

01:10

©1993 г.

## ОДИНОЧНЫЕ ТРЕХЭЛЕКТРОДНЫЕ ТРАНСАКСИАЛЬНЫЕ ЛИНЗЫ

*Ю.Л.Бадакер, С.П.Карецкая*

Рассматриваются одиночные трехэлектродные трансаксиальные линзы с плоскими электродами. Рассчитаны соотношения между параметрами линз, работающих в режиме анаморфота, у которого в пространстве изображений главные фокальные плоскости того и другого направлений фокусировки совмещены. Приведены значения кардинальных элементов, а также коэффициентов хроматической и сферической аберраций в этой общей фокальной плоскости.

Выполненные ранее исследования фокусирующих свойств и аберраций электростатических трансаксиальных линз с плоскими электродами, а также удачное их применение в призмных электронных и масс-спектрометрах [1,2] показали достоинства этих линз и определили тот круг задач, для которых использование трансаксиальных линз предпочтительнее, чем использование электростатических линз других типов. Это те случаи, когда необходимо обеспечить очень низкий уровень аберраций в одном из направлений фокусировки (в плоскости дисперсии спектрометров, например), использовать широкие пучки, фокусировать их с разной оптической силой в двух взаимно ортогональных направлениях. Однако если фокусирующие свойства иммерсионных трансаксиальных линз с плоскими электродами в какой-то мере изучены [1], то свойства одиночных трансаксиальных линз остались совершенно неисследованными. Между тем очевидно, что сфера их использования может оказаться достаточно обширной. Цель настоящего исследования — заполнить этот пробел.

В данной работе рассматриваются одиночные трехэлектродные трансаксиальные линзы, каждый из электродов которых образован парой параллельных пластин, расположенных симметрично относительно средней плоскости на расстоянии  $d$  друг от друга. Пластины соседних электродов разделены круговыми концентрическими щелями. Вид электродных пластин в проекции на среднюю плоскость показан на рис. 1. Через  $\varphi_0$  и  $\varphi_c$  обозначены потенциалы на крайних и среднем электродах линзы. При расчетах предполагалось, что щели между электродами бесконечно узкие. В этом случае распределение потенциала вдоль опти-

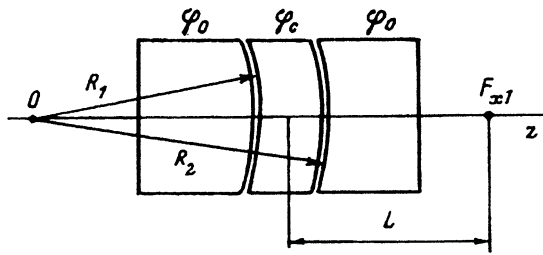


Рис. 1.

ческой оси линзы определяется выражением [1]

$$\begin{aligned} \varphi(z) = & (\varphi_0 - \varphi_c) R_1 \int_0^{\infty} \frac{J_1(\lambda R_1)}{\operatorname{ch} \frac{\lambda d}{2}} J_0(\lambda z) d\lambda + \\ & + (\varphi_c - \varphi_0) R_2 \int_0^{\infty} \frac{J_1(\lambda R_2)}{\operatorname{ch} \frac{\lambda d}{2}} J_0(\lambda z) d\lambda + \varphi_0, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $J_0$  и  $J_1$  — функции Бесселя нулевого и первого порядков.

При вычислениях за единицу длины принято расстояние  $d$  между электродными пластинами, за единицу потенциала — потенциал крайних электродов  $\varphi_0$ . Условием нормировки потенциала является равенство  $E_k = -e(\varphi + \varepsilon)$ , где  $E_k$  — кинетическая энергия частицы,  $\varepsilon$  характеризует начальный разброс энергий в пучке.

Рабочими параметрами рассматриваемой линзы являются радиусы кольцевых щелей  $R_1$ ,  $R_2$  и потенциал промежуточного электрода  $\varphi_c$ . Нас интересовали линзы, фокусирующие объемный параллельный пучок в точку, т.е. линзы, работающие в режиме анаморфота, у которого фокальные плоскости  $z = z(F_{x1})$  и  $z = z(F_{y1})$  горизонтального и вертикального направлений фокусировки в пространстве изображений совмещены. При заданном  $R_1$  и фиксированной ширине промежуточного электрода  $l = R_2 - R_1$  подбирались значения  $\varphi_c$ , обеспечивающие требуемый режим работы линзы. Ширина промежуточного электрода  $l$  полагалась равной 1, 2, 2.5 и 4, для каждого значения  $l$  радиус  $R_1$  изменялся от 5 до 13 с шагом  $\Delta R_1 = 1$ , интервал изменения потенциала на промежуточном электроде ограничивался снизу тем значением  $\varphi_c$ , при котором линза переходит в зеркало, верхней его границей было  $\varphi_c = 5$ .

На рис. 2 приведены найденные значения  $\varphi_c$  и асимптотические кардинальные элементы линз, работающих в режиме анаморфота, для двух значений  $l = 2.5$  (рис. 2,а) и 4 (рис. 2,б). Кардинальные элементы, характеризующие фокусирующие свойства линзы в направлении, параллельном средней плоскости, помечаются нижним индексом  $x$ , относящиеся к плоскости, перпендикулярной средней, — индексом  $y$ . На рисунке приведены фокусные расстояния  $f_x$  и  $f_y$ , а также координата фокуса  $E_{y0}$  в предметном пространстве  $z(F_{y0})$ . Координаты фокусов  $F_{x0}$ ,  $F_{x1}$  и  $F_{y1}$  определяются равенствами  $f_x = -z(F_{x0}) = z(F_{x1}) = z(F_{y1})$ , поскольку известно [1], что главные плоскости  $H_{x0}$  и  $H_{x1}$  совмещены и в любой одиночной

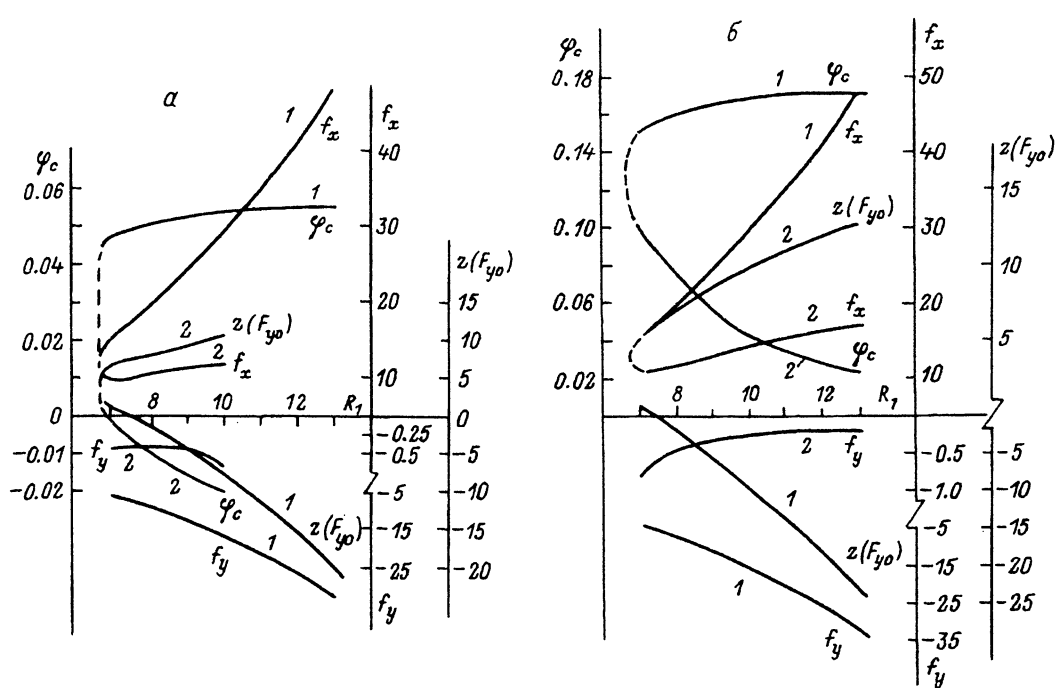


Рис. 2. Кардинальные элементы линз, работающих в режиме анаморфота, и значения  $\varphi_c$ , обеспечивающие этот режим работы.

трансаксиальной линзе проходят через ось симметрии электрического поля  $z(H_{x0}) = z(H_{x1}) = 0$ .

При  $l = 1$  и  $2$  искомый режим работы в заданных интервалах изменения  $R_1$  и  $\varphi_c$  не осуществляется. При  $l = 4$  для каждого  $R_1 \geq 7$  находятся два нужных значения  $\varphi_c$ , т.е. на каждой кривой имеются две ветви (две группы анаморфотов), отмеченные на рисунках цифрами 1 и 2. При  $l = 2.5$  ветвь 2 короче, она обрывается после  $R_1 = 10$ , что связано с уменьшением требуемого  $\varphi_c$  и превращением линзы в зеркало. У всех найденных анаморфотов потенциал на среднем электроде линзы меньше, чем на крайних. Как в той, так и в другой группах оптическая сила линзы  $1/f_x$  с ростом  $R_1$  уменьшается, величина оптической силы  $|1/f_y|$  с ростом  $R_1$  в группе 1 уменьшается, в группе 2 медленно увеличивается, причем в этой группе всегда  $|1/f_y| \gg |1/f_x|$ . Отрицательный знак  $f_y$  свидетельствует о том, что траектории, первоначально параллельные оптической оси, в проекции на плоскость  $yz$  пересекают эту ось дважды, сначала где-то в поле линзы, образуя линейный промежуточный фокус, затем в точке  $F_{y1}(F_{x1})$ . В группе 2 точку  $F_{y1}$  пересекают обратные прямолинейные продолжения покинувших поле линзы траекторий, фокусы  $F_{x1}(F_{y1})$  расположены в поле. В группе 1 они вынесены за пределы поля и, что очень важно, даже при достаточно больших  $f_x$  могут быть расположены близко к электродной системе. Протяженность крайних электродов линзы вдоль оси  $z$  полагается  $\approx 3d$ , на таком расстоянии от щели поле практически исчезает. Линзы из группы 1 при использовании их в качестве коллиматорной и фокусирующей линз призматических электронных и масс-спектрометров могут позволить существенно сократить "плечи"

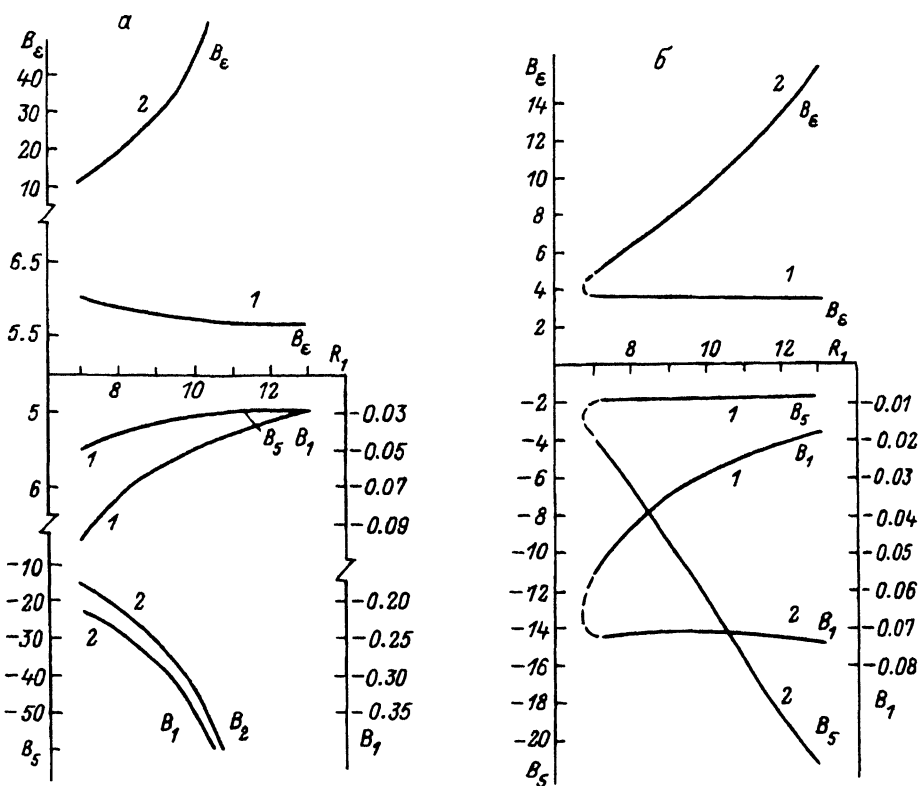


Рис. 3. Значения коэффициентов отверстий хроматической ( $B_\epsilon$ ) и сферической аберраций ( $B_1$ ,  $B_5$ ) в фокальной плоскости  $z = z(F_{x1}) = z(F_{y1})$  анаморфотов.

спектрометров, сохранив разрешающую способность приборов и увеличив светосилу [3].

В фокальной плоскости линзы  $z = z(F_{x1})$  хроматическая аберрация  $\delta x_c$  и сферическая аберрация  $\Delta x_s$  для первоначально параллельной оптической оси траектории определяются формулами

$$\Delta x_c = B_\epsilon x_0 \epsilon_0, \quad (2)$$

$$\Delta x_s = B_1 x_0^3 + B_5 x_0 y_0^2, \quad (3)$$

где  $x_0$ ,  $y_0$  — соответствующие координаты траектории до входа в поле линзы;  $\epsilon_0 = \epsilon/\varphi_0$  — относительное отклонение энергии частицы, движущейся по этой траектории, от основной энергии;  $B_\epsilon$ ,  $B_1$  и  $B_5$  — аберрационные коэффициенты.

Значения этих коэффициентов для найденных анаморфотов приведены на рис. 3 в зависимости от  $R_1$ . Рис. 3,а относится к линзам с  $l = 2.5$ , рис. 3,б — с  $l = 4$ . В группе 1 аберрационные коэффициенты  $B_\epsilon$ ,  $B_1$  и  $B_5$  с ростом  $f_x$  медленно уменьшаются по величине, в группе 2, напротив, быстро увеличиваются. Сравнение линз из групп 1 и 2 с одинаковыми  $f_x$  показывает, что линзы группы 1 имеют значительно меньшие аберрации. Сравнение линз с различной шириной промежуточного электрода говорит о том, что величина  $f_x$  определяется в основном величиной  $R_1$  и почти не зависит от  $l$ , аберрации меньше при большем  $l$ .

Чтобы сравнить рассматриваемые линзы с широко используемыми одиночными линзами, состоящими из трех цилиндров, введем, как предложено в [4], критерий качества  $g_1$ , пригодный для случая, когда линейное увеличение  $m_1 = 0$ . Поясним, каким образом вводится этот безразмерный критерий для обычной (коаксиальной) осесимметричной линзы. Рассматривается задача фокусировки параллельного пучка с диаметром  $h$  в изображение минимально возможного размера. Сферическая аберрация для такого пучка определяется формулой  $\Delta r = C(h^3/8)$ , где  $C$  — аберрационный коэффициент, имеющий размерность квадрата обратной длины. Критерий качества должен быть безразмерным, поэтому предлагается домножить и разделить правую часть последнего равенства на  $L^2$  ( $L$  — расстояние от середины электродной системы линзы до фокальной плоскости) и в качестве искомого критерия взять величину  $g_1 = |C| \cdot L^2$ . Предпочтение перед другими линзами при решении поставленной задачи следует отдать линзе с наименьшим  $g_1$ .

Переходя к нашему случаю, получим для плоского пучка

$$g_{1x} = |B_1| \cdot L^2,$$

где

$$L = z(F_{x1}) - \frac{R_1 + R_2}{2}.$$

Для объемного параллельного пучка на качество фокусировки в  $x$ -направлении повлияет и второй член в (3), т.е. необходимо рассмотреть и

$$g_{1y} = |B_5| \cdot L^2.$$

Однако следует помнить, что обычно при использовании трансаксиальных линз ширина пучка в средней плоскости больше его ширины в перпендикулярном к ней направлении, поэтому влияние второго члена на величину  $\Delta x_s$  может быть значительно меньшим.

Сравнение показывает, что, в то время как для одиночной трехэлектродной линзы с цилиндрическими электродами при изменении фокусного расстояния от  $15D$  до  $50D$  ( $D$  — диаметр цилиндров)  $g_1$  изменяется от  $6 \cdot 10^2$  до  $7 \cdot 10^3$  [4], для одиночной трансаксиальной линзы при изменении  $f_x$  от  $15d$  до  $50d$   $g_{1x}$  пробегает значения от 2 до 20,  $g_{1y}$  — от 60 до  $2 \cdot 10^3$ . Таким образом,  $g_{1x}$  меньше  $g_1$  примерно в 300 раз,  $g_{1y}$  меньше  $g_1$  от 9 до 3.5 раз. При этом  $L$  для трансаксиальной линзы меньше соответствующей величины для осесимметричной линзы от 2.5 до 1.5 раз.

#### Список литературы

- [1] 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.
- [2] Баранова Л.А., Явор С.Я. Электростатические электронные линзы. М.: Наука, 1986. 190 с.
- [3] Бадакер Ю.Л., Гликман Л.Г., Карецкая С.П., Кельман В.М. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 8. С.78–81.
- [4] Harting E., Read F.H. Electrostatic Lenses. Amsterdam; Oxford; New York, 1976.

Институт ядерной физики  
Алма-Ата

Поступило в Редакцию  
3 декабря 1993 г.