01;10

Фокусировка пучков заряженных частиц с распределением энергии по сечению в диспергирующих системах

 С.Я. Явор

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

(Поступило в Редакцию 29 июля 1996 г.)

Проведен расчет условий фокусировки и угла наклона линии фокусов для пучка заряженных частиц с энергоугловой корреляцией при прохождении им систем с поперечной дисперсией. Приведены формулы для положения изображения в ряде электростатических и магнитных энергоанализаторов. Подробно рассчитаны параметры для цилиндрического дефлектора.

В связи с расширяющимся использованием электростатических и магнитных энергоанализаторов в различных областях науки и техники появляется необходимость дальнейшей разработки их теории. Так, в исследованиях с применением методики пересекающихся пучков возникают потоки заряженных частиц, в которых наряду с разбросом по углам и энергии возникает упорядоченное распределение по энергии поперек сечения пучка. К таким исследованиям относится изучение процессов при неупругих ион-ионных столкновениях, когда в потоке ионов, являющихся продуктами столкновений, в лабораторной системе координат энергия ионов меняется известным образом в одном из направлений по его сечению. Поэтому для выделения и регистрации ионов, относящихся к определенному процессу, возникает задача одновременно с разделением пучков заряженных частиц по энергии произвести фокусировку по углу немоноэнергетического пучка с известной энергоугловой корреляцией.

Рассмотрим сначала качественно фокусировку такого пучка, выходящего из точечного источника. Положим, что в нем энергия частиц, идущих под начальными углами от $-\alpha_0$ до $+\alpha_0$ к оси, меняется линейно от $E-\Delta E$ до $E+\Delta E$, где E — энергия частицы, движущейся по осевой траектории. При прохождении энергоанализатора, обладающего поперечной дисперсией, траектории пучка искривляются. Будем считать положительным угол α_0 для траекторий с меньшей начальной кривизной. Частица, идущая под углом α_0 с энергией $E+\Delta E$, отогнется полем анализатора слабее и, следовательно, пересечет осевую траекторию дальше, чем это сделала бы частица, двигающаяся под таким же углом с энергией E. Частица, идущая под углом $-\alpha_0$ с энергией $E-\Delta E$, отогнется сильнее и поэтому также пересечет ось дальше, чем это сделала бы частица в моноэнергетическом пучке. Таким образом, видно, что в случае описанного выше пучка с энергоугловой корреляцией фокусировка первого порядка возможна. Однако она будет более слабой, чем при моноэнергетическом пучке. Аналогичное рассмотрение пучка с другой энергоугловой корреляций, в котором с ростом угла α энергия частиц уменьшается, показывает, что в этом случае фокусировка также возможна, но здесь она сильней, чем при моноэнергетичном пучке. Очевидно, что фокусировка пучков с энергоугловой корреляцией возникает благодаря искривлению осевой траектории, т.е. обеспечивается наличием поперечной дисперсии в системе.

Проведем количественный анализ условий фокусировки пучка заряженных частиц с энергоугловой корреляцией в произвольной электростатической или магнитной системе, обладающей поперечной дисперсией по энергии и имеющей плоскость симметрии. В этой плоскости выражение для траектории $x(z)$ в пространстве изображений имеет следующий вид (с точностью до аберраций второго порядка):

$$x(z)=(x|x)x_0+(x|\alpha)\alpha_0+(x|\varkappa)\varkappa+(x|xx)x_0^2 + (x|x\alpha)x_0\alpha_0+(x|x\varkappa)x_0\varkappa+(x|\alpha\alpha)\alpha_0^2 + (x|\alpha\varkappa)\alpha_0\varkappa+(x|\varkappa\varkappa)\varkappa^2. \qquad (1)$$

Здесь индексом 0 обозначены начальные значения величин; $\varkappa=\Delta E/E$ — относительное изменение энергии; выражения в скобках — это коэффициенты в разложении, зависящие от координаты z. В общем случае частицы с одними и теми же значениями x_0 и α_0 могут обладать различными энергиями $\Delta_0 E$ и, кроме того, у частиц, вылетающих из одной и той же точки под разными углами, имеется дополнительное изменение энергии, пропорциональное этому углу $\Delta E = k\alpha_0 E$. Тогда выражение для $\varkappa$ можно записать в следующей форме:

$$\varkappa=\frac{\Delta E}{E}=\frac{\Delta_0 E+k\alpha_0 E}{E}=\varkappa_0+k\alpha_0. \qquad (2)$$

Подставив $\varkappa$ из (2) в выражение для траектории (1), получим, что в нем появляется ряд дополнительных членов, зависящих от начального угла вылета частицы. Условием параксиальной фокусировки является независимость в первом приближении $x(z)$ от α_0. Отсюда следует новое уравнение фокусировки: при $z=z_i$

$$(x|\alpha)_i+k(x|\varkappa)_i=0, \qquad (3)$$

При $k = 0$ оно переходит в известное условие фокусировки моноэнергетичного пучка.

Выписав коэффициенты $(x|\alpha)$ и $(x|\varkappa)$ для конкретного типа анализатора и подставив в (3) значения параметра k и расстояния от источника до входа в анализатор l_1, можно получить величину l_2, определяющую положение плоскости параксиальной фокусировки пучка с энергоугловой корреляцией. Как видно, оно зависит от величины изменения энергии по сечению пучка.

Увеличение M и дисперсия D по-прежнему характеризуются коэффициентами $(x|x)_i$ и $(x|\varkappa)_i$ соответственно, в которые следует подставить найденное из (3) значение l_2.

Выражения для коэффициентов в (1), необходимые при вычислении параметров первого порядка в случае цилиндрического и сферического дефлекторов, приведены в [1]. В случае магнитных секторов с однородным и радиально неоднородным полями они даны в матричной форме в [2].

Найдем, как изменится коэффициент сферической (апертурной) аберрации второго порядка C при возникновении в пучке заряженных частиц энергоугловой корреляции. Указанная аберрация определяется множителем при квадрате угла α. Подставив в разложение (1) значение $\varkappa$ из (2) и сгруппировав члены при α^2, получим

$$C = (x|\alpha\alpha)_i + k(x|\alpha\varkappa)_i + k^2(x|\varkappa\varkappa)_i. \qquad (4)$$

Здесь индекс i соответствует плоскости параксиальной фокусировки. Как следует из формулы (4), параметр k входит в коэффициент сферической аберрации не только в неявном виде в выражения, стоящие в скобках, но и является сомножителем первой и второй степени при скобках, характеризующих хроматическую аберрацию системы. Отсюда следует, что знак параметра k может существенно повлиять на величину сферической аберрации. При $k = 0$ формула (4) определяет сферическую аберрацию моноэнергетичного пучка.

При необходимости значительного увеличения чувствительности анализатора он может быть использован в режиме одновременной регистрации всего энергетического спектра потока заряженных частиц. Для работы в таком режиме требуется определить угол наклона линии фокусов к оси z. Найдем выражение для него в случае пучков с энергоугловой корреляцией.

Рассмотрим пучок заряженных частиц, выходящих из некоторой точки на оси z. Его координаты $x(z)$ определятся из выражения (1), если положить в нем $x_0 = 0$ и подставить значение $\varkappa$ из (2). Запишем разложение для угла $\alpha(z)$ с точностью до членов второго порядка малости

$$\alpha(z) = (\alpha|\alpha)\alpha_0 + (\alpha|\varkappa)[\varkappa_0 + k\alpha_0] + (\alpha|\alpha\alpha)\alpha_0^2 + (\alpha|\alpha\varkappa)[\varkappa_0 + k\alpha_0] + (\alpha|\varkappa\varkappa)[\varkappa_0 + k\alpha_0]^2. \qquad (5)$$

Выражения в круглых скобках являются коэффициентами разложения, определяемыми типом анализатора и зависящими от координаты z.

В пространстве изображений выражение для координаты $x(z)$ в плоскости, отстоящей на Δz от некоторой заданной плоскости, с учетом (1) и (5) приобретает вид

$$\begin{aligned} x(z + \Delta z) = {} & [(x|\alpha) + \Delta z(\alpha|\alpha)]\alpha_0 + [(x|\varkappa) \\ & + \Delta z(\alpha|\varkappa)][\varkappa_0 + k\alpha_0] + [(x|\alpha\alpha) \\ & + \Delta z(\alpha|\alpha\alpha)]\alpha_0^2 + [(x|\alpha\varkappa) \\ & + \Delta z(\alpha|\alpha\varkappa)]\alpha_0[\varkappa_0 + k\alpha_0] + [(x|\varkappa\varkappa) \\ & + \Delta z(\alpha|\varkappa\varkappa)][\varkappa_0 + k\alpha_0]^2. \end{aligned} \qquad (6)$$

Условием расположения изображения в этой плоскости будет $dx|d\alpha_0 = 0$. В линейном приближении по углу α_0 и параметру $\varkappa_0$ получим

$$\Delta z = -\frac{(x|\alpha) + k(x|\varkappa) + (x|\alpha\varkappa)\varkappa_0 + 2k(x|\varkappa\varkappa)\varkappa_0}{(\alpha|\alpha) + k(\alpha|\varkappa) + (\alpha|\alpha\varkappa)\varkappa_0 + 2k(\alpha|\varkappa\varkappa)\varkappa_0}. \qquad (7)$$

При выполнении условия (3), т. е. когда коэффициенты определяются в плоскости параксиальной фокусировки, в линейном приближении по $\varkappa_0$ имеем

$$\Delta z = -\varkappa_0 \frac{(x|\alpha\varkappa)_i + 2k(x|\varkappa\varkappa)_i}{(\alpha|\alpha)_i + k(\alpha|\varkappa)_i},$$

$$x = (x|\varkappa)_i\varkappa_0. \qquad (8)$$

Отсюда получим уравнение линии фокусов для пучков заряженных частиц с энергоугловой корреляцией

$$\Delta z = -x\frac{(x|\alpha\varkappa)_i + 2k(x|\varkappa\varkappa)_i}{[(\alpha|\alpha)_i + k(\alpha|\varkappa)_i](x|\varkappa)_i}. \qquad (9)$$

Величина $\Delta z/x$ определяет тангенс угла наклона γ этой линии к плоскости параксиальной фокусировки. Как следует из (9), угол γ зависит от величины хроматических аберраций второго порядка. При $k = 0$ выражение (9) переходит в уравнение линии фокусов для обычных пучков.

В качестве примера проведем расчет параметров пучка заряженных частиц с энергоугловой корреляцией по сечению в энергоанализаторах типа цилиндрического дефлектора. На рисунке представлено прохождение заряженных частиц через цилиндрические дефлекторы для положительного и отрицательного значений параметра k. Здесь жирными кривыми показаны два одинаковых дефлектора, которые расположены симметрично относительно оси пучка. Штриховые линии — это траектории моноэнергетичного пучка. Они также симметричны относительно этой оси, как и положения изображений и линии фокусов (жирные прямые). Сплошные кривые — это траектории пучка с энергоугловой корреляцией, причем слева направо по сечению энергия заряженных частиц уменьшается. На рисунке видна существенная зависимость траекторий, а также положения изображений от направления поворота в анализаторах.

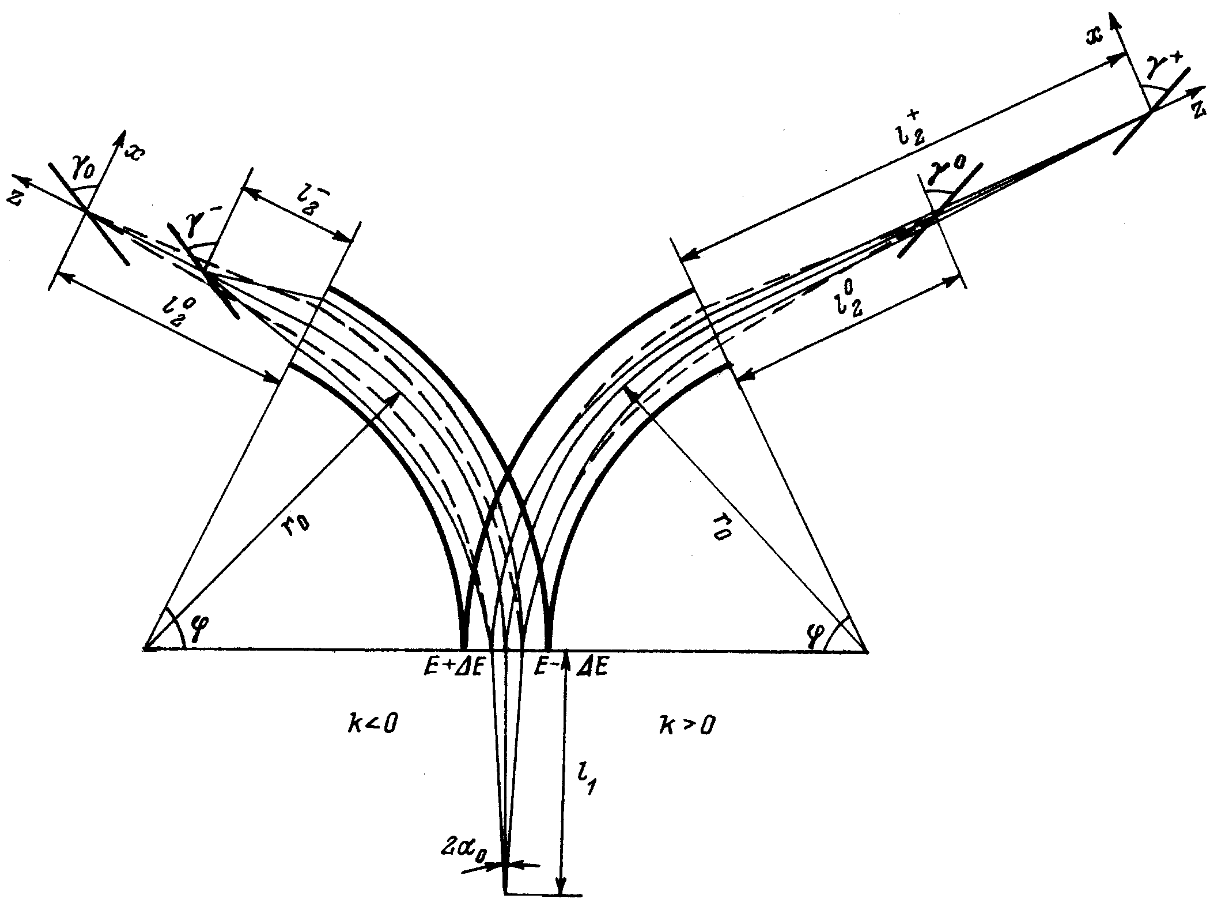

Схема двух вариантов фокусировки пучка заряженных частиц с энергоугловой корреляцией в цилиндрических энергоанализаторах. Для наглядности сравнения входы в анализаторы совмещены друг с другом.

Выражение для параксиальных траекторий в этом случае в пространстве изображений имеет вид

$$x = x_0(\cos\sqrt{2}\varphi - \sqrt{2}l_2\sin\sqrt{2}\varphi) + \alpha_0\big[(l_1+l_2)\cos\sqrt{2}\varphi + (1/\sqrt{2} - \sqrt{2}l_1l_2)\sin\sqrt{2}\varphi\big] + \varkappa/2(1-\cos\sqrt{2}\varphi + \sqrt{2}l_2\sin\sqrt{2}\varphi). \quad (10)$$

Здесь через φ обозначен угловой размер цилиндрического анализатора. Выражение (10) получено для модели дефлектора со скачкообразным обрывом полей рассеяния на краях конденсатора. Поэтому угол φ не равен угловому размеру электродов конденсатора. Он несколько превышает последний и зависит от конкретной геометрии системы, в основном от положения и размера щелей диафрагм на входе и выходе из системы [1].

Подставив в (10) выражение для $\varkappa$ из (2) и использовав уравнение параксиальной фокусировки (3), получим для l_2 выражение

$$l_2 = (1/\sqrt{2}) \times \frac{\sin\sqrt{2}\varphi + \sqrt{2}l_1\cos\sqrt{2}\varphi + (1/\sqrt{2})k(1-\cos\sqrt{2}\varphi)}{\sqrt{2}l_1\sin\sqrt{2}\varphi - \cos\sqrt{2}\varphi - (1/\sqrt{2})k\sin\varphi}. \quad (11)$$

Здесь и далее линейные величины даны в единицах радиуса кривизны осевой траектории r_0. Подставив это значение l_2 в множители при x_0 и $\varkappa$ в (10), найдем увеличение и дисперсию анализатора.

Используем полученные результаты для численного расчета параметров конкретных энергоанализаторов, схематически показанных на рисунке. Для анализатора, поворачивающего заряженные частицы по направлению часовой стрелки (правый анализатор), частица с углом $+\alpha_0$ имеет энергию $E+\Delta E$ и, следовательно, величина параметра k в этом случае положительна. Для анализатора, отклоняющего частицы против часовой стрелки (левый анализатор), углу $+\alpha_0$ соответствует энергия $E-\Delta E$, а, значит, величина k — отрицательна. Положим, что начальный угол раствора пучка равен $2\alpha_0 = 0.04$ (в rad), а относительное изменение энергии по сечению составляет $2\Delta E/E = 2\%$. Тогда величина k будет равна $k = \pm 0.5$. Возьмем анализатор с угловым размером $\varphi = \pi/2\sqrt{2} \approx 64^\circ$ и расстоянием l_1 от источника до входа, равным $l_1 = 0.7$. Расчет по формуле (11) дает для правого анализатора на рисунке значение $l_2^+ = 1.51$, для левого анализатора $l_2^- = 0.34$. При $k = 0$ из (11) получаем $l_2^0 = 0.714$. Величины увеличения и дисперсии соответственно равны $M^+ = -2.14$, $D^+ = 1.57$ и

$M^- = -0.48$, $D^- = 0.74$. В случае моноэнергетичного по сечению пучка имеем $M^0 = -1.0$, $D^0 = 1.0$. Здесь значок $+$ над буквами соответствует варианту с $k > 0$, значок $-$ — варианту с $k < 0$, а значок 0 — $k = 0$. Из приведенных результатов следует, что, хотя дисперсия при $k > 0$ больше, чем при $k < 0$, примерно в 2 раза, отношение D/M больше в случае $k < 0$.

Здесь не будут приведены из-за громоздкости выражения для коэффициентов хроматической аберрации второго порядка $(x|\alpha\varkappa)_i$ и $(x|\varkappa\varkappa)_i$, фигурирующие в выражениях (4) и (9). Их расчет был проведен с помощью компьютерной программы ISIOS М.И. Явора и А.С. Бердникова [3]. Отметим, что аберрационные коэффициенты были рассчитаны в приближении скачкообразного обрыва краевого поля. Подставив полученные результаты в (4) и (9), мы определили значения коэффициентов сферической аберрации C и углов наклона $\gamma = \mathrm{arctg}\Delta z/x$ для рассмотренного примера. Они равны соответственно $C^+ = -2.66$, $C^- = -3.25$, $C^0 = -2.82$, $\gamma^+ = 72.5^\circ$, $\gamma^- = 68^\circ$ и $\gamma^0 = 70^\circ$. В то время как углы наклона линии фокусов мало меняются с изменением величины и знака параметра k, коэффициенты C показывают более существенную зависимость от k. При $k < 0$ сферическая аберрация значительно возрастает по абсолютной величине, а при $k > 0$ уменьшается. Не исключена возможность полной коррекции этого вида аберрации при определенном подборе параметров системы.

Таким образом, можно сделать вывод, что при выборе между двумя знаками параметра k, т.е. между двумя вариантами расположения анализатора относительно оси пучка, следует исходить из характера используемого источника. При малых его размерах и большом угле раствора пучка предпочтительнее является система с $k > 0$. При значительных размерах источника больший практический интерес представляет вариант с $k < 0$, тем более, что он компактней.

Используя выражение (3), несложно найти положение плоскости параксиальной фокусировки пучка с энергоугловой корреляцией для тех типов энергоанализаторов, в которых коэффициенты в разложении в ряд траектории заряженной частицы можно записать в аналитическом виде. Так, для сферического дефлектора имеем

$$l_2 = \frac{\sin\varphi + l_1\cos\varphi + k(1-\cos\varphi)}{(l_1 - k)\sin\varphi - \cos\varphi}. \qquad (12)$$

В случае магнитного сектора с однородным полем получим

$$l_2 = \frac{\sin\varphi + l_1\cos\varphi + 0.5k(1-\cos\varphi)}{(l_1 - 0.5k)\sin\varphi - \cos\varphi}. \qquad (13)$$

Здесь все обозначения те же, что и для цилиндрического дефлектора. Как следует из сравнения (12) и (13), выражения для l_2 в рассмотренных анализаторах отличаются только величиной коэффициента при параметре k. При $k = 0$ они переходят в условия параксиальной фокусировки моноэнергетичного пучка.

Автор благодарен В.В. Афросимову за предложенную тему и дискуссии.

Список литературы

[1] *Афанасьев В.П., Явор С.Я.* Электростатические энергоанализаторы для пучков заряженных частиц. М.: Наука, 1978. 224 с.

[2] *Вольник Г.* Оптика заряженных частиц. С.-Пб.: Энергоиздат, 1992. 281 с.

[3] *Yavor M.I., Berdnikov A.S.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1995. Vol. 363 A. N 1,2. P. 416–422.