

01;10

Фокусировка пучков заряженных частиц с энергоугловой корреляцией в плоском конденсаторе

© С.Я. Явор

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 13 января 1998 г.)

Найдено условие фокусировки пучков с энергоугловой корреляцией при расположении источника и детектора на нижней пластине плоского конденсатора. Приведены выражения для сферической aberrации второго порядка и дисперсии.

Как было отмечено в [1], при использовании пересекающихся пучков в ион-ионных столкновениях возникают потоки заряженных частиц, в которых появляется упорядоченное распределение по энергии поперек сечения пучка. В работе [1] была рассмотрена особенность фокусировки пучков с линейным распределением энергии по сечению в различных типах электростатических и магнитных дефлекторов. Остановимся здесь на рассмотрении этого вопроса в случае плоского конденсатора.

Расположим ось z вдоль нижней пластины плоского конденсатора, а ось y перпендикулярно к ней (см. рисунок). Траекторию пучка направим под углом θ к нижней пластине. Тогда уравнение траектории запишется следующим образом:

$$y = -\frac{eV}{4Eg \cos^2 \theta} z^2 + z \operatorname{tg} \theta. \quad (1)$$

Здесь e — заряд частицы; E — ее начальная энергия, равная $E = 0.5mv_0^2$; V — разность потенциалов на пластинах конденсатора; g — расстояние между ними. В точке максимума траектории ее координаты таковы:

$$y_{\max} = \frac{Eg}{eV} \sin^2 \theta, \quad z = \frac{Eg}{eV} \sin 2\theta. \quad (2)$$

Обозначим через z_m координату пересечения траектории с нижней пластиной конденсатора. Она равна

$$z_m = \frac{2Eg}{eV} \sin 2\theta. \quad (3)$$

Обозначим через θ_0 угол, соответствующий осевой траектории пучка; углы, соответствующие его крайним траекториям, через $\theta_0 \pm \alpha$, энергию осевой частицы через E_0 , а энергии крайних частиц через $E = E_0(1 \pm k\alpha)$, где k — коэффициент энергоугловой корреляции. При этом значения координат z_m крайних траекторий с точностью до α^2 включительно будут иметь вид

$$z_m = \frac{2E_0g}{eV} \left[\sin 2\theta_0 \pm \alpha(2 \cos 2\theta_0 + k \sin 2\theta_0) + 2\alpha^2(-\sin 2\theta_0 + k \cos 2\theta_0) \right]. \quad (4)$$

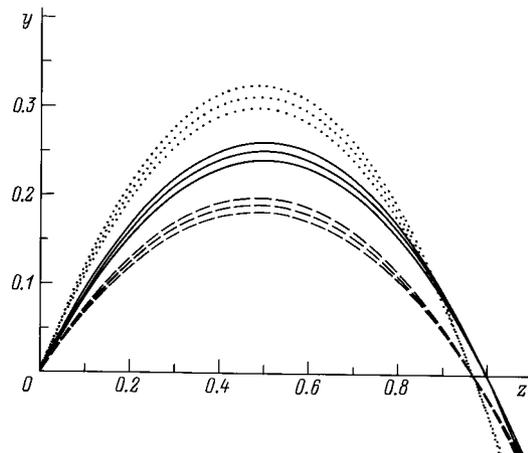
Здесь первый член соответствует точке возврата на нижнюю пластину осевой траектории пучка, а условием

фокусировки будет равенство нулю коэффициента при первой степени α . Отсюда получим значение начального угла наклона осевой траектории θ_{0f} , при котором пучок частиц с линейной энергоугловой корреляцией сфокусируется на нижней пластине,

$$\operatorname{tg} 2\theta_{0f} = -2/k. \quad (5)$$

Как следует из (5), такая фокусировка осуществима и определяется коэффициентом корреляции.

Рассмотрим численный пример. Положим начальный угол раствора пучка равным $2\alpha = 0.04$, а относительное изменение энергии по сечению равным 2%. Тогда величина k будет равна $k = \pm 0.5$, причем знак "плюс" соответствует росту энергии с углом, а знак "минус" — ее уменьшению. Подставив эти значения k в (5), получим, что в первом случае угол фокусировки равен $\theta_{0f} \approx 52^\circ$, во втором он равен $\theta_{0f} \approx 38^\circ$. Отсюда следует, что величина z_m уменьшится по сравнению с вариантом фокусировки монохроматического пучка и в обоих случаях будет равна $z_m \approx 0.97eV/(2E_0g)$. Значение y_{\max} в первом



Траектории заряженных частиц в плоском конденсаторе: сплошные кривые — траектории монохроматического пучка ($k = 0$); пунктир — пучок, у которого энергия растет с ростом угла раствора ($k = 0.5$); штриховые — пучок, у которого энергия падает с ростом угла раствора ($k = -0.5$). Кривые даны в масштабе $(eV)/(2E_0g)$.

случае возрастет $y_{\max} \approx 0.621eV/(E_0g)$, а во втором уменьшится $y_{\max} \approx 0.379eV/(E_0g)$ (см. рисунок).

Коэффициент при α^2 в выражении (5) характеризует сферическую абберацию второго порядка C_2 пучка с энергоугловой корреляцией. С учетом (5) получаем

$$C_2 = -\frac{4E_0g}{eV} \sin 2\theta_{0f}(1 + 2 \operatorname{ctg}^2 2\theta_{0f}). \quad (6)$$

Первый член в скобках соответствует сферической абберации второго порядка монохроматического пучка. Кроме того, в коэффициенте абберации появилось дополнительное слагаемое с тем же знаком. Таким образом, видно, что у пучка с энергоугловой корреляцией сферическая абберация возрастает. В нашем численном примере имеем в обоих случаях $C_2 = -1.09eV/(4E_0g)$, т. е. и при возрастании энергии с углом и при ее уменьшении коэффициент C_2 увеличился по абсолютной величине на 9%.

Выражение для дисперсии в плоском конденсаторе имеет вид

$$D = E \frac{\partial z_m}{\partial E} = \frac{2Eg}{eV} \sin 2\theta_{0f}. \quad (7)$$

Она падает по сравнению с обычным вариантом, и для данного численного примера уменьшение равно 3%. Удельная дисперсия, равная $\delta = D/C_2\alpha^2$, также уменьшается за счет падения величины D и роста коэффициента C_2 на 11%.

Отметим, что аналогичным образом может быть проведен расчет параметров плоского конденсатора для пучков с линейным распределением энергии по сечению и в случае вынесенных за пределы нижней пластины источнике и детекторе.

Список литературы

- [1] Явор С.Я. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 12. С. 50–53.