

01;10

К ТЕОРИИ ФОКУСИРОВКИ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ДВУМЕРНОМ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ СО СРЕДНЕЙ ПЛОСКОСТЬЮ. II

© Л.Г.Гликман, Ю.В.Голоскоков, С.П.Карецкая

Институт ядерной физики АН Казахстана,
480082 Алма-Ата, Казахстан
(Поступило в Редакцию 16 декабря 1994 г.)

В этой части работы рассматриваются времяпролетные масс- и энергоанализаторы на основе систем с двумерным электростатическим полем. Используются результаты исследования времяпролетной фокусировки пучков заряженных частиц, полученные в первой части работы [1].

1. Времяпролетные масс-анализаторы

Рассмотрим сначала возможности масс-анализаторов, созданных на основе одной системы с двумерным полем (разделы 1а и 1б), а затем на основе двух систем с таким же полем (раздел 1в). Будем считать, что щели источника и приемника расположены в свободном от поля пространстве и в плоскости входной щели приемника осуществляется времяпролетная фокусировка первого порядка по энергии $\tau_e = 0$. Обсудим возможности обращения в нуль других коэффициентов, характеризующих фокусирующие свойства масс-анализаторов и ограничивающих их разрешающую способность и чувствительность.

а) Щели источника и приемника помещены в плоскостях, перпендикулярных осевой траектории. Из результатов работы [1] следует, что в этом случае целесообразно использовать систему с $\varphi_1 = \varphi_0$, так как тогда время пролета частиц до щели приемника не будет зависеть от x_0 . Однако устранить зависимость времени пролета частиц от x'_0 (обратить в нуль τ_α) невозможно. При заданном расположении источника и приемника b_e заведомо не равно нулю, а следовательно, не равны нулю b_1 и τ_α (см. равенства (16), (17) из работы [1]). Пространственную фокусировку первого порядка по x'_0 ($K_\alpha = 0$) в плоскости входной щели приемника можно осуществить, если в качестве анализатора выбрать систему с одним или несколькими отражениями пучка и с углом входа

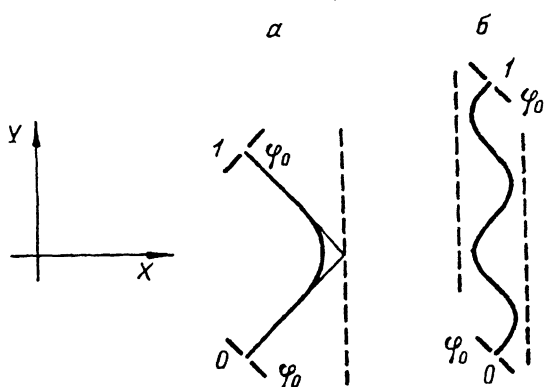


Рис. 1.

$\vartheta_0 = \pi/4$ (в системе без отражений при действительном предмете изображение всегда будет мнимым). Обратившись к формулам (18а) из работы [1] видим, что в выбранной системе при

$$K_{\alpha\alpha} = \frac{3(-1)^{m+1}}{\sqrt{2}} b_1 = -3K_\epsilon \quad (1)$$

достигается времяпролетная фокусировка второго порядка по энергии $\tau_{\epsilon\epsilon} = 0$ и, кроме того, $\tau_{\alpha\alpha} = 0$, $\tau_{\alpha\epsilon} = 0$.

Обратим внимание, что отсутствие времяпролетной фокусировки по x'_0 в рассматриваемых анализаторах в какой-то мере компенсируется возможностью проводить энергомасс-анализ или при необходимости фильтровать частицы по энергии. Эти возможности появляются благодаря пространственной фокусировке по x'_0 и отличной от нуля дисперсии по энергии K_ϵ в плоскости входной щели приемника.

Для примера на рис. 1 схематически показаны в проекции на среднюю плоскость масс-анализаторы на основе систем с двумерным электростатическим полем и $\varphi_1 = \varphi_0$. Сплошная линия — осевая траектория пучка, штриховая — эффективные плоскости отражения, 0 — щель источника, 1 — щель приемника.

Мы не останавливаемся здесь и далее на пространственной фокусировке пучка в y -направлении. Заметим только, что, если система позволяет, в плоскости входной щели приемника следует обратить в нуль коэффициент M_β в разложении $y = M_\beta y'_0 + M_y y_0 + \dots$.

б) Щели источника и приемника расположены в плоскостях, параллельных координатной плоскости YZ . Теперь, согласно формуле (20) работы [1], времяпролетная фокусировка по ϵ_0 и x'_0 достигается в одной и той же плоскости, однако пространственная фокусировка по x'_0 здесь невозможна. Расфокусировка пучка в средней плоскости при заданной величине $(x'_0)_{\max}$ определяется произведением $2\bar{l}_\epsilon(x'_0)_{\max}$. Расстояние \bar{l}_ϵ может быть найдено из равенства (21) в [1]. Отсутствие зависимости времени пролета от x_0 при таком расположении щелей источника и приемника и для $\varphi_1 \neq \varphi_0$ позволяет ускорять ионы перед приемником, повышая эффективность их регистрации. Это дает возможность работать с ионами меньшей энергии на входе в поле, увеличивая тем

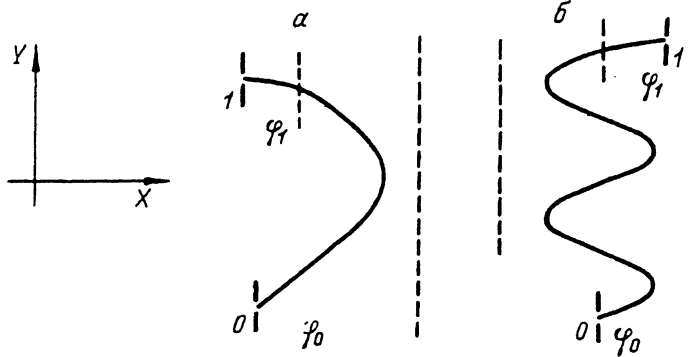


Рис. 2.

самым время пролета T . Схемы масс-анализаторов такого рода показаны на рис. 2. Обозначения те же, что и на рис. 1. Штриховыми линиями показаны эффективные плоскости преломления и отражения. Времяпролетная фокусировка второго порядка по x'_0 и ϵ_0 в таких анализаторах достигается при выполнении условия (24) (работа [1]).

Схемы, типа показанных на рис. 2, б, в случае $\varphi_1 = \varphi_0$, предложены ранее в работах [2,3]. В первой из этих работ используются зеркала с сетками, во второй — бессеточные зеркала с двухпластинными электродами.

в) Более совершенный анализатор можно получить, объединив соответствующим образом две системы с двумерным полем. Примером является схема масс-анализатора, приведенная на рис. 3 в проекции на среднюю плоскость. Он состоит из двух одинаковых зеркал с двумерным полем. Сплошной линией показана осевая траектория пучка, штриховыми — эффективные плоскости отражения, 0 — щель источника, 1 — промежуточной диафрагмы, 2 — приемника. Все щели расположены в плоскостях, перпендикулярных осевой траектории. Каждое из зеркал отклоняет пучок на 90° . Существенно, что отклонение происходит в одну и ту же сторону. Первое из зеркал обеспечивает пространственную фокусировку по x'_0 и времяпролетную по ϵ_0 и x_0 в плоскости диафрагмы, второе — фокусировку по тем же параметрам в плоскости щели приемника. Предположим, что изображение, создаваемое каждым из зеркал, является стигматичным. Тогда время пролета произвольной частицы пучка от щели источника до щели приемника $(t_2 - t_0)$ и ее координаты x_2, y_2 в плоскости 2 определяются формулами

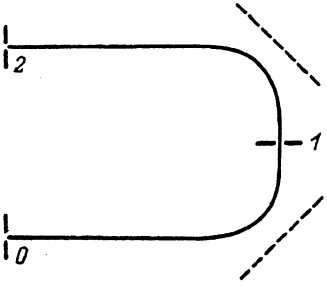


Рис. 3.

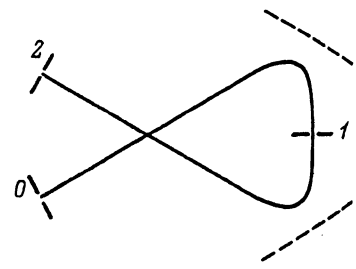


Рис. 4.

$$t_2 - t_0 = T_2 \left(1 + T_\gamma \gamma + T_{\alpha\alpha} x_0'^2 + T_{\beta\beta} y_0'^2 + T_{\beta y} y_0' y_0 + T_{yy} y_0^2 + T_{\epsilon\epsilon} \epsilon_0^2 + T_{\gamma\gamma} \gamma^2 \right), \quad (2)$$

$$x_2 = x_0 - 2K_{\alpha\epsilon} x_0' \epsilon_0 + 2\tilde{K}_{\beta y} \left(y_0' y_0 - \frac{1}{f_y \tilde{M}_y} y_0^2 \right), \quad (3)$$

$$y_2 = y_0. \quad (4)$$

Здесь

$$T_2 = -\frac{4K_\epsilon}{v_0}, \quad T_\gamma = \frac{1}{2}, \quad T_{\alpha\alpha} = \frac{1}{2} \left(3 + \frac{K_{\alpha\alpha}}{K_\epsilon} \right),$$

$$T_{\beta\beta} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\tilde{K}_{\beta\beta}}{K_\epsilon} \right) \tilde{M}_y^2, \quad T_{\beta y} = -2 \frac{T_{\beta\beta}}{f_y \tilde{M}_y},$$

$$T_{yy} = \frac{T_{\beta\beta}}{f_y^2 \tilde{M}_y^2} + \frac{\tilde{K}_{yy}}{2K_\epsilon \tilde{M}_y^2}, \quad T_{\epsilon\epsilon} = \frac{1}{4} T_{\alpha\alpha}, \quad T_{\gamma\gamma} = -\frac{1}{8},$$

T_2 — время пролета основной частицы от источника до приемника; коэффициенты K_ϵ , $K_{\alpha\alpha}$, $K_{\alpha\epsilon}$, не зависящие от положения предмета и изображения, одинаковы для обоих зеркал; f_y — фокусное расстояние зеркал в y -направлении фокусировки, \tilde{M}_y — линейное увеличение в этом направлении. Знак \sim означает, что соответствующие коэффициенты относятся ко второму зеркалу.

Обратим внимание, что в рассматриваемом анализаторе из-за условий симметрии в выражении для времени пролета (2) отсутствуют слагаемые, пропорциональные x_0' и $x_0' \epsilon_0$, а в выражении для координаты (3) — слагаемые, пропорциональные ϵ_0 , $x_0'^2$, ϵ_0^2 , $y_0'^2$. Если удастся найти зеркало, для которого выполняется условие (1), то в нуль обратятся также коэффициенты $T_{\alpha\alpha}$, $T_{\epsilon\epsilon}$ и $K_{\alpha\epsilon}$. Последний равен нулю в силу равенства (14а) работы [1]. Если, кроме того, $\tilde{K}_{\beta\beta} = -K_\epsilon$, то и $T_{\beta\beta} = 0$, $T_{\beta y} = 0$. Все эти условия могут быть легко выполнены в трехэлектродных зеркалах с двухпластинными электродами [4,5].

Как уже отмечалось ранее [6], система зеркал, показанная на рис. 3, позволяет с помощью регулируемой диафрагмы 1 ограничивать разброс ионов по энергии, если он слишком велик. С помощью той же диафрагмы можно проводить энергомасс-анализ, регистрируя спектр масс с выбранной энергией. Хорошее качество фокусировки позволяет понижать начальную энергию ионов, увеличивая тем самым время их пролета, а следовательно, и разрешающую способность анализатора.

2. Времяпролетные энергоанализаторы

Предположим теперь, что анализируемый пучок является однородным по массе. Щели источника (предмет) и приемника совместим с плоскостями, перпендикулярными осевой траектории. Потребуем, чтобы в плоскости щели приемника осуществлялась по крайней мере времяпролетная фокусировка по x_0' , $\tau_\alpha = 0$

а) Анализаторы с двумерным полем, $\varphi_1 = \varphi_0$. Их схемы могут быть такими же, как и показанные на рис. 1, только угол ϑ_0 в случае энергоанализаторов произволен. Коэффициент τ_α , постоянный в пространстве изображений, согласно (16) в работе [1], может быть обращен в нуль только при $b_1 = 0$. При этом и $K_\epsilon = 0$ (см. (14а) в работе [1]). В X-направлении фокусировки гауссово изображение действительного предмета является мнимым и ахроматичным. Времяпролетные коэффициенты $\tau_x, \tau_{\alpha x}, \tau_{x\epsilon}$ равны нулю. Остальные определяются равенствами

$$\begin{aligned}\tau_\epsilon &= -\frac{1}{2}b, & \tau_{\alpha\alpha} &= \frac{1}{2}b + (-1)^m K_{\alpha\alpha} \cos \vartheta_0, \\ \tau_{\beta\beta} &= \frac{1}{2}b + (-1)^m K_{\beta\beta} \cos \vartheta_0, & \tau_{\beta y} &= (-1)^m K_{\beta y} \cos \vartheta_0, \\ \tau_{yy} &= (-1)^m K_{yy} \cos \vartheta_0, & \tau_{\alpha\epsilon} &= (-1)^{m+1} K_{\alpha\alpha} \cos \vartheta_0 \operatorname{ctg} \vartheta_0, \\ \tau_{\epsilon\epsilon} &= \frac{3}{8}b + \frac{(-1)^m}{4} K_{\alpha\alpha} \cos \vartheta_0 \operatorname{ctg}^2 \vartheta_0.\end{aligned}$$

Здесь $m = 0, 1, 2, \dots$ — по-прежнему число отражений пучка в двумерном поле; $b = Y_n - Y_0$, где $Y = Y_n$ — координата точки пересечения осевой траектории с плоскостью щели приемника. Пространственная x-расфокусировка пучка в этой плоскости определяется величиной

$$\frac{2b(x'_0)_{\max}}{\sin \vartheta_0}.$$

Если в анализаторе удастся выполнить условие

$$(-1)^{m+1} K_{\alpha\alpha} \cos \vartheta_0 = \frac{1}{2}b,$$

то

$$\tau_{\alpha\alpha} = 0, \quad \tau_{\alpha\epsilon} = \frac{1}{2}b \operatorname{ctg} \vartheta_0, \quad \tau_{\epsilon\epsilon} = \frac{1}{8}b(3 - \operatorname{ctg}^2 \vartheta_0).$$

Обратим внимание, что в этом случае при $\vartheta_0 = 30^\circ$ $\tau_{\epsilon\epsilon} = 0$ и время пролета линейно зависит от энергии частицы.

б) Анализатор, состоящий из двух зеркал, поле каждого из которых двумерно. Объединив два одинаковых зеркала, как схематически показано на рис. 4, получим более совершенный энергоанализатор. Обозначения те же, что и на рис. 3. Теперь в плоскости щели приемника можно осуществить не только времяпролетную фокусировку по x'_0 , но и пространственную. Будем считать, что в этой же плоскости происходит пространственная фокусировка и по y'_0 . Время пролета произвольной частицы до плоскости 2 определяется равенством

$$t_2 - t_0 = T_2 (1 + T_\epsilon \epsilon_0 + T_{\alpha\alpha} x_0'^2 + T_{\beta\beta} y_0'^2 + T_{\beta y} y_0' y_0 + T_{yy} y_0'^2 + T_{\epsilon\epsilon} \epsilon_0^2), \quad (5)$$

координаты x_2, y_2 — равенствами (3), (4).

$$T_2 = 2 \frac{b_1}{v_0 \sin \vartheta_0} = -4 \frac{K_\epsilon \operatorname{tg} \vartheta_0}{v_0},$$

$$T_\epsilon = \frac{1}{2} (\text{ctg}^2 \vartheta_0 - 1), \quad T_{\alpha\alpha} = \frac{1}{2} + \left(1 + \frac{K_{\alpha\alpha}}{2K_\epsilon}\right) \text{ctg}^2 \vartheta_0,$$

$$T_{\beta\beta} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\bar{K}_{\beta\beta}}{K_\epsilon} \text{ctg}^2 \vartheta_0\right) \bar{M}_y^2, \quad T_{\beta y} = -2 \frac{T_{\beta\beta}}{f_y \bar{M}_y},$$

$$T_{yy} = \frac{T_{\beta\beta}}{f_y^2 \bar{M}_y^2} + \frac{\bar{K}_{yy}}{2K_\epsilon \bar{M}_y^2} \text{ctg}^2 \vartheta_0,$$

$$T_{\epsilon\epsilon} = \frac{1}{4} [T_\epsilon (\text{ctg}^2 \vartheta_0 - 3) + T_{\alpha\alpha} \text{ctg}^2 \vartheta_0].$$

Времяпролетная дисперсия по энергии определяется произведением

$$T_2 T_\epsilon = \frac{b_1}{v_0 \sin \vartheta_0} (\text{ctg}^2 \vartheta_0 - 1).$$

Она быстро возрастает при уменьшении ϑ_0 . Как и в энергоанализаторах, описанных в разделе 2, подобрав соответствующие зеркала, можно обратить в нуль $T_{\alpha\alpha}$, $T_{\beta\beta}$ и $T_{\beta y}$. В анализаторе с $\vartheta_0 = 30^\circ$ нулю будет равен при этом и $T_{\epsilon\epsilon}$.

Список литературы

- [1] Гликман Л.Г., Голоскоков Ю.В., Карецкая С.П. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 5. С. 118–127.
- [2] Su C.-S. // Int. J. of Mass. Spectr. and Ion Proc. 1989. Vol. 88. N 1. P. 21–28.
- [3] Назаренко Л.М., Секунова Л.М., Якушев Е.М. А.С. № 1725289. БИ. 1992. № 13.
- [4] Кельман В.М., Карецкая С.П., Сайченко Н.Ю., Федулina Л.Ф. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 11. С. 2140–2145.
- [5] Гликман Л.Г., Голоскоков Ю.В., Исакова З.Д. и др. // ДАН СССР. 1990. Т. 312. № 4. С. 869–872.
- [6] Гликман Л.Г., Голоскоков Ю.В., Карецкая С.П. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. Вып. 7. С. 55–58.