

01;12

О свойствах аппаратной функции для спектрометров степенного типа

© Н.К. Краснова

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
E-mail:n.k.krasnova@mail.ru

Поступило в Редакцию 6 июля 2011 г.

Исследовано поведение аппаратной функции для энергоанализаторов со степенными потенциалами. Показано, что интегральная связь между регистрируемым током и истинным спектром электронов через посредство аппаратной функции представляет собой интегральное уравнение Вольтерра I рода. Описан строгий алгоритм вычисления аппаратной функции для электронных спектрометров дисперсионного типа. Для двух вариантов степенных энергоанализаторов выполнены аналитические расчеты и приведены примеры аппаратной функции в случае точечного источника.

Предметом данного исследования является аппаратная функция электростатических энергоанализаторов на основе двумерных степенных полей. Понятие „аппаратная функция“ было сформулировано в монографии [1], оно связывает истинное распределение электронов $f(E)$ и регистрируемый на детекторе сигнал $J(U)$. Если известна аппаратная функция $A(E, U)$, то восстановление истинного энергетического спектра сводится к решению интегрального уравнения вида

$$J(U) = C \int_0^{\infty} A(E, U) f(E) dE, \quad (1)$$

где E — энергия частиц, U — энергия настройки прибора. В отличие от выше упомянутой монографии [1] в ряде работ [2,3] показано, что интегральное уравнение (1) не может быть сверткой, и аппаратная функция зависит от отношения энергии настройки прибора U и энергии частиц E . Мы в своих исследованиях [4] строго математически показали,

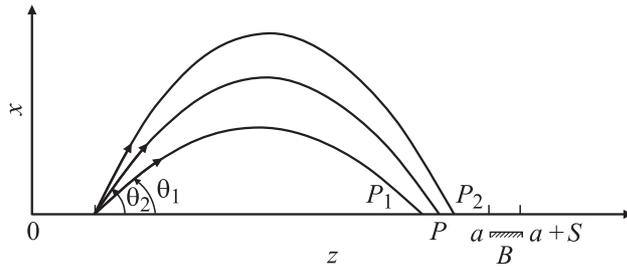


Рис. 1. Схема движения электронов в спектрометре дисперсионного типа.

что основное интегральное уравнение представляется как

$$J(U) = \int_0^{\infty} A\left(\frac{E}{U}\right) f(E) dE, \quad (2)$$

и функция A имеет следующие характерные особенности:

- 1) зависит от отношения E/U , а не наоборот, как формулируется авторами в работах [2,3];
- 2) является разрывной функцией;
- 3) основное интегральное соотношение между истинным распределением и регистрируемым сигналом представляет собой интегральное уравнение Вольтерра I рода (как некое следствие предыдущего пункта).

Рассмотрим подробно вопрос о построении аппаратной функции для спектрометров дисперсионного типа.

Точечный источник, расположенный на границе поле-дрейфовое пространство, создает изображение — пятно, сигнал которого фиксируется детектором B (рис. 1). Размер пятна засветки P_1P_2 определяется функцией прилета $P(\theta, W)$. На входе из потока анализируемых частиц вырезается определенный угловой конус

$$\theta_1 \leq \theta \leq \theta_2. \quad (3)$$

Функция прилета также зависит и от безразмерной энергии частиц W , задаваемой $W = E/U$. Запись спектра осуществляется изменением энергии настройки U , что приводит к изменению и параметра W , но линейное во времени изменение U сопровождается нелинейным

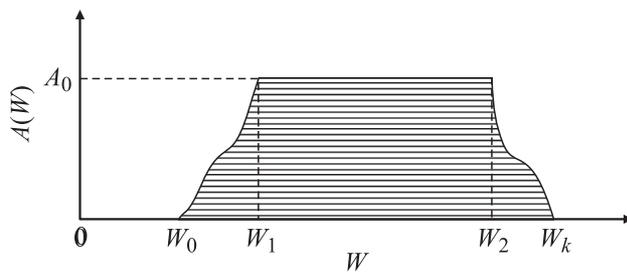


Рис. 2. Аппаратная функция электронного спектрометра (в общем виде).

изменением W ; причем при каждом значении E темп этого изменения различный.

Если источник моноэнергетичный, $E = \text{const}$, то в процессе изменения настройки U , при наращивании W , происходит движение пятна засветки P_1P_2 вдоль плоскости выходной диафрагмы. Если положения детектора и пятна P_1P_2 не совпадают, то сигнала на детекторе B нет. По мере увеличения W , когда часть потока частиц начинает попадать в выходную диафрагму $S(W \geq W_0)$, ток $A(W)$ растет. Далее, если размер пятна меньше размера диафрагмы, то сигнал остается стабильным — максимально возможным ($W_1 \leq W \leq W_2$). А затем, с дальнейшим увеличением параметра W , ток уменьшается до нуля ($W_2 \leq W \leq W_k$) по мере уменьшения площади пересечения пятна и диафрагмы. Затем ($W > W_k$) ток пропадает. В результате построенный ток $A(W)$ и есть искомая аппаратная функция, принимающая вид трапеции с криволинейными боками (рис. 2).

На основании вышеизложенного, аппаратную функцию для энергоанализаторов на основе планарных полей можно построить по следующему алгоритму.

На первом этапе определяются пределы изменения начальных углов θ и координат p , задающих размер источника или входной диафрагмы. Далее, фиксируя местоположение выходной щели, записываем условие на функцию прилета частиц в виде

$$a \leq P(p, \theta, W) \leq a + S, \quad (4)$$

где a — координата левого края щели, S — протяженность щели. Следующий шаг: определяем пределы изменения энергии, берем граничные условия из неравенств (4) и трансформируем условие так, чтобы

получить зависимость энергии W от остальных параметров. Завершающий этап — это вычисление аппаратной функции. Фиксируя энергию $W = \text{const}$, мы получаем фигуру, площадь которой (при условии, что интенсивность источника однородна) и есть A :

$$A(W) = \iint_{\Omega(W)} dp d\theta. \quad (5)$$

Теперь распространим наши рассуждения на класс энергоанализаторов на основе двумерных степенных потенциалов.

Ранее в работе [5] исследовались фокусирующие и дисперсионные свойства полей с плоскостью симметрий. Ход потенциала в плоскости симметрии задается как

$$f(x) = x^n, \quad (6)$$

где n — рациональное число и $0 < n < 2$. В этих полях существует множество режимов фокусировки I и II порядка, а для полей с показателями $0 < n < 0.94$ имеет место и поперечная фокусировка пучков. Электродная конфигурация приемлема для практической реализации, если $1/2 < n < 1$.

Для анализа поведения аппаратной функции в этом классе спектрометров мы остановились на двух вариантах, когда $n = 1/2$ (вариант 1) и $n = 2/3$ (вариант 2). Дополнительным преимуществом (и отчасти причиной выбора) стал тот факт, что функция прилета частиц в этих полях представляется в квадратурах. Будем следовать выше изложенной схеме построения функции.

Сначала в обоих вариантах выберем точечный источник ($x = y = z = 0$) и режим фокусировки I порядка. Угловой раствор ограничим 6° ($\nu = 3^\circ$). Таким образом, для варианта 1 $\frac{\pi}{3} - \nu \leq \theta_1 \leq \frac{\pi}{3} + \nu$, а для варианта 2 $\arctg \sqrt{2} - \nu \leq \theta_{II} \leq \arctg \sqrt{2} + \nu$.

Вычислим функцию прилета, которая задается в общем виде как

$$P(\theta, W) = KW^{1/n} \cos \theta \sin^m \theta, \quad (7)$$

где $K = 2 \int_0^1 \frac{dp}{\sqrt{1-p^n}}$, $m = \frac{2-n}{n}$. В нашем случае получается

$$P_I = \frac{16}{3} W^2 \cos \theta \sin^3 \theta, \quad (8)$$

$$P_{II} = \frac{3\pi}{2} W^{3/2} \cos \theta \sin^2 \theta. \quad (9)$$

Точки разрыва аппаратной функции для двух вариантов энергоанализаторов

W_0	Вариант 1	Вариант 2
	1	1
W_1	$\left(\frac{3a}{16 \cos(\pi/3+\nu) \sin^3(\pi/3+\nu)}\right)^{1/2}$	$\left(\frac{2a}{3\pi \cos(\arctg \sqrt{2+\nu}) \sin^2(\arctg \sqrt{2+\nu})}\right)^{2/3}$
W_2	$\left(\frac{a+S}{\sqrt{3}}\right)^{1/2}$	$\left(\frac{(a+S)\sqrt{3}}{\pi}\right)^{2/3}$
W_k	$\left(\frac{3(a+S)}{16 \cos(\pi/3+\nu) \sin^3(\pi/3+\nu)}\right)^{1/2}$	$\left(\frac{2(a+S)}{3\pi \cos(\arctg \sqrt{2+\nu}) \sin^2(\arctg \sqrt{2+\nu})}\right)^{2/3}$

Теперь необходимо определить основные точки на шкале энергий, задающие фигуру пропускания на плоскости (θ, W) . Для этого равенства

$$P(\theta, W) = a, \tag{10}$$

$$P(\theta, W) = a + S$$

разрешаем относительно энергии с учетом ограниченного углового разброса. Точки разрыва аппаратной функции для обоих вариантов приведены в таблице.

Считаем, что источник по интенсивности однороден, тогда аппаратная функция есть произведение $J_0/2\nu$ (плотности) и зависимости угла как функции энергии. Последнюю из равенств (10) не удастся выразить аналитически, поэтому воспользуемся следующим простым приемом. Разложим функцию прилета $P(\theta, W)$ в ряд Тейлора по степеням θ вблизи угла фокусировки θ_f . Тогда в общем виде имеем

$$P(\theta, W) = P|_{\theta=\theta_f} + \frac{1}{2}P_{\theta\theta}|_{\theta=\theta_f} \Delta^2 + \frac{1}{6}P_{\theta\theta\theta}|_{\theta=\theta_f} \Delta^3 + \dots, \tag{11}$$

где $\Delta = \theta - \theta_f$. В разложении (11) можно пренебречь членами, начиная с члена Δ^3 . Ошибка для определения P для выбранного разброса углов ($2\nu = 6^\circ$) составит не более 0.03%. Ограничимся двумя первыми членами разложения, и для выбранных вариантов имеем

$$P_I = W^2(\sqrt{3} - 4\sqrt{3}\Delta^2), \tag{12}$$

$$P_{II} = \frac{3\pi}{2}W^{3/2} \left(\frac{2}{3\sqrt{3}} - \frac{2}{\sqrt{3}}\Delta^2 \right), \tag{13}$$

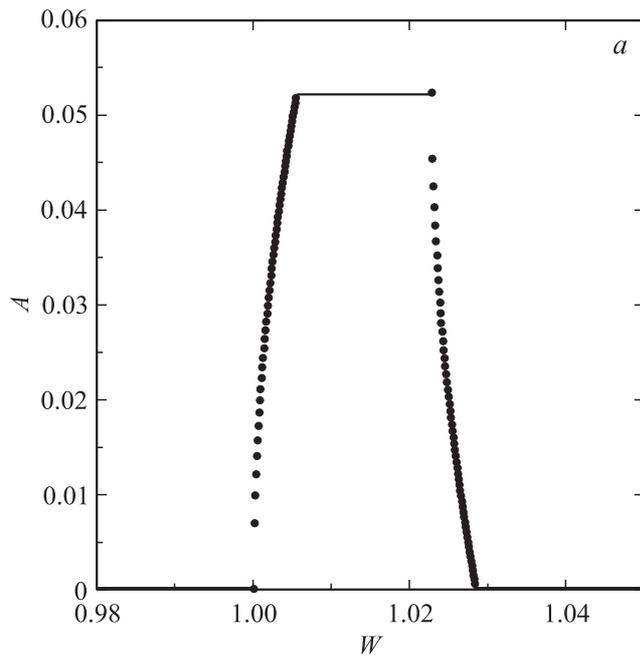


Рис. 3. Аппаратные функции спектрометров степенного типа с показателем n : 1.2 (а); 2/3 (b). Размер щели S превышает пятно засветки P_1P_2 : $S = 4|P_1P_2|$.

Далее, выразив угол как функцию энергии и выполнив необходимые простые математические вычисления, найдем, что аппаратная функция есть

$$A_1 = \frac{J_0}{2\nu} \begin{cases} 0, & W < W_0, \\ \left(\frac{1}{4} - \frac{a}{4\sqrt{3}} \frac{1}{W^2} \right)^{1/2}, & W_0 < W < W_1, \\ 1, & W_1 < W < W_2, \\ \nu - \left(\frac{1}{4} - \frac{a+S}{4\sqrt{3}} \frac{1}{W^2} \right)^{1/2}, & W_2 < W < W_k, \\ 0, & W > W_k, \end{cases} \quad (14)$$

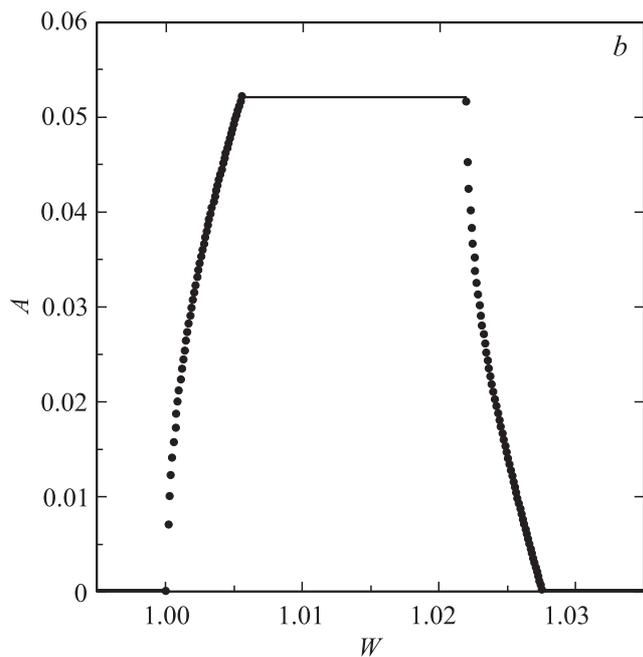


Рис. 3 (продолжение).

$$A_{II} = \frac{J_0}{2\nu} \begin{cases} 0, & W < W_0, \\ \left(\frac{1}{3} - \frac{a}{\sqrt{3\pi}W^{3/2}} \right)^{1/2}, & W_0 < W < W_1, \\ 1, & W_1 < W < W_2, \\ \nu - \left(\frac{1}{3} - \frac{a+S}{\sqrt{3\pi}W^{3/2}} \right)^{1/2}, & W_2 < W < W_k, \\ 0, & W > W_k. \end{cases} \quad (15)$$

На рис. 3 приведены рассчитанные аппаратные функции для двух вариантов степенных энергоанализаторов. При уменьшении размеров щели горизонтальный участок аппаратной функции сокращается, а при совпадении пятна засветки с размерами щели смыкаются криволинейные участки.

Итак, в работе на примере спектрометров со степенными потенциалами исследовано поведение аппаратной функции. В общем виде интегральная связь регистрируемого тока $J(U)$ и истинного спектра $f(E)$ имеет вид интегрального уравнения Вольтерра I рода, а вовсе не Фредгольма I рода, что открывает новые возможности для обработки сигналов с целью восстановления точной формы спектров. Для электронных спектрометров и для степенных энергоанализаторов, в частности, эта связь имеет вид

$$J(U) = \int_{w_0 U}^{w_1 U} A_1 \left(\frac{E}{U} \right) f(E) dE + \int_{w_1 U}^{w_2 U} A_2 \left(\frac{E}{U} \right) f(E) dE + \int_{w_2 U}^{w_i U} A_3 \left(\frac{E}{U} \right) f(E) dE, \quad (16)$$

где E — энергия электронов, U — энергия настройки.

Список литературы

- [1] Афанасьев В.П., Явор С.Я. Электростатические энергоанализаторы для пучков заряженных частиц. М.: Наука, 1978. 224 с.
- [2] Жабреев Г.И., Жданов С.К. // ЖТФ. 1979. Т. 49. В. 11. С. 2450–2454.
- [3] Курнаев В.А., Урусов В.А. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 10. С. 24–29.
- [4] Голиков Ю.К., Краснова Н.К., Марциновский И.А. // Научное приборостроение. 2011. Т. 21. № 3.
- [5] Краснова Н.К. // ЖТФ. 2011. Т. 81. В. 6. С. 97–103.