

01; 10
© 1992 г.ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО
СФЕРИЧЕСКОГО ЗЕРКАЛА И СИСТЕМ НА ЕГО ОСНОВЕ

III. СИСТЕМЫ ИЗ СФЕРИЧЕСКОГО И ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ЗЕРКАЛ

В.В. Зашквара, А.О. Саулебеков, Л.С. Юрчак, А.И. Часников

Получены формулы и рассчитаны электронно-оптические характеристики энергоанализаторов, состоящих из последовательно расположенных электростатических зеркал — сферического (СЗ) и цилиндрического (ЦЗ), выделены схемы угловой фокусировки второго порядка, представляющие практический интерес.

Введение

Электронно-оптические характеристики электростатических зеркал цилиндрического и сферического типа достаточно полно изучены [¹⁻⁴], сами же зеркала этого типа широко применяются в практике энергоанализа пучков заряженных частиц. Система из последовательно расположенных СЗ и ЦЗ обладает дополнительными по сравнению с одиночными зеркалами свободными параметрами, которыми можно распорядиться в целях улучшения характеристик и расширения функциональных возможностей комбинированного энергоанализатора.

В заключительном третьем разделе работы рассмотрены системы СЗ+ЦЗ в двух вариантах: с внутренним и внешним отражением пучка заряженных частиц от СЗ. Методика расчета изложена ранее в [^{4,5}], мы сохраним обозначения величин, принятые в этих работах. Среди большого многообразия схем типа СЗ+ЦЗ выбраны лишь те, в которых точечный источник, расположенный на оси симметрии, в условиях угловой фокусировки второго порядка изображается в точку. Рассмотрена схема энергоанализатора типа двойного фильтра на основе системы СЗ + ЦЗ + СЗ.

Формулы, описывающие электронно-оптические
характеристики системы СЗ + ЦЗ

Схемы СЗ + ЦЗ с внутренним и внешним отражением пучка от СЗ представлены соответственно на рис. 1 и 2. O_1 — точечный источник, O_2 — его изображение, расположенное на оси симметрии зеркал. Утолщенной линией обозначена осевая траектория в каждой из систем, тонкие линии изображают побочные траектории в условиях угловой фокуси-

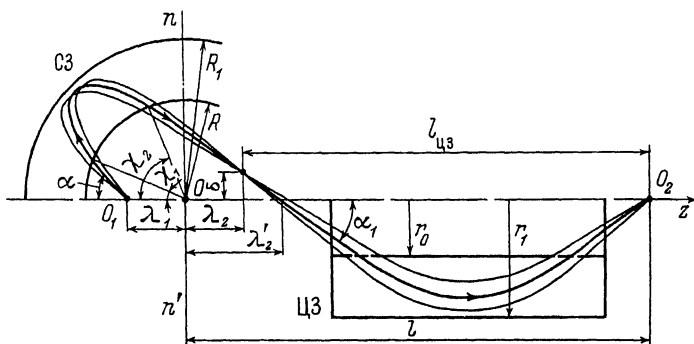


Рис. 1. Электронно-оптическая схема электростатического анализатора на базе СЗ и ЦЗ с внутренним отражением пучка от СЗ.

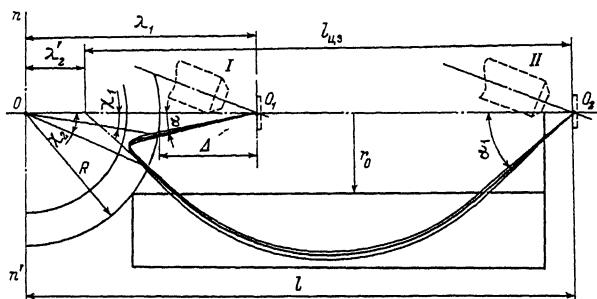


Рис. 2. Электронно-оптическая схема электростатического анализатора на базе СЗ и ЦЗ с внешним отражением пучка от СЗ.

ровки. Возможны два типа схем с внешним отражением пучка от СЗ. В первом случае проекции на ось симметрии траекторий пучка, испытавшего отражения от СЗ, продолжают в первоначальном направлении, во втором случае мы имеем дело с обратным отражением пучка, как показано на рис. 2. Схема первого типа исследована ранее [6], на ней мы останавливаться не будем. Формулы, описывающие электронно-оптические характеристики систем (рис. 1 и 2), различаются только знаками перед отдельными слагаемыми: верхний знак будем относить к системе СЗ + ЦЗ, содержащей СЗ с внутренним отражением (рис. 1), нижний знак — к системе с СЗ с внешним отражением (рис. 2). Проекции отрезков произвольной траектории на участках от источника O_1 до плоскости $\pi\pi'$ и от плоскости $\pi\pi'$ до пересечения траектории с z -осью симметрии соответственно составляют

$$\lambda_1 = \mu \frac{\sin(\alpha \bar{x}_1)}{\sin \alpha}, \quad \lambda_2' = \mu \frac{\sin(\alpha \bar{x}_1)}{\sin \alpha}. \quad (1)$$

Осевое удаление промежуточного изображения от центра O равно

$$\lambda_2 = \mu \frac{\sin(\alpha \mp \chi_1)}{\sin \alpha_1} - \sigma \operatorname{ctg} \alpha_1, \quad (2)$$

где $\mu = R/r_0$.

Линейные величины выражаем в долях r_0 — радиуса внутреннего цилиндрического электрода ЦЗ. Длина отрезка проекции траектории на ось от плоскости pn' до точки O_2 равна

$$OO_2 = l = \mu \frac{\sin(\alpha \mp \chi_1)}{\sin \alpha_1} + 2 \operatorname{ctg} \alpha_1 (1+2p\varrho). \quad (3)$$

Согласно [1],

$$p = \sqrt{\frac{w}{qv} \ln \frac{r_1}{r_0}} \sin \alpha$$

— параметр отражения ЦЗ, $\varrho(p) = e^p \int_0^p e^{-x^2} dx$.

Условие угловой фокусировки первого порядка суть

$$\frac{d(\lambda_1 + l)}{d\alpha} \Big|_{\alpha=\alpha_0} = \frac{dl}{d\alpha} \Big|_{\alpha=\alpha_0} = 0, \text{ так как } \lambda_1 = \text{const}. \quad (4)$$

Для выполнения угловой фокусировки второго порядка необходимо и достаточно равенства нулю производных

$$\frac{dl}{d\alpha} \Big|_{\alpha=\alpha_0} \text{ и } \frac{d^2 l}{d\alpha^2} \Big|_{\alpha=\alpha_0}.$$

Запишем производную от l (3) по α

$$\begin{aligned} \frac{dl}{d\alpha} = A_1 \frac{d\alpha_1}{d\alpha} + \frac{\mu}{\sin^2 \alpha_1} [\cos(\alpha \mp \chi_1) \sin \alpha_1 (1 \mp \frac{d\chi_1}{d\alpha}) - \\ - \sin(\alpha \mp \chi_1) \cos \alpha_1 \frac{d\alpha_1}{d\alpha}], \end{aligned} \quad (5)$$

$$A_1 = 2\{-1-2p\varrho + [-1+2p^2(1+2p\varrho)] \operatorname{ctg}^2 \alpha_1\}, \quad (6)$$

A_1 — коэффициент угловой аберрации первого порядка ЦЗ, фокусирующего по схеме типа ось—ось [1]. Продифференцировав (1) по α , найдем

$$1 \mp \frac{d\chi_1}{d\alpha} = \operatorname{ctg} \alpha \cdot \operatorname{tg}(\alpha \mp \chi_1). \quad (7)$$

Согласно [4,5], $d\alpha_1/d\alpha$ можно представить в виде

$$\frac{d\alpha_1}{d\alpha} = \pm \kappa, \text{ где } \kappa = 1 - \frac{\sin(\alpha \mp \alpha_1)}{\cos^2(\alpha \mp \chi_1)} \operatorname{ctg} \alpha. \quad (8)$$

Подставив (7) и (8) в (5) и потребовав выполнения

$$\left. \frac{dl}{d\alpha} \right|_{\alpha=\alpha_0} = 0,$$

придем к следующему соотношению между параметрами СЗ и ЦЗ μ , α , α_1 , χ_1 и p в условиях угловой фокусировки первого порядка системы:

$$A_{I_1} = \mu \frac{\sin(\alpha \mp \chi_1)}{\sin \alpha_1} \left[\operatorname{ctg} \alpha_1 - \frac{\operatorname{ctg} \alpha}{\pm \kappa} \right]. \quad (9)$$

Установим соотношение, выражающее условие угловой фокусировки второго порядка. Для этого дифференцируем (5) и принимаем во внимание, что

$$\left. \frac{dl}{d\alpha} \right|_{\alpha=\alpha_0} = 0,$$

$$\begin{aligned} \sin \alpha_1 \left. \frac{d^2 l}{d\alpha^2} \right|_{\alpha=\alpha_0} = & -\mu \sin(\alpha \mp \chi_1) + [2 \cos \alpha_1 A_{I_1} + 2 \sin \alpha_1 A_{II_1} + \\ & + \mu \sin(\alpha \mp \chi_1)] \left(\frac{d\alpha_1}{d\alpha} \right)^2 + [\sin \alpha_1 A_{II_1} - \mu \operatorname{ctg} \alpha_1 \sin(\alpha \mp \chi_1)] \frac{d^2 \alpha_1}{d\alpha^2}, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$A_{II_1} = 2 \operatorname{ctg} \alpha_1 \{ 1 - 3p^2(1+2p\theta) - p\theta + [1+2p^3\theta + 2p^4(1+2p\theta)] \operatorname{ctg}^2 \alpha_1 \} \quad (11)$$

— коэффициент квадратичной угловой aberrации ЦЗ [1].

Подставим в (10) $d\alpha_1/d\alpha$ (8) и

$$\frac{d^2 \alpha_1}{d\alpha^2} = \pm \frac{\sin(\alpha \mp \alpha_1)}{\cos^2(\alpha \mp \chi_1) \sin^2 \alpha} \left[\frac{\cos(\alpha \mp \alpha_1) \cos^2 \alpha}{\cos^2(\alpha \mp \chi_1)} - 1 + 2 \operatorname{tg}^2(\alpha \mp \chi_1) \cos^2 \alpha \right], \quad (12)$$

затем приравняем к нулю $d^2l/d\alpha^2$ и исключим

$$\mu \frac{\sin(\alpha\bar{\tau}\chi_1)}{\sin \alpha_1}$$

из (9) и (10), придем к следующему уравнению, выражающему условие угловой фокусировки второго порядка системы СЗ + ЦЗ

$$A_1 \left\{ \frac{\phi(\alpha, \alpha_1, \chi_1)}{\text{ctg}\alpha_1 \mp \frac{\text{ctg}\alpha}{\kappa}} - 2\text{ctg}\alpha_1 \cdot \kappa^2 \pm \frac{\sin(\alpha\bar{\tau}\alpha_1)}{\cos^2(\alpha\bar{\tau}\chi_1)\sin^2\alpha} \left[\frac{\cos(\alpha\bar{\tau}\alpha_1)\cos^2\alpha}{\cos^2(\alpha\bar{\tau}\chi_1)} - 1 + 2\text{tg}^2(\alpha\bar{\tau}\chi_1) \cdot \cos^2\alpha \right] \right\} = 2\kappa^2 A_{111}, \quad (13)$$

где

$$\phi(\alpha, \alpha_1, \chi_1) = 1 - \kappa^2 \mp \frac{\sin(\alpha\bar{\tau}\alpha_1)\text{ctg}\alpha_1}{\cos^2(\alpha\bar{\tau}\chi_1)\sin^2\alpha} \left[\frac{\cos(\alpha\bar{\tau}\alpha_1)\cos^2\alpha}{\cos^2(\alpha\bar{\tau}\chi_1)} - 1 + 2\text{tg}^2(\alpha\bar{\tau}\chi_1) \cdot \cos^2\alpha \right]. \quad (14)$$

Уравнение (13) содержит четыре параметра p , α , α_1 и χ_1 , три из них являются свободными. Формулу для расчета линейной дисперсии по энергии системы СЗ + ЦЗ получим, продифференцировав (3) по $\varepsilon = (\Delta w)/w$ [4]

$$D = \frac{d(00_2)}{d\varepsilon} = \frac{d\lambda_2}{d\varepsilon} + A_2 + \frac{dl_{uz}}{d\alpha_1} - \frac{d\alpha_1}{d\varepsilon} = A_2 + \left[A_1 - \mu \frac{\sin(\alpha\bar{\tau}\chi_1)\cos\alpha_1}{\sin^2\alpha_1} \right] \frac{d\alpha_1}{d\varepsilon}. \quad (15)$$

Согласно [4, 5],

$$\frac{d\alpha_1}{d\varepsilon} = 2 \frac{\sin\left(\frac{\alpha\bar{\tau}\alpha_1}{2} - \chi_1\right)\cos\frac{\alpha\bar{\tau}\alpha_1}{2}}{\cos(\alpha\bar{\tau}\chi_1)}. \quad (16)$$

Таким образом,

$$D = A_2 + 2 \left[A_1 - \mu \frac{\sin(\alpha\bar{\tau}\chi_1)\text{ctg}\alpha_1}{\sin\alpha_1} \right] \frac{\sin\left(\frac{\alpha\bar{\tau}\alpha_1}{2} - \chi_1\right)\cos\frac{\alpha\bar{\tau}\alpha_1}{2}}{\cos(\alpha\bar{\tau}\chi_1)}, \quad (17)$$

где A_2 — коэффициент линейной дисперсии по энергии ЦЗ [1]

$$A_2 = 2p \operatorname{ctg} \alpha_1 [p + (1 + 2p^2) \cdot \theta(p)]. \quad (18)$$

Продольное линейное увеличение системы суть $\Gamma_{\text{пр}} = dl/d\gamma$, γ — относительное смещение источника вдоль оси симметрии. Дифференцируем (3) по γ

$$\frac{dl}{d\gamma} = \left[A_1 - \mu \frac{\sin(\alpha \mp \chi_1) \cos \alpha_1}{\sin^2 \alpha_1} \right] \frac{d\alpha_1}{d\gamma} \pm \mu \frac{\cos(\alpha \mp \chi_1)}{\sin \alpha_1} \frac{d\chi_1}{d\alpha}. \quad (19)$$

$d\chi/d\gamma$ найдем, продифференцировав (1) по γ ,

$$\frac{d\chi_1}{d\gamma} = \mp \frac{\sin \alpha}{\mu \cos(\alpha \mp \chi_1)}. \quad (20)$$

Согласно работам [4, 5],

$$\frac{d\alpha_1}{d\gamma} = -2\mu \frac{\sin(\alpha \mp \chi_1) \sin \alpha}{\sin 2(\alpha \mp \chi_1) \cos(\alpha \mp \chi_1)}. \quad (21)$$

После подстановки (20), (21) в (19) имеем

$$\Gamma_{\text{пр}} = \mp \frac{2}{\mu} \left[A_1 - \mu \frac{\sin(\alpha \mp \chi_1) \cos \alpha_1}{\sin^2 \alpha_1} \right] \frac{\sin \alpha \sin(\alpha \mp \chi_1)}{\sin 2(\alpha \mp \chi_1) \cos(\alpha \mp \chi_1)} + \frac{\sin \alpha}{\sin \alpha_1}. \quad (22)$$

Поперечное линейное увеличение равно

$$\Gamma_{\text{поп}} = \Gamma_{\text{пр}} \frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha}. \quad (23)$$

Угловое увеличение определяется по формуле (8).

Схемы СЗ + ЦЗ с внутренним отражением пучка от СЗ

Для нахождения множества схем СЗ + ЦЗ, отвечающих требованию угловой фокусировки второго порядка, следует варьировать значения свободных параметров α , α_1 , χ_1 и относительно параметра p решать уравнение (13), затем по формулам (1)–(3), (8), (15)–(18), (20)–(23) рассчитать характеристики системы. Физически реальным схемам отвечают те решения (13), которые удовлетворяют условию, следующему из (9),

$$\mu(\alpha, \alpha_1, \chi_1) = \frac{A_1(\alpha_1, p)}{\frac{\sin(\alpha - \chi_1)}{\sin \alpha_1} \left[\operatorname{ctg} \alpha_1 - \frac{\operatorname{ctg} \alpha}{\kappa} \right]} > 0. \quad (24)$$

Функция $\mu(\alpha, \alpha_1, \chi_1)$ является сложной. В окрестности точки $\alpha_1^{(0)} = 42.306^\circ$ характер зависимости $\mu(\alpha, \chi_1)$ резко изменяется: если в области $\alpha_1 < \alpha_1^{(0)}$ $\mu > 0$ в широком диапазоне значений α и χ_1 , то в области $\alpha_1 > \alpha_1^{(0)}$ функция $\mu(\alpha, \alpha_1, \chi_1) < 0$ везде, за исключением участка, в котором $\chi_1 > \alpha$. Графики функции $\mu(\alpha, \chi_1)$ для различных значений α_1 , а также таблицы значений рассчитанных характеристик системы содержатся в работе [7]. При стремлении α_1 к $\alpha_1^{(0)}$ кривые $\mu = \mu(\alpha, \chi_1)$ приближаются к оси абсцисс; в пределе $\alpha_1 = \alpha_1^{(0)} = 42.306^\circ$ и уравнения (13), и (9) допускают единственное решение, для которого $\mu \neq 0$ и принимает любое положительное значение; в этом случае СЗ находится в режиме идеальной угловой фокусировки (параметр отражения

$$s = \frac{1}{2} \frac{u_{от}}{u_{уск}} \frac{1}{1 - \frac{R}{R_n}} = 1,$$

$\alpha = \alpha_1$) [3, 4], а ЦЗ — в режиме угловой фокусировки второго порядка [2]. Полагая в (24) $\kappa = 0$ или

$$\text{ctg } \alpha_1 - \frac{\text{ctg } \alpha}{\kappa} = 0,$$

приходим к формулам для расчета точек, в которых μ обращается в нуль

$$\chi_1 = \alpha - \arccos [\sin(\alpha - \alpha_1) \text{ctg } \alpha]^{1/2}, \quad (25)$$

или терпит разрыв

$$\chi_1 = \alpha - \arcsin \left[\frac{\sin(\alpha - \alpha_1)}{\text{tg } \alpha - \text{tg } \alpha_1} \right]^{1/2}. \quad (26)$$

Рассмотрим схемы СЗ + ЦЗ с внутренним отражением пучка от СЗ, представляющие практический интерес.

В работе [4] установлено, что изображение точечного источника, расположенного на оси симметрии СЗ, в режиме угловой фокусировки второго порядка является кольцевым, что на практике усложняет регистрацию. В системе СЗ + ЦЗ это ограничение снимается. На рис. 3 показана схема, в которой основным диспергирующим элементом является СЗ с внутренним отражением, а сравнительно небольшое по размерам ЦЗ корректирует изображение СЗ, трансформируя кольцевое изображение СЗ в точечное, обеспечивая в целом для системы угловую фокусировку второго порядка типа ось—ось. Приведем расчетные данные о характеристиках схемы, представленной на рис. 3: $\alpha_1 = 30^\circ$, $\alpha = 60^\circ$, $\chi_1 = 10^\circ$, $\chi_2 = 80^\circ$, $s = 1.290$, $p = 0.5914$, $\mu = 6.517$, $\lambda_1 = 5.813$, $\lambda_2 =$

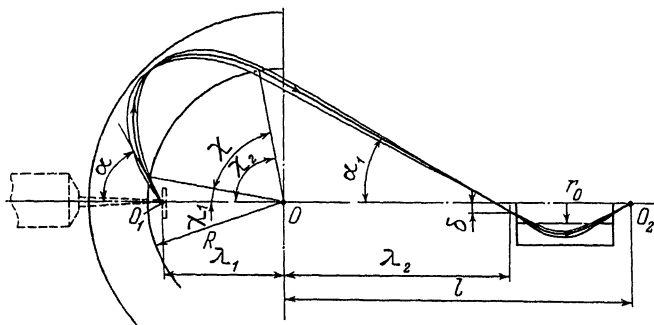


Рис. 3. Схема СЗ + ЦЗ. ЦЗ корректирует изображение, обеспечивая фокусировку типа ось — ось.

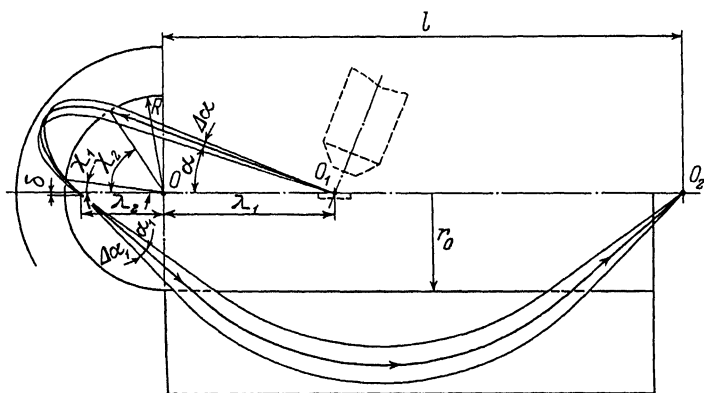


Рис. 4. Схема СЗ + ЦЗ, в которой достигается линейное уменьшение изображения источника.

$= 10.79$, $l = 16.61$, $D = -29.43$, $\sigma_2 = -0.4633$, $\Gamma_{\text{пр}} = 5.748$, $R_m = 1.360R$, $r_m = 1.4187$. R_m и r_m — максимальные величины радиального захода осевой траектории в поля СЗ и ЦЗ [1, 4]. Если при выходе из источника угловое раскрытие пучка составляет $\pm 4^\circ$, то относительное размытие изображения угловой кубической аберрацией не превышает $(\Delta l/l) = 0.0004$. Схема на рис. 3 характеризуется сравнительно высокой дисперсией $D = -4.51 R$, малой величиной угловой аберрации, наряду с этим продольное увеличение системы довольно велико, схему можно эффективно использовать для источника малого размера в тех случаях, когда произведение размера источника на продольное увеличение $\rho \cdot \Gamma_{\text{пр}}$ меньше или равно ширине приемной щели, например в микронной электронной спектроскопии. На рис. 3 и в дальнейшем на других рисунках штриховыми линиями намечены контуры исследуемого образца и источника первичного возбуждения вторичных электронов.

Характерная особенность схемы СЗ + ЦЗ, представленной на рис. 4, состоит в том, что источник O_1 вынесен за пределы внутреннего сферического электрода СЗ $|\lambda_1| > R$, промежуточное изображение является

уменьшенным и для системы в целом $\Gamma_{\text{пр}} < 1$. Расчет существенно упрощается, если в плоскости промежуточного изображения системы совмещены фокусы второго порядка СЗ и ЦЗ. Тогда число свободных параметров системы сокращается до двух, удобно в качестве таковых выбрать значения α и α_1 ($\alpha < \alpha_1$) и характеристики системы находить в следующей последовательности: по формулам, установленным в работе [4], рассчитываем параметры СЗ в режиме угловой фокусировки второго порядка, входным параметром для расчета ЦЗ является угол α_1 , который в условиях угловой фокусировки второго порядка связан с параметром отклонения p следующим соотношением [2]:

$$\text{ctg}^2 \alpha_1 = \frac{\frac{\theta}{P} + F(p)}{1 + 2p\theta - F(p)}, \quad (27)$$

где

$$F(p) = \frac{1 + \frac{\delta}{2}}{2p^2} = \frac{3p + (1 + 10p^2)\theta + 8p^3\theta^2}{5p + 2p^3 + (3 + 12p^2 + 4p^4)\theta}. \quad (28)$$

Определив величину p , по формуле (24) находим μ , а затем по формулам настоящей работы все остальные параметры ЦЗ и системы СЗ + ЦЗ в целом. Расчетные характеристики схемы, представленной на рис. 4, в случае $\alpha = 20^\circ$, $\alpha_1 = 42.29^\circ$ следующие: $\chi_1 = 54.66^\circ$, $\chi_2 = 7.63^\circ$, $\lambda_1 = -1.7304$, $\lambda_2 = -0.8717$, $\delta = 0.00712$, $s = 1.3984$, $p = 0.7695$, $\mu = 1.040$, $l = 5.2417$, $D = 4.7318$, $\Gamma_{\text{пр}} = 0.2244$, $d\alpha_1/d\alpha = 2.5403$, $R_{\text{м}} = 1.4307 R$, $r_{\text{м}} = 1.8078$. Все линейные размеры здесь выражены в долях r_0 . Если начальное угловое раскрытие пучка составляет $\Delta\alpha = \pm 2^\circ$, то после прохождения СЗ угловое раскрытие увеличивается до $\Delta\alpha_1 = \pm 5^\circ$, при этом относительное размытие изображения из-за угловой кубической аберрации не превышает $(\Delta l)/l = 0.0005$. Схему СЗ + ЦЗ (рис. 4) характеризуют высокое качество угловой фокусировки, обычная для СЗ и ЦЗ величина дисперсии по энергии и, что примечательно, малый коэффициент продольного увеличения. Первая ступень системы: СЗ формирует уменьшенное изображение источника в промежуточном фокусе системы, которое затем с единичным продольным увеличением переносится в фокус ЦЗ. Схему можно рекомендовать для разработки фотоэлектронного спектрометра или растрового оже-спектрометра с увеличенной площадью сканирования.

Из схем СЗ + ЦЗ, характеризующихся большими значениями α , выделим случай $\alpha = 90^\circ$ (рис. 5). По данным работы [4], при $\alpha = 90^\circ$ СЗ переходит в ахроматический режим угловой фокусировки второго порядка и осуществляет изображение точечного источника, расположенного на оси симметрии в кольцо радиуса

$$\delta = \mu \cos \alpha_1 \cos \chi_1. \quad (29)$$

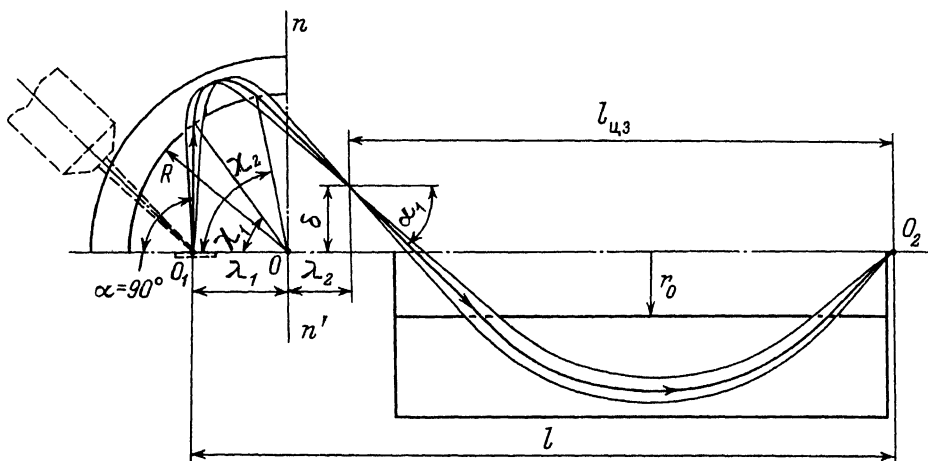


Рис. 5. Схема МЗ + ЦЗ $\alpha = 90^\circ$, в которой осуществляется отбор лучей по полярному углу.

Теперь уравнения (9) и (13) существенно упрощаются

$$A_I = \frac{\delta}{\sin^2 \alpha_1}, \quad (30)$$

$$A_I \cos \alpha_1 + A_{II} \sin \alpha_1 = 0. \quad (31)$$

Выражение (31) преобразуется к виду

$$\cos \alpha_1 \left(A_I - \frac{\delta}{\sin^2 \alpha_1} \right) + \sin \alpha_1 \left(A_{II} + \delta \frac{\operatorname{ctg} \alpha_1}{\sin^2 \alpha_1} \right) = 0. \quad (32)$$

Из (4) следует, что

$$A_{II} = -\delta \frac{\operatorname{ctg} \alpha_1}{\sin^2 \alpha_1} \quad (33)$$

Формулы (30) и (33) отвечают требованию равенства нулю коэффициентов угловых aberrаций первого и второго порядков одиночного ЦЗ, фокусирующего по схеме типа кольцо—ось с кольцевым источником радиуса δ [2]. Таким образом, если $\alpha = 90^\circ$, то из условий (9) и (13) следует, что система составлена из двух автономно фокусирующих во втором порядке по углу расходимости пучка зеркал СЗ и ЦЗ, имеющих общий промежуточный фокус в виде кольца. Рассчитывая параметры системы, мы должны сперва выбрать величину δ , затем по формулам (28) и (27) найти параметр отклонения p и угол α_1 , после этого следует

выбрать значения угла χ_1 и по формуле (29) определить μ , а затем и все остальные характеристики

$$\chi_2 = \frac{\pi}{2} + \alpha_1 - \chi_1, \quad (34)$$

$$\chi = \chi_2 - \chi_1, \quad (35)$$

$$\lambda_1 = \mu \cos \chi_1, \quad (36)$$

$$\lambda_2 = \mu \cos \chi_1 \sin \alpha_1, \quad (37)$$

$$s = \frac{1 + \sin \alpha_1}{1 + \frac{\sin(\alpha_1 - \chi_1)}{\cos \chi_1}}. \quad (38)$$

Линейная дисперсия по энергии СЗ равна нулю. Поэтому линейная дисперсия по энергии системы D равна дисперсии ЦЗ. Продольное линейное увеличение составляет

$$\Gamma = (\sin \alpha_1)^{-1}. \quad (39)$$

Угловое увеличение $d\alpha_1/d\alpha = 1$. Угловая кубическая aberrация системы $A_{III} = A_{III}^{cз} + A_{III}^{цз}$

$$A_{III}^{cз} = \frac{1}{2} \frac{\text{ctg } \chi_1 \text{ ctg } \alpha_1}{\sin \chi_1}, \quad (40)$$

$A_{III}^{цз}$ — угловая кубическая aberrация ЦЗ [1].

Приведем перечень расчетных характеристик системы для случая $\delta = 1$. Решением уравнения (28) является $p = 0.86910$, по формуле (27) находим $\alpha_1 = 44.344^\circ$, выбираем $\chi_1 = 55^\circ$, тогда, согласно (29), $\mu = 2.4378$, по формулам (34)–(38) имеем $\chi_2 = 79.34^\circ$, $\chi_1 = 24.34^\circ$, $\lambda_1 = 1.3983$, $\lambda_2 = 0.97734$, $s = 2.5073$; $D = 8.1230$, $\Gamma = 1.4307$, $l = 10.684$, $l_{цз} = 8.3100$, $R_m = 1.1796R$, $r_m = 2.1283$. Схема СЗ + ЦЗ $\alpha = 90^\circ$ удобна для фотоэлектронной спектроскопии с энергоугловым разрешением. Она получила воплощение [8], однако данные о ее электронно-оптических характеристиках не были известны.

Схемы СЗ + ЦЗ с внешним отражением пучка от СЗ (рис. 2)

Точечный источник O_1 помещен на оси симметрии вблизи поверхности наружного сферического электрода СЗ. Электронно-оптические характеристики множества схем системы этого типа рассчитываются по

полученным в настоящей работе формулам с сохранением нижнего знака в местах двузначия. Здесь $\mu = R/r_0$, где R — радиус внешнего сферического электрода СЗ. В условиях угловой фокусировки второго порядка три параметра свободны, в качестве таковых удобно выбрать α , $\mu > 1$ и $\Delta = \mu [\cos \chi_1 - 1 + \text{ctg } \alpha \sin \chi_1]$. Результаты расчета для $\mu = 1.6$, $\Delta = 0.3, 0.65, 1.0$ в виде графиков зависимости от α ряда характеристик приведены в работе [7]. Для схемы (рис. 2) характерна малая абсолютная величина коэффициента продольного увеличения $|\Gamma_{\text{пр}}| < 1$. Приведем численные данные о параметрах системы СЗ + ЦЗ в одном из возможных режимов угловой фокусировки второго порядка: $\mu = 1.6$, $\alpha = 10^\circ$, $\alpha_1 = 43.634^\circ$, $\chi_1 = 8^\circ$, $\chi_2 = 24.634^\circ$, $p = 0.7656$, $s = 1.9149$, $\Delta = 1.2473$, $l = 6.7222$, $l_{\text{цз}} = 5.9922$, $r_m = 1.7970$, $R_m = 0.8164$, $\lambda_1 = 2.8471$, $D = 5.1388$, $\Gamma_{\text{пр}} = -0.0644$, $d\alpha_1/d\alpha = 3.983$. При угловой расходимости пучка $\Delta\alpha = \pm 0.54^\circ$ угловая кубическая абберация составляет $\Delta(00_2) = 0.0180$. Схема СЗ + ЦЗ

(рис. 2), в которой источник помещен в точку O_1 , возбуждающий элемент и образец находится в позиции I, может оказаться полезной для электронной оже-спектроскопии шероховатых поверхностей твердого тела. Известно, что сравнительно большой угол отбора вторичных электронов ($\alpha = 42.3^\circ$) в традиционно используемом ЦЗ ограничивает глубину оже-микрондирования впадин шероховатой поверхности твердого тела. Особенность схемы СЗ + ЦЗ (рис. 2) состоит в том, что поток заряженных частиц (вторичных электронов), поступающих в СЗ, выходит под небольшим углом отбора α . Если α составляет $10-15^\circ$, то глубина зондируемых методом спектроскопии оже-электронов впадин возрастает в несколько раз. Малая величина продольного увеличения системы сохраняет „настройку на фокус“ в широком диапазоне вариации глубины впадин и высоты выступов шероховатой поверхности.

Рассмотрим обращенную схему — ЦЗ + СЗ (рис. 2), которая отличается от рассмотренной раньше тем, что источник и его изображение поменялись местами: источник помещен в точку O_2 , изображение в точку O_1 , возбуждающий элемент и образец находятся в позиции II. В силу свойства обратимости траекторий заряженных частиц одной энергии угловая фокусировка в системе ЦЗ + СЗ осуществляется при тех же параметрах, что и в системе СЗ + ЦЗ, коэффициенты линейного и углового увеличений изменяют свои значения на обратные. Линейная дисперсия по энергии не обладает свойством обратимости и зависит от порядка следования зеркал. В обращенной схеме коэффициент линейной дисперсии по энергии суть

$$D = A_2 \frac{\sin \alpha_1}{\sin^2 \alpha} \left[\frac{\cos \alpha \sin(\alpha + \alpha_1)}{\cos^2(\alpha + \chi_1)} - \sin \alpha \right] -$$

$$- 2\mu \cos \frac{\alpha + \alpha_1}{2} \sin \left(\frac{\alpha_1 - \alpha}{2} - \chi_1 \right) \text{tg}(\alpha + \chi_1) \frac{\cos \alpha}{\sin^2 \alpha} . \quad (41)$$

При переходе от обращенной схеме ЦЗ + СЗ ряд параметров из совокупности расчетных данных о системе СЗ + ЦЗ (рис. 2) для случая $\mu = 1.6$, $\alpha = 10^\circ$, $\alpha_1 = 42.643^\circ$ сохраняет свои значения, за исключением $\Gamma_{пр}$, $d\alpha_1/d\alpha$ и D , которые становятся равными $\Gamma_{пр} = 15.6$, $d\alpha_1/d\alpha = 0.2513$, $D = 79.84$. Если источник мал настолько, что произведение его размера на линейное увеличение системы не превышает ширина щели выходной диафрагмы, то благодаря большой дисперсии в обращенной схеме ЦЗ + СЗ достигается высокое энергетическое разрешение. Снабдив сферическим зеркалом стандартный растровый оже-спектрометр, построенный на базе ЦЗ, можно на этом принципе создать дополнительный канал измерения, включение которого позволит с высоким энергетическим разрешением регистрировать спектры оже-электронов в отдельных точках сканируемого участка поверхности и по форме пиков судить о химических связях элементов.

Энергоанализатор типа двойного фильтра на основе системы из ЦЗ и СЗ

Широкое применение бездисперсионных электростатических анализаторов типа двойного фильтра обусловлено тем, что пониженные требования к угловой фокусировке анализируемого пучка в области приемника делают эти приборы менее чувствительными к возмущающим электромагнитным полям и позволяют работать с источниками больших размеров [9]. Систему СЗ + ЦЗ + СЗ (рис. 6) можно использовать в качестве анализатора пучков заряженных частиц, работающего по принципу двойного фильтра. Функцию фильтра заряженных частиц высокой энергии выполняет сферическое поле между двумя сетками 1 на входе в ЦЗ при прохождении пучка заряженных частиц через этот фильтр отсекается низкоэнергетическая часть спектра. Далее пучок поступает в ЦЗ 2 и испытывает диспергирующее действие цилиндрического электростатического поля. Второй фильтр, функцию которого выполняет СЗ 3, отражает заряженные частицы с энергией из малого интервала, примыкающего к низкоэнергетическому краю спектра, выделенного первым фильтром. В результате действия двух фильтров энергоанализатор СЗ+ЦЗ+СЗ выделяет узкую полосу спектрального интервала. Один из серьезных недостатков известных анализаторов типа двойного фильтра связан с работой фильтра низких энергий и состоит в том, что при отражении пучка вершины траекторий, соответствующих одной и той же кинетической энергии, но различным углам наклона α траекторий, попадают на различные эквипотенциали отражающего поля фильтра, поэтому теоретическое разрешение по энергии ограничено как бы радиальным размытием потенциального барьера, зависящим от величины $\Delta u = u(\alpha - \Delta\alpha) - u(\alpha + \Delta\alpha)$, где $u(\alpha \pm \Delta\alpha)$ — потенциалы на эквипотенциалах, от которых отражаются крайние траектории пучка. Этот недостаток ставит предел достижимому разрешению по энергии, который в большинстве случаев составляет величину $\sim 10\%$. В СЗ 3 с внешним отражением пучка эквипотенциальные поверхности являются сферическими, поэтому величина энергетической абберации определяется характером зависимости $R_m(\alpha_1)$

$$R_m = \frac{R}{1+2s} \cdot [s + \sqrt{\omega}], \quad \omega = s^2 + (1 + 2s) \sin^2(\alpha_1 - \chi_2). \quad (42)$$

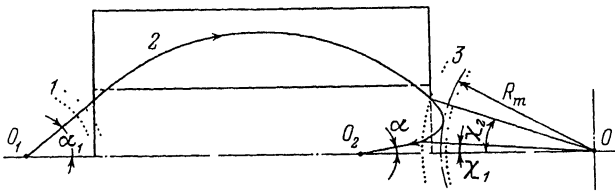


Рис. 6. Прохождение траектории через двойной фильтр на базе СЗ + ЦЗ + СЗ.

Рассматриваемая система содержит достаточно свободных параметров (α_1 , ρ , μ , χ_2 и т. д.), которые можно выбрать так, чтобы существенно ослабить зависимость R_m от α_1 и тем самым сузить разрешаемую энергетическую полосу фильтра низких энергий. Потребуем выполнения условий

$$\frac{dR_m}{d\alpha_1} = 0, \quad (43)$$

$$\frac{d^2 R_m}{d\alpha_1^2} = 0, \quad (44)$$

что приводит к двум соотношениям, связывающим параметры ЦЗ 2 и СЗ 3,

$$\mu \sin(\alpha_1 - \chi_2) = A_I \sin \alpha_1 \operatorname{tg} \alpha_1, \quad (45)$$

$$\mu \sin(\alpha_1 - \chi_2) = -A_{II} \frac{\sin \alpha_1}{\operatorname{ctg}^2 \alpha_1 + \frac{1}{2}}, \quad (46)$$

A_I и A_{II} — угловые абберационные коэффициенты ЦЗ (8) и (11).

Исключая μ и χ_2 из (45) и (46), приходим к биквадратному относительно $\operatorname{ctg} \alpha_1$ уравнению, решения которого заключены в области $\rho \geq \rho_0 = 0.77034$, ρ — параметр отражения ЦЗ, работающего в режиме угловой фокусировки второго порядка типа ось—ось. Связь относительного радиального разброса в положении вершин траекторий $(dR_m)/R_m$ с энергетическим размытием барьера $(\Delta E)/E$ устанавливается соотношением

$$\frac{dE}{E} = - \frac{R_m^2 + (1-2R_m) \sin^2(\alpha + \chi_1)}{[R_m^2 - \sin^2(\alpha + \chi_1)](1-R_m)} \frac{dR_m}{R_m}. \quad (47)$$

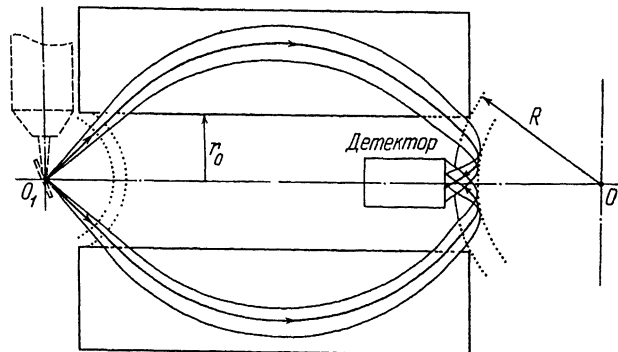


Рис. 7. Схема двойного фильтра на базе СЗ + ЦЗ + СЗ, $\chi_1 = 0$.

На практике удобно, чтобы $\chi_1 = 0$, тогда осевая траектория пучка выходит из поля СЗ в точке пересечения сферического электрода с осью симметрии. На рис. 7 представлена схема двойного фильтра, рассчитанная для случая $p = 0.85$ и $\mu = 2.2$. Параметры осевой траектории такие: $\alpha = 44.39^\circ$, $\chi_2 = 19.38^\circ$, $\alpha = 25.01^\circ$, $s = 2.066$, $R_m = 0.8463$. Для побочных траекторий, ограничивающих пучок углами $\alpha_1 = \pm 5^\circ$, значения R_m составляют 0.84711(+) и 0.84553(-) соответственно. Тогда $(\Delta R_m)/R_m = 0.1907\%$ и, согласно (57), $|(\Delta E)/E| = 1.37$. Таким образом, в системе СЗ+ЦЗ+СЗ сужением потенциального барьера в фильтре низких энергий можно теоретическое разрешение улучшить до 1%, что является хорошим показателем для анализатора типа двойного фильтра.

Заключение

Выведены формулы для расчета электронно-оптических характеристик энергоанализирующих систем из последовательно расположенных электростатических зеркал сферического и цилиндрического типа (СЗ и ЦЗ). Установлено множество схем СЗ + ЦЗ, в которых точечный источник, помещенный на оси симметрии, в условиях угловой фокусировки второго порядка изображается в точку. Выделены и описаны схемы энергоанализаторов, обладающих новыми качествами: увеличенной площадью источника, энергоугловым разрешением, большой глубиной резкости изображения, большой дисперсией по энергии, улучшенным разрешением двойного фильтра. Разработка и применение этих анализаторов может расширить возможности методик электронной спектроскопии.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Зашквара В. В., Корсунский М. И., Космачев О. С. // ЖТФ. 1966. Т. 36. Вып. 1. С. 132—138.
- [2] Зашквара В. В., Редькин В. С. // ЖТФ. 1969. Т. 39. Вып. 8. С. 1452—1456.

- [3] Sar-EI H.Z. // *Nucl. Instr. Meth.* 1966. Vol. 42. P. 71—76.
- [4] Зашквара В.В., Юрчак Л.С., Былинкин А.Ф. // *ЖТФ.* 1988. Т. 58. Вып. 10. С. 2010—2020.
- [5] Зашквара В.В., Саулебеков А.О., Ашимбаева Б.У. // *ЖТФ.* 1989. Т. 59. Вып. 7. С. 1—9.
- [6] Голиков Ю.К., Матышев А.А., Уткин К.Г., Чепарухин В.В. А.С. № 1112440. БИ. 1984. № 33.
- [7] Зашквара В.В., Юрчак Л.С., Саулебеков А.О. и др. Деп. в ВИНТИ. М., 1989, № 3413-В89.
- [8] Bereni D. // *Acta Phys. Academiae Sci. Hungaricae.* 1981. Vol. 51 (1, 2). P. 157—166.
- [9] Staib P., Dinklage U. // *J. Phys. E. Sci. Instr.* 1977. Vol. 10. P. 914—921.

Физико-технический институт
Алма-Ата

Поступило в Редакцию
25 июня 1991 г.
В окончательной редакции
29 декабря 1991 г.
