

Влияние величины межэлектродных зазоров на распределение поля в электростатических цилиндрических линзах и на ионно-оптические характеристики симметричного призмного масс-спектрометра. Печалина Е.Э., Фрицлинский Г.В. // Научное приборостроение. Приборы и средства автоматизации для научных исследований. Л.: Наука, 1987, с. 21-28.

С помощью преобразований Кристоффеля-Шварца получены аналитические выражения, описывающие распределение поля внутри двухэлектродной цилиндрической линзы при конечной величине зазора L . Используя полученные выражения, проанализировано влияние величины L на распределение поля в плоскости симметрии двухэлектродной и трехэлектродной телескопических систем, последняя из которых является преломляющим элементом симметричного призмного масс-спектрометра, и рассчитаны важнейшие ионно-оптические параметры такого масс-спектрометра. Предложен простой метод коррекции ионно-оптической схемы масс-спектрометра. Лит. - 4 назв., ил. - 6, табл. - 2.

Е.Э.Печалина, Г.В.Фридлянский (НТО АН СССР)

ВЛИЯНИЕ ВЕЛИЧИНЫ МЕЖЭЛЕКТРОДНЫХ ЗАЗОРОВ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯ В
ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ЛИНЗАХ И НА ИОННО-ОПТИЧЕСКИЕ
ХАРАКТЕРИСТИКИ СИММЕТРИЧНОГО ПРИЗМЕННОГО МАСС-СПЕКТРОМЕТРА

Расчет характеристик призматических электростатических систем, применяемых для создания электронных и масс-спектрометров, проводился до сих пор в предположении бесконечно узкого зазора между электродами [1, 2]. Между тем, наличие зазора конечной величины является необходимым условием реализации таких систем, поэтому представляется весьма важным исследование влияния величины зазора на их ионно-оптические характеристики. Ценность такого исследования возрастает при построении крупных приборов с высокими или сверхвысокими параметрами.

Исключение составляет работа [3], где проведено исследование влияния ве-

личины зазора между электродами двухэлектродной цилиндрической линзы на положение фокусов и величину фокусных расстояний при допущении, что пластины электродов являются бесконечно тонкими. Поскольку на практике толщина электродов достаточно велика и обычно существенно превышает величину межэлектродных зазоров, в настоящем исследовании учитывается также толщина электродов.

Если предположить, что величина межэлектродного зазора значительно меньше расстояния между пластинами электродов, то поле любой многоэлектродной цилиндрической линзы, каковыми являются призматические системы, можно представить как суперпозицию полей составляющих ее двухэлектродных линз. В соответствии с этим, исследование проводилось в два этапа: определение полей двухэлектродной цилиндрической линзы с учетом величин межэлектродных зазоров; на основе полученных распределений полей расчет ионно-оптических параметров трехэлектродной телескопической системы.

Рассмотрим двухэлектродную симметричную электростатическую линзу, представляющую собой две пары параллельных друг другу бесконечно толстых пластин, расположенных симметрично относительно некоторой плоскости, которую будем называть средней. Каждая пара пластин находится под общим потенциалом и представляет собой один из электродов системы (рис. I). Пусть первый по направлению оси Oz электрод

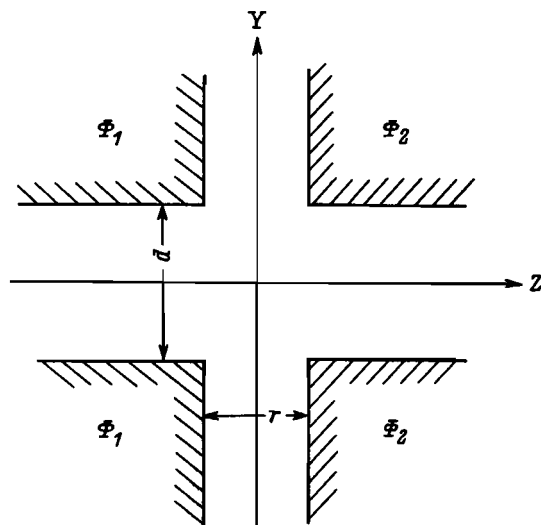


Рис. I. Двухэлектродная симметричная электростатическая линза.

линзы находится под потенциалом Φ_1 , а второй – под потенциалом Φ_2 . Обозначив расстояние между электродами (величину зазора) r , а расстояние между пластинами электродов a , определим распределение потенциалов $\Phi(z, Y)$ внутри линзы.

Представим функцию $\Phi(z, Y)$ в виде

$$\Phi(z, Y) = \frac{\Phi_1 + \Phi_2}{2} + \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{2} \cdot \varphi(z, Y), \quad (1)$$

где $\varphi(z, Y)$ – функция распределения потенциала в двухэлектродной цилиндрической линзе, электроды которой находятся под потенциалами $+1$ и -1 .

В силу симметрии линзы относительно осей OY и OZ справедливо тождество $\psi(0, Y) \equiv 0$, что сводит задачу нахождения значений функции $\Phi(z, Y)$ к построению функции $\psi(z, Y)$ в пятиугольнике $A_1 A_2 A_3 A_4 A_5$ (рис.2).

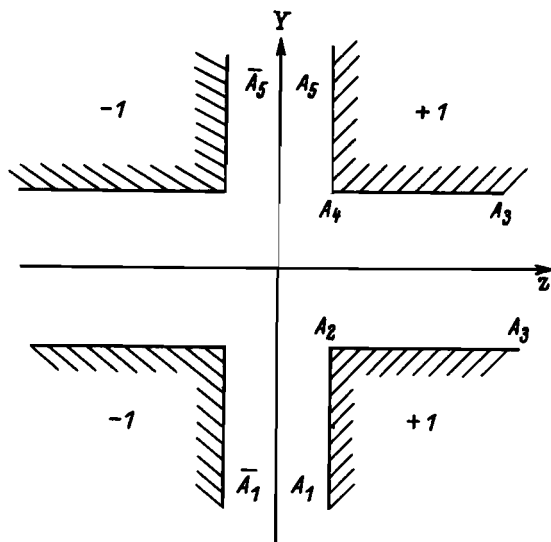


Рис.2. Схема расположения вершин многоугольника в преобразовании Кристоффеля-Шварца.

Методом Кристоффеля-Шварца может быть построено конформное изображение верхней полуплоскости $w = u + iv$ на внутреннюю часть многоугольника. Это отображение описывается формулой

$$Y + iZ = \frac{id}{\pi} \left(R \operatorname{arctg} \frac{Rw}{\sqrt{w^2 - a^2}} + \operatorname{arcth} \frac{w}{\sqrt{w^2 - a^2}} \right), \quad (2)$$

где $a^2 = 1 + R^2$, $R = r/d$.

Отображение (2) переводит мнимую полосу Ov в полосу OZ ($Z \geq 0$), а действительную ось Ou в контур пятиугольника $A_1 A_2 A_3 \bar{A}_2 \bar{A}_1$ (рис.3), при этом сим-

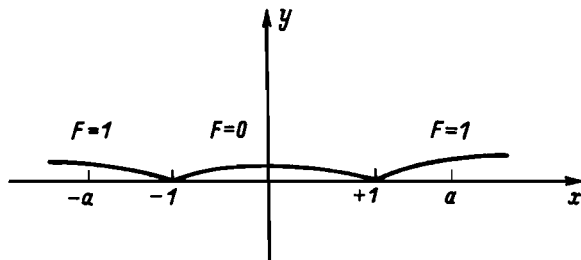


Рис.3. Распределение потенциала в плоскости w .

метрично расположенным вершинам пятиугольника A_1, A_5, A_2 и A_4 на плоскости w соответствуют действительные точки, симметричные относительно начала координат

$\pm 1, \pm a$, точке $\bar{z} = 0$ соответствует точка $u = 0$, а вершине A_3 - бесконечно удаленная точка.

Преобразование (2) позволяет овести решение задачи Дирихле для двухэлектродной линзы к расчету комплексного потенциала $F(w) = \varphi(u, v) + i\psi(u, v)$ в верхней полуплоскости при следующем распределении потенциала вдоль оси u :

$$F(u) = \begin{cases} 1, & u^2 > 1 \\ 0, & u^2 < 1. \end{cases} \quad (3)$$

Согласно формуле Коши, имеет место равенство

$$F(w) = \frac{1}{\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{F(u) du}{u-w}. \quad (4)$$

Подставляя (3) в (4) и отделяя действительную часть от мнимой, получим [2]:

$$\varphi = \frac{1}{\pi} \left[\pi K + \operatorname{arctg} \frac{v}{1+u} + \operatorname{arctg} \frac{v}{1-u} \right] \quad (5)$$

$$\psi = \frac{1}{\pi} \ln \frac{(1+u)^2 + v^2}{(1-u)^2 + v^2}, \quad (6)$$

где $K = \begin{cases} 0, & u^2 < 1 \\ 1, & u^2 > 1. \end{cases}$

Выражения (5), (6) совместно с (2) описывают поле двухэлектродной цилиндрической линзы в параметрическом виде, а по формуле (1) можно определить распределение потенциала линзы с произвольными значениями потенциалов на электродах Φ_1, Φ_2 . В частности, для средней плоскости системы получим следующее распределение потенциала

$$\phi(\bar{z}, 0) = \frac{\Phi_1 + \Phi_2}{2} + \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{2} \operatorname{arctg} v, \quad (7)$$

где v - решение уравнения (2) при $u = 0$.

На основании соотношений (2), (7) на вычислительной машине ЕС-1022 производился численный расчет потенциала в средней плоскости с учетом величины зазора r между электродами. Расчет проводился для $r = j \cdot h$ ($j = \bar{1}, \bar{10}$; $h = 0,05 d$) при варьировании \bar{z} на промежутке $(-2,0 d; +2,0 d)$ с шагом $0,01 d$. Значения остальных параметров, необходимых для расчета, были следующие: $\Phi_1 = -1,0$; $\Phi_2 = +1,0$; $d = 1,0$. Значения функции $\Phi_r(\bar{z}) = \Phi(\bar{z}, 0)$ сравнивались с соответствующими значениями функции

$$\bar{\Phi}(\bar{z}) = \Phi_1 + \frac{2(\Phi_2 - \Phi_1)}{\pi} \operatorname{arctg} e^{\frac{\pi \bar{z}}{d}},$$

которая представляет собой распределение потенциала в средней плоскости двухэлектродной линзы при бесконечно узком зазоре между электродами [1, 2]. На рис. 4 показана зависимость отклонения функции $\Phi_r(\bar{z})$ от соответствующих значений функции $\bar{\Phi}(\bar{z})$, т.е. построен график функции

$$\Delta(\bar{z}) = \Phi_r(\bar{z}) - \bar{\Phi}(\bar{z}). \quad (8)$$

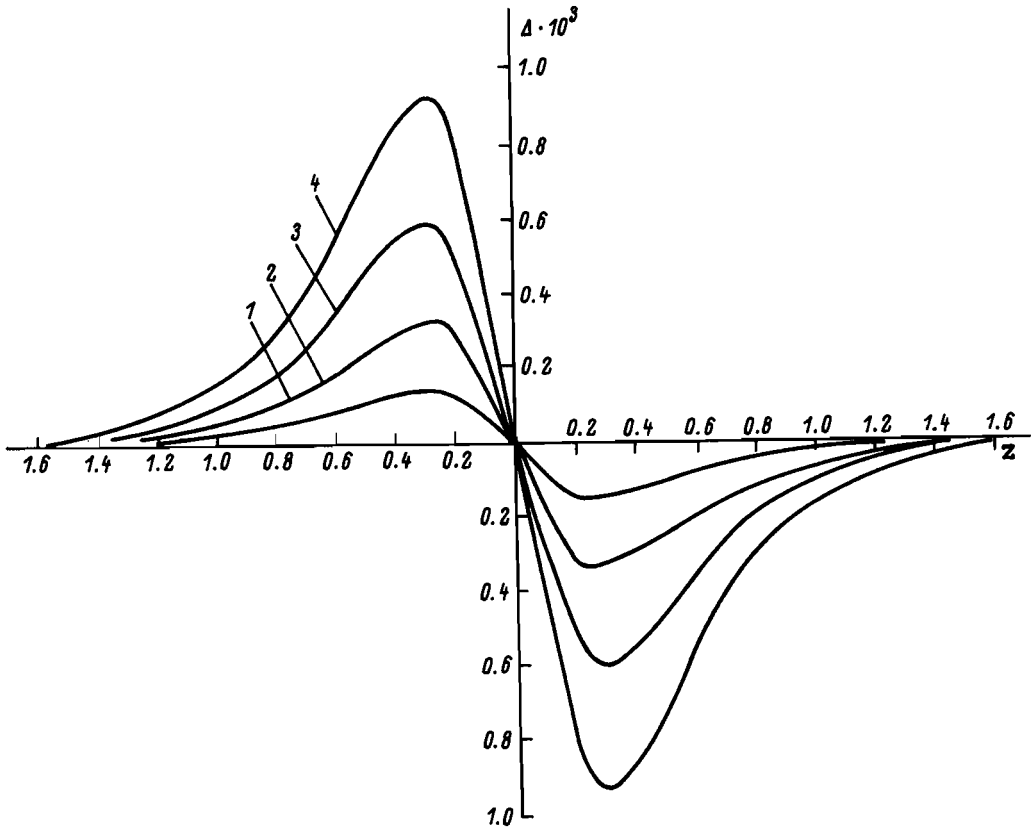


Рис.4. График зависимости $\Delta (z)$.

Кривая 1, соответствует значению $r = 0,1d$; 2 - $r = 0,15d$; 3 - $r = 0,20d$; 4 - $r = 0,25d$. Из кривых (рис.4) следует, что увеличение r приводит к быстрому возрастанию функции $\Delta (z)$, причем ее экстремальные значения лежат в зоне $|z| \approx 0,3d$. Используя полученные результаты, был проведен уточненный расчет трехэлектродной электростатической телескопической системы, являющейся отклоняющим элементом симметричного призмного масс-спектрометра [4].

Вид такой системы в плоскости, перпендикулярной к средней, представлен на рис.5. В предположении $r \ll L^*$ и $r \ll S$, что всегда выполняется на практике, поле внутри трехэлектродной системы может быть представлено как суперпозиция полей двух поочередно расположенных двухэлектродных линз, рассмотренных выше, и следовательно распределение потенциала в такой системе описывается функцией

$$\phi(z, Y) = \frac{\phi_1 + \phi_2}{2} + \frac{\phi_1 - \phi_2}{2} \varphi(u_1, v_1) + \frac{\phi_2 - \phi_1}{2} \varphi(u_2, v_2), \quad (9)$$

где u_i, v_i ($i = 1, 2$) - решения уравнения (2) в точках $(Y, z - \frac{L+r}{2})$ и $(Y, z + \frac{L+r}{2})$ соответственно.

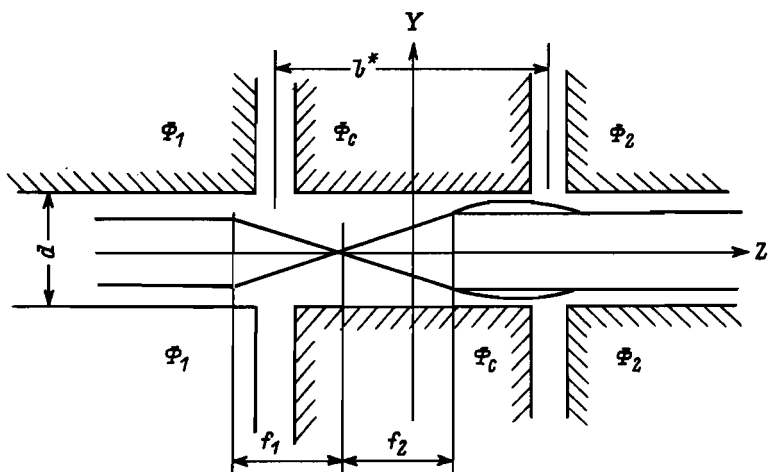


Рис.5. Ход лучей в электростатической трехэлектродной линзе, работающей в телескопическом режиме.

Ранее, в предположении бесконечно узкого зазора между электродами определенные ионно-оптические параметры трехэлектродной телескопической системы (рис.5) производилось следующим образом: по заданному отношению потенциалов на крайних электродах системы ϕ_2/ϕ_1 находили такие значения эффективной длины среднего электрода L^* и его потенциала ϕ_c , чтобы система удовлетворяла условию телескопичности и увеличения системы в плоскости ZOY было равным -1 . Затем вычислялись значения остальных параметров. Фактическая длина среднего электрода, которая реализуется в конструкции, определялась из соотношения

$$L = L^* - r, \quad (10)$$

где r - реальная величина зазора в приборе.

Так, например, при $\phi_2 = 2,91 \phi_1$ и угле входа в телескопическую систему $\theta = 64^{\circ}55'$ параметры L^* и ϕ_c должны удовлетворять соотношениям $L^* = 5,37d$; $\phi_c = 1,58 \phi_1$ и, следовательно, при $r = 0,2d$ фактическая длина среднего электрода составит $L = 5,17d$. Именно такие параметры были заложены в конструкцию симметричного призменного масс-спектрометра, разработанного и построенного в СКБ АП НТО АН СССР [4]. Для исследования влияния величины зазора r на параметры телескопической системы последние определялись при варьировании r на промежутке $[0; 0,2d]$ с шагом $0,025d$ и при фиксированном значении эффективной длины среднего электрода $L^* = 5,37d$.

В ходе расчета вычислялись следующие параметры:

- h - увеличение системы в вертикальной плоскости ZOY;
- ϕ_c - потенциал среднего электрода;
- Z_B - положение эффективной преломляющей плоскости;
- Z_F - положение линейного фокуса в плоскости ZOY;
- f_1, f_2 - заднее и переднее фокусные расстояния.

Полученные результаты приведены в табл.1. Из таблицы следует, что при расчете параметров телескопической системы, когда фактическая длина среднего электрода определяется из равенства (10), влияние величины r весьма существенно. В

Таблица I

Параметр	r/d					
	0.000	0.050	0.075	0.100	0.125	0.200
h/d	-1.000	-0.990	-0.978	-0.961	-0.939	-0.845
Φ_c/Φ_1	1.576	1.573	1.576	1.565	1.559	1.533
z_B/d	-1.480	-1.474	-1.466	-1.455	-1.441	-1.375
z_F/d	-1.549	-1.540	-1.528	-1.511	-1.489	-1.384
f_1/d	2.533	1.548	2.567	2.595	2.630	2.795
f_2/d	-2.533	-2.523	-2.511	-2.493	-2.469	-

частности, с ростом r нарушается фундаментальное условие $h = -1$, что приводит к появлению aberrаций второго порядка, зависящих от высоты пучка, т.е. к искривлению изображения. Если высоты щелей источника и приемника одинаковы ($\lambda_n = \lambda_{np} = \lambda$), невыполнение условия $h = -1$ при $r = 0,2 d$ вызывает следующие уширения σ , обусловленные aberrациями второго порядка:

$$\begin{array}{l} \lambda, \text{мм}: 1 \quad 2 \quad 3; \\ \sigma, \text{мм}: 8 \quad 32 \quad 72. \end{array}$$

Столь значительные aberrации существенным образом снижают разрешающую способность и чувствительность прибора. На рис.6 линией I представлена теоретически рассчитан-

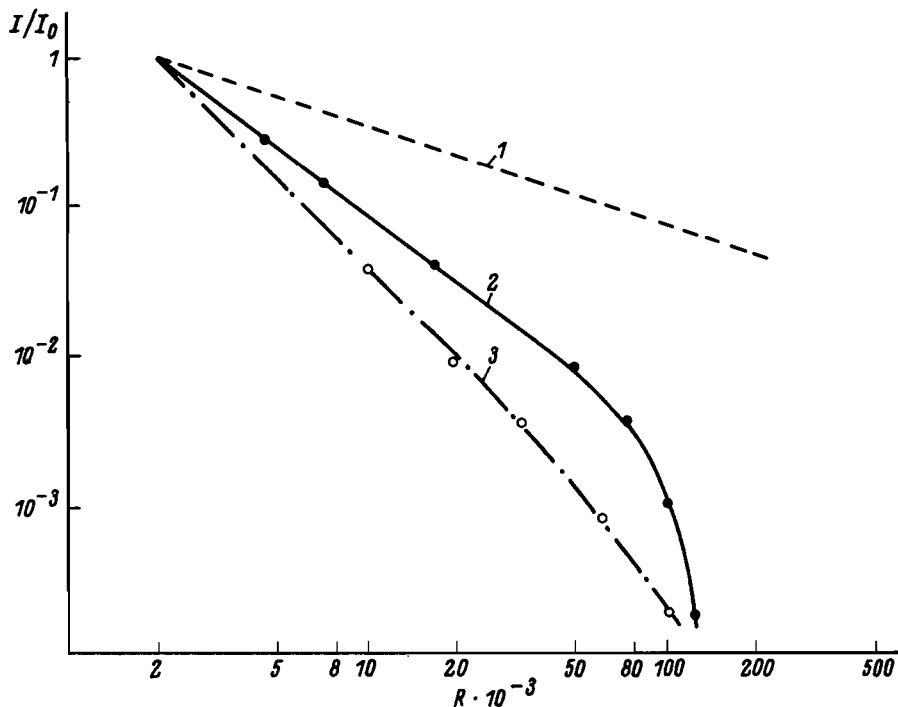


Рис.6. Зависимость относительной чувствительности симметричного призмного масс-спектрометра от разрешающей способности:
 1 - идеализированная кривая; 2 - расчётная зависимость при $h = 1$ ($h = 0,80$);
 3 - экспериментальная кривая.

ная чувствительность как функция разрешающей способности для симметричного призмного масс-спектрометра, построенного в ИТО АН СССР, в предположении, что aberrации второго и более высоких порядков, зависящие от высоты пучка, отсутствуют. Линией 2 показана та же зависимость с учетом указанных выше результатов. Наконец, кривая 3 соответствует экспериментально наблюдавшейся зависимости. Хотя нельзя исключать влияния других факторов, таких как: отклонение распределения электрических и магнитных полей от идеального, вибрации, пульсации, питающих напряжений, внешние электромагнитные помехи и т.д., наиболее вероятно, что основной вклад в aberrации обусловлен допущением $\rho = 0$, которое использовалось при расчете, т.е. неучетом конечной ширины зазора.

В табл.2 приведены результаты расчета значений фактической ширины среднего

Таблица 2

r/d n_2^*	L/d				n_c^*				$-z_B/d$			
	0.00	0.10	0.15	0.20	0.00	0.10	0.15	0.20	0.00	0.10	0.15	0.20
3.25	5.720	5.687	5.720	5.781	1.984	1.983	1.983	1.983	1.497	1.513	1.533	1.560
3.50	5.293	5.169	5.193	5.243	2.087	2.087	2.086	2.086	1.474	1.489	1.508	1.533
3.75	4.811	4.766	4.783	4.825	2.191	2.190	2.190	2.189	1.458	1.473	1.491	1.516
4.00	4.494	4.445	4.457	4.490	2.295	2.294	2.293	2.292	1.449	1.464	1.482	1.506
4.50	4.023	3.967	3.971	3.993	2.504	2.503	2.502	2.501	1.445	1.459	1.476	1.499
5.00	3.695	3.634	3.631	3.646	2.717	2.715	2.714	2.712	1.454	1.467	1.483	1.505
5.50	3.459	3.394	3.387	3.395	2.934	2.932	2.930	2.927	1.471	1.484	1.500	1.521

электрода L и эффективного показателя преломления этого электрода $n_c^* = \sqrt{\frac{\Phi_c - \Phi_1 \sin^2 \theta}{\Phi_1 \cos^2 \theta}}$, которые при заданном эффективном показателе преломления второго электрода $n_2^* = \sqrt{\frac{\Phi_2 - \Phi_1 \sin^2 \theta}{\Phi_1 \cos^2 \theta}}$ и величине зазора

обеспечивали бы телескопичность трехэлектродных систем и выполнение условия получения неискривленного изображения $h = -1$. Для таких систем приведены также значения z_B , описывающие положение эффективной плоскости преломления. Как видно из таблицы, при различных величинах r и при фиксированном значении n_2^* значения длины пластин среднего электрода совпадают с точностью до второй значащей цифры, а значения n_c^* практически не изменяются. Поэтому в ряде случаев расчет основных параметров телескопических систем можно проводить и без учета влияния r на распределение потенциала, но при этом длину среднего электрода следует положить равной его эффективной длине ($L = L^*$).

ЛИТЕРАТУРА

1. Кельман В.М., Расторгуев В.А., Якушев Е.М.//ЖТФ, 1970. Т.40, № 7, с.1445.
2. Кельман В.М., Карецкая С.П., Федулina Л.В., Якушев Е.М.//Электронно-оптические элементы призмных спектрометров заряженных частиц. Алма-Ата; Наука, 1979, с.135.
3. Гликман Л.Г., Якушев Е.М.//ЖТФ, 1967. Т.37, № 9, с.2097.
4. Бирмузаев С.Б., Воронин Б.М., Кельман В.М., Назаренко Л.М., Печалина Е.Э., Соколов Б.Н., Фридлянский Г.В., Якушев Е.М.//ЖТФ, 1983. Т.53, № 11, с.2195.