

## ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ ГАЛОГЕНИДОВ ЦЕЗИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ УЛЬТРАМЯГКОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ РАДИАЦИИ

А. Х. Аусмес, В. Ф. Костюченко, Э. Э. Ныммисте, А. М.-Э. Саар,  
А. Э. Тынисоо, М. А. Эланго

Измерены спектры поглощения и токового, и импульсного квантовых выходов CsI, CsBr и CsCl в области энергий фотонов 70—140 эВ. Показано, что высокие значения квантовых выходов являются предпосылкой использования указанных веществ в приемниках ультрамягкого рентгеновского излучения. Средняя глубина выхода электронов составляет около 30 нм для CsCl, 40 нм для CsI и 50 нм для CsBr, но несколько зависит от энергии падающих фотонов.

### Введение

Электронная эмиссия твердых тел, вызванная их облучением ультрамягким рентгеновским излучением (УМРИ), нашла большое внимание как удобный и эффективный посредник для регистрации такого излучения, актуальность которого в спектроскопии разного вида постоянно растет в связи с развитием техники синхротронного излучения и астроспектроскопии. Кроме того, такая эмиссия представляет и существенный самостоятельный интерес как источник информации о различных электронных свойствах твердых тел: спектры квантового выхода электронной эмиссии являются удобными заменителями спектров поглощения и содержат информацию о транспортных характеристиках электронов проводимости, энергетическое распределение эмиттированных электронов содержит при умелом измерении информацию о дисперсии занятых и незанятых электронных состояний, и т. д.

Картина возникновения электронной эмиссии твердых тел при облучении УМРИ в общих чертах достаточно хорошо понята (см., например, [1]). Первичными продуктами акта поглощения фотона, происходящего при нормальном падении последнего на средней глубине  $\mu^{-1} \approx 100$  нм ( $\mu$  — коэффициент поглощения) за передней поверхностью образца, являются дырка в одной из занятых электронных оболочек одного из атомов образца и квазисвободный электрон. В ходе последующего каскада оже-распадов дырок и неупругих электрон-электронных столкновений за  $10^{-14}$  с в объеме радиуса 5—10 нм вокруг точки поглощения фотона создается некоторое количество  $n_0$  (по порядку величины 10) электронов проводимости и валентных дырок, зависящее от энергии падающего фотона  $\hbar\omega$ . Дальнейшая релаксация таких сильно неравновесных носителей происходит посредством электрон-фононных столкновений (при этом число носителей не меняется) и приводит за  $\tau_i = 10^{-12}$  с к их термализации на среднем расстоянии 10—100 нм от точки поглощения фотона. Часть электронов, оказывающихся в ходе релаксации у поверхности твердого тела и обладающих необходимыми энергией и импульсом, выходит в вакуум и образует электронную эмиссию.

Если средний интервал времени, разделяющий отдельные акты поглощения фотонов, намного меньше  $\tau_i$ , как это обычно имеет место, то такая эмиссия состоит из пакетов, содержащих  $n \leq n_0$  электронов, следующих друг за другом с частотой падения фотонов. Отсюда следует три различных вида квантового выхода эмиссии: 1) токовый выход  $\kappa_T$ , предполагающий независимую регистра-

ядю каждого эмиттированного электрона (например, путем измерения тока эмиссии); 2) импульсный выход  $\chi_i$ , предполагающий измерение числа электронных пакетов; 3)  $n$ -электронный выход, предполагающий измерение распределения пакетов по  $n$  [<sup>1-5</sup>]. В литературе по рентгеноэлектронной эмиссии твердых тел этим обстоятельством обычно пренебрегается и под квантовым выходом подразумевается  $\chi_T$  или  $\chi_i$ , при этом не обращается внимание на их различное методическое и физическое содержание.

Целью настоящей работы является измерение и анализ спектров  $\chi_T$  и  $\chi_i$  для ионных соединений CsI, CsBr и CsCl в области спектра 70—140 эВ, имеется в виду, что эти соединения, особенно CsI, являются наиболее популярными покрытиями детекторов УМРИ, включая микроканальные пластинки.

### Методика эксперимента

Измерения проводились при помощи модифицированного спектрометра-монохроматора РСМ-500, рентгеновская трубка которого с вольфрамовым антикатодом работала в режиме 5 кВ, 100 мА. Диспергирующим элементом служила вогнутая стеклянная вращаемая дифракционная решетка (600 штр./мм, радиус кривизны 2 м). Ширина щелей монохроматора при измерении спектров поглощения и импульсного квантового выхода составляла 100 мкм (спектральное разрешение 0.3—1.1 эВ, интенсивность излучения за выходной щелью около  $5 \cdot 10^4$  фотонов/с), при измерениях токового квантового выхода 300 мкм (1.5—4.3 эВ,  $5 \cdot 10^5$  фотонов/с).

Образцы изготовлялись в вакууме  $3 \cdot 10^{-6}$  Тор в виде напыленных пленок толщиной около 600 нм. Подложкой служила стеклянная пластинка, предварительно покрытая слоем алюминия. Толщина образцов контролировалась с помощью кварцевого резонатора. Образцы для измерения спектров поглощения напылились *in situ* на тонкую нитроцеллюлозную пленку. Во всех измерениях использовались свежизготовленные образцы.

Приемником электронов при измерениях спектров  $\mu$  ( $\hbar\omega$ ) и  $\chi_i$  ( $\hbar\omega$ ) служил вторично-электронный умножитель на основе микроканальной пластинки ВЭУ-7. Спектр  $\chi_T$  ( $\hbar\omega$ ) измерялся при помощи электрометра, входное сопротивление которого составляло  $10^{11}$  Ом и измеряемое падение напряжения — несколько мВ. Интенсивность излучения за выходной щелью монохроматора контролировалась монитором, представляющим собой медную пластинку с системой щелей с пропусканием около 50 %. На пластинку напылялся слой SrF<sub>2</sub>. Эмиттированные монитором электроны регистрировались с помощью канального умножителя ВЭУ-6. Калибровка монитора осуществлялась по данным измерения токового квантового выхода CsI при нормальном падении излучения [<sup>6</sup>].

Весь измерительный комплекс автоматизирован на базе ЭВМ «Электроника-60». Непосредственное управление экспериментом осуществлялось «Электроникой-60» через аппаратуру КАМАК. Программы в «Электронике-60» загрузались через последовательный интерфейс из СМ-4, управляемый ОС UNIX. Через последовательный интерфейс СМ-4 подключен к ЭВМ СМ-1600 или ЕС-1046, где осуществлялись обработка спектров и выдача результатов в графическом виде. Для предотвращения наводок измерительная часть комплекса гальванически развязана от аппаратуры КАМАК (подробнее см. в [<sup>7</sup>]).

Благодаря хорошей статистике при измерениях спектров  $\mu$  ( $\hbar\omega$ ) и  $\chi_i$  ( $\hbar\omega$ ) и интегрированию флуктуаций напряжений на выходе электрометра при измерениях спектров  $\chi_T$  ( $\hbar\omega$ ) относительная погрешность измерений составляет всего несколько процентов. Абсолютная погрешность измерений несколько больше — около 20 %. Она обусловлена в основном погрешностями калибровки кварцевого резонатора и монитора.

### Результаты измерений

Основные экспериментальные результаты приведены на рис. 1 для CsI и рис. 2 для CsBr и CsCl. Для CsI представлены спектры  $\chi_T$  и  $\chi_i$ , измеренные при трех значениях скользящего угла падения излучения на образец.

Что касается спектров поглощения, то их структура с учетом меньшего спектрального разрешения практически совпадает со структурой спектров, измеренных с использованием синхротронного излучения [8]. Следует, однако, отметить, что абсолютные значения  $\mu$  в области максимумов спектров CsI и CsBr в нашем случае на 30—40 % больше. Это, а также лучшее разрешение структуры в области 100—110 эВ указывают на то, что доля фонового излучения в нашем случае меньше.

Спектры  $\kappa_T$  и  $\kappa_{II}$  согласуются с хорошо известным положением о высокой эффективности вторичной электронной эмиссии галогенидов цезия [9]: их  $\kappa_{II}$

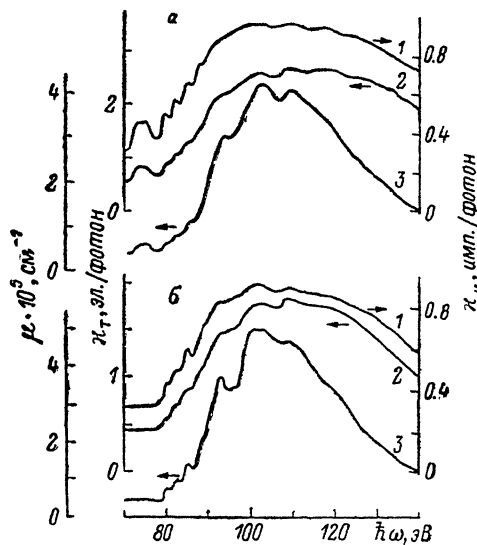
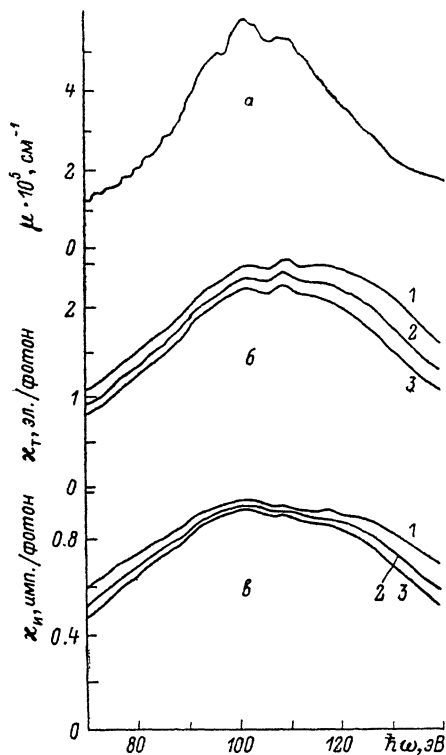


Рис. 1. Спектры поглощения (а) и токового (б) и импульсного (в) квантовых выходов электронной эмиссии CsI, измеренные при углах скользящего падения фотонов 20 (1), 30 (2) и 40° (3).

Рис. 2. Спектры поглощения (β) и импульсного (1) и токового (2) квантовых выходов (угол падения 20°) CsBr (а) и CsCl (б).

в рассматриваемой области больше нескольких десятков процентов, а в области высоких значений  $\mu$  приближается к единице;  $\kappa_T$  составляет 1—2 электрон/фотон, его максимальные значения еще больше. Наши данные о  $\kappa_{II}$  CsI находятся в разумном согласии с данными других авторов [4, 10—12], так же как и данные о  $\kappa_T$  CsI с данными работ [6, 12]. Здесь уместно констатировать, что, несмотря на широкую популярность измерения спектров  $\kappa_{II}(\hbar\omega)$  и  $\kappa_T(\hbar\omega)$  различных объектов, количественных данных о них мало.

### Определение параметров модели

По простейшей феноменологической модели рентгеноэлектронной эмиссии [1—5] каждый поглощенный в образце фотон создает в нем  $n_0$  электронов проводимости, вероятность эмиттирования каждого из которых составляет  $A \exp(-x/L)$ , где  $A$  — вероятность того, что после миграции на дистанцию  $x$ , равную дистанции, разделяющей его от поверхности в момент рождения, электрон выходит из кристалла;  $L$  — глубина выхода электрона.

В рамках этой модели квантовые выходы электронной эмиссии выражаются как

$$x_T = \frac{n_0 A p \frac{\mu L}{\sin \Theta}}{1 + \frac{\mu L}{\sin \Theta}}, \quad (1)$$

$$x_{II} = \sum_{n=1}^{n_0} (-1)^{n+1} C_{n_0}^n (A p)^n \frac{\frac{\mu L}{\sin \Theta}}{n + \frac{\mu L}{\sin \Theta}}, \quad (2)$$

где  $\Theta$  — скользящий угол падения излучения на кристалл,  $p$  — вероятность регистрации эмиттированного электрона.

Из (1) следует, что при знании  $p$  (в условиях данной работы  $p \approx 1$ ) и спектра  $\mu$  ( $\hbar\omega$ ) спектр  $x_T$  ( $\hbar\omega$ ;  $\Theta$ ) позволяет определить спектры  $L$  ( $\hbar\omega$ ) и  $n_0 A$  ( $\hbar\omega$ )

$$L = \frac{S \sin \Theta_1 - \sin \Theta_2}{\mu(1-S)}, \quad (3)$$

$$n_0 A = \frac{\sin \Theta_1 - \sin \Theta_2}{S \cdot \sin \Theta_1 - \sin \Theta_2} x_T(\Theta_1), \quad (4)$$

где  $\Theta_1$  и  $\Theta_2$  — два различных значения  $\Theta$ ;  $S = (x_T(\Theta_1))/(x_T(\Theta_2))$ .

Из (2) следует, что при таких же условиях из спектров  $x_{II}$  ( $\hbar\omega$ ;  $\Theta$ ) с помощью численного анализа варьированием параметров  $L$ ,  $n_0$  и  $A$  можно определить спектры  $L$  ( $\hbar\omega$ ),  $n_0$  ( $\hbar\omega$ ) и  $A$  ( $\hbar\omega$ ), которые наилучшим образом соответствуют измеренным спектрам  $x_{II}$  ( $\hbar\omega$ ;  $\Theta$ ). Однако при точности измерений данной работы нам не удалось получить отдельно спектры  $n_0$  ( $\hbar\omega$ ) и  $A$  ( $\hbar\omega$ ). Поэтому мы ограничивались вычислением из спектра  $x_{II}$  спектров  $L$  ( $\hbar\omega$ ) и  $n_0 A$  ( $\hbar\omega$ ), как и в случае спектров  $x_T$  ( $\hbar\omega$ ). Вычисления были проведены на ЭВМ ЕС-1046,

причем для каждого  $\hbar\omega$  при фиксированном значении  $\mu$  варьированием значений  $L$  и  $n_0 A$  по формуле (2) добивались наилучшего совпадения вычисленного значения  $x_{II}$  с измеренным.

Результаты такого вычисления спектров  $L$  ( $\hbar\omega$ ) и  $n_0 A$  ( $\hbar\omega$ ) приведены на рис. 3. Видно, что как  $L$ , так и  $n_0 A$  изменяются с изменением  $\hbar\omega$ , причем их

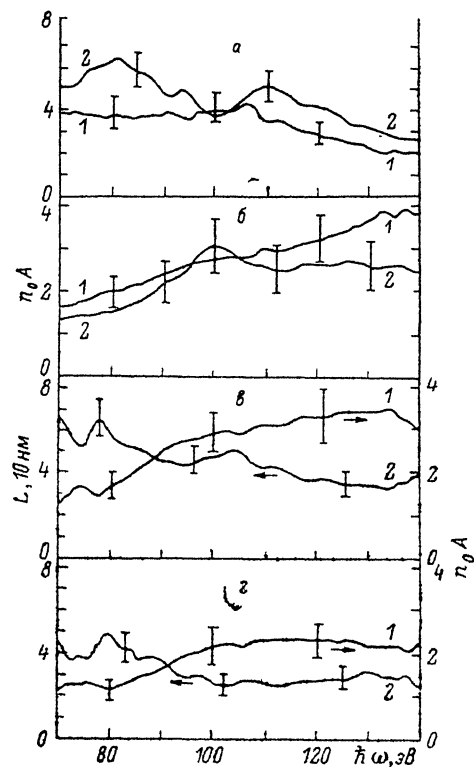


Рис. 3. Спектры  $L$  ( $\hbar\omega$ ) (а) и  $n_0 A$  ( $\hbar\omega$ ) (б) CsI, определенные с использованием спектров  $x_T$  (1) и  $x_{II}$  (2), и спектры  $n_0 A$  ( $\hbar\omega$ ) (1) и  $L$  ( $\hbar\omega$ ) (2) CsBr (в) и CsCl (г), определенные с использованием спектров  $x_T$ .

Вертикальными отрезками указаны пределы разброса вычисленных величин.

корреляция со спектром  $\mu$  ( $\hbar\omega$ ) слаба.  $L$  имеет сравнительно высокие значения, находясь для всех объектов в пределах 30—60 нм. Наблюдаются общие тенденции уменьшения  $L$  с ростом  $\hbar\omega$  и увеличения в ряду CsCl  $\rightarrow$  CsI  $\rightarrow$  CsBr (средние оценочные значения  $L$  для этих соединений составляют соответственно около 30, 40 и 50 нм);  $n_0 A$  имеет явную тенденцию роста с  $\hbar\omega$  в низкоэнергетической области спектра и насыщения на уровне значений 2—3 в высокоэнергетической.

Поскольку в условиях нашего эксперимента  $n_0$  должно быть монотонно растущей функцией  $\hbar\omega$  (это следует, в частности, из результатов компьютерного моделирования рентгеноэлектронной эмиссии NaCl [13, 14]), то указанные за-

зависимости  $L$  и  $n_0 A$  от  $\hbar\omega$  должны быть связаны главным образом с зависимостями  $L$  и  $A$  от  $\hbar\omega$ . Тут необходимо иметь в виду, что при выводе формул (3) и (4) предполагалось, что  $L$  и  $A$  не зависят от  $\Theta$ . С физической точки зрения это означает предположение, что энергетический состав потока электронов на поверхности не зависит от глубины поглощения фотонов, что при высоких значениях  $\mu$  не вполне оправдано.

Отметим также, что при сравнении наших данных о  $L$  с данными других работ (см., например, [9, 11, 12]) необходимо иметь в виду, что использованное в данной работе определение глубины выхода электронов не универсально. При использовании других экспериментальных методик (вторично-электронная эмиссия, ослабление потока электронов тонкими слоями и др.) возможны и другие определения этой величины. При этом результаты всегда зависят от энергетического распределения эмиттированных электронов. Более глубокое понимание этих вопросов и, следовательно, структуры спектров квантового выхода, а также связанных с ним параметров моделей возможно, как мы надеемся, после измерения спектров квантового выхода  $n$ -электронной эмиссии и проведения аналогичного случаю NaCl [13, 14] компьютерного моделирования участвующих при формировании электронной эмиссии процессов электрон-электронного и электрон-фононного рассеяния.

Авторы благодарны А. Х. Кикасу за участие в обсуждении некоторых результатов.

#### Список литературы

- [1] Эланго М. А. Элементарные неупругие радиационные процессы. М.: Наука, 1988. 152 с.
- [2] Савинов Е. П., Шемелев В. Н. // РИЭ. 1970. Т. 15. Вып. 7. С. 1552—1554.
- [3] Шемелев В. Н., Савинов Е. П. // ФТТ. 1969. Т. 11. Вып. 11. С. 3333—3335.
- [4] Пруулманн Я. Я., Ныммисте Э. Э., Саар А. М.-Э., Эланго М. А. // ФТТ. 1980. Т. 22. Вып. 10. С. 3124—3128.
- [5] Elango M., Kikas A., Nõmmiste E. et al. // Phys. Stat. Sol. (b). 1982. Vol. 114. N 2. P. 487—493.
- [6] Гудат В., Кунц К. // Синхротронное излучение / Под ред. К. Кунца. М.: Мир, 1981. С. 75—210.
- [7] Ныммисте Э. Э., Костюченко В. Ф., Пруулманн Я. Я., Ээнсаар А. Э. // ПТЭ. 1989. № 2. С. 87—90.
- [8] Cardona M., Haensel R., Lynch D. W., Sonntag B. // Phys. Rev. B. 1970. Vol. 2. N 4. P. 1117—1131.
- [9] Бронштейн И. М., Фрайман Б. С. Вторичная электронная эмиссия. М.: Наука, 1969. 408 с.
- [10] Савинов Е. П., Лукирский А. П. // Опт. и спектр. 1967. Т. 23. Вып. 2. С. 303—307.
- [11] Йыэсаар Т. Э., Саар А. М.-Э., Эланго М. А. // ФТТ. 1978. Т. 20. Вып. 3. С. 783—784.
- [12] Fraser G. W. // Nucl. Instr. and Meth. 1983. Vol. 206. N 1. P. 265—279.
- [13] Kikas A., Elango M. // Phys. Stat. Sol. (b). 1985. Vol. 130. N 1. P. 211—218.
- [14] Ausmees A., Elango M., Kikas A., Pruulmann J. // Phys. Stat. Sol. (b). 1986. Vol. 137. N 2. P. 495—500.

Институт физики АН ЭССР  
Тарту

Поступило в Редакцию  
17 июля 1989 г.