеивает. В табл. 1 приведены параметры некоторых режимов, в которых  $C_x=0$ . Эти данные рассчитаны для параллельного пучка на входе и работы системы в режиме ускорения ( $U_3/U_0=4$ ). Отметим, что в случае параллельного пучка на входе формулы для хроматического размытия имеют вид

$$\Delta x = C_{x_f} x_0 \frac{\Delta \Phi}{\Phi_0}, \quad C_{x_f} = C_{2x} / f_{0x} \quad (10)$$

(аналогично и для оси  $y$ ).

В табл. 1 все потенциалы приведены в единицах  $U_0$ . Из нее видно, что при заданном ускорении возможно большое число различных режимов, обеспечивающих коррекцию хроматической aberrации. Следует отметить, что при этом существует значительное различие между величинами  $f_{ix}$  и  $f_{iy}$ . В последнем столбце таблицы приведено отношение длины линии  $h$  по оси  $y$  в точке фокуса  $z=z_i$  ( $F_x$ ) к диаметру пучка на входе в систему. Для других режимов с этим ускорением, не приведенных в таблице, величина  $h$  возрастает.

Рассмотрим также некоторые стигматичные режимы работы описанной выше иммерсионной четырехцилиндровой системы. В этих режимах наличие двух квадруполей оказывается недостаточным для полной коррекции хроматической aberrации, однако дает возможность уменьшить ее.

Результаты расчетов приведены в табл. 2 и 3. В них слева даны параметры чисто осесимметричной двухэлектродной линзы (в табл. 2 при ускорении, равном 2.6, в табл. 3 при том же ускорении, за исключением двух последних строк, где оно равно 4). Справа приведены параметры рассчитанной комбинированной линзы с тем же значением выходной энергии. Здесь  $z_0$  — положение предмета,  $z_i$  — положение изображения,  $C$  — коэффициент хроматической aberrации осесимметричной линзы,  $\Delta r$  — соответствующий ему кружок размытия. Увеличение комбинированной системы по оси  $x$  ( $M_x$ ) равно увеличению осесимметричной линзы  $M$ . В табл. 2 также равны фокусные расстояния комбинированной линзы  $f_x$  и осесимметричной  $f$ :  $f_i = f_{ix} = 17.65$ . В табл. 3 сохраняется неизменным положение источника.

В табл. 2, 3 из множества рассчитанных режимов комбинированных линз представлены те, которые имеют наименьшее хроматическое размытие  $\Delta x$ . В двух последних столбцах приведены отношения хроматических размытий по разным осям комбинированной линзы к хроматическому размытию осесим-

Таблица 3

Осесимметричная система			Комбинированная система								$\frac{\Delta x}{\Delta r}$	$\frac{\Delta y}{\Delta r}$
$z_0$	$z_i$	$C \cdot  M $	$U_1$	$U_2$	$V_1$	$V_2$	$f_{ix}$	$z_i$	$ M_x $	$ M_y $		
-19.53	49.0	66.9	1.53	2.06	0.280	0.363	20.60	61.26	2.00	3.17	0.59	1.77
-35.94	22.6	57.4	1.53	2.06	0.247	0.334	19.07	27.8	0.50	0.76	0.56	1.63
-9.57	26.0	25.0	2	3	0.512	0.722	12.15	35.6	2.00	3.82	0.61	1.92
-16.83	11.5	20.2	2	3	0.428	0.663	10.74	14.9	0.50	0.88	0.58	1.69

метричной. Из них следует, что можно получить выигрыш в 37—55 % в зависимости от увеличения. Отметим, что в табл. 2 положения источника и изображения двух сравниваемых систем несколько отличаются. Однако различие невелико, что связано с постоянством фокусных расстояний. В табл. 3 сохранено положение источника, однако положения изображения различаются несколько больше.

Таким образом, показана возможность коррекции хроматической аберрации иммерсионной системы при введении в нее квадруполей.

#### Список литературы

- [1] Кельман В. М., Явор С. Я. Электронная оптика. Изд. 3-е, переработанное. Л.: Наука, 1968. 487 с.
- [2] Кельман В. М., Карецкая С. П., Федулина Л. В., Якушев Е. М. Электронно-оптические элементы призмных спектрометров заряженных частиц. Алма-Ата: Наука, 1979. 232 с.
- [3] Hawkes P. W., Kasper E. Principles of Electron Optics. Vol. 1. New York; London: Academic Press, 1989. 632 p.
- [4] Баранова Л. А., Ульянова Н. С., Явор С. Я. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 12. С. 69—72.
- [5] Баранова Л. А., Явор С. Я. Электростатические электронные линзы. М.: Наука, 1986. 190 с.
- [6] Цыркин Л. Э. Избранные задачи расчета электрических и магнитных полей М.: Сов. радио, 1977. 319 с.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
18 сентября 1990 г.