

01; 10; 12

ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО СФЕРИЧЕСКОГО ЗЕРКАЛА И СИСТЕМ НА ЕГО ОСНОВЕ

II. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЕ СФЕРИЧЕСКОЕ ЗЕРКАЛО В РЕЖИМЕ ВНЕШНЕГО ОТРАЖЕНИЯ ПУЧКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

В. В. Зашквара, А. О. Саулебеков, Б. У. Ашимбаева

Выведены формулы, описывающие прохождение траекторий заряженных частиц через электростатическое сферическое зеркало (СЗ), работающее по схеме внешнего отражения. Исследованы фокусирующие, коллимирующие и дисперсионные свойства СЗ.

В сообщении II рассматриваются электронно-оптические свойства электростатического сферического зеркала (СЗ), работающего в режиме внешнего отражения. В этом случае пучок заряженных частиц входит в область поля зеркала, испытывает отражение и затем выходит из области поля через внешний сферический электрод. Режим внешнего отражения представляет самостоятельный интерес, знание его закономерностей необходимо для описания электронно-оптических систем, содержащих СЗ в качестве составного элемента.

Как и ранее в работе [1], функцию продольного размытия изображения СЗ представляем в виде ряда Тейлора по малым величинам начального разброса в пучке по углу расходимости и энергии. Сохраняем те же, что и в [1], критерии угловой фокусировки различных порядков в форме требования равенства нулю производных от функции длины осевого пробега $\lambda(\alpha)$ по углу расходимости пучка.

На рис. 1 представлена схема СЗ, показаны траектории при внешнем отражении пучка заряженных частиц. При прохождении через СЗ произвольная траектория характеризуется угловыми координатами α , α_1 , χ_1 , χ_2 , χ . В общем случае источник и приемная щель имеют форму тонких колец радиусом δ_1 и δ_2 . Линейные размеры выражены в долях радиуса внешнего сферического электрода R_0 . Рассматриваем лишь плоские траектории, расположенные в меридиональных плоскостях. Формулы, описывающие прохождение траекторий через СЗ в режиме внешнего отражения, аналогичны таковым для режима внутреннего отражения [1], поэтому здесь мы приведем лишь перечень основных формул.

Угловые координаты связаны соотношениями

$$\alpha + \chi_1 = \pi - (\alpha_1 + \chi_2), \quad \chi = \chi_2 - \chi_1, \quad (1)$$

$$2 \sin \frac{\chi}{2} = \frac{\sin 2(\alpha + \chi_1)}{\sqrt{\omega}}, \quad (2)$$

где

$$\omega = s^2 + (1 + 2s) \sin^2(\alpha + \chi_1), \quad (3)$$

$$s = \frac{qu}{2E} \frac{1}{\frac{R_0}{R} - 1} = \frac{\sin(\alpha + \chi_1) \sin \frac{\alpha_1 - \alpha}{2}}{\cos\left(\frac{\alpha + \alpha_1}{2} + \chi_1\right)}. \quad (4)$$

Так же как и в [1], целесообразно введение функций

$$m_1(\alpha, \chi_1, \delta_1) = \operatorname{ctg} \alpha \operatorname{tg}(\alpha + \chi_1) - \frac{\delta_1}{\sin \alpha \cos(\alpha + \chi_1)}, \quad (5)$$

$$m_2(\alpha_1, \chi_1, \delta_2) = \operatorname{ctg} \alpha_1 \operatorname{tg}(\alpha + \chi_1) - \frac{\delta_2}{\sin \alpha_1 \cos(\alpha + \chi_1)}. \quad (6)$$

Расстояние от источника до центра 0 составляет

$$\lambda_1 = \frac{\sin(\alpha + \chi_1)}{\sin \alpha} - \delta_1 \operatorname{ctg} \alpha = \operatorname{const}. \quad (7)$$

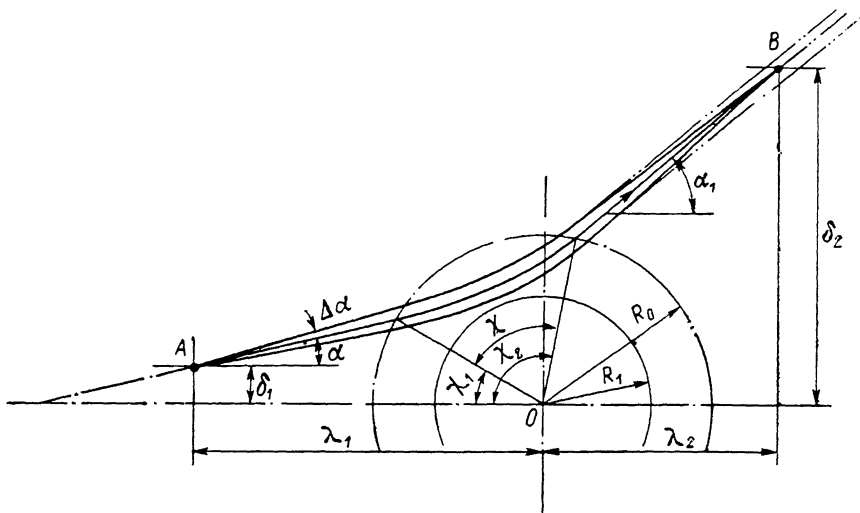


Рис. 1. Траектории заряженных частиц в СЗ с внешним отражением.

Дифференцирование (7), (1) и (2) по α и ε дает

$$\frac{d\chi_1}{d\alpha} = m_1 - 1, \quad (8)$$

$$\frac{d^2\chi_1}{d\alpha^2} = -\operatorname{tg}(\alpha + \chi_1)(1 - m_1^2), \quad (9)$$

$$\frac{d\chi}{d\alpha} = m_1 \Omega, \quad (10)$$

$$\frac{d\alpha_1}{d\alpha} = -2 \frac{d\chi_1}{d\alpha} - \frac{d\chi}{d\alpha} - 1 = 1 - (2 + \Omega)m_1, \quad (11)$$

$$\frac{d\chi}{d\varepsilon} = \frac{s \sin 2(\alpha + \chi_1)}{\omega}, \quad (12)$$

где

$$\Omega = -2 \left[1 - \frac{\sin(\alpha_1 - \alpha)}{\sin 2(\alpha + \chi_1)} \right]. \quad (13)$$

В общем случае пучок заряженных частиц, выходящий из кольцевого источника в результате отражения от поля СЗ, фокусируется, формируя кольцевое изображение радиуса δ_2 , удаленное от центра 0 на расстояние

$$\lambda_2 = -\frac{\sin(\alpha + \chi_1)}{\sin \alpha_1} + \delta_2 \operatorname{ctg} \alpha_1. \quad (14)$$

Продифференцировав (14) дважды по α и учтя (8)–(11), получим

$$\sin \alpha_1 \frac{d\lambda_2}{d\alpha} = \cos(\alpha + \chi_1)(m_2 a - m_1), \quad (15)$$

$$\frac{\sin \alpha_1}{\cos(\alpha + \chi_1)} \frac{d^2 \lambda_2}{d\alpha^2} = -2 \operatorname{ctg} \alpha_1 (m_2 a - m_1) a - \operatorname{tg}(\alpha + \chi_1) \times [a^2 - m_1^2 - b(1 - m_1^2)] - m_2 m_1^2 \Omega_1, \quad (16)$$

где

$$a = 1 - (2 + \Omega) m_1, \quad b = 1 + (2 + \Omega) m_2, \quad \Omega_1 = -4 \frac{\sin(\alpha_1 - \alpha)}{\sin^2 2(\alpha + \chi_1)} [\cos 2(\alpha + \chi_1) + \cos(\alpha_1 - \alpha)]. \quad (17)$$

Условие угловой фокусировки первого порядка $A_1 = \frac{d\lambda_2}{d\alpha} \Big|_{\alpha=\alpha_0} = 0$, согласно (15) и (17), можно представить в виде

$$m_1 = m_2 [1 - (2 + \Omega) m_1] \quad (18)$$

или

$$m_2 = m_1 [1 + (2 + \Omega) m_2]. \quad (19)$$

В каждое из этих уравнений входит четыре свободных параметра, например α , χ_1 , α_1 и δ_1 , варьируемых в широких пределах. В условиях угловой фокусировки первого порядка (18) квадратичную угловую aberrацию следует рассчитывать по формуле

$$A_{II} = \frac{1}{2} \frac{d^2 \lambda_2}{d\alpha^2} \Big|_{\alpha=\alpha_0} = - \frac{m_1 \sin(\alpha_1 - \alpha)}{a \sin \alpha_1 \sin(\alpha + \chi_1) \sin 2(\alpha + \chi_1)} [3m_1 \operatorname{tg}(\alpha + \chi_1) \sin(\alpha_1 - \alpha) - 2m_1^2 \operatorname{tg}(\alpha + \chi_1) \frac{\sin^2(\alpha_1 - \alpha)}{\sin 2(\alpha + \chi_1)} - (3 - m_1^2) \sin^2(\alpha + \chi_1) - m_1^2 \cos 2(\alpha + \chi_1) - m_1^2 \cos(\alpha_1 - \alpha)], \quad (20)$$

вытекающей из соотношений (16), (18). В режиме угловой фокусировки второго порядка ($A_I = A_{II} = 0$) продольное размытие изображения из-за угловой расходимости пучка определяется aberrацией третьего порядка, формула для aberrационного коэффициента A_{III} получена в работе [2]. Согласно (12), (3) и (4), угловая дисперсия по энергии СЗ равна

$$\frac{d\alpha_1}{d\varepsilon} = -2 \frac{\cos\left(\chi_1 + \frac{\alpha + \alpha_1}{2}\right)}{\cos(\alpha + \chi_1)} \sin \frac{\alpha_1 - \alpha}{2}, \quad (21)$$

а коэффициент линейной дисперсии по энергии составляет

$$A_2 = \frac{d\lambda_2}{d\varepsilon} = -2m_2 \frac{\cos\left(\chi_1 + \frac{\alpha + \alpha_1}{2}\right) \sin \frac{\alpha_1 - \alpha}{2}}{\sin \alpha_1}. \quad (22)$$

Коэффициент продольного увеличения СЗ в режиме внутреннего отражения равен

$$\Gamma = - \frac{\sin \alpha}{\sin \alpha_1} b. \quad (23)$$

Радиальная координата вершины траектории в области отражающего жюля СЗ

$$R_m = \frac{s + \sqrt{\omega}}{2s + 1}. \quad (24)$$

Фокусировка пучков заряженных частиц

Считаем, что источник точечный $\delta_1 = 0$. Ограничимся анализом схем, удовлетворяющих условию угловой фокусировки второго порядка. Это условие выполняется, если хотя бы один из множителей $\sin(\alpha_1 - \alpha)$, m_1 и $[\]$ в (20) обращается в нуль. Каждую из этих возможностей проанализируем отдельно.

Идеальная угловая фокусировка. Допустим, что в (20) множитель $\sin(\alpha_1 - \alpha)$ равен нулю. В схемах внутреннего отражения пучка от СЗ требование $\alpha = \alpha_1$ приводит к идеальной угловой фокусировке ($s=1$) [1, 3]. В рассматриваемой схеме это лишь означает, что, согласно (4), $s=0$, т. е. отклоняющего поля нет и пучок свободно пронизывает пространство между заземленными электродами СЗ. К схеме идеальной угловой фокусировки при внешнем отражении пучка можно все же прийти, если реализовать условие $s=-1$, что потребует изменения полярности внутреннего сферического электрода. Если $s=-1$, то с помощью (2) получаем уравнение

$$\sin \frac{\chi}{2} = \sin(\alpha + \chi_1), \quad (25)$$

решение которого суть

$$\chi = 2(\alpha + \chi_1) \pm 4\pi n, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (26)$$

$$\chi = -2(\alpha + \chi_1) \pm 2\pi n, \quad n = 1, 3, 5, \dots, \quad (27)$$

Физический смысл имеют соотношения (27), описывающие траектории, которые огибают внутренний сферический электрод и покидают поле СЗ, причем вектор скорости на выходе из СЗ направлен прямо противоположно вектору скорости на входе

$$\alpha_1 = (\pm 2n + 1)\pi + \alpha, \quad n = 1, 3, 5, \dots, \quad (28)$$

так что в (20) $\sin(\alpha_1 - \alpha) = 0$. Произвольная траектория в случае $s=-1$ представляет собой отрезок эллипса, описываемого в полярных координатах ρ, φ формулой

$$\rho = \frac{\sin^2(\alpha + \chi_1)}{1 + \cos(\alpha + \chi_1) \cos \varphi}. \quad (29)$$

Центр сферических электродов O совпадает с фокусом семейства эллипсов. На рис. 2 показаны три эллиптические траектории, выходящие под различными углами α из точечного источника, расположенного на оси симметрии на расстоянии $\lambda_1 = 1.5$.

Рис. 2. Схема идеальной угловой фокусировки.

Вне поля СЗ прямолинейные участки траекторий наклонены к оси OA под углом α и равноудалены от прямой $\alpha = \text{const}$. На точки пересечения прямолинейных участков с внешним сферическим электродом опирается малая полуось эллипса bb' . Параметры эллипсов составляют: большая полуось $a=1$, малая полуось $b = \sin(\alpha + \chi_1)$, удаление вершины эллипса от фокуса $1 - \cos(\alpha + \chi_1)$, эксцентриситет $c = \cos(\alpha + \chi_1)$. Из рис. 2 следует, что отраженный от поля пучок расходится, однако его лучи, продленные в обратном направлении, сходятся на оси OA в точке B , удаленной от центра на расстояние $\lambda = \lambda_2 = \lambda_1$. Таким образом, в случае $s=-1$ СЗ в режиме внешнего отражения рассеивает пучок заряженных частиц, выходящий из точечного источника, и формирует без сферической абберации мнимое точечное изображение в точке, диаметрально противоположной источнику.

Остановимся на дисперсионных свойствах СЗ в режиме $s=-1$. На основании (22), принимая во внимание, что $\alpha_1 = -\pi + \alpha$, заключаем: линейная дисперсия СЗ по энергии в направлении оси OA выражается формулой

$$A_2 = -2 \operatorname{ctg} \alpha \operatorname{tg}(\alpha + \chi_1) \frac{\sin(\alpha + \chi_1)}{\sin \alpha} = -2\lambda^2 \frac{\cos \alpha}{\sqrt{1 - \lambda^2 \sin^2 \alpha}}, \quad (30)$$

которая совпадает с формулой для A_2 в СЗ с внутренним отражением пучка в режиме идеальной угловой фокусировки [1]. Это позволяет перенести выводы о дисперсионных свойствах, полученные в работе [1], на рассматриваемую схему. В частности, справедлив вывод об изодисперсионности траекторий в идеально фокусирующем СЗ, состоящий в том, что при $s = -1$ и $\lambda = 1$ дисперсия по энергии в направлении оси OA равна двум радиусам внутреннего сферического электрода и не зависит от угла вылета частиц из источника α .

Схемы угловой фокусировки второго порядка порядка. Если условие $A_I = A_{II} = 0$ удовлетворяется за счет равенства нулю множителя в выражении (20), заключенного в квадратные скобки, то мы приходим к алгебраическому уравнению четвертой степени, решение которого

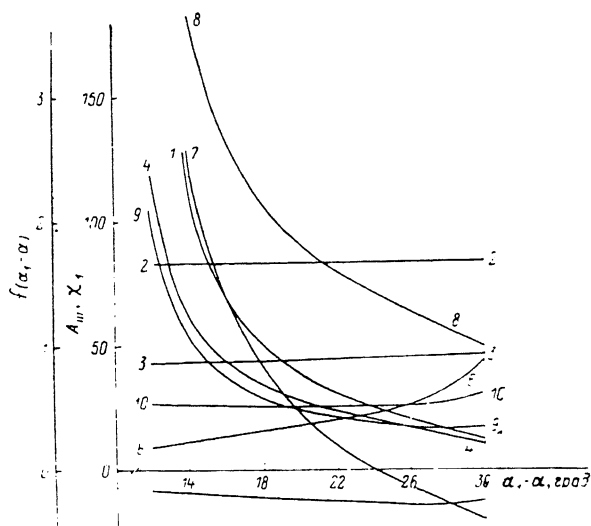
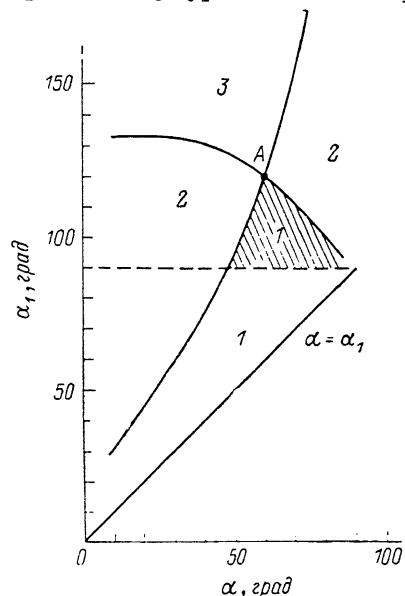


Рис. 3. Область существования множества схем угловой фокусировки второго порядка СЗ с внешним отражением.

Рис. 4. Электронно-оптические характеристики СЗ в режиме угловой фокусировки второго порядка $\alpha = 30^\circ$.

$f(\alpha_1 - \alpha)$, град: 1 — Γ , 2 — λ_1 , 3 — R_m , 4 — A_2 , 5 — $d\alpha_1/ds$, 6 — S , 7 — λ_2 , 8 — δ_2 , 9 — A_{III} , 10 — χ_1 .

$$\alpha + \chi_1 = \arccos \left\{ \frac{\cos^2 \alpha}{6} [2 - \cos(\alpha_1 - \alpha) + 3 \sin(\alpha_1 - \alpha) \operatorname{tg} \alpha] \times \right. \\ \left. \times \left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{12 \sin^2(\alpha_1 - \alpha)}{\cos^2 \alpha [2 - \cos(\alpha_1 - \alpha) + 3 \sin(\alpha_1 - \alpha) \operatorname{tg} \alpha]^2}} \right]^{1/2} \right\} \quad (31)$$

связывает три параметра α , α_1 и χ_1 . Угол $\chi \geq 0$, поэтому условие (1) приводит к соотношению

$$\alpha + \chi_1 \leq \frac{\pi - \alpha_1 + \alpha}{2}, \quad (32)$$

позволяющему установить область существования решений (31). Если использовать равенство (32) и исключить $\alpha + \chi_1$ из (31), то мы получим уравнение, связывающее α и α_1 на границе множества электронно-оптических схем угловой фокусировки второго порядка. В этом случае (31) имеет два решения. Эти решения представлены на рис. 3 двумя пересекающимися кривыми, формирующими три области в плоскости α, α_1 . В первой области $\chi > 0$, $s > 0$ находятся все решения, соответствующие реализуемым схемам угловой фокусировки второго порядка в СЗ. Во второй области решений (31) нет. В третьей области решения (31) есть, однако $\chi < 0$, $s < 0$, что лишено физического смысла. В заштрихованной части области I имеют место обратное отражение пучка от СЗ ($\alpha_1 >$

$> 90^\circ$) и угловая фокусировка второго порядка. В граничной точке A $\alpha = 60^\circ$, $\alpha_1 = 120^\circ$, $\lambda_1 = -\lambda_2 = 1$, т. е. источник и изображение совмещены. Как видно, область существования фокусировки второго порядка довольно обширна. На рис. 4 в зависимости от $\alpha_1 - \alpha$ представлены графики рассчитанных по формулам (1)–(24) характеристик СЗ в режиме угловой фокусировки второго порядка для случая $\alpha = 30^\circ$. Эти графики типичны и хорошо передают особенности, свойственные решениям для других значений α . Как видно, расстояние от источника до центра СЗ λ_1 изменяется слабо в отличие от расстояния λ_2 , которое с увеличением $\alpha_1 - \alpha$ резко падает и переходит в область отрицательных значений. Линейная дисперсия по энергии $A_2 = d\lambda_2/d\varepsilon$ и коэффициент продольного увеличения Γ уменьшаются с ростом $\alpha_1 - \alpha$, отношение этих величин остается приблизительно постоянным. Угловая дисперсия по энергии $d\alpha_1/d\varepsilon$ отрицательна и ее абсолютная величина плавно увеличивается с ростом $\alpha_1 - \alpha$. Например, для случая $\alpha = 45^\circ$, $\alpha_1 = 65^\circ$ расчетные данные следующие: $\chi_1 = 13.214^\circ$, $\chi_2 = -56.786^\circ$, $\lambda_1 = 1.202$, $\lambda_2 = 0.7735$, $\delta_2 = 3.670$, $s = 0.3977$, $A_2 = 0.9864$, $d\alpha_1/d\varepsilon = -0.2447$, $\Gamma = 3.353$, $A_{III} = 12.405$, $R_m = 0.8934$, при раскрытии пучка $\Delta\alpha = \pm 4^\circ$ угловое абберационное размытие составляет 0.009. В схемах обратного отражения пучка ($\alpha_1 > 90^\circ$) λ_1 близко к единице, а λ_2 отрицательно. Кубическая угловая абберация A_{III} на порядок меньше, чем в случае $\alpha_1 < 90^\circ$, однако линейная дисперсия по энергии мала.

Фокусировка третьего порядка не достигается нигде, однако есть область, где вклад кубической абберации мал.

Полученные нами данные дополняют результаты известных работ [4, 5] по исследованию схем угловой фокусировки второго порядка в СЗ с внешним отражением.

Ахроматическая фокусировка в СЗ. Если в (20) $m_1 = 0$, то $A_I = A_{II} = 0$, и на основании формул (10), (8), (1), (18) и (22) получаем: $dx/d\alpha = 0$, $d\chi_1/d\alpha = d\chi_2/d\alpha = -1$, $m_2 = 0$, $A_2 = 0$. В этом случае мы приходим к режиму ахроматической угловой фокусировки второго порядка в СЗ с внешним отражением. Рассмотрим схему, представленную на рис. 5. Для анализа ее и других схем, которые будут рассмотрены в следующем разделе, отсчет координат α , χ_1 , χ_2 удобно выбрать иначе — как представлено на рис. 5. Переход от системы координат I (рис. 1) к системе координат II (рис. 5) осуществляется по следующим правилам:

$$\begin{aligned} \alpha &\rightarrow -\alpha, \\ \chi_1 &\rightarrow \frac{\pi}{2} - \chi_1, \quad \chi_2 \rightarrow \frac{\pi}{2} + \chi_2. \end{aligned} \quad (32a)$$

В системе координат II формулы (1)–(22) трансформируются, приведем некоторые из них, сохранив прежнюю нумерацию и добавив штрихи.

$$\alpha + \chi_1 = \alpha_1 + \chi_1, \quad (1')$$

$$2 \sin \frac{\chi}{2} \frac{\sin 2(\alpha + \chi_1)}{\sqrt{s^2 + (1 + 2s) \cos^2(\alpha + \chi_1)}} \quad (2')$$

$$s = \frac{\cos(\alpha + \chi_1)}{\sin\left(\frac{\alpha - \alpha_1}{2} + \chi_1\right)} \sin \frac{\alpha + \alpha_1}{2}, \quad (4')$$

$$m_1 = -\operatorname{ctg} \alpha \operatorname{ctg}(\alpha + \chi_1) + \frac{\delta_1}{\sin \alpha \sin(\alpha + \chi_1)}, \quad (5')$$

$$m_2 = \operatorname{ctg} \alpha_1 \operatorname{ctg}(\alpha + \chi_1) - \frac{\delta_2}{\sin \alpha_1 \sin(\alpha + \chi_1)}, \quad (6')$$

$$\lambda_1 = \frac{\cos(\alpha + \chi_1)}{\sin \alpha} + \delta_1 \operatorname{ctg} \alpha, \quad (7')$$

$$\lambda_2 = -\frac{\cos(\alpha + \chi_1)}{\sin \alpha_1} + \delta_2 \operatorname{ctg} \alpha_1, \quad (14')$$

В ахроматическом режиме из условий $m_1 = m_2 = 0$ в соответствии с (5') и (6') имеем

$$\delta_1 = \cos \alpha \cos (\alpha + \chi_1), \quad \delta_2 = \cos \alpha_1 \cos (\alpha + \chi_1), \quad (33)$$

так что

$$\frac{\delta_2}{\delta_1} = \frac{\cos \alpha_1}{\cos \alpha}. \quad (34)$$

Согласно (7') и (14')

$$\lambda_1 = -\sin \alpha \cos (\alpha + \chi_1), \quad \lambda_2 = -\sin \alpha_1 \cos (\alpha + \chi_1). \quad (35)$$

Соотношения (35) свидетельствуют о том, что в ахроматическом режиме внешнего отражения СЗ (рис. 5) мнимый кольцевой источник A изображается

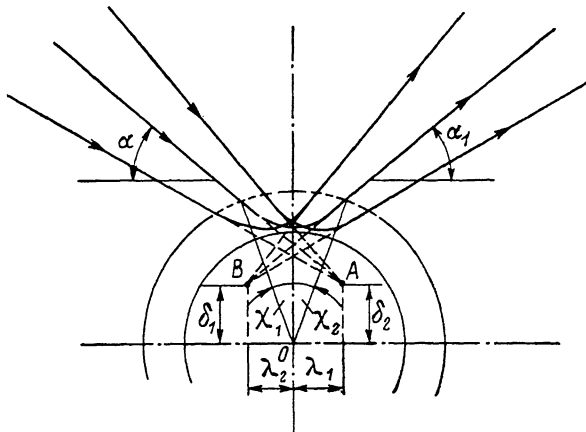


Рис. 5.

в мнимое кольцо B в условиях угловой фокусировки второго порядка. Коэффициент угловой кубической аберрации легко записать на основании формулы (35) работы [2], если учесть, что $a = b = 1$.

$$A_{III} = -\frac{1}{2} \frac{\operatorname{ctg}^2 (\alpha + \chi_1) \sin (\alpha + \alpha_1)}{\sin \alpha_1 \cos (\alpha + \chi_1)}. \quad (36)$$

На рис. 5 показана схема, параметры которой рассчитаны для случая $\alpha = \alpha_1 = 40^\circ$, $\chi_1 = \chi_2 = 20^\circ$. Получены следующие данные: $\delta_1 = \delta_2 = 0.3830$, $\lambda_1 = \lambda_2 = -0.3214$, $s = 0.9397$, $A_{III} = -0.5107$, $R_m = 0.7660$. При угловом раскрытии пучка $\Delta \alpha = \pm 10^\circ$ размытие мнимого кольцевого изображения составляет $\Delta \lambda_2 = 0.0055$. На практике схемы угловой фокусировки второго порядка в ахроматическом режиме могут найти применение для построения отражателей полых конических пучков заряженных частиц, изменяющих угол наклона пучка по отношению к оси симметрии.

Коллимирование пучков заряженных частиц в СЗ с внешним отражением

Пучок заряженных частиц после внешнего отражения от СЗ становится параллельным при определенных условиях. На рис. 1 коллимированный пучок обозначен штрихпунктиром. На основании (11) и (13) требование $da_1/da = 0$ приводит к формуле

$$m_1(2 + \Omega) = 2m_1 \frac{\sin (\alpha_1 - \alpha)}{\sin 2(\alpha + \chi_1)} = 1, \quad (37)$$

выражающей в общем виде условие коллимирования первого порядка. Если источник точечный, то $m_1 = \operatorname{ctg} \alpha \operatorname{tg} (\alpha + \chi_1)$ и (37) упрощается

$$\chi_1 = \arccos \sqrt{\operatorname{ctg} \alpha \sin (\alpha_1 - \alpha)} - \alpha. \quad (38)$$

Коллимирование первого порядка осуществляется в широком диапазоне углов α , α_1 и χ . Второй порядок коллимирования означает, что

$$\left. \frac{d\alpha_1}{d\alpha} \right|_{\alpha=\alpha_0} = \left. \frac{d^2\alpha_1}{d\alpha^2} \right|_{\alpha=\alpha_0} = 0.$$

Дифференцируем (11), получаем

$$2A_{II} = \frac{d^2\alpha_1}{d\alpha^2} = \operatorname{tg}(\alpha + \chi_1) (1 - m_1^2) (2 + \Omega) - m_1^2 \Omega_1. \quad (39)$$

Приравняем к нулю (39) и с помощью (37) исключим $2 + \Omega$, тогда получим общее выражение для условия коллимирования второго порядка

$$\operatorname{tg}(\alpha + \chi_1) (1 - m_1^2) - m_1^2 \Omega_1 = 0. \quad (40)$$

Если исключить из (40) $\alpha + \chi_1$, то в случае точечного источника (40) сводится к алгебраическому квадратному уравнению, решением которого является

$$\operatorname{ctg} \alpha = \frac{1}{6} \frac{2 - \cos(\alpha_1 - \alpha)}{\sin(\alpha_1 - \alpha)} \left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{12 \sin^2(\alpha_1 - \alpha)}{[2 - \cos(\alpha_1 - \alpha)]^2}} \right]. \quad (41)$$

Граница области существования решения определяется из условия положительности подкоренного выражения в (41)

$$\alpha_1 - \alpha \leq 17.588^\circ. \quad (42)$$

Коэффициент угловой кубической аберрации, характеризующей угловой разброс в коллимированном с точностью до $(\Delta\alpha)^3$ пучке, имеет следующий вид:

$$A_{III} = \frac{1}{6} \left\{ [1 - \operatorname{ctg}^2 \alpha \operatorname{tg}^2(\alpha + \chi_1)] (1 + 3 \operatorname{tg}^2 \alpha) - \frac{\operatorname{ctg}^2 \alpha}{\cos^4(\alpha + \chi_1)} [3 \cos(\alpha_1 - \alpha) \cos 2(\alpha + \chi_1) + \cos 2(\alpha_1 - \alpha) + 2 \cos^2(\alpha + \chi_1)] \right\}. \quad (43)$$

Электронно-оптические параметры СЗ в режиме коллимирования даны в таблице. $\Delta\alpha_1 = \alpha_1 - \alpha^{(0)}$ — угол расходимости крайних траекторий в коллимированном пучке, имеющем начальную угловую расходимость $\pm 4^\circ$. Из таблицы следует, что достигается хорошая параллельность пучка на выходе из СЗ. Например, для случая $\alpha = 50^\circ$ величина углового разброса на выходе составляет $\sim 0.1^\circ$, угловая дисперсия 0.12° на один процент изменения энергии.

$\alpha_1 - \alpha$, град	α , град	χ_1 , град	S	R_{\max}	L	$\frac{d\alpha_1}{d\alpha}$	A_{III}	$\Delta\alpha_1 (\pm 4^\circ)$, град
6	17.88504	37.42497	0.08191	0.83580	2.67737	-0.09661	-12.94030	0.31982 -1.44761
8	23.75929	32.02726	0.11463	0.84491	2.05251	-0.12486	-6.99136	0.18348 -0.38372
10	29.61449	26.83189	0.13195	0.85560	1.68642	-0.15074	-4.19975	0.11896 -0.20392
12	35.53338	21.81308	0.19618	0.86820	1.44869	-0.17381	-2.63215	0.08276 -0.12761
14	41.72005	16.88736	0.25189	0.88347	1.28268	-0.19324	-1.61042	0.05982 -0.08686
16	48.80184	11.77806	0.33193	0.90362	1.13762	-0.20694	-0.80031	0.04339 -0.06000
17.4590	57.09526	6.76252	0.45528	0.93009	1.06923	-0.20616	-0.00000	0.03045 -0.04274

Исследованы электронно-оптические характеристики СЗ с внешним отражением пучка заряженных частиц.

1. В плоскости α , α_1 определена область существования угловой фокусировки второго порядка пучков заряженных частиц, включающая схемы обратного отражения $\alpha_1 > 90^\circ$.

2. Установлены схемы идеальной угловой фокусировки в условиях внешнего отражения, которые реализуются при условии $s = -1$. В этом случае СЗ рассеивает пучок, выходящий из точечного источника, расположенного вне поля СЗ ($\lambda > 1$), и без сферической аберрации формирует мнимое точечное изображение в точке, диаметрально противоположной источнику. В пределе $\lambda \rightarrow 1$ траектории становятся энергетически изодисперсионными — дисперсия по энергии в направлении оси симметрии не зависит от угла вылета частиц из источника и равна двум радиусам внешнего сферического электрода.

3. Установлена схема ахроматической угловой фокусировки второго порядка, в которой мнимый кольцевой источник изображается в мнимое кольцо.

4. Определены условия коллимирования в СЗ при внешнем отражении. Показано, что достигается коллимирование второго порядка.

Литература

- [1] *Зашквара В. В., Юрчак Л. С., Былинкин А. Ф.* // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 10. С. 1020—2020.
- [2] *Зашквара В. В., Саулебеков А. О., Ашимбаева Б. У.* Деп. в ВИНТИ. М., 1986. № 6828-В86.
- [3] *Sar El H. Z.* // Nucl. Instr. Meth. 1966. Vol. 42. P. 71—78.
- [4] *Серебряник А. Н.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10. № 1. С. 152—154.
- [5] *Уткин К. Г.* // Тр. ЛПИ. 1985. № 412. С. 90—94.

Институт ядерной физики
АН КазССР
Алма-Ата

Поступило в Редакцию
18 января 1988 г.