

01;10;12

Двухпериодный цилиндрический энергоанализатор с торцевыми электродами

© Л.П. Овсянникова, Т.Я. Фишкова

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

(Поступило в Редакцию 27 марта 1996 г.)

Получены аналитические выражения для основных параметров цилиндрического анализатора, по торцам которого установлены плоские электроды с потенциалом внутреннего цилиндра. Рассчитаны одно- и двухпериодные режимы его работы с фокусировкой первого порядка по углу для объекта, вынесенного за пределы анализатора. Получено, что чем больше расстояние от объекта до переднего торца анализатора, тем меньше его светосила. Рассчитана интенсивность пучка на выходе при сканировании поверхности образца тонким первичным пучком, а также при наличии объекта конечных размеров. Найдены эмпирические формулы для спада интенсивности по мере удаления от центра объекта. Сравнение расчетов, выполненных численно по программе для двумерной оптики заряженных частиц и по аналитическим формулам, показало, что их различие составляет не более 10%.

В работе [1] предложен цилиндрический зеркальный анализатор с плоскими торцевыми электродами и найден оптимальный режим его работы, обеспечивающий дисперсию по энергии и светосилу не хуже классического цилиндрического зеркала. При этом вынос объекта (его расстояние от переднего торца анализатора) равен половине радиуса внутреннего цилиндра, что недостаточно для решения целого ряда физических задач.

В настоящей работе проведено исследование параметров анализатора, у которого вынос объекта значительно больше. При этом ход траектории не является зеркальным относительно ее точки поворота, поэтому в дальнейшем будем называть такое устройство цилиндрическим анализатором с торцевыми электродами (ЦАТ).

Нами получено (по аналогии с цилиндрическим дефлектором с боковыми электродами [2]) аналитическое выражение для распределения потенциала ЦАТ, у которого расстояние между торцевыми электродами не менее, чем в четыре раза превышает расстояние между цилиндрическими электродами. Оно имеет вид (координата $z = 0$ определяет положение переднего торца)

$$\phi(r, z) = V_1 + (2/\pi)(V_2 - V_1)\sqrt{r_2/r} \left[\operatorname{arctg} \frac{\sin(\pi z/l)}{\operatorname{sh} \pi(r_2 - r)/l} - \frac{2 \sin(\pi z/l) \operatorname{sh} \pi(r_2 - r)/l}{\operatorname{sh} 2\pi(r_2 - r_1)/l} \right], \quad (1)$$

где V_1, V_2 и r_1, r_2 — потенциалы и радиусы внутреннего и внешнего цилиндрических электродов соответственно; l — расстояние между торцевыми электродами с потенциалом V_1 .

Целесообразно распределение потенциала внутри ЦАТ разбить на две области: приторцевую и область с логарифмическим законом изменения потенциала. Если длина приторцевой области порядка половины зазора между цилиндрическими электродами, то распределение потенциала в ней находится разложением в ряд

выражения (1). Решая уравнение движения в первом приближении, получим, что в приторцевой области заряженные частицы двигаются равномерно. При этом вход в анализатор может быть как через торец, так и через внутренний электрод. На входе в участок поля с потенциалом, меняющимся по логарифмическому закону, угол наклона траектории остается равным его значению на входе в ЦАТ, а энергия частиц уменьшается на величину, соответствующую эквипотенциалу на входе в этот участок.

При выходе пучка заряженных частиц через внутренний электрод фокусировка первого порядка по углу в режиме ось-ось возможна при выполнении следующего соотношения между оптической силой анализатора и углом фокусировки (начальный угол входа центральной траектории):

$$\sqrt{\pi}(r_j/r_1) \exp(g^2) \left[\operatorname{erf}(g) + \operatorname{erf} \left[\sqrt{g^2 + \ln(r_j/r_1)} \right] \right] = P - 2(r_j/r_1)g/(1 + 2g^2),$$

где $g = \sin \theta_0 [\ln(r_2/r_1)/(-F) - \ln(r_j/r_1)]^{1/2}$,
 $r_j = (l_0 + \Delta l) \operatorname{tg} \theta_0$,

$$P = \frac{2g \operatorname{tg} \theta_0}{\operatorname{tg} \theta_i (\operatorname{tg}^2 \theta_0 - 2g^2)} \left[1 + \frac{\ln(r_2/r_1) \operatorname{tg}^4 \theta_0}{2Fg^4 \operatorname{tg}^2 \theta_i} \right],$$

$$\operatorname{tg} \theta_i = \operatorname{tg} \theta_0 \sqrt{g^2 + \ln(r_j/r_1)}/g, \quad F = -e(V_2 - V_1)/\varepsilon_0. \quad (2)$$

Здесь l_0 — расстояние от переднего торца ЦАТ до объекта, Δl — длина приторцевой области, θ_0 — угол входа в ЦАТ центральной траектории, r_j — ее координата на выходе из приторцевой области, θ_i — угол выхода этой траектории из ЦАТ. Через F и ε_0 обозначены оптическая сила анализатора и его энергия настройки, e — заряд частицы. База анализатора и его дисперсия по энергии в продольном направлении имеют вид

$$L/r_1 = \operatorname{ctg} \theta_i + [Pg + (r_j/r_1)/(1 + 2g^2)] \operatorname{ctg} \theta_0,$$

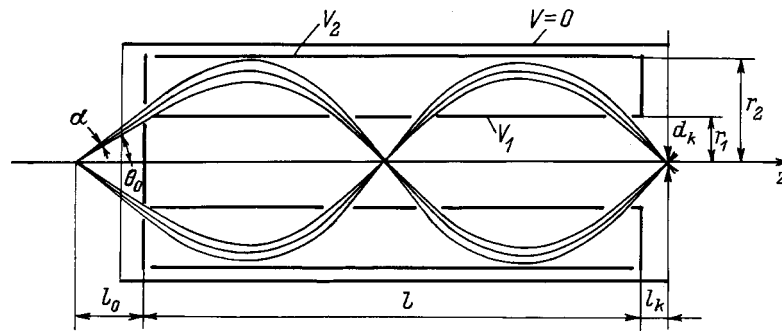


Рис. 1. Двухпериодный цилиндрический энергоанализатор с плоскими торцевыми электродами и ход траекторий заряженных частиц при вынесенном объекте.

$$D_z/r_1 = \sin^2 \theta_0 \ln(r_2/r_1) g^{-2} (-F)^{-1} [(1 + 2g^2)L/r_1 - (r_j/r_1) \operatorname{ctg} \theta_0 - tg^2 \theta_0 \operatorname{ctg}^3 \theta_i]. \quad (3)$$

Если частицы входят и выходят через внутренний электрод на расстоянии от торцов, большем половины зазора между электродами, то база анализатора и продольная дисперсия имеют вид

$$L/r_1 = -2F \operatorname{ctg}^3 \theta_0 [2 \ln(r_2/r_1) \cos^2 \theta_0 + F]^{-1},$$

$$D_z = L/(2 \cos^2 \theta_0). \quad (4)$$

В формуле (4) связь между углом фокусировки и оптической силой анализатора такая же, как у классического цилиндрического зеркала [3].

Для ЦАТ с геометрическими размерами $r_2/r_1 = 2.3$ и $l = 5.2r_1$ рассчитаны основные параметры в зависимости от величины выноса объекта. Результаты численного расчета ЦАТ в однопериодном режиме работы (с однократным пересечением оси системы) приведены в табл. 1.

В табл. 1 l_k — расстояние от заднего торца анализатора до кроссовера пучка, расположенного на оси системы; d_k — диаметр кроссовера; α — угол захвата пучка; D_r — коэффициент дисперсии по энергии в поперечном направлении; I_0 — интенсивность пучка в кроссовере при условии равномерного начального распределения интенсивности по углу (за единицу взята максимальная интенсивность, соответствующая оптимальному режиму работы анализатора при $l = 0.5r_1$). Разрешение по энергии ЦАТ в указанных режимах составляет 0.8–0.9%. Результаты расчетов по формулам (2)–(4) совпадают с представленными в табл. 1 с точностью 5–10%.

Таблица 1.

l_0/r_1	$-F$	l_k/r_1	d_k/r_1	θ_0^0	α^0	D_z/r_1	D_r/r_1	I_0
0.5	0.662	0.54	0.06	42.5	9	7.4	6.7	1.0
1.0	0.655	0.21	0.06	39	6	6.9	6.6	0.52
1.5	0.643	0.08	0.06	35	4.5	6.5	6.5	0.31
2.0	0.623	0.07	0.06	32	4	6.3	6.5	0.23
2.5	0.602	0.06	0.06	29	4	6.2	6.3	0.19

Таблица 2.

l_0/r_1	$-F$	θ_0^0	α^0	D_z/r_1	D_r/r_1	I_0
0.5	0.662	41	11.3	17	15	1.0
1.0	0.647	39	11	17	15	0.79
1.5	0.633	35	4.5	18	16	0.31
2.0	0.625	32	4	19	18	0.23
2.5	0.613	29	4	19.5	18.5	0.19

В работе [4] определены параметры однопериодного цилиндрического зеркального анализатора с торцевыми электродами в режиме сканирования поверхности образца тонким первичным пучком, а также для объекта конечных размеров в оптимальном режиме работы. При этом интенсивность пучка на выходе довольно быстро падает, хотя и не столь существенно, как у классического зеркала. Для увеличения дисперсии по энергии, а также интенсивности пучка, в том числе при сканировании образца, следует использовать двухпериодный режим работы ЦАТ (с двумя пересечениями оси системы; рис. 1). В дальнейшем такой энергоанализатор будем называть двухпериодным цилиндрическим анализатором с торцевыми электродами (ДЦАТ). Поперечные геометрические размеры ДЦАТ оставлены теми же, что и у однопериодного. Продольный размер находился из условия фокусировки пучка, выходящего из точечного объекта на расстоянии от переднего торца системы, меняющегося в широких пределах $0.5 \leq l_0/r_1 \leq 2.5$. Численные расчеты показали, что расстояние между торцевыми плоскими электродами должно быть равно $l = 11r_1$. При этом осуществляется фокусировка пучка на ось системы в кроссовер диаметром $d_k = 0.1r_1$, а его положение остается неизменным и составляет $l_k = 0.6r_1$. Остальные параметры ДЦАТ приведены в табл. 2.

Из табл. 2 видно, что у ДЦАТ дисперсия по энергии примерно в два раза выше, чем у однопериодного, а угол захвата пучка несколько больше при малом выносе объекта ($l_0 \leq r_1$). При $l_0 \geq 1.5r_1$ величины этого угла у одно- и двухпериодного анализаторов одинаковы.

На рис. 2 представлена зависимость интенсивности пучка на выходе I , отнесенная к интенсивности пучка

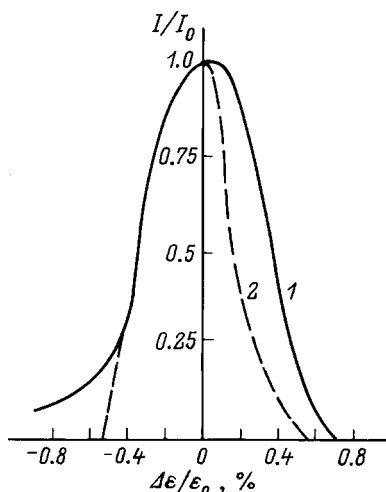


Рис. 2. Аппаратная функция ДЦАТ при различных положениях объекта. $l_0 = 0.5r_1$ (1), $2.5r_1$ (2).

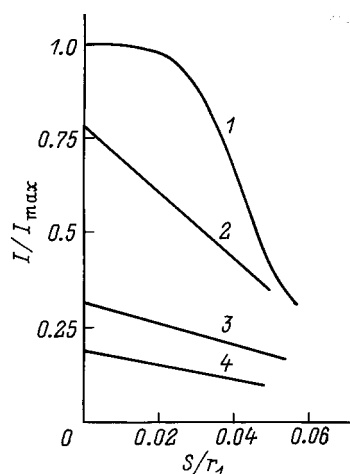


Рис. 3. Светосила ДЦАТ при сканировании образца в поперечном направлении при различных величинах его выноса из анализатора. l_0/r_1 : 1 — 0.5, 2 — 1.0, 3 — 1.5, 4 — 2.5.

I_0 при энергии настройки ДЦАТ, от энергии частиц (аппаратная функция). Из рисунка видно, что при положении объекта $l_0 = 0.5r_1$ разрешение по энергии на полувысоте равно $\Delta\varepsilon/\varepsilon_0 = 0.75\%$, при $l_0/r_1 = 2.5$ $\Delta\varepsilon/\varepsilon_0 = 0.52\%$. Расчеты аппаратной функции при промежуточных положениях объекта показали, что с ростом l_0 разрешение по энергии ДЦАТ лежит в пределах 0.8–0.5%. Следует отметить, что все расчеты в том числе и аппаратной функции выполнены при условии наличия кольцевой диафрагмы на входе в анализатор. Ее размеры соответствуют углам пропускания анализатора в различных режимах работы (табл. 1, 2). Во избежание искажений поля все отверстия в электродах должны быть затянуты сетками.

При сканировании поверхности образца тонким первичным пучком в поперечном относительно оси системы направлении интенсивность пучка, попадающего в вы-

ходную диафрагму, падает существенно медленнее, чем у однопериодного анализатора. На рис. 3 представлена зависимость этой интенсивности, отнесенной к максимальной интенсивности в оптимальном режиме работы, от величины смещения первичного пучка от центра объекта. Падение интенсивности при сканировании можно аппроксимировать параболой $I = I_0[1 - (s/h)^2]$ для $l_0 \leq 0.5r_1$ либо прямой $I = I_0(1 - s/h)$ для $l_0/r_1 \geq 1$. Здесь h — расстояние первичного пучка от центра объекта, при котором $I = 0$. Его величину можно определять по эмпирической формуле $h/r_1 = 0.13 - 0.03/(l_0/r_1)$. Следует отметить, что величина интенсивности пучка из центра объекта I_0 (табл. 2) существенно падает при удалении объекта от ДЦАТ и, хотя при этом спад интенсивности происходит медленнее (рис. 3), светосила ДЦАТ существенно уменьшается.

Результаты, полученные при сканировании образца, могут быть использованы и в случае объекта конечных размеров. При условии равномерного распределения начальной интенсивности пучка на объекте радиуса r_0 интенсивность в кроссовере равна

$$I_k = I_0 \pi r_0^2 [1 - 0.5(r_0/h)^2] \quad \text{для } l_0/r_1 \leq 0.5,$$

$$I_k = I_0 \pi r_0^2 (1 - 2r_0/3h) \quad \text{для } 1 \leq l_0/r_1 \leq 2.5. \quad (5)$$

Таким образом, получены аналитические выражения для основных параметров цилиндрического энергоанализатора с торцевыми электродами при условии фокусировки первого порядка по углу. Найдены режимы работы для меняющихся в широком пределе положений объекта, вынесенного за пределы анализатора. Рассчитана аппаратная функция анализатора, разрешение по энергии и светосила, в том числе для объекта конечных размеров.

Список литературы

- [1] Овсянникова Л.П., Фишкова Т.Я. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 10. С. 174–177.
- [2] Ovsyannikova L.P., Fishkova T.Ya. // Nucl. Instr. & Meth. Sec. A. 1995. Vol. 363. P. 494–496.
- [3] Афанасьев В.П., Явор С.Я. Электростатические энергоанализаторы для пучков заряженных частиц. М.: Наука, 1978. С. 108.
- [4] Овсянникова Л.П., Фишкова Т.Я., Шнак Е.В. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 1. С. 19–22.