

УДК 517.956.225: 621.319.7

© С. И. Шевченко

## МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЯ АППАРАТНОЙ ФУНКЦИИ АКСИАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ЭНЕРГОАНАЛИЗАТОРОВ

Представлен алгоритм вычисления аппаратной функции аксиальных электростатических энергоанализаторов, основанный на численном решении уравнений движения и обработке результатов этих вычислений.

*Кл. сл.:* аксиальный энергоанализатор, аппаратная функция, разрешающая способность, пропускание

### ВВЕДЕНИЕ

Аппаратная функция является одной из основных характеристик как аксиальных электростатических энергоанализаторов (ЭА), так и многих других электронно- и ионнооптических приборов [1–3]. Аппаратная функция (АФ, кривая пропускания, приборная линия, собственная спектральная линия) аксиального электростатического энергоанализатора пропорциональна зависимости моноэнергетического электронного потока, проходящего через выходную щель ЭА от энергии электронов [1, 2].

Если известна аппаратная функция, то не составляет труда определить разрешающую способность и пропускание. В электронной оптике существует метод, имеющий название "траекторный", в результате применения которого можно получить основные характеристики изучаемого энергоанализатора [4]. Однако он имеет существенные ограничения: малость угла наклона всех траекторий к оси и малость самого отклонения от оси.

Для случая, когда траектории весьма далеко отклоняются от оси, разработана теория [5], в которой место оси занимает так называемая основная траектория, относительно которой рассматриваются все остальные траектории. Однако эта теория имеет подобные предыдущей ограничения — малость угла наклона всех траекторий к центральной траектории и малость отклонения этих траекторий от центральной траектории.

Целью данной работы является разработка универсального алгоритма вычисления аппаратной функции электростатических аксиальных энергоанализаторов. Под универсальностью этого алгоритма понимается возможность расчета вклада как электронов, движение которых характеризуется малыми углами наклона к центральной траектории и малыми отклонениями от центральной

траектории, так и электронов, движение которых характеризуется большими углами и отклонениями от центральной траектории. Этот алгоритм основан на численном решении уравнений движения электронов (или других заряженных частиц), стартующих с оси и не имеющих азимутальной составляющей скорости, и на последующей обработке результатов этого решения. Случай, когда электроны при старте имеют азимутальную составляющую скорости, будет рассмотрен в одной из последующих работ.

Подобные алгоритмы численного решения уравнений движения с обработкой результатов этого решения для получения аппаратной функции использовались во многих работах (см. [1, 2]). В большей части таких работ рассматривался случай, когда электроны при старте имеют азимутальную составляющую скорости. Для случая, когда электроны стартуют с оси и не имеют азимутальную составляющую скорости, весьма интересны работы [6–9], посвященные исследованию работы аксиальных электростатических энергоанализаторов типа цилиндрическое зеркало. Однако в работах [6–8] нет никакого описания алгоритма, а в работе [9] описание алгоритма не является полным, а результирующий вид аппаратной функции нельзя признать очень хорошим, возможно, вследствие недостаточной точности алгоритма.

Все приведенные в работе результаты получены для аксиального электростатического энергоанализатора типа цилиндрическое зеркало, функционирование которого описано в [10] и в котором возможно осуществление фокусировки первого и второго порядка. Будем считать, что цилиндрическое зеркало является идеальным, т. е. составляющий его цилиндрический конденсатор является или бесконечным, или на его боковых торцах установлено характерное для цилиндрического кон-

денсатора распределение потенциала, а электроны из бесполевого пространства (внутри меньшего цилиндра) проходят через расположенную на внутреннем цилиндре идеальную сетку (которая не допускает никаких искажений), проходят в раздельном пространстве и опять же через идеальную сетку возвращаются в бесполое пространство внутри меньшего цилиндра, где через выходную диафрагму попадают в детектор.

### РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ ДВИЖЕНИЯ

Уравнения движения в цилиндрической системе координат имеют вид [11]

$$\ddot{r} = \left( \frac{q}{m} \right) E^{(r)}(r, z),$$

$$\ddot{z} = \left( \frac{q}{m} \right) E^{(z)}(r, z),$$

где  $(r, z)$  — координаты в цилиндрической системе координат,  $(E^{(r)}, E^{(z)})$  — компоненты напряженности электрического поля в цилиндрической системе координат,  $q/m$  — удельный заряд электрона. В данной работе рассматривается упрощенный случай, когда вычисляется движение только электронов, не имеющих азимутальной составляющей скорости, что справедливо для всех электронов, стартующих с оси, и для очень малой группы электронов, стартующих не с оси.

В качестве начальных параметров для электронов использовались  $(r, z)$  — координаты старта,  $\theta$  — угол старта,  $V_0$  — скорость старта (или  $E_0$  — энергия старта). Для получения компонент напряженности электрического поля использовался алгоритм, изложенный в [12].

Решение уравнений движения осуществлялось методом Рунге—Кутты четвертого порядка [13]. В процессе решения для каждого электрона и на каждом этапе решения задавался шаг по времени, а в результате решения получались координаты  $(z, r)$  и соответствующие скорости  $(v_z, v_r)$  (или полная скорость  $V$  и угол наклона траектории  $\theta$  к оси  $Z$ ). При этом считалось, что все электроны, прошедшие через зазор выходной диафрагмы (ВД), попадают на коллектор (т. е. регистрируются). Поэтому достаточно проверять пересекают ли электроны плоскость выходной диафрагмы в пределах зазора выходной диафрагмы.

Выходная диафрагма (и плоскость выходной диафрагмы, ПВД) может быть расположена вертикально, горизонтально или наклонно (под углом к оси системы, прибора). Ниже все будет описано для случая горизонтального расположения ПВД. Остальные случаи ориентации ПВД рассматрива-

ются вполне аналогично. В случае, когда ПВД представляется прямой линией, параллельной оси  $Z$  системы,  $r$  — координата точки пересечения траектории и ПВД заранее известна и равна  $r$ -координате прямой линии, задающей ПВД ( $r_d$ ). Остается только определить  $z$ -координату точки пересечения (ТП).

При решении уравнений движения после очередного шага по времени не может быть точного попадания конечной точки очередного шага этого решения на плоскость выходной диафрагмы (ПВД). На это указано в [14]. Сложность эту легко преодолеть, если для каждого шага использовать в качестве конечной точки точку на ПВД, а в качестве начальной — конечную точку  $(z, r)$  каждого предыдущего шага. При этом величину очередного шага по времени следует выбирать равной

$\Delta t = l_d / v_d$ , где  $l_d = \sqrt{(z_d - z)^2 + (r - r_d)^2}$  — длина пути электрона вдоль траектории от конечной точки предыдущего шага до точки, находящейся на ВД;  $v_d$  — средняя скорость электрона на этом шаге. Для оценки  $z_d$  — использовать линейное приближение

$$z_d = z + (r - r_d) \frac{z_{end} - z}{r_{end} - r},$$

где  $(z_{end}, r_{end})$  — координаты конечной точки, полученные в результате очередного шага.

Численные эксперименты показали, что достаточно 2–3 итераций, чтобы удаление  $r_{end}$  — координаты конечной точки очередного шага от ПВД удовлетворяло неравенству

$$\frac{|r_d - r_{end}|}{r_{end}} < \varepsilon_r,$$

где  $\varepsilon_r$  — некоторая величина малости относительного отклонения  $r$ -координаты конечной точки от ПВД (например,  $\varepsilon_r = 10^{-6}$ ).

Если это условие выполняется, то считаем, что требуемая точность достигнута и в качестве  $z_d$  используем значение, полученное на последней итерации.

Таким образом, в результате выполнения этого пункта для каждого электрона, дошедшего до ПВД и пересекшего ее, получаем  $z$ -координату точки прихода электронов на ПВД  $z_d(\theta)$

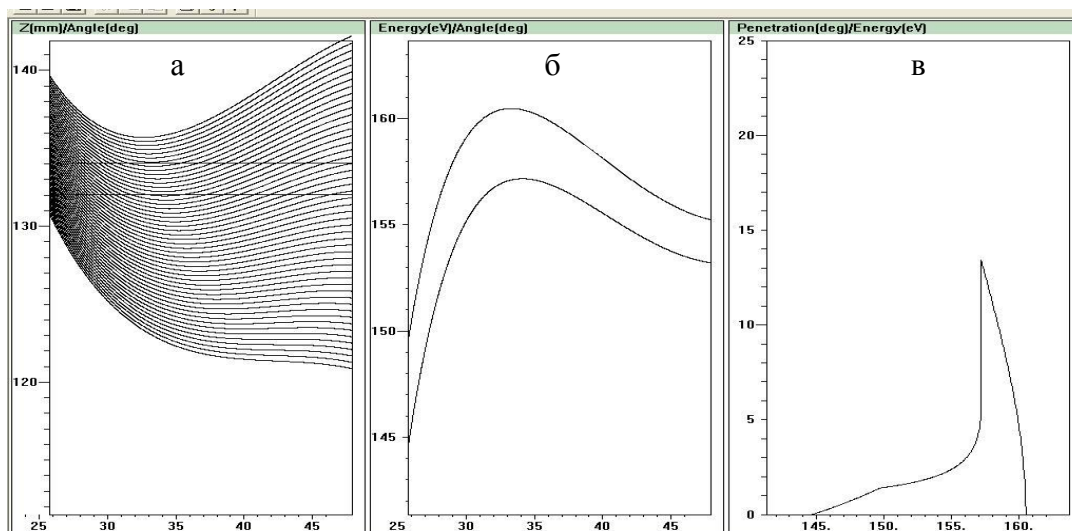
### ВЫЧИСЛЕНИЕ ЗАВИСИМОСТЕЙ

$$z_d(\theta), E_{L,R}(\theta)$$

В результате решения уравнений движения можно для каждой энергии старта  $E_0$  построить

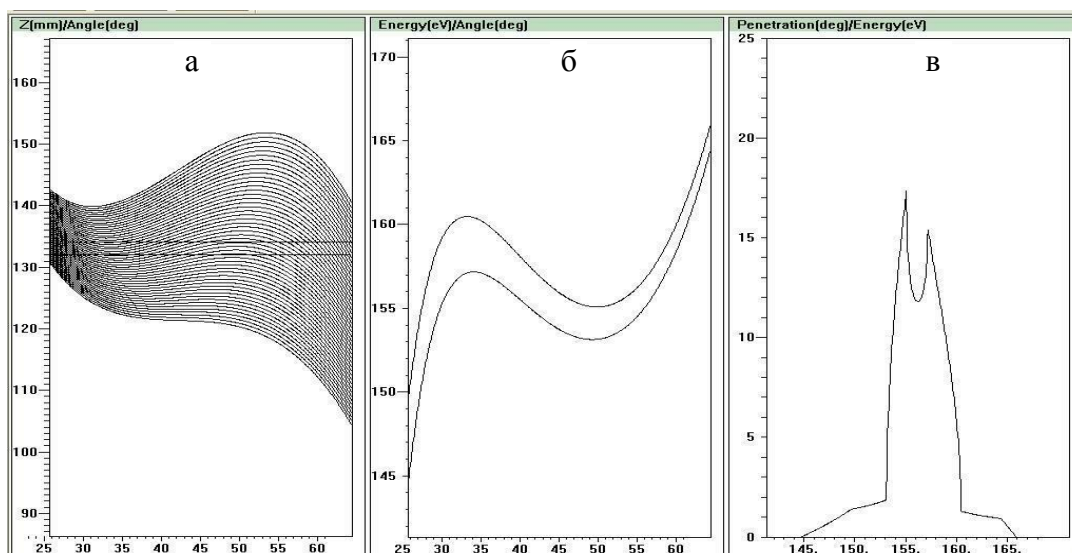
график зависимости  $z_d(\theta)$ , т. е. график зависимости  $z$ -координаты точки прилета электронов на ПВД от угла вылета с мишени. На рис. 1–3, на их а-частях, представлены примеры таких зависимостей, рассчитанных для цилиндрического анализатора, теория которого приведена в [10]. Отметим,

что подобные графики для зависимости  $z_d(\theta)$  приведены во многих работах (см. например [6, 15]). На всех трех рисунках выведены только каждая десятая зависимость  $z_d(\theta)$  (для каждой десятой энергии из всего массива энергий).



**Рис. 1.** Графики зависимостей, построенные для случая одной фокусировки первого порядка в цилиндрическом анализаторе.

а —  $z_d(\theta)$ , б —  $E_{L,R}(\theta)$ , в — аппаратная функция анализатора



**Рис. 2.** Графики зависимостей, построенные для случая двух фокусировок первого порядка в цилиндрическом анализаторе.

а —  $z_d(\theta)$ , б —  $E_{L,R}(\theta)$ , в — аппаратная функция анализатора

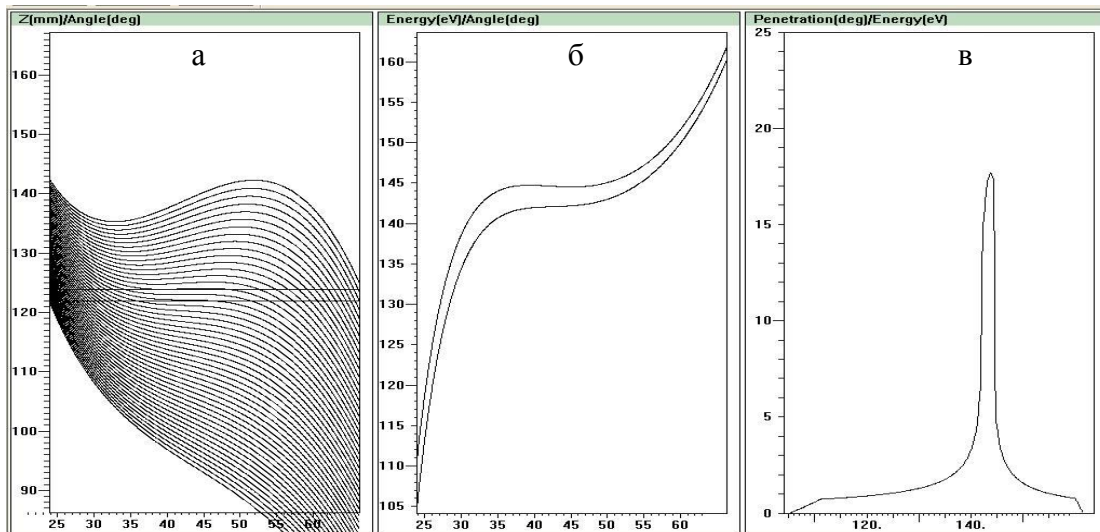


Рис. 3. Графики зависимостей, построенные для случая одной фокусировки второго порядка в цилиндрическом анализаторе.

а —  $z_d(\theta)$ , б —  $E_{L,R}(\theta)$ , в — аппаратная функция анализатора

На этих рисунках (рис. 1–3, а) представлены крайние точки зазора выходной диафрагмы: нижняя (горизонтальная) пунктирная прямая, параллельная оси  $Z$ ,  $z = z_L$  —  $z$ -координата левого края зазора выходной диафрагмы, верхняя пунктирная прямая, параллельная оси  $Z$ ,  $z = z_R$  —  $z$ -координата правого края зазора выходной диафрагмы.

Для каждой энергии старта  $E_0$  определяем диапазоны углов старта, которые проходят в щель выходной диафрагмы. Как видно из графиков, представленных на рис. 2, а, для ряда энергий старта таких диапазонов углов старта, когда все траектории в пределах каждого данного диапазона углов проходят на коллектор, может быть несколько.

Зависимости  $E_{L,R}(\theta)$  представляют собой энергии старта, при которых обладающие ими электроны, стартова с углом  $\theta$ , попадают в левый или правый края выходной диафрагмы ( $z_{end} = z_L$  или  $z_{end} = z_R$ ). Ниже нам несколько раз придется находить точки пересечения прямой линии с некоторой кривой линией, заданной совокупностью точек. Поэтому для одного случая рассмотрим эту методику подробно, (рассмотрим ее для левого края ВД). Для каждого угла старта  $\theta$  (из массива углов старта) выбираем такие две последовательные энергии  $E_j, E_{j+1}$  (из массива энергий старта), что левый край ВД оказывается между соответствующих точек попадания на ПВД ( $z_j, z_{j+1}$ ), т. е. выполняется неравенство

$$z_j < z_L < z_{j+1}.$$

В этом случае, считая, что зазор ( $z_{j+1} - z_j$ ) весьма мал и зависимость  $E(z)_{\theta=\text{const}}$  весьма близка к линейной, можно для энергии  $E_L$ , при которой электрон попадает в левый край выходной диафрагмы, в качестве нулевого приближения использовать линейное выражение

$$E_L = E_j + (z_L - z_j) \frac{dE}{dz},$$

где  $dE = E_{j+1} - E_j$ ,  $dz = z_{j+1} - z_j$ . Аналогичное выражение получаем для энергии  $E_R$ , при которой электрон попадает в правый край ВД. Для получения более точных значений  $E_{L,R}(\theta)$  использовался метод половинного деления [16]. Подобные зависимости  $E_{L,R}(\theta)$  использовались в [9] и в несколько измененном виде в [17].

Из рис. 1, б, видно, что для энергий электронов  $E > E_R$  не существует электронов, имеющих энергию старта  $E_0$  вблизи максимума на кривой  $E_R(\theta)$  и попадающих в зазор выходной диафрагмы. Поэтому  $E = E_R$  является верхней границей пика энергий, проходящих через ЭА на детектор, для случая одной фокусировки первого порядка. Для энергий электронов  $E < E_L$  такие электроны существуют. Поэтому со стороны малых энергий пик энергий имеет хвост.

При энергиях  $E_L < E < E_R$  в каждую точку зазора выходной диафрагмы  $z$  ( $z_L \leq z \leq z_R$ ) попадают только электроны с одним углом старта.

При энергиях  $E < E_L$  в одну точку  $z$  могут попасть электроны с двумя углами старта. Эта ситуация отражена на рис. 2, б.

### ВЫЧИСЛЕНИЕ И ПОСТРОЕНИЕ АППАРАТНОЙ ФУНКЦИИ

Величина потока электронов, проходящих на детектор, пропорциональна диапазону углов старта, внутри которого все электроны попадают в зазор ВД (считаем угловое распределение электронов на выходе из образца изотропным). Этот диапазон углов в рассматриваемом случае определяется разницей углов, под которыми из точки старта видны левый и правый края зазора выходной диафрагмы, т. е. шириной  $\theta_R - \theta_L$  на графике  $E_{L,R}(\theta)$  (рис. 3, б.), если энергия такова, что ей соответствует один диапазон углов видимости.

Если рассматриваемым энергиям соответствуют два диапазона углов видимости (пример такого случая можно видеть на рис. 1, б), то интенсивность потока электронов пропорциональна сумме этих двух диапазонов углов видимости. В случае большего числа диапазонов видимости (см., например, [9]) обобщение вполне очевидно. На рис. 2, б, можно видеть существование трех диапазонов углов видимости.

Углы  $\theta_L$  и  $\theta_R$ , под которыми из точки старта видны левый и правый края зазора выходной диафрагмы, находясь, используя функции  $E_{L,R}(\theta)$ . Подобно тому как выше находились значения функций  $E_{L,R}(\theta)$ , так и здесь сперва в линейном приближении, а затем для уточнения методом половинного деления [16] находятся значения углов  $\theta_L$  и  $\theta_R$ .

Далее вычисляем значение диапазона углов  $d\theta = \theta_R - \theta_L$  при каждой энергии (или сумму по всем диапазонам углов). Понятно, что поток электронов, проходящих на детектор, пропорционален этому диапазону углов. Ниже коэффициент пропорциональности будем опускать. Величину потока электронов, проходящих на детектор, обозначим  $P(E_0)$ .

График функции  $P(E_0)$  можно построить, если на каждом участке энергий  $[E_j, E_{j+1}]$  представить ее в виде прямой линии, соединяющей начальную и конечную точки участка.

Существует ряд энергий, которые определяют положение, величину и максимальное значение пика АФ, а также положение изломов формы АФ. К таким энергиям относятся энергии экстремумов

функций  $E_{L,R}(\theta)$  и левого, и правого краев этих функций, а также точки начала и конца участков обрезки правого и левого краев функций  $E_{L,R}(\theta)$  краями входной диафрагмы. Эти точки могут не попадать на шаблон построения  $P(E_0) = f(E_j)$ . На каждом участке энергии, содержащем одну из таких точек, график функции  $P(E_0)$  будем строить в виде двух прямых линий: от точки  $(P_j, E_j)$  к этой особой точке и от последней точки к точке  $(P_{j+1}, E_{j+1})$ .

Для определения энергий экстремумов функций  $E_{L,R}(\theta)$  ( $E_{L,\min}, E_{L,\max}, E_{R,\min}, E_{R,\max}$ ) и соответствующих углов старта ( $\theta_{L,\min}, \theta_{L,\max}, \theta_{R,\min}, \theta_{R,\max}$ ) используем метод золотого сечения [16]. Точками обрезки правого и левого краев функций  $E_{L,R}(\theta)$  краями входной диафрагмы являются точки  $(\theta[0], E_L[0])$  — левая точка,  $(\theta[N_\theta - 1], E_L[N_\theta - 1])$  — правая точка для нижней кривой и  $(\theta[0], E_R[0])$  — левая точка,  $(\theta[N_\theta - 1], E_R[N_\theta - 1])$  — правая точка для верхней кривой; 0 — начальный номер массива углов старта,  $(N_\theta - 1)$  — конечный номер углов старта.

Дальнейшее рассмотрение будет в значительной мере зависеть от числа фокусировок и взаимного положения экстремумов и краев функций  $E_{L,R}(\theta)$ . Поэтому рассмотрим возможные случаи.

#### 1. Имеется одна фокусировка первого порядка

При этом на кривых  $E_{L,R}(\theta)$  существует по одному экстремуму.

**1а. Имеется максимум на каждой из кривых  $E_{L,R}(\theta)$**  (как показано на рис. 1, а). В этом случае, как видно из этого рисунка, на пике АФ имеется резкий край со стороны больших энергий. Начиная с некоторой энергии электронов (обозначим эту энергию  $E_{top}$ ), электроны более не попадают в зазор выходной диафрагмы.

Максимальному значению АФ соответствует случай, когда энергия электронов равна энергии максимума на нижней кривой  $E_L(\theta)$ . Для нахождения максимумов на графиках функций  $E_{L,R}(\theta)$  (положение этих максимумов и величина энергии в этих максимумах) используем метод золотого сечения [16]. Весь диапазон энергии можно разбить на несколько поддиапазонов, на каждом из которых поведение аппаратной функции будет различным.

При  $E_{L,\max} < E < E_{R,\max}$  определяется поведение правой стороны пика АФ (правый склон пика).

При  $E = E_{L,\max}$  определяется высота пика АФ.

При  $E < E_{L,\max}$  определяются хвосты пика АФ, причем оба являются хвостами левой части пика. Левый хвост  $E_R[0] < E < E_{L,\max}$  определяется левой стороной графиков функций  $E_{L,R}(\theta)$ . Правый хвост  $E_R[N_\theta - 1] < E < E_{L,\max}$  определяется правой стороной графиков функций  $E_{L,R}(\theta)$ . При  $E_R[0] < E < E_L[0]$  и  $E_R[N_\theta - 1] < E < E_L[N_\theta - 1]$  происходит обрезка хвостов пиков входной диафрагмой.

В общем случае получаем два хвоста (от левой и правой частей функции). В результате их сложения получаем новый полный хвост пика АФ со стороны меньших энергий.

Окончательный вид пика АФ в рассматриваемом случае представлен на рис. 1, в.

**1б. На графиках функций  $E_{L,R}(\theta)$  имеется по одному минимуму.** Этот случай весьма похож на предыдущий (является его зеркальным отражением). При энергиях ниже энергии минимума функции  $E_L(\theta)$  электроны не могут попасть в зазор ВД. Поэтому при  $E = E_{L,\min}$  на пике АФ наблюдается порог. Назовем эту энергию  $E_{bottom} = E_{L,\min}$ .

## 2. Имеются две фокусировки первого порядка

При этом на каждом из графиков функций  $E_{L,R}(\theta)$  присутствуют по одному максимуму и одному минимуму. Как и в предыдущих случаях, вид пика АФ можно получить из анализа поведения функций  $E_{L,R}(\theta)$  (см. рис. 2, б).

Видно, что когда экстремумы функций  $E_{L,R}(\theta)$  достаточно далеки друг от друга, то на (суммарном) пике АФ должны присутствовать две вершины, соответствующие минимумам и максимумам на графиках функций  $E_{L,R}(\theta)$ . Каждая из этих вершин имеет что-то типа порога (обрыва). Так, максимумы на графиках функций  $E_{L,R}(\theta)$  являются причиной обрыва соответствующей вершины справа или слева. Общая методика рассмотрения этого случая вполне аналогична методике рассмотрения предыдущего случая.

При  $E_{L,\max} < E < E_{R,\max}$  и углах вблизи этих максимумов получаем обрез справа правой вершины. Для левой вершины все зеркально аналогично.

При  $E_{L,\min} < E < E_{R,\min}$  формируется перешеек между вершинами на АФ.

При  $E_R[0] < E < E_{L,\max}$  формируется хвост влево от правой вершины АФ.

При  $E_{R,\max} < E < E_L[N_\theta - 1]$  формируется хвост вправо от левой вершины АФ.

При  $E_L[0] < E < E_R[0]$  формируется обрез левого хвоста от правой вершины АФ.

При  $E_L[N_\theta - 1] < E < E_R[N_\theta - 1]$  формируется обрез правого хвоста от левой вершины АФ.

Вид получившегося суммарного пика АФ показан на рис. 2, в.

## 3. Имеется одна фокусировка второго порядка

Особенностью этого случая (см. рис. 3) является то, что два фокуса первого порядка из предыдущего случая сближаются и сливаются. При этом на графиках функций  $E_{L,R}(\theta)$  минимумы и максимумы сближаются и сливаются, и вместо них появляется точка (область) перегиба. А в остальном этот случай следует рассматривать, подобно тому как это было выполнено для двух предыдущих случаев. Т. е. находим точки пересечения графиков функций  $E_{L,R}(\theta)$  с прямой линией  $E = E_0$  ( $\theta_L$  и  $\theta_R$ ) и определяем функцию  $P = \theta_R - \theta_L$ .

Однако если внимательно посмотреть на вид функции  $z(\theta)$  при разных энергиях  $E_0$ , то видно, что существует только одна энергия, при которой на соответствующей кривой  $z(\theta)$  существует точка перегиба, в которой производная равна нулю. Для меньших энергий такой точки перегиба нет. А для больших энергий на кривых  $z(\theta)$  появляются два экстремума.

Из этого следует, что при отклонении от энергии фокусировки в сторону больших энергий, на АФ могут проявляться два максимума (пика).

Существует отличие рассматриваемого случая от случая п. 1, в котором каждый (левый и правый) спад на кривых  $E_{L,R}(\theta)$  ответственен за хвост на АФ, причем оба вклада (один от левого и один от правого краев функций  $E_{L,R}(\theta)$ ) дают вклад в один хвост АФ. В рассматриваемом случае каждый край функций  $E_{L,R}(\theta)$  дает вклад в свой хвост функции АФ. Длинный хвост на энергетическом пике может маскировать (скрывать) соседние малые пики в исследуемом спектре.

Максимальный угловой зазор проходящих на детектор электронов для рассматриваемого на рис. 1, а, случая фокусировки первого порядка определяется как угловой зазор, когда кривая функции  $E_L(\theta)$  своим максимумом касается ближней (левой) стороны зазора ВД. Этот угловой зазор с точностью до константы равен *пропусканию* (для изотропного источника электронов). Для определения этого зазора методом половинного деления находятся точки пересечения прямой линии

$E = E_{L,\max}$  с кривой  $E_R(\theta)$  ( $\theta_L$  и  $\theta_R$ ). Искомый угловой зазор определяется как  $P_{peak} = \theta_R - \theta_L$ .

В литературе уже приводился вид АФ для электростатического энергоанализатора типа цилиндрическое зеркало [6–9] в случае, когда отсутствуют азимутальные составляющие скорости старта. В работах [6–8] не полностью указаны параметры функционирования ЭА. Поэтому количественное сравнение провести не удалось. Что касается качественного сравнения, то оно с частью графиков АФ получено хорошее. Правда, мелкие отличия все же присутствуют. Так, в данной работе вид пика АФ несколько более острый, несимметричный, хвост по уровню несколько больше и на хвосте присутствуют изломы (до трех штук). Такое отличие от графиков работ [6–8] можно объяснить тем, что в этих работах при получении части графиков АФ бралось слишком мало точек.

ЭА, который исследовался в работе [9], нельзя признать классическим цилиндрическим зеркалом. С другой стороны, полученные в ней результаты настолько интересны, что будут нами подробно рассмотрены в одной из ближайших работ.

#### ПОЛУШИРИНА ПИКА, РАЗРЕШЕНИЕ, ПРОПУСКАНИЕ

Для определения ширины полученного пика АФ на полувысоте находим пересечение прямой линии  $P_{1/2} = 0.5P_{peak}$  с левой и правой стороной графика АФ (будем обозначать эти точки  $E_L$  и  $E_R$ ). Полуширина пика АФ определяется как  $\Delta E_{1/2} = E_R - E_L$ .

### 1. Случай одной фокусировки первого порядка

*1а. Пересечения линии  $P = 0.5P_{peak}$  с правым и левым краями рассматриваемого пика ( $E_{p,L}$  и  $E_{p,R}$ )* определяются подобно предыдущим случаям: сперва в линейном приближении, а затем уточняются методом половинного деления. Таким образом, в результате определяем ширину энергетического пика на полувысоте

$$\Delta E_{1/2} = E_{p,R} - E_{p,L}.$$

Разрешающая способность определяется формулой  $R = E/\Delta E_{1/2}$ , где  $E$  — энергия пучка электронов (в качестве нее берут энергию максимума пика АФ  $E_{peak}$ ).

*Пропусканием* называют отношение потока электронов (или других заряженных частиц), который проходит в зазор выходной диафрагмы, к полному потоку электронов, излучаемых точечным источником [2]. Для изотропного источника,

находящегося на оси аксиального энергоанализатора, пропускание пропорционально диапазону углов на входе в ЭА, стартуя с которыми электроны попадают на детектор, т.е.  $P_{peak}$ .

*1б. На графиках функций  $E_{L,R}(\theta)$  имеется по одному минимуму.* Рассмотрение этого случая практически не отличается от рассмотрения предыдущего случая.

### 2. Случай двух фокусировок первого порядка

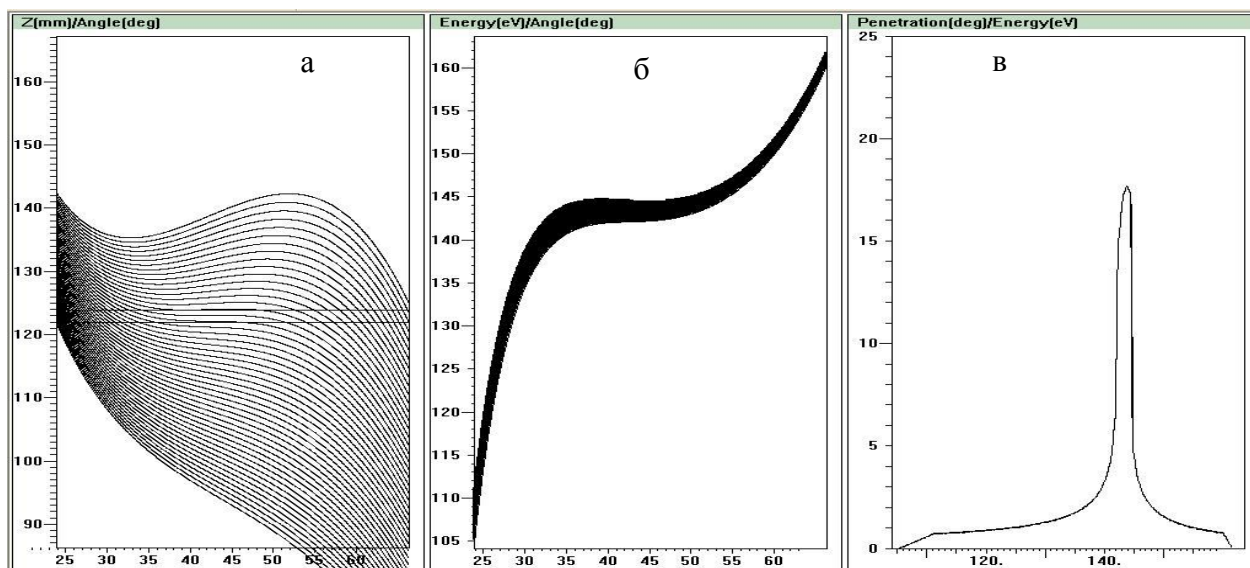
В этом случае понятие полуширины пика теряет смысл. Это неудобно, т. к., например, при проведении оптимизации, в процессе которой система проходит через область параметров, соответствующую этому режиму, дальнейший ход оптимизации не является возможным.

Можно расширить (распространить) понятие полуширины на случай многих вершин: полуширина — совокупная ширина всех входящих в пик вершин, измеренная на уровне половины высоты наибольшей вершины, или ширина каждой вершины измеряется на уровне половины высоты своей вершины. В первом случае возможна потеря полуширины от всех вершин, высота которых меньше половины высоты самой высокой вершины. Поэтому второе определение является предпочтительным. Подчеркнем, что энергоанализатор в режиме существования двух пиков может давать достоверную информацию только тогда, когда расстояние между пиками АФ много меньше характерного для рассматриваемого спектра энергетического диапазона. Поэтому расширенное определение полуширины можно рассматривать как некоторую абстракцию, введенную для целей непрерывности процесса оптимизации.

Дополнительные сложности могут вносить точки излома функции АФ, соответствующие попаданию электронов в край диафрагмы. Если входная диафрагма достаточно широка, так что уровень АФ в этих точках меньше половины высоты пика, то эти точки излома не оказывают влияния на процесс нахождения полуширины пика. Однако когда входная диафрагма достаточно узка, так что уровень АФ в этих точках становится равным или больше половины высоты пика, то без учета этих точек излома нахождение полувысоты становится невозможным.

### 3. Случай фокусировки второго порядка

В рассматриваемом случае функции  $E_{L,R}(\theta)$  имеют вид, показанный на рис. 3, б. По нему видно, что на графике АФ должны наблюдаться хвосты с обеих сторон пика. Ограничение хвостов



**Рис. 4.** Графики, построенные проверочным методом для случая одной фокусировки второго порядка. а —  $z_d(\theta)$ , б —  $E_{L,R}(\theta)$ , в — аппаратная функция цилиндрического анализатора

может быть связано только с размерами входной диафрагмы.

В отличие от случаев пп. 1, 2 в рассматриваемом случае на графиках функций  $E_{L,R}(\theta)$  отсутствуют экстремумы, а имеются лишь точки перегиба. Если же зазор ВД не является бесконечно тонким, то на графиках функции  $E_L(\theta)$  имеется некоторая область, близкая к пологой, а на графиках функции  $E_R(\theta)$  наблюдаются два экстремума (минимум и максимум).

Пересечение кривых  $E_{L,R}(\theta)$  прямой линией  $E = E_0$  дает возможность вычислить и построить кривую  $\Delta\theta(E)$  — фактически одну из нормированных форм АФ. Описанная операция имеет одну сложность: когда прямая линия  $E = E_0$  пересекается кривой функции  $E_{L,R}(\theta)$ , точность определения точки пересечения резко падает.

Полученный пик АФ имеет вид одной гладкой (в окрестности) вершины с точками излома на хвостах этой вершины, соответствующими попаданию электронов в край выходной диафрагмы.

## ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в результате решения уравнений движения и последующей обработки полученных при этом данных удалось построить аппаратную функцию (форму энергетического пика)

и вычислить разрешающую способность и пропускание электростатического энергоанализатора.

Существует весьма надежный метод проверки (контроля) описанного выше алгоритма. Во всем диапазоне углов и энергий (старта) пускаем электроны (решаем уравнения движения) и отмечаем те электроны, которые прошли в зазор выходной диафрагмы, точками на графиках  $E(\theta)$  и  $P(E)$  (рис. 4). При достаточном количестве электронов точки, соответствующие прошедшим на коллектор электронам, заполняют на этих рисунках некоторые области. Эти области совпадают с аналогичными областями, полученными с использованием описанного в данной работе алгоритма.

Графики зависимостей  $z_d(\theta)$  на рис. 4, полученные с помощью этого проверочного алгоритма, в точности совпадают с аналогичными графиками, приведенными на рис. 3, а. Края заполненного поля на графике  $E_{L,R}(\theta)$  рис. 4, б, совпадают с графиками этих функций, приведенными на рис. 3, б. На графике аппаратной функции рис. 4, в, выведен также график АФ из рис. 3, в. Видно, что последние графики полностью совпадают.

Таким образом, приведенный выше метод проверки дает результаты, хорошо совпадающие с результатами основного метода данной работы. Это показывает как работоспособность описанного в данной работе метода построения аппаратной функции, так и указывает на хорошую точность получаемых результатов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Афанасьев В.П., Явор С.Я. Электростатические энергоанализаторы (Обзор) // ЖТФ. 1975. Т. 45, № 6. С. 1137–1169.
2. Козлов И.Г. Современные проблемы электронной спектроскопии. М.: Атомиздат, 1978. 248 с.
3. Yavor M. Optics of Charged Particle Analyzers // Advances in Imaging and Electron Physics. Elsevier, 2009. V. 157.
4. Брюхе Е., Шерцер О. Геометрическая электронная оптика. Л.: Газетно-журн. изд-во, 1943. 393 с.
5. Гринберг Г.А. Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. М.-Л.: Изд-во АН СССР, 1948. 727 с.
6. Аксела С., Каррас М., Песса М., Суонинен Е. Исследование электронно-оптических свойств электронного спектрометра с коаксиальными цилиндрическими электродами // Приборы для научных исследований. 1970. Т. 41, № 3. С. 41–45.
7. Аксела С. Анализ энергетического распределения в цилиндрических спектрометрах электронов // Приборы для научных исследований. 1971. Т. 42, № 6. С. 61–63.
8. Аксела С. Аппаратная функция цилиндрического анализатора энергий электронов // Приборы для научных исследований. 1972. Т. 43, № 9. С. 122–128.
9. Trubitsyn A.A. A Cylindrical Mirror Analyser with High Energy Resolution // J. Elec. Spectr. Rel. Phen. 1995. V. 73. P. 305–310.
10. Заиквара В.В., Корсунский М.И., Космачев О.С. Фокусирующие свойства электростатического зеркала с цилиндрическим полем // ЖТФ. 1966. Т. 36, № 1. С. 132–137.
11. Кельман В.М., Явор С.Я. Электронная оптика. Л.: Наука, 1968. 487 с.
12. Шевченко С.И. Метод аналитической замены в задаче вычисления аксиальных электростатических полей // Научное приборостроение. 2009. Т. 19, № 1. С. 51–57.
13. Хемминг Р.В. Численные методы. М.: Наука, 1968. 400 с.
14. Ильин В.П. Численные методы решения задач электрофизики. М.: Наука, 1985. 334 с.
15. Сар-Эль Х.З. Характеристики цилиндрического конденсатора как анализатора нерелятивистских заряженных частиц // Приборы для научных исследований. 1967. Т. 38, № 9. С. 10–16.
16. Растринин Л.А. Системы экстремального управления. М.: Наука, 1974. 630 с.
17. Горелик В.А., Протопопов О.Д. Предельные возможности цилиндрического зеркального энергоанализатора // Электронная техника. 1998. Сер. 7, вып. 1. С. 127–131.

**Институт аналитического приборостроения РАН,  
Санкт-Петербург**

Контакты: Шевченко Сергей Иванович,  
shevsi@yandex.ru

Материал поступил в редакцию 21.09.2009.

## THE METHOD OF INSTRUMENT FUNCTION CALCULATION OF AXIALLY ENERGY ELECTROSTATIC ANALYZERS

**S. I. Shevchenko**

*Institute for Analytical Instrumentation RAS, Saint-Petersburg*

Algorithm for the apparatus function calculation of axially energy analyzers is presented. This algorithm is based on numerical solution of motion equations and treatment of the results of this computation.

**Keywords:** axially energy analyzer, apparatus function, resolving power, transmission