

УДК 537.533.34

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ КОНИЧЕСКИХ СИСТЕМ, ПРИМЕНЯЕМЫХ ПРИ АНАЛИЗЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПО ЭНЕРГИИ И УГЛУ

Л. А. Баранова, Г. Н. Дьякова, С. Я. Явор

Описан метод приближенного расчета конических анализирующих и отклоняющих систем. Получены аналитические выражения для распределения потенциала и для траекторий при впуске пучка через внутренний и внешний электроды. Рассчитаны параметры ряда конкретных систем.

Одним из основных методов исследования электронной структуры приповерхностных слоев полупроводниковых материалов является энергетическая и угловая фотоэлектронная спектроскопия. Простейшим типом анализатора, позволяющего проводить анализ вторичных электронов по углу вылета из образца без его механического перемещения, является цилиндрическое зеркало. Оно позволяет исследовать полый конический пучок электронов в полном азимутальном угле 2π . При этом значение полярного угла фиксированно, обычно оно близко к 40° . С помощью дополнительных электронно-оптических устройств можно несколько расширить область исследуемых полярных углов, однако в цилиндрическом зеркале невозможно достичь значений полярных углов, близких к 90° . Кроме того, в этом случае распределение по полярным углам снимается последовательно во времени. Задача одновременной регистрации полярных спектров достаточно просто решается с помощью конического зеркала. Осесимметричные электростатические системы, состоящие из двух соосных конических электродов, используются для получения энергетических и угловых спектров заряженных частиц в качестве самого анализатора и вспомогательной части, изменяющей входной угол полого конического пучка [1, 2].

Расчет таких систем представляет определенные сложности и в основном проводится с помощью численных методов. Нами был предложен метод приближенного аналитического расчета конического анализатора с соосными электродами, выходящими из общей вершины [3]. Он дает возможность достаточно просто оценить параметры системы. Здесь будет описано применение этого метода к системам, состоящим из соосных конических электродов с параллельными образующими (рис. 1).

Учитывая осевую симметрию поля и осуществив в уравнении Лапласа переход от цилиндрических координат r, z к координатам y, x (рис. 1), получим

$$\Delta\varphi(y, x) = \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial y} + \frac{\partial\varphi}{\partial x} \operatorname{tg}\theta_0\right) \frac{1}{y + x \operatorname{tg}\theta_0} = 0. \quad (1)$$

Здесь θ_0 — угол полураствора конусов.

Будем решать (1) в адиабатическом приближении, полагая малым изменение потенциала $\varphi(y, x)$ по координате x . Тогда, опустив в (1) члены, содержащие производные по x , найдем

$$\varphi(y, x) = V_1 + \frac{(V_2 - V_1) \ln\left(1 + \frac{y}{x \operatorname{tg}\theta_0}\right)}{\ln\left(1 + \frac{y}{x \operatorname{tg}\theta_0}\right)}, \quad (2)$$

где V_1, V_2 — потенциалы внутреннего и внешнего электродов. Выражение (2) тем точнее описывает распределение потенциала, чем дальше от вершины конуса находится рассматриваемая область. Отметим, что y — составляющая напряженности поля, получаемая дифференцированием (2), совпадает с приведенной в [4].

Для оценки точности полученного решения (2) введем большой параметр $p = x_0/g$, где x_0 — некоторое фиксированное значение координаты x . В дальнейшем будем полагать, что x_0 равно координате точки входа частицы в поле. Рассмотрение показало, что распределение потенциала φ , даваемое выражением (2), удовлетворяет уравнению Лапласа (1) с точностью до членов порядка p^{-3} . Если ограничиться в распределении потенциала первыми двумя членами разложения по обратным степеням параметра p , то получим

$$\varphi(y, x) = \varphi(y) = V_1 + (V_2 - V_1) \times \left[y/g + p^{-1} \frac{y(1-y/g)}{2g \operatorname{tg} \theta_0} \right]. \quad (3)$$

Очевидно, что первые два члена в (3) отвечают полю плоского конденсатора.

Аналитическое выражение для траектории получим из закона сохранения энергии

$$\frac{m}{2} (\dot{y}^2 + \dot{x}^2) = \varepsilon - e\varphi, \quad (4)$$

где ε — начальная энергия частицы. Здесь и в дальнейшем будем полагать, что траектории лежат в меридиональных плоскостях. Перейдем в (4) от дифференцирования по времени к дифференцированию по координате x , учитывая, что с точностью до членов порядка p^{-2} $\partial\varphi/\partial x = 0$ и $\dot{x} = \text{const}$. Тогда имеем

$$\frac{dy}{dx} = \pm \sqrt{\operatorname{tg}^2 \beta - \frac{e}{\varepsilon \cos^2 \beta} \left\{ V_1 + (V_2 - V_1) \left[y/g + p^{-1} \frac{y(1-y/g)}{2g \operatorname{tg} \theta_0} \right] \right\}}. \quad (5)$$

Здесь β — угол между направлением движения заряженной частицы и образующей конуса.

При запуске частиц через внутренний электрод знак плюс в (5) соответствует восходящей ветви траектории, знак минус — нисходящей. При запуске через внешний электрод — наоборот. Из (5) следует, что в используемом приближении угол наклона траектории относительно оси x зависит только от координаты y , поэтому, в частности, углы наклона на входе в поле и на выходе из него равны по абсолютной величине. Следовательно, угол раствора пучка остается неизменным после прохождения поля, и линейное увеличение системы равно единице. Уравнение (5) решается в аналитическом виде.

Рассмотрим вначале случай, когда система работает как анализатор заряженных частиц. Полюй конический пучок входит в поле через внутренний электрод и отражается от внешнего. Положим для простоты $V_1 = 0$ и $V_2 - V_1 = V$. Интегрирование уравнения (5) для траектории, идущей под углом β к внутреннему электроду, дает

$$x - x_0 = Ag \cos \beta \times \begin{cases} - \left| \operatorname{Arch} \frac{p \operatorname{tg} \theta_0 + 1/2 - y/g}{B} \right| + \left| \operatorname{Arch} \frac{p \operatorname{tg} \theta_0 + 1/2}{B} \right|, & x \leq x_m, \\ \left| \operatorname{Arch} \frac{p \operatorname{tg} \theta_0 + 1/2 - y/g}{B} \right| + \left| \operatorname{Arch} \frac{p \operatorname{tg} \theta_0 + 1/2}{B} \right|, & x \geq x_m. \end{cases} \quad (6)$$

Здесь x_m соответствует точке максимума траектории,

$$A = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{eV} p \operatorname{tg} \theta_0}, \quad B = \sqrt{-\frac{2\varepsilon}{eV} p \operatorname{tg} \theta_0 \sin^2 \beta + (p \operatorname{tg} \theta_0 + 1/2)^2}.$$

Пусть кольцевые источник и детектор заряженных частиц расположены вне поля, первый — на расстоянии h_0 от внутреннего электрода, второй — на расстоянии h_i (рис. 1). Для расстояния L , измеренного вдоль оси x между начальной и конечной точками траекторий, получим

$$L = \frac{H}{\operatorname{tg} \beta} + 2Ag \cos \beta \left| \operatorname{Arch} \frac{p \operatorname{tg} \theta_0 + 1/2}{B} \right|, \quad (7)$$

где $H = h_0 + h_i$.

Условия фокусировки пучка первого и второго порядков соответственно записываются следующим образом:

$$\frac{\partial L}{\partial \beta} = 0, \quad \frac{\partial^2 L}{\partial \beta^2} = 0. \quad (8)$$

Из этих условий получим угол фокусировки и, подставив его в (7), найдем базу анализатора d , равную расстоянию между источником и детектором. Расчет относительной линейной дисперсии анализатора D/d показал, что в используемом приближении ее величина, как и в случае двумерного поля, удовлетворяет закону

$$\frac{D}{d} = \frac{1}{2 \cos^2 \beta}. \quad (9)$$

Если источник и детектор расположены на внутреннем электроде, то в данной системе осуществляется только фокусировка первого порядка. Результаты расчета некоторых вариантов анализатора при $H=0$, $p=9.55$ приведены в таблице, из которой видно, что для заданного угла фокусування конуса θ_0 с ростом отношения энергии к потенциалу ε/eV угол фокусировки β растет, а следовательно, увеличивается дисперсия. При фиксированном отношении ε/eV с ростом угла θ_0 значение угла фокусировки β несколько падает. В [4] приведены результаты численных расчетов параметров конического анализатора для $\varepsilon/eV=1.2$, они хорошо согласуются с данными таблицы.

θ_0°	ε/eV	β°	d/g	D/d	θ_0°	ε/eV	β°	d/g	D/d
30	1.7	48.3	3.46	1.13	45	0.5	45.5	0.97	1.02
30	1.2	47.0	2.36	1.07	60	1.7	46.0	3.42	1.04
30	0.5	45.8	0.94	1.02	60	1.2	45.7	2.39	1.03
45	1.7	46.8	3.43	1.07	60	0.5	45.3	0.98	1.01
45	1.2	46.2	2.38	1.04					

При достаточно больших значениях параметра p величина угла фокусировки β стремится к 45° , а относительная дисперсия — к единице, что совпадает с характеристиками плоского конденсатора. Фокусировка второго порядка осуществляется, если источник и (или) детектор расположены вне поля ($H \neq 0$). В этом случае значения угла β меньше, чем при фокусировке первого порядка. В качестве примера приведем параметры одного из возможных режимов работы анализатора с углом $\theta_0=30^\circ$: $H/g=1.59$, $p=10$, $\varepsilon/eV=2.5$, $\beta=35^\circ$. С ростом угол фокусировки второго порядка β стремится к 30° .

Отметим, что при исследовании поверхности образца по полярному углу анализатор устанавливается таким образом, чтобы вырезался дисковый пучок заряженных частиц. В этом случае выполняется условие $\theta_0 + \beta = \pi/2$. Фокусировка на ось возможна, когда $\beta > \theta_0$. При $\beta = \theta_0$ из анализатора выходит пучок, осевые траектории которого параллельны оси конусов.

Остановимся теперь на варианте, когда частицы входят в поле через внешний электрод и отражаются от внутреннего. Такая система может использо-

ваться и как анализатор заряженных частиц, и как отклоняющий элемент, изменяющий угол наклона траекторий. В этом случае будем считать, что потенциал внешнего электрода $V_2=0$, а внутреннего $V_1=V$. Интегрирование уравнения (5) для траектории, идущей под углом β к внешнему электроду, дает

$$x - x_0 = Ag \cos \beta \times \begin{cases} -\arcsin \frac{y/g - p \operatorname{tg} \theta_0 - 1/2}{C} - \arcsin \frac{p \operatorname{tg} \theta_0 - 1/2}{C}, & x \leq x_m, \\ -\arcsin \frac{p \operatorname{tg} \theta_0 - 1/2}{C} + \arcsin \frac{y/g - p \operatorname{tg} \theta_0 - 1/2}{C} + \pi, & x \geq x_m, \end{cases} \quad (10)$$

где

$$C = \sqrt{\frac{2e}{eV} p \operatorname{tg} \theta_0 \sin^2 \beta + (p \operatorname{tg} \theta_0 - 1/2)^2}.$$

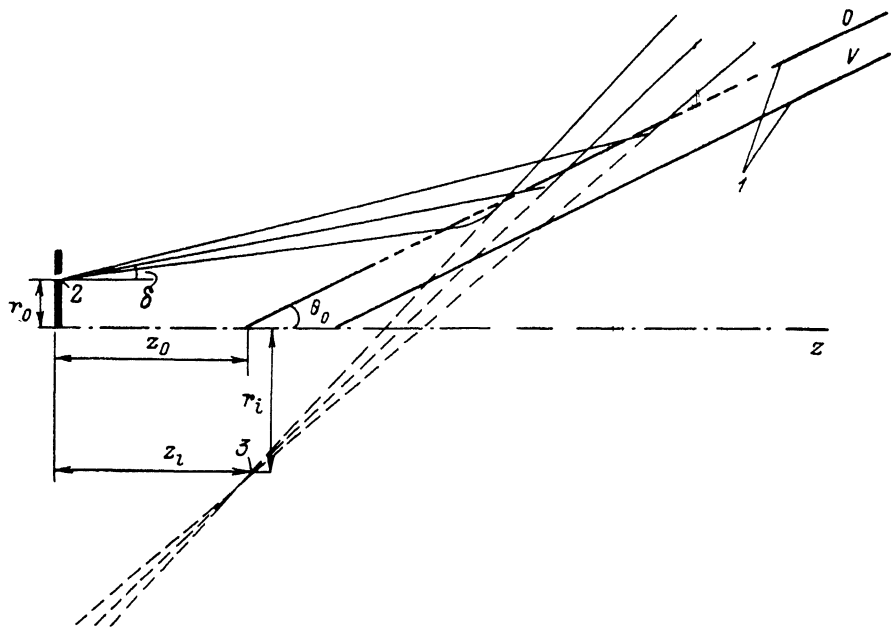


Рис. 2. Конический отклоняющий элемент.
1 — электроды, 2 — источник, 3 — мнимый источник.

Расстояние l , измеренное вдоль оси x между точками входа траектории в поле и выхода из него, записывается следующим образом:

$$l = Ag \cos \beta \arcsin \frac{2A (p \operatorname{tg} \theta_0 - 1/2) \sin \beta}{C^2}. \quad (11)$$

Если система работает как анализатор, причем источник и детектор заряженных частиц расположены вне поля, то расстояние между началом и концом траектории равно

$$L = \frac{H}{\operatorname{tg} \beta} + l. \quad (12)$$

Условия фокусировки по-прежнему определяются из (8). Конический анализатор с внешним впуском частиц целесообразно использовать в каскаде с другими осесимметричными анализаторами, что позволит повысить дисперсию и уменьшить требуемые размеры кольцевого детектора (или источника).

Рассмотрим подробнее работу системы с внешним впуском частиц в качестве отклоняющего элемента. Такой элемент может быть использован для согласования угла вылета частиц из источника с углом фокусировки осесимметричного энергоанализатора, например цилиндрического зеркала. На рис. 2 схематиче-

ски показаны верхняя половина сечения системы меридиональной плоскостью и ход траекторий в ней. Рабочая часть верхнего электрода изготовлена из сетки. При расчете согласующего элемента обычно бывают заданы положение источника и угол выхода осевых траекторий пучка, а также требуемые параметры пучка на входе в энергоанализатор. Удовлетворить этим условиям можно, варьируя положение отклоняющих конусов, их угол раствора и потенциал на внутреннем электроде.

Нами рассчитан пример согласования пучка, выходящего из кольцевого источника радиуса $r_0/g=1.67$ под углом к оси $\delta=10.7^\circ$ с цилиндрическим зеркалом, которое работает в режиме фокусировки второго порядка. Угол входа пучка в анализатор составляет 42.3° , а суммарный вынос источника и детектора равен $2R$, где R — радиус внутреннего цилиндра. Расчет, проведенный с использованием формулы (11), для значения большого параметра $p=4.0$ дал следующие результаты: угол полураствора конусов $\theta_0=26.5^\circ$, вершина внешнего конуса находится на расстоянии от источника $z_0/g=0$, отношение энергии к потенциалу $\epsilon/eV=1$. При этом на выходе из отклоняющей системы формируется расходящийся пучок. Построив обратное продолжение траекторий, можно найти положение мнимого кольцевого источника (рис. 2). В рассчитанном случае его координаты таковы: $r_i/g=0.25$, $z_i/g=1.0$. Для сравнения был проведен расчет положения мнимого источника по формулам плоского конденсатора, который дал следующие значения координат: $r_i/g=0.02$, $z_i/g=0.6$. При других значениях x_0 и z_0 возможно и отрицательное значение r_i , соответствующее тому, что в каждой меридиональной плоскости действительному источнику, расположенному по одну сторону от оси z , отвечает мнимый источник, расположенный по другую сторону от нее. Отметим, что в этом случае абсолютная величина r_i не должна превышать радиус R внутреннего цилиндра анализатора, чтобы можно было удовлетворить условию равенства величине $2R$ суммарного выноса источника и детектора. В общем случае такое ограничение не является необходимым. Полученных данных достаточно для того, чтобы определить положение и ширину входной щели на внутреннем цилиндре анализатора и его радиус.

Возможно использование конической электронно-оптической системы, у которой образующие конусов не параллельны и вершины разнесены (рис. 3). Распределение потенциала здесь также может быть получено в адиабатическом приближении. Будем полагать, что величины g/x и Δ (Δ — угол между образующими конусов) — малые одного порядка. Если на внешний электрод подан потенциал V , а внутренний электрод заземлен, то выражение для распределения потенциала имеет вид

$$\varphi(y, x) = V \frac{\ln\left(1 + \frac{y}{x \operatorname{tg} \theta_0}\right)}{\ln\left[1 + \frac{g}{x \operatorname{tg} \theta_0} \left(1 + \frac{x\Delta}{g} + \frac{\Delta}{\operatorname{tg} \theta_0}\right)\right]} \quad (13)$$

Проинтегрировать уравнение траекторий в поле (13) в аналитическом виде не удастся. Для определения электронно-оптических характеристик такой системы необходимо уравнение траекторий интегрировать численно.

Как известно, конические системы с поперечным полем давно нашли применение в электронно-лучевых трубках. В настоящее время появились новые области их использования. Приведенные в статье результаты могут быть полезны при выборе и конструировании таких систем.

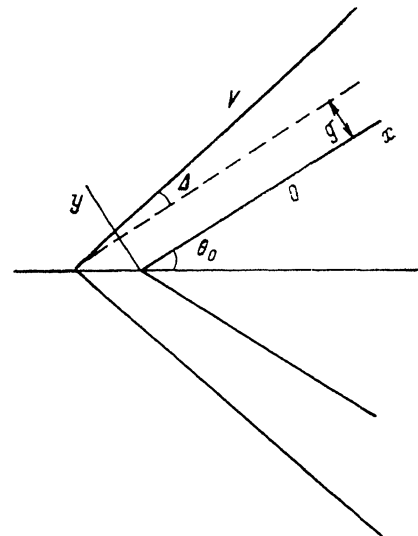


Рис. 3. Коническая система с непараллельными образующими.

Литература

- [1] *Brewer D. F. C., Newell W. R., Smith A. C. H.* J. Phys. E: Sci. Instr., 1980, v. 13, N 1, p. 114—127.
- [2] *Vassilev G., Baudon J., Rahmat G., Barat M.* Rev. Sci. Instr., 1971, v. 42, N 8, p. 1222—1227.
- [3] *Баранова Л. А., Дьякова Г. Н., Явор С. Я.* ЖТФ, 1988, т. 58, № 1, с. 205—207.
- [4] *Никифоров И. Я., Козаков А. Т., Рабинович М. Н.* Изв. вузов. Физика, 1981, т. 24, № 10, с. 35—40.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
14 октября 1987 г.

