

Квантовый выход по полному току в мягкой области рентгеновского спектра

© В.Н. Щемелев, Е.П. Савинов

Научно-исследовательский институт физики Санкт-Петербургского государственного университета,
198904 Петродворец, Россия

(Поступила в Редакцию 21 ноября 1997 г.)

Проводится анализ эмиссии медленных, вторичных, электронов, возбуждаемых в эффективных фотокатодах быстрыми, собственно рентгеновскими электронами при поглощении квантов рентгеновского излучения с энергией 1–10 keV. Выводятся аналитические выражения для токового квантового выхода рентгеновского фотоэффекта для "точной" и "неточечной" моделей размена энергии быстрых, собственно рентгеновских, электронов. Для фотокатода CsI приводятся некоторые оценки его параметров.

Как известно, при облучении различных веществ рентгеновским излучением возникает рентгеновская электронная эмиссия. Эта электронная эмиссия, или явление рентгеновского фотоэффекта, представляет собой физическое явление, состоящее из ряда сложных процессов, происходящих в материале фотокатода-эмиттера при воздействии на него рентгеновского излучения [1].

При падении на плоский фотокатод рентгеновской радиации интенсивности I_0 под углом скольжения φ часть этой радиации, равная $I_0 R(\varphi)$, отражается ($R(\varphi)$ — коэффициент отражения рентгеновского излучения от поверхности плоского фотокатода), а часть, равная $[1 - R(\varphi)]I_0$, после преломления входит в материал фотокатода и распространяется в нем, поглощаясь по экспоненциальному закону.

По всей глубине проникновения излучения в вещество фотокатода в результате поглощения рентгеновских фотонов внутренними оболочками атомов в твердом теле возникают быстрые (с большой кинетической энергией) фото- и Оже-электроны, а также так называемые флуоресцентные электроны, которые образуются при поглощении в веществе фотокатода флуоресцентных квантов. Эта группа электронов обычно называется первичными электронами, или собственно рентгеновскими электронами. При своем движении эти быстрые, первичные, электроны проходят некоторый путь l в веществе фотокатода (средний свободный пробег первичного электрона [2–4]). На этом пути первичный электрон теряет свою первоначальную кинетическую энергию на ионизацию атомов среды в ходе каскада неупругих электрон-электронных столкновений, создавая при этом некоторое число истинно вторичных электронов, которые имеют энергии, много меньшие, чем энергия первичного электрона, но достаточные для того, чтобы преодолеть энергетический барьер на поверхности фотокатода и выйти в вакуум. Созданные таким путем медленные электроны обычно называются "вторичными". Следует отметить, что энергии этих вторичных электронов малы [5], их движение носит диффузный характер и может быть охарактеризовано некоторой длиной диффузии L , которую называют иногда пробегом медленных, вторичных, элек-

тронов. Если при подходе к границе раздела фотокатод-вакуум нормальная составляющая полной энергии вторичного электрона будет выше, чем энергетический барьер на поверхности фотокатода, то такой электрон может выйти в вакуум, за пределы фотокатода.

Как известно, квантовый выход по полному току K_C с точностью до заряда электрона есть отношение полного тока, испускаемого фотокатодом, к числу квантов рентгеновского излучения, падающих на данный фотокатод в одну секунду. Строго говоря, квантовый выход по полному току K_C представляет собой сумму квантового выхода собственно рентгеновских электронов [6] и квантового выхода вторичных электронов. Однако, поскольку в рентгеновской области спектра для эффективных фотокатодов квантовый выход собственно рентгеновских электронов много меньше квантового выхода вторичных электронов, в дальнейшем для эффективных фотокатодов под квантовым выходом по полному току будем подразумевать квантовый выход медленных, вторичных, электронов, создаваемых быстрыми, первичными.

Выражение для квантового выхода рентгеновского фотоэффекта по полному току электронов K_C получается следующим образом. Вначале рассматривается простая "точная" модель, в основе которой лежит одномерная теория диффузии медленных, вторичных, электронов внутри фотокатода к поверхности фотокатод-вакуум, а затем при учете пробега быстрого, первичного, электрона выводится общее выражение для квантового выхода.

В "точной" модели предполагается, что внутри твердого тела в точке поглощения кванта рентгеновского излучения появляются быстрые, первичные, электроны, которые непосредственно около этой точки размещают свою энергию, образуя некоторое число медленных, вторичных, электронов. Процесс возникновения этих вторичных электронов можно описывать с помощью функции генерации $G_0(x)$ (ось x направлена в глубину фотокатода перпендикулярно его поверхности, $x = 0$ находится на поверхности фотокатод-вакуум).

Вероятность поглощения кванта рентгеновского излучения в слое dx на глубине x от поверхности фотокатода,

очевидно, определяется величиной

$$[1 - R(\varphi)]\mu' \exp(-\mu'x)dx,$$

где $\mu' = \frac{\mu}{\sin \varphi'}$, μ — линейный коэффициент поглощения, φ' — угол преломления падающего рентгеновского луча [7].

Число вторичных электронов, созданных в слое dx на глубине x от поверхности фотокатода, очевидно, равно

$$G_0(x)dx = [1 - R(\varphi)]\frac{h\nu}{\varepsilon}\mu' \exp(-\mu'x)dx, \quad (1)$$

где $h\nu$ — энергия кванта рентгеновского излучения, падающего на плоский фотокатод под углом скольжения φ , а ε — некоторая средняя энергия, необходимая для создания одного вторичного электрона, способного выйти из фотокатода в вакуум. Величина $n_0 = h\nu/\varepsilon$ представляет собой "пачку" или "рой" электронов, который возникает в точке поглощения кванта.

Если, как обычно, считать, что вероятность выхода из фотокатода медленных, вторичных, электронов описывается функцией

$$P(x) = B \exp\left(-\frac{x}{L}\right), \quad (2)$$

где B — вероятность выхода электрона с поверхности фотокатода, при $x = 0$, то число электронов, выходящих из очень толстого фотокатода в единицу времени, т.е. квантовый выход по полному току для "точечной" модели ($K_{СРМ}$), будет равен

$$\begin{aligned} K_{СРМ} &= [1 - R(\varphi)] \int_0^{\infty} G_0(x)P(x)dx \\ &= [1 - R(\varphi)]\frac{h\nu}{\varepsilon}B \frac{\mu'L}{1 + \mu'L}. \end{aligned} \quad (3)$$

1. Учет пробега быстрого рентгеновского электрона

Очевидно, что даже для эффективных фотокатодов расчет токового квантового выхода K_C с использованием "точечной" модели является до некоторой степени удобным приближением. Ясно, что "точечная" модель не всегда и не в полной мере оправдывается на опыте, в реальности. Поэтому имеет смысл рассмотреть явление рентгеновской электронной фотоэмиссии, считая, что при образовании медленных, вторичных, электронов первичный, собственно рентгеновский, электрон проходит некоторый вполне определенный путь l [2–4].

Для простоты будем считать, что при поглощении рентгеновского кванта радиационные потери в фотокатоде отсутствуют и, следовательно, сумма энергий всех первичных, собственно рентгеновских, электронов E_j должна быть равна энергии этого кванта $\sum_j E_j = h\nu$.

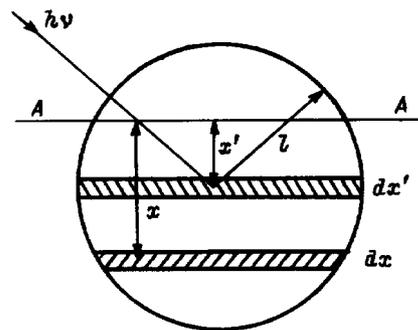


Рис. 1. Схема расчета рентгеновской эмиссии вторичных электронов, создаваемых быстрыми, первичными, электронами.

Медленные, вторичные, электроны возникают на всем пути l_j движения быстрых, собственно рентгеновских электронов в материале фотокатода. Величина пробега l_j , определяется энергией электрона E_j и материалом фотокатода [2–4].

Будем искать выражение для K_C для некоторого конкретного значения пробега l быстрого электрона, имеющего начальную энергию, равную E . Будем предполагать, что для движения первичных, собственно рентгеновских, электронов справедлива диффузная модель [6] и что медленные, вторичные, электроны возникают по всей длине пробега быстрого электрона с постоянной плотностью: $\rho = n_0/V$, где $n_0 = h\nu/\varepsilon$, а $V = \frac{4}{3}\pi l^3$ — объем возникновения вторичных электронов, определяемый пробегом первичного, собственно рентгеновского, электрона.

На рис. 1 представлено схематическое изображение геометрических условий расчета величины K_C . Сфера распространения быстрого электрона имеет радиус, равный длине его пробега l . Величина x' — расстояние от места поглощения кванта рентгеновского излучения до поверхности фотокатод-вакуум (AA'), x есть расстояние до той же поверхности (AA') от слоя dx , где рассматривается возникновение вторичных электронов.

Величина $F(x')dx' = \mu' \exp(-\mu'x')dx'$ есть вероятность образования быстрого, первичного, электрона в слое dx' на глубине x' при поглощении кванта рентгеновского излучения. Тогда число вторичных электронов, создаваемых в единицу времени в слое dx на глубине x , будет равно

$$dn^{(2)} = F(x')dx' \rho \pi [l^2 - (x - x')^2]dx. \quad (4)$$

Чтобы найти полное число вторичных электронов $G(x)dx$, возникших в слое dx на глубине x при поглощении рентгеновского кванта, как выше, так и ниже слоя dx (рис. 1), необходимо выражение для $dn^{(2)}$ проинтегрировать по всем dx' . При этом выражение для функции $G(x)dx$ будем разным при различных значениях x .

Для $x \leq l$ функция $G(x)dx \equiv G_1(x)dx$ представляется в виде

$$G_1(x)dx = \int_0^{x+l} dn^{(2)} = \frac{3}{4} \frac{n_0}{l^3} \left[(l^2 - x^2) \exp(\mu'x) + \frac{2}{\mu'} \left(x - \frac{1}{\mu'} \right) \exp(\mu'x) + \frac{2}{\mu'} \exp(-\mu'l) \left(l + \frac{1}{\mu'} \right) \right] \exp(-\mu'x) dx = B_1(x) \exp(-\mu'x) dx. \quad (5)$$

Для $x \geq l$ она имеет вид

$$G_2(x)dx = \int_{x-l}^{x+l} dn^{(2)} = \frac{3n_0}{l^2\mu'} \left[\text{ch}(\mu'l) - \frac{\text{sh}(\mu'l)}{\mu'l} \right] \times \exp(-\mu'x) dx = B_2 \exp(-\mu'x) dx. \quad (6)$$

Видно, что функция генерации $G(x)$ имеет довольно сложный вид, причем при $x \leq l$ множитель B_1 зависит от x , а при $x \geq l$ B_2 не зависит от x .

Для полубесконечного фотокатода выражение для токового квантового выхода медленных, вторичных, электронов, образованных быстрыми, первичными, электронами, имеющими энергию E и пробег l , может быть записано следующим образом:

$$K_C = \int_0^\infty G(x)P(x)dx, \quad (7)$$

где $P(x)$ есть вероятность выхода вторичных электронов с глубины x . Если принять, что для $P(x)$ справедливо выражение вида (2), тогда для токового квантового выхода фотокатода большой толщины получается выражение

$$K_C = [1 - R(\varphi)] \left\{ \int_0^l B_1(x)B \exp \left[- \left(\mu' + \frac{1}{L} \right) x \right] dx + \int_l^\infty B_2B \exp \left[- \left(\mu' + \frac{1}{L} \right) x \right] dx \right\} = [1 - R(\varphi)] \times \left\{ \frac{3}{2} B \frac{E}{\varepsilon} \frac{1}{1+b/a} \left[\frac{1}{a^3} \left(\frac{1}{2} a^2 + (a+1) \exp(-a) - 1 \right) + \frac{1}{b^3} \left(\frac{1}{2} b^2 + (b+1) \exp(-b) - 1 \right) \right] \right\}, \quad (8)$$

где $a = \mu'l$ и $b = l/L$. Обозначим

$$\frac{1}{a^3} \left(\frac{1}{2} a^2 + (a+1) \exp(-a) - 1 \right) = f(a) = f(\mu'l),$$

$$\frac{1}{b^3} \left(\frac{1}{2} b^2 + (b+1) \exp(-b) - 1 \right) = f(b) = f\left(\frac{l}{L}\right).$$

Тогда выражение для (8) представляется в виде

$$K_C = [1 - R(\varphi)] \left\{ \frac{3}{2} B \frac{E}{\varepsilon} \frac{1}{1+b/a} (f(a) + f(b)) \right\}. \quad (8a)$$

Квантовый же выход по току с учетом всех групп первичных электронов, возникающих при поглощении кванта рентгеновского излучения, будет выражаться следующим соотношением:

$$K_C = [1 - R(\varphi)] \left\{ \sum_{j=1}^M \frac{3}{2} B \frac{E_j}{\varepsilon} P_j \frac{\mu'L}{1 + \mu'L} [f(a_j) + f(b_j)] \right\} = K_{\text{СРМ}} \left\{ \sum_j^M \frac{3}{2} \frac{E_j}{h\nu} P_j [f(a_j) + f(b_j)] \right\}, \quad (9)$$

где E_j — энергия быстрого, рентгеновского, электрона данной группы, P_j — вероятность появления этой группы, M — число групп быстрых электронов, $a_j = \mu'l_j$, $b_j = \frac{l_j}{L}$, l_j — пробег быстрого электрона, а величина $K_{\text{СРМ}}$ есть квантовый выход по току медленных, вторичных, электронов для "точечной" модели без учета конечного пробега быстрых, рентгеновских, электронов.

Обозначим выражение, стоящее под знаком суммы в формуле (9), через ΔK_j , тогда общее выражение для квантового выхода по полному току может быть записано в виде

$$K_C = K_{\text{СРМ}} \sum_{j=1}^M \Delta K_j = K_{\text{СРМ}} \Delta K, \quad (10)$$

где $\Delta K = \sum_{j=1}^M \Delta K_j$ есть функция, определяющая преобразование энергии быстрых, первичных, рентгеновских электронов в энергию медленных.

Если быстрый электрон вышел из фотокатода без потери своей энергии, то для него $\Delta K = 0$; если же быстрый электрон всю свою энергию потратил на образование медленных, вторичных, электронов, то $\Delta K = 1$. Таким образом, численное значение величины ΔK будет находиться в пределах $0 < \Delta K \leq 1$.

2. Рентгеновская фотоэмиссия для CsI-фотокатода

Анализ вышеприведенных формул в применении к эффективному фотокатоду CsI показывает, что в формулы для расчета K_C входит величина L — длина диффузии медленных электронов. В работе [8] произведен расчет зависимости глубины выхода вторичных электронов L от их энергии для CsI-фотокатода при их рассеянии на оптических и акустических фонах. Расчеты показывают, что, начиная с $E \approx 2$ eV и выше, глубина выхода медленных электронов не зависит от их энергии и составляет величину $L \cong 300$ Å. В работах [9,10] для длины диффузии медленных электронов в CsI принималась величина $l = 200-250$ Å. Будем использовать эти значения L в наших расчетах K_C для CsI-фотокатода.

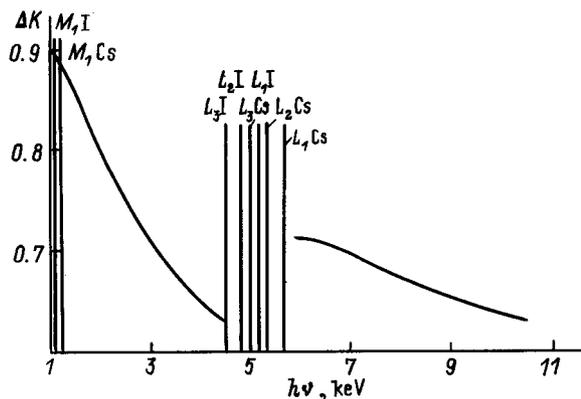


Рис. 2. Спектральная зависимость ΔK для CsI-фото катода. $L = 300 \text{ \AA}$, $C = 6$.

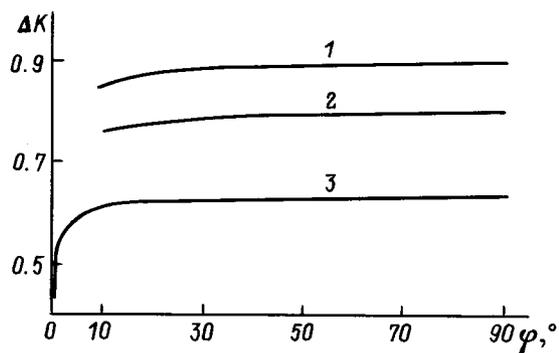


Рис. 3. Угловая зависимость ΔK для CsI-фото катода. $h\nu = 1.04$ (1), 2.01 (2), 10.5 keV (3).

Как следует из (10), токовый квантовый выход K_C с учетом пробега быстрого, рентгеновского, электрона определяется значением (3), исправленным на некоторую функцию ΔK , которая определяет преобразование энергии быстрых электронов в энергию медленных. Как видно из (8), величина ΔK зависит от двух параметров: $a_j = \mu' l_j$ и $b_j = l_j/L$, в которые входят величины l_j , L и линейный коэффициент поглощения рентгеновского излучения μ' , отнесенный к нормали плоскости фото катода. Поскольку численное значение величины μ' хорошо известно [7,11], а величины l_j и L , приводимые различными авторами [10], имеют большой разброс, очень важным является изучение влияния численных значений L и l_j на величину ΔK .

Величина l_j для CsI может быть рассчитана по формуле

$$l_j = C \cdot 10^{-6} \frac{A_{Cs} + A_I}{\rho(Z_{Cs} + Z_I)} E_j^{1,4}, \quad (11)$$

где A_{Cs} и A_I — атомные веса Cs и I ($A_{Cs} = 132.9$, $A_I = 126.9$), Z_{Cs} и Z_I — атомные номера атомов Cs и I соответственно ($Z_{Cs} = 55$, $Z_I = 53$), ρ — плотность для CsI ($\rho_{CsI} = 4.5 \text{ g/cm}^3$), E_j — энергия быстрого электрона (keV), $C = \text{const}$.

Для фото катода CsI расчеты величины ΔK в зависимости от l_j и L показывают, что при изменении величин l_j и L на 100% (т.е. в 2 раза) величина ΔK изменяется всего на $\approx 6\%$.

Для CsI-фото катода с $L = 300 \text{ \AA}$ и $C = 6$ рассчитывалась спектральная зависимость ΔK (рис. 2). Расчеты показывают, что численные значения величины ΔK для разных энергий квантов существенно отличаются друг от друга, а в районе L -краев поглощения атомов Cs и I величина ΔK испытывает скачки. Это связано с тем обстоятельством, что по мере уменьшения энергии кванта падающего рентгеновского излучения величина ΔK будет меняться за счет изменения как $\mu(h\nu)$, так и $l_j(h\nu)$.

Расчет угловой зависимости $\Delta K(\varphi)$ для трех значений энергий квантов ($h\nu = 1.04, 2.01$ и 10.5 keV) показывает (рис. 3), что ΔK практически не зависит от угла скольжения φ в области $10\text{--}90^\circ$. Однако при углах $\varphi < 10^\circ$ величина ΔK довольно резко уменьшается с уменьшением угла скольжения. Это уменьшение особенно заметно для излучения с меньшей энергией кванта, для которого в этой области углов проявляется эффект преломления рентгеновского излучения. Поэтому при вычислении K_C учет ΔK особенно важен при малых углах скольжения.

Следует отметить, что для CsI-фото катода экспериментальное определение спектральной зависимости величины токового квантового выхода по полному току K_C^e [12,13], знание величины μ' [7,11] и величины L [8,9,10] позволяют произвести оценку важных параметров рентгеновского фотоэффекта, а именно величин B и ε . В таблице представлена спектральная зависимость K_C^e , μ , ΔK и величины ε/B , которая подсчитана для каждой энергии кванта в рассматриваемой области. Из таблицы видно, что эта последняя величина практически остается постоянной для различных энергий квантов. Среднее ее значение равно 14.8 eV . Таким образом, значение 14.8 eV является верхней границей численной величины ε , если $B = 1$. Как известно, нижнюю границу численной величины ε можно оценить следующим образом:

$$\varepsilon = E_g + \chi + E_{\text{kin}},$$

где E_g — ширина запрещенной зоны CsI, χ — электронное сродство, а E_{kin} — кинетическая энергия выходящих вторичных электронов. Для фото катода CsI $E_g \approx 6.2 \text{ eV}$, $\chi \approx 0.2 \text{ eV}$, $E_{\text{kin}} \approx 1.6 \text{ eV}$ [5,9]. Следовательно,

Спектральная зависимость ΔK , μ , K_C^e , ε/B и для фото катода CsI. Угол $\varphi = 90^\circ$

Линия	$h\nu, \text{ keV}$	$\Delta K, \%$	$\mu, \text{ cm}^{-1}$	$K_C^e, \frac{\text{electron}}{\text{photon}}$	$\varepsilon/B, \text{ eV}$
CrK $_{\alpha}$	5.41	67.2	3500	2.60	14.71
CrK $_{\beta}$	5.95	71.3	3000	2.54	15.0
CoK $_{\alpha}$	6.92	69.9	2000	2.00	14.92
CoK $_{\beta}$	7.65	68.2	1600	1.70	14.71
CuK $_{\alpha}$	8.04	67.3	1400	1.54	14.78
CuK $_{\beta}$	8.90	65.5	1100	1.24	15.54

численное значение $\varepsilon \approx 8 \text{ eV}$. Таким образом, численное значение величины ε может находиться в пределах $8 \leq \varepsilon \leq 14.8 \text{ eV}$. При этом численное значение величины B будет находиться в пределах $0.54 \leq B \leq 1$.

По другим литературным источникам [8] в качестве нижнего предела величины ε CsI можно брать величину $\varepsilon \approx 1.7E_g = 10.54 \text{ eV}$, что не противоречит условию $(\varepsilon/B)_{\text{av}} = 14.8 \text{ eV}$, а величина ε в этом случае будет находиться в пределах $10.54 \leq \varepsilon \leq 14.8 \text{ eV}$. При этом B будет изменяться в интервале $0.71 \leq B \leq 1$.

Список литературы

- [1] М.А. Румш. Доклад на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук. Изд-во ЛГУ, Л. (1962).
- [2] E.A. Burke. IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-24**, 2505 (1977).
- [3] T. Tabata, R. Ito, S. Okabe. Nucl. Instr. Meth. **103**, 85 (1972).
- [4] И.М. Бронштейн, А.Н. Проценко. ФТТ **7** (1965).
- [5] J.L. Llacer, Garvin E.L. J. Appl. Phys. **40**, 2766 (1969).
- [6] В.Н. Щемелев, Е.П. Савинов, В.В. Щемелев. ФТТ **39**, 9, 1665 (1997).
- [7] B.L. Henke, P. Lee, T.J. Tanaka. et al. Atom. Data Nucl. Data Tabl. **27**, 1, 1 (1982).
- [8] Э. Ныммисте. Автореф. канд. дис. Тарту (1991). 15 с.
- [9] B.L. Henke, J.P. Knauer, K. Premaratne. J. Appl. Phys. **52**, 1509 (1981).
- [10] G.W. Fraser. Nucl. Instr. Meth. **206**, 265 (1983).
- [11] О.С. Маренков, Н.И. Комяк. Фотонные коэффициенты взаимодействия в рентгенорадиометрическом анализе. Справочник. Энергоатомиздат (1988). 224 с.
- [12] А.М. Прохоров, В.К. Чевокин, В.Н. Щемелев. Тр. ФИАН **155**, 212 (1985).
- [13] J.E. Lees, G.W. Fraser, S.E. Pearce, J.F. Pearson, V.N. Shchemelev, A.P. Pavlov, A.S. Shulakov. Nucl. Instr. Meth. **A381**, 453 (1996).