

07
© 1992 г.ТРЕХЭЛЕКТРОДНЫЙ КЛИНОВИДНЫЙ ЭНЕРГОАНАЛИЗАТОР
С ДВУМЕРНЫМ ПОЛЕМ

I. УСЛОВИЯ УСТРАНЕНИЯ СФЕРИЧЕСКОЙ АБЕРРАЦИИ ВТОРОГО ПОРЯДКА

Л. Г. Гликман, Ю. В. Голоскоков, З. Д. Исакова

Исследованы электронно-оптические свойства энергоанализаторов с трехэлектродным клиновидным зеркалом, у которого каждый электрод состоит из двух пластин, расположенных на полуплоскостях, образующих двугранный угол. Края пластин третьего электрода замкнуты поверхностью кругового цилиндра с осью, совпадающей с ребром двугранного угла. Найдены электронно-оптические параметры широкого класса энергоанализаторов с большой величиной относительной дисперсии, у которых отсутствует сферическая абберация второго порядка.

В работе [1] детально исследованы электронно-оптические свойства двухэлектродных клиновидных зеркал с двумерным полем. Показано, что в энергоанализаторах с такими зеркалами удается обеспечить наилучшие фокусирующие свойства при большой величине относительной дисперсии по энергии в тех случаях, когда линейное увеличение в направлении, перпендикулярном средней плоскости, равно 1. Существенное улучшение фокусирующих свойств достигнуто при использовании трехэлектродного клиновидного зеркала [2]. Схематически энергоанализатор с таким зеркалом представлен в изометрии на рис. 1. Цифрами 1, 2 обозначены источник и приемник заряженных частиц, расположенные вне поля со стороны ребра двугранного угла на одинаковом от него расстоянии. Пластины первого, второго и третьего электродов (3—5) лежат на двух полуплоскостях, образующих двугранный угол α . Пластины электрода 5 замкнуты поверхностью кругового цилиндра с радиусом R , ось которого совпадает с ребром двугранного угла. В дальнейшем для краткости эту поверхность будем называть стенкой. Используется декартова система координат x, y, z , ориентированная так, что средняя плоскость поля совпадает с плоскостью xz , а ребро двугранного угла α — с осью z . Форма и размеры электродов таковы, что электростатический потенциал φ в области движения заряженных частиц не зависит от z . Штриховой линией проведена осевая траектория пучка заряженных частиц, лежащая в средней плоскости поля. Через ϑ_0 обозначен угол падения пучка заряженных частиц на зеркало, связанный с углом θ_0 между осевой траекторией и осью z на входе в поле зеркала соотношением $\vartheta_0 + \theta_0 = \pi/2$.

В работе [2] для четырех значений двугранного угла $\alpha = \alpha_1 = 10^\circ$, $\alpha = \alpha_2 = 20^\circ$, $\alpha = \alpha_3 = 30^\circ$ и $\alpha = \alpha_4 = 45^\circ$ приведены в качестве примера электронно-оптические параметры энергоанализаторов с большой величиной относительной дисперсии по энергии D_0 , у которых отсутствуют все виды геометрических аббераций второго порядка в направлении диспергирующего действия анализатора.

В данной работе проведено систематическое исследование энергоанализаторов с трехэлектродным клиновидным зеркалом. Найдены новые возможности улучшения их фокусирующих свойств при сохранении большой величины D_0 , равной отношению абсолютной величины линейной дисперсии по энергии к базе энергоанализатора. За базу анализатора, как обычно, принята разность координат приемника и источника по оси z .

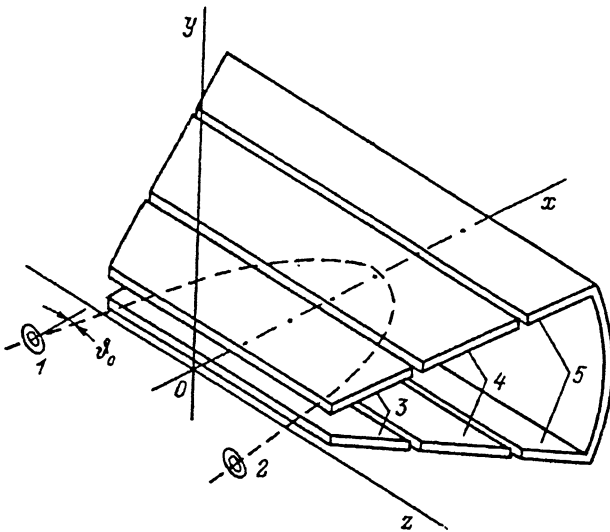


Рис. 1. Электростатический энергоанализатор с трехэлектродным клиновидным зеркалом.

Пользуясь формулой для распределения электростатического потенциала φ в двухэлектродном зеркале типа закрытый клин, найденной в [1], и применяя принцип суперпозиции, легко найти $\varphi(x, y)$ для n -электродной системы

$$\varphi = \frac{\varphi_1 + \varphi_n}{2} + \frac{1}{\pi} \sum_{i=1}^{n-1} (\varphi_i - \varphi_{i+1}) \operatorname{arctg} \left\{ \frac{1}{2 \cos k\psi} \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{a_i}{f(\rho)} - \frac{f(\rho)}{a_i} + 4 a_i f(\rho) \sin^2 k\psi \right] \right\}, \\ 0 \leq \rho \leq R, \quad -\frac{\alpha}{2} \leq \psi \leq \frac{\alpha}{2}. \quad (1)$$

Здесь

$$\rho = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad \psi = \operatorname{arctg} \frac{y}{x}, \quad k = \frac{\pi}{\alpha},$$

$$f(\rho) = \frac{\rho^k R^k}{R^{2k} - \rho^{2k}}, \quad a_i = \frac{r_i^k}{r_i^k + 1},$$

где φ_i — потенциал i -го электрода; $r_i = \frac{R_i}{R}$, R_i — расстояние от ребра двугранного угла до щелей, разделяющих пластины i -го и $i+1$ -го электродов.

Как и в [1], уравнения траекторий заряженных частиц записывались в криволинейной системе координат s, p_2, p_3 , связанной с осевой траекторией, s — расстояние, отсчитываемое вдоль осевой траектории от некоторой начальной точки; p_2 и p_3 — координаты частицы в направлении главной нормали и бинормали к осевой траектории. При нахождении электронно-оптических параметров использовались формулы работы [3], в которой получены общие соотношения для электростатических систем со средней плоскостью. Находились условия, при выполнении которых создается стигматичное изображение предмета, а источник и приемник расположены на одинаковом расстоянии от ребра двугранного

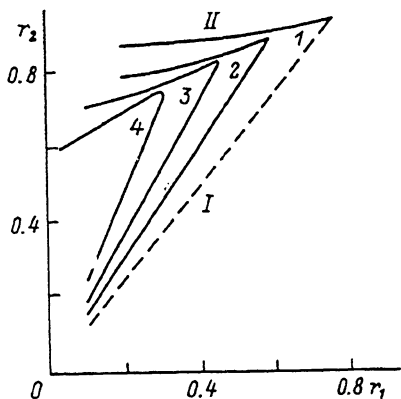


Рис. 2. Зависимость r_2 от r_1 для трехэлектродного энергоанализатора.

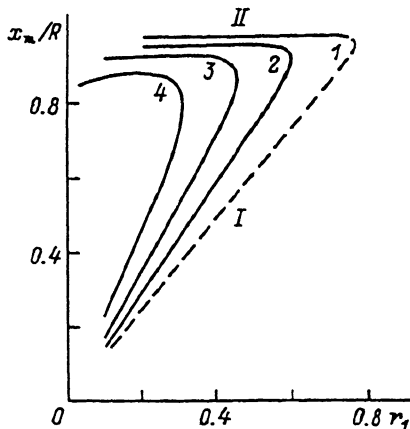


Рис. 3. График для определения координаты точки поворота осевой траектории.

угла (одинаковы координаты $x = x_0$). Предполагалось, что предметная плоскость и плоскость изображения расположены перпендикулярно к осевой траектории пучка. Координаты точки пересечения с гауссовой плоскостью траектории заряженной частицы, выходящей из источника с начальной кинетической энергией $W = W_0$ и начальными условиями $p_2 = p_{20}$, $p_2' = p_{20}'$, $p_3 = p_{30}$, $p_3' = p_{30}'$, записываются в виде

$$p_2 = -p_{20} + D\varepsilon + K_1 p_{20}'^2 + K_4 p_{30}'^2 + K_5 p_{30}' p_{30} + K_6 p_{30}^2 + K_7 p_{20}' \varepsilon + K_9 \varepsilon^2 + L_1 p_{20}'^3 + L_5 p_{20}' p_{30}'^2, \quad (2)$$

$$p_3 = M_6 p_{30} + M_1 p_{20}' p_{30}' + M_3 p_{20}' p_{30} + M_4 p_{20} p_{30}. \quad (3)$$

Штрихами обозначается дифференцирование по s ; $\varepsilon = (W_0 - W_c)/W_c$, где W_c — энергия настройки энергоанализатора; D — линейная дисперсия по энергии, M_6 — линейное увеличение в направлении, перпендикулярном к средней плоскости; K_i , M_i , L_i — абберационные коэффициенты второго и третьего порядков. В (2) подставлено значение линейного увеличения в средней плоскости электростатического зеркала, равное -1 , отброшены равные нулю слагаемые $K_2 p_{20}' p_{20}$, $K_3 p_{20}'^2$ и $K_8 p_{20}' \varepsilon$ [4]. В (3) отброшено слагаемое $M_2 p_{20} p_{30}'$, равное нулю при одинаковом удалении источника и приемника от ребра двугранного угла [5], и не учитывались хроматические абберации второго порядка. В третьем порядке учтена только сферическая абберация в направлении диспергирующего действия анализатора. Коэффициенты хроматической абберации K_7 и K_9 находятся из простых соотношений, связывающих эти коэффициенты с D , ϑ_0 и K_1 [5],

$$\frac{K_7}{D} = -\operatorname{ctg} \vartheta_0 \left(\frac{K_1}{D} + 2 + \operatorname{tg}^2 \vartheta_0 \right),$$

$$\frac{K_9}{D} = \frac{1}{4} \operatorname{ctg}^2 \vartheta_0 \left(\frac{K_1}{D} + 3 - \operatorname{tg}^2 \vartheta_0 \right). \quad (4)$$

Как следует из наших расчетов, в исследуемых электростатических зеркалах всегда выполняются условия

$$M_1 = -2K_4 M_6, \quad M_3 = -K_5 M_6. \quad (5)$$

Из расчетов также следует, что если координаты x источника и приемника одинаковы, то при равенстве нулю K_4 равен нулю и K_5 . При этом, согласно (5), равны нулю также M_1 и M_3 .

При исследовании электронно-оптических свойств энергоанализаторов с двумерным полем, у которых полегающие поверхности расположены на двух параллельных плоскостях [6—9], для различных значений ϑ_0 были найдены условия обращения в нуль сферической aberrации второго порядка в направлении диспергирующего действия энергоанализатора ($K_1 = K_4 = 0$). В данной работе исследуется влияние величины двугранного угла α на электронно-оптические свойства энергоанализатора с трехэлектродным зеркалом, у которого также K_1 и K_4 равны нулю. При этом траектория частицы, входящей в поле зеркала параллельно средней плоскости, пересекает эту плоскость два раза, а $M_6 = 1$.

При вычислении $\varphi(x, y)$ используется формула (1), в которой $n = 3$. Для фиксированного угла падения $\vartheta_0 = 24^\circ$ найдены условия, при выполнении которых в клиновидном энергоанализаторе создается стигматичное изображение с устраненной сферической aberrацией второго порядка. На рис. 2—6 эти условия представлены в виде графических зависимостей от r_1 параметра r_2 , координаты x_m точки поворота осевой

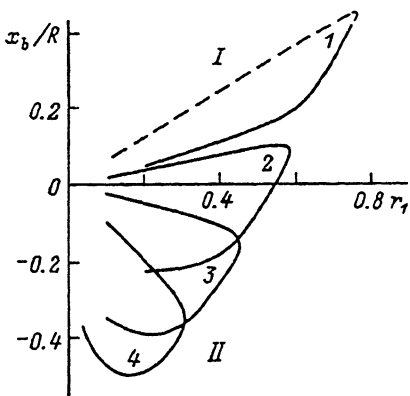


Рис. 4. График для определения положения источника и приемника.

траектории пучка, координаты x_0 источника и приемника, отношений потенциалов на электродах φ_2/φ_1 и φ_3/φ_1 . В качестве характерного линейного размера энергоанализатора выбран радиус R стенки. Электростатический потенциал нормировался так, что $W_c = -e\varphi_1$ (e — заряд частицы). Кривые 1—4 соответствуют значениям $\alpha = \alpha_i$ ($i = 1, 2, 3, 4$), равным $\alpha_1 = 10^\circ$, $\alpha_2 = 20^\circ$, $\alpha_3 = 30^\circ$, $\alpha_4 = 45^\circ$. Штриховыми линиями проведены участки кривых, которым соответствует расположение источника и приемника в поле зеркала. Такие участки есть только на кривых 1. Как и в [1], принято, что граница $x = x_a$ области, занятой полем, определяется из условия: при $x = x_a$ энергия частицы, движущейся по осевой траектории, отличается от $-e\varphi_1$ не более чем на $10^{-3}\%$. На этой границе пластины первого электрода могут быть обрезаны без искажения поля анализатора, а образовавшийся зазор между пластинами будет диафрагмировать пучок в направлении, перпендикулярном средней плоскости.

При фиксированном α каждая из приведенных зависимостей двузначна. Ветви с меньшими значениями r_2 обозначены цифрой I, а с большими — цифрой II. Ветви I и II смыкаются при максимальном значении $r_1 = r_{1n}$, когда еще можно удовлетворить указанным выше требованиям, предъявляемым к электронно-оптическим свойствам зеркала. Из результатов расчетов следует, что величина r_{1n} убывает с ростом α . Прямолинейные участки ветвей I соответствуют энергоанализаторам, у которых стенка практически не влияет на ход траекторий заряженных частиц в зеркале и служит лишь для уменьшения его габаритов. На этих участках система не критична к положению стенки и ее форме, а отношения φ_2/φ_1 , φ_3/φ_1 , R_2/R_1 , x_0/R_1 и x_m/R_1 изменяются незначительно. Как и в [1], для каждого α_i может быть введено понятие критического значения $r_1 = r_{1i}$ ($i = 1, 2, 3, 4$), т. е. такого, что на участках ветвей I при $r_1 \leq r_{1i}$ электронно-оптические свойства открытого (без стенки) и закрытого клина не отли-

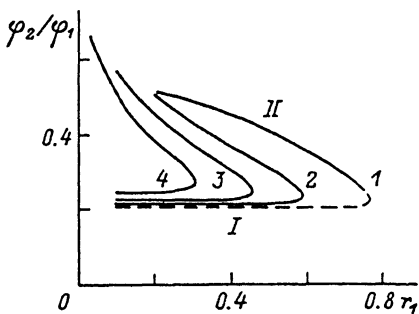


Рис. 5. Зависимость отношения потенциалов φ_2/φ_1 от r_1 .

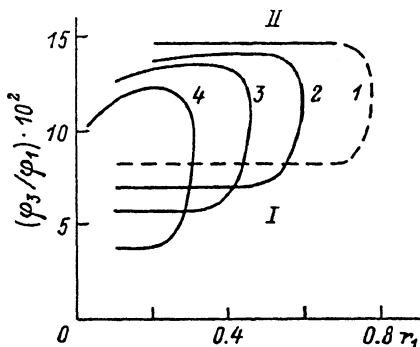


Рис. 6. Зависимость отношения потенциалов φ_3/φ_1 от r_1 .

чаются. Если потребовать, чтобы на этих участках при $r_1 \leq r_{1i}$ отношения потенциалов φ_2/φ_1 и φ_3/φ_1 отличались от постоянной не более чем на 10^{-4} , то $r_{11} = 0.60$, $r_{12} = 0.40$, $r_{13} = 0.30$, $r_{14} = 0.15$. При этих условиях тангенсы углов наклона кривых $r_2(r_1)$, $(x_m/R)(r_1)$ к оси r_1 отличаются от постоянной не более чем на 10^{-4} , а кривой $(x_g/R)(r_1)$ — не более чем на $3 \cdot 10^{-4}$. На рис. 2—4 продолжения прямолинейных участков ветвей I проходят через начало координат.

Как видно из рис. 5 и 6, в энергоанализаторах, соответствующих ветвям I, основное торможение заряженных частиц, входящих в поле зеркала, происходит при прохождении поля, сосредоточенного в области между первым и вторым электродами (для краткости первой области), причем степень торможения незначительно изменяется с ростом α . В то время как в точке поворота энергия частиц $\approx 1/6$ от первоначальной, после прохождения первой области она составляет $\approx 1/5$ при $\alpha = 10^\circ$ и $\approx 1/4$ при $\alpha = 45^\circ$. С ростом α при фиксированном r_1 фокусирующее действие в первой области уменьшается не только из-за более слабого торможения, но и в связи с тем, что растет расстояние от средней плоскости до щелей, разделяющих пластины первого и второго электродов. Ослабление этого фокусирующего действия частично компенсируется увеличением разности $r_2 - r_1$. Отношение φ_3/φ_1 в зависимости от α изменяется таким образом, что координаты точек поворота осевой траектории на прямолинейных участках ветвей I незначительно отличаются от r_2 : разность $r_2 - (x_m/R) \approx 10^{-2}$ (рис. 2, 3). При $r_1 > r_{1i}$ с ростом r_1 отношения φ_2/φ_1 и φ_3/φ_1 растут, что приводит к уменьшению разности $r_2 - (x_m/R)$. При значениях r_1 , близких к r_{1n} , эта разность становится отрицательной для каждого α , причем ее абсолютная величина растет с ростом α , достигая при $\alpha = 45^\circ$ величины $5 \cdot 10^{-2}$.

Для фиксированного α энергоанализаторы, принадлежащие ветвям I, отличаются от принадлежащих ветвям II тем, что при одинаковых r_1 торможение в первой области слабее в случае II. Отношения φ_3/φ_1 на ветвях II изменяются так, что заряженные частицы значительно глубже проникают в поле, сосредоточенное между вторым и третьим электродами, разность $(x_m/R) - r_2$ на этих ветвях всегда положительна и больше, чем на ветвях I, причем она увеличивается с уменьшением r_1 . По этой причине, а также в связи с тем, что при фиксированных α и r_1 ветви II соответствует большее значение r_2 , на электронно-оптические свойства энергоанализаторов, принадлежащих ветвям II, всегда сильное влияние оказывает стенка. Ослабление фокусирующего действия зеркала в пристеночной области, происходящее с ростом α из-за увеличения расстояния между пластинами электродов зеркала, компенсируется при одном и том же r_1 уменьшением r_2 и увеличением разности $(x_m/R) - r_2$. Последняя при $\alpha = 45^\circ$ и $r_1 = 0.03$ достигает

значения 0.25. Из расчета следует, что на ветвях II, несмотря на уменьшение разности $(x_m/R) - r_2$ при убывании α , координата x_m/R растет, и при $\alpha = 10^\circ$ разность $1 - (x_m/R)$ достигает значения $2.5 \cdot 10^{-2}$.

Расстояние источника и приемника до границы поля $x = x_a$ можно определить, пользуясь графическими зависимостями для $(x_a/R)(r_1)$, представленными на рис. 4, и следующими из расчетных данных зависимостями, характеризующими границу x_a области, занятой полем,

$$\frac{x_{ai}}{R} = C_i r_1, \quad i = 1, 2, 3, 4$$

для указанных выше значений α_i ; $C_1 = 0.541$, $C_2 = 0.292$, $C_3 = 0.158$, $C_4 = 0.063$. При $\alpha = 10^\circ$ вся ветвь I и частично ветвь II соответствуют энергоанализаторам с источником и приемником, находящимся в поле зеркала. Для энергоанализаторов с $\alpha \geq 20^\circ$ источник и приемник находятся вне поля, причем если фиксированы значения α и r_1 , то для ветви II источник и приемник находятся дальше от границы поля, чем для ветви I. Для ветвей I расстояние от источника и приемника до границы поля растет с ростом α .

Во второй части данной работы для исследуемых анализаторов будут рассчитаны дисперсия по энергии, все коэффициенты геометрических aberrаций второго порядка, а также коэффициенты сферической aberrации третьего порядка в направлении дисперсии.

Список литературы

- [1] Гликман Л. Г., Голоскоков Ю. В., Исакова З. Д. // Деп. в КазНИИНТИ. № 3213. Алма-Ата, 1990. 40 с.
- [2] Гликман Л. Г., Голоскоков Ю. В., Исакова З. Д. и др. // ДАН СССР. 1990. Т. 312. № 4. С. 869—872.
- [3] Карецкая С. П., Федулина Л. В. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 4. С. 740—745.
- [4] Карецкая С. П., Сайченко Н. Ю. // Тез. докл. X Всесоюзн. семинара по методам расчета ЭОС. Львов, 1990. С. 69.
- [5] Гликман Л. Г., Голоскоков Ю. В. // Деп. в КазНИИНТИ. № 3163. Алма-Ата, 1990. 26 с.
- [6] Кельман В. М., Карецкая С. П., Сайченко Н. Ю., Федулина Л. В. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 11. С. 2140—2145.
- [7] Карецкая С. П., Сайченко Н. Ю. // Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат. 1984. № 2. С. 73—78.
- [8] Карецкая С. П., Сайченко Н. Ю. // Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат. 1984. № 4. С. 65—68.
- [9] Карецкая С. П., Сайченко Н. Ю. // ЖТФ. 1989. т. 59. Вып. 10. С. 98—103.

Институт ядерной физики АН Республики Казахстан
Алма-Ата

Поступило в Редакцию
26 марта 1991 г.