

ВНЕШНИЙ РЕНТГЕНОВСКИЙ ФОТОЭФФЕКТ В ОЭС-КАТОДАХ

*Щемелев В.Н., Стучинский Г.Б., Андрущенко А.Л.,
Климин А.И., Чевочкин В.К., Прохоров А.М.*

Впервые определены в рентгеновской области спектра $0,05 + 0,25$ нм абсолютные значения квантовых выходов по току внешнего фотоэффекта для ОЭС-катодов на основе соединений $A^{III}B^V$ при различных углах скольжения излучения. Из экспериментальных данных рассчитаны средняя глубина и вероятность выхода электронов.

В данной статье сообщаются первые результаты работы, направленной на всестороннее исследование свойств рентгеновских фотокатодов с отрицательным электронным средством

(ОЭС-фотокатодов) и создание на их основе новых типов рентгеновских детекторов и устройств.

Изучение рентгеновского фотоэффекта в ОЭС-эмиттерах перспективно в широком научном и практическом отношении. ОЭС-фотокатоды должны найти применение в рентгеновской и рентгено-фотоэлектронной спектроскопии, в микроскопии и микроанализе, в рентгеновской дифракции, радиационной физике, в исследованиях по твердотельной электронике, в исследованиях по пространственно-временной диагностике высокотемпературной лазерной плазмы и других источников рентгеновского излучения. Особенно следует подчеркнуть важность создания рентгеновского ФЭУ без светового преобразования с уникальной 100% эффективностью в широкой области спектра и других гибридных устройств, например, ЭОП, со специальными характеристиками ^{1, 2, 3}.

В работе впервые проводились измерения спектральных (в диапазоне длин волн $0,5 \div 2,5 \text{ \AA}$) и угловых (в интервале углов скольжения $\theta \div 90^\circ$) зависимостей квантового выхода рентгеновского фотоэффекта ОЭС-эмиттеров, изучались вопросы стабильности эмиссии во времени и однородности по поверхности образцов. Объектами исследования были ОЭС-эмиттеры на основе поликристаллических слоев соединений $A^{III}B^V$ и их твердых растворов, используемые в качестве динодов в ФЭУ, а также ОЭС-эмиттеры на основе эпитаксиальных слоев $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$, выращенных методом газовой эпитаксии на монокристаллической подложке GaAs. Опытная установка включала источник излучения, монохроматор, счетчик квантов с известной эффективностью и стеклянный охлаждаемый прибор с ОЭС-эмиттерами. В приборе одновременно устанавливались 8 образцов. Перемещение и вращение образцов осуществлялось магнитом. Активирование поверхности фотокатодов до состояния ОЭС проводилось цезием и кислородом. Фотоэмиссия измерялась в токовом режиме электрометром. Квантовый выход по току определяется отношением $\kappa_T = i / eN$ электрон/квант, где i — измеряемый фототок, e — заряд электрона, N — число квантов в единицу времени.

Теоретический анализ результатов проводился на основе представлений, развитых в ^{4, 5, 6}. В простейшем варианте модели, не учитывающей отражение и преломление рентгеновского луча и предполагающей возникновение термализованных электронов в месте поглощения рентгеновского фотона, κ_T описывается соотношением:

$$\kappa_T = A \frac{h\nu}{\mathcal{E}} \left(1 + \frac{\sin \varphi}{L\mu} \right)^{-1}, \quad (1)$$

где $h\nu$ — энергия кванта, \mathcal{E} — средняя энергия, идущая на создание одной пары носителей заряда в зоне проводимости, μ — линейный коэффициент поглощения рентгеновского излучения средой, $1/L$ — линейный коэффициент поглощения потока термализованных электронов, A — вероятность выхода электронов с поверхности в вакуум, φ — угол скольжения рентгеновского пучка. На рис. 1 представлена спектральная зависимость $\kappa_T(\lambda)$ для монокристаллического объекта $\text{GaP}_{0,4}\text{As}_{0,6}$. В расчете использованы значения μ из работы ⁷, $\mathcal{E} = 5 \text{ эВ}$, $L = 4 \text{ мкм}$, $A = 0,17$. Параметр L определялся из сопоставления экспериментальных значений κ_{T1} и κ_{T2} , измеренных при длинах волн $\lambda_1 = 1,54 \text{ \AA}$ и $\lambda_2 = 2,5 \text{ \AA}$ по формуле:

$$L = \frac{\sin \varphi}{k_1 - k_2} \left(\frac{k_2}{\mu_1} - \frac{k_1}{\mu_2} \right), \quad (2)$$

где $k_1 = \kappa_{T2} / \kappa_{T1}$ и $k_2 = \lambda_1 / \lambda_2$. Коэффициент A рассчитан из (1) по известным абсолютным значениям κ_T и заданным значениям остальных параметров. Из рис. 1 видно хорошее согласие теории с экспериментом. На рис. 2 приведены угловые зависимости $\kappa_T(\varphi)$. Как следует из (1), $\kappa_T(\varphi)$ определяется соотношением средней глубины проникновения рентгеновского излучения $1/\mu$ и средней глубины выхода электронов L . На $V k_\alpha$ -излучении эти глубины соизмеримы ($1/\mu = 6,7 \text{ мкм}$, $L = 4 \text{ мкм}$), что приводит к слабой зависимости κ_T от φ . На $\text{Cu } k_\alpha$ -излучении $1/\mu = 28 \text{ мкм}$, что существенно больше L и зави-

симось приближается к косеконсоидальной. Полученные в работе значения квантового выхода для объекта $\text{GaP}_{0,4}\text{As}_{0,6}$ являются рекордными на сегодняшний день. Они превосходят на два порядка κ_T самых эффективных из известных фотокатодов, например, CsI. Можно ожидать увеличения квантового выхода еще в несколько раз за счет увеличения параметров A и L при улучшении состояния поверхности и использовании более совершенных материалов.

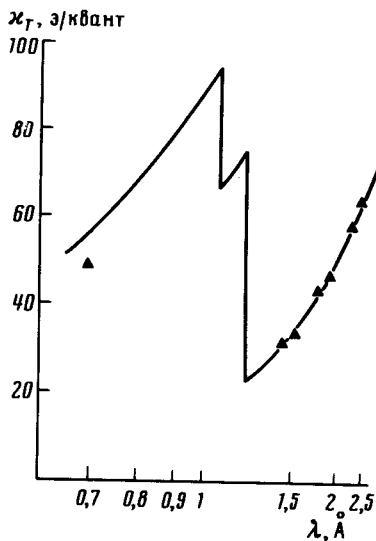


Рис. 1

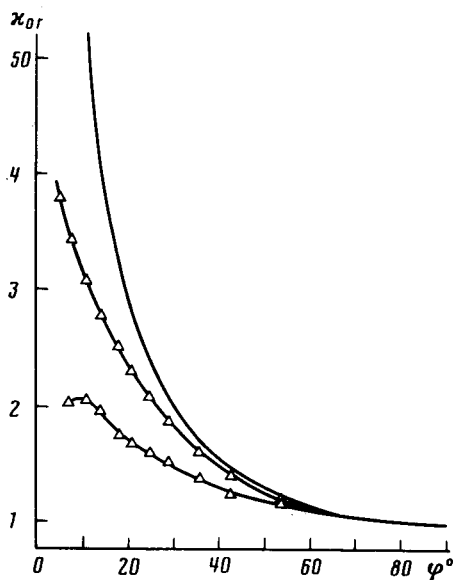


Рис. 2

Рис. 1. Спектральная зависимость квантового выхода κ_T для монокристаллического фотокатода $\text{GaP}_{0,4}\text{As}_{0,6}$ при угле скольжения $\varphi = 90^\circ$. Сплошная линия – расчет, точки \blacktriangle – эксперимент

Рис. 2. Угловая зависимость $\kappa_{0T} = \frac{\kappa_T(\varphi)}{\kappa_T(90^\circ)}$ для монокристаллического фотокатода $\text{GaP}_{0,4}\text{As}_{0,6}$: 1 – $\text{Cu } k_\alpha$ -излучение ($\lambda = 1,54 \text{ \AA}$), 2 – $\text{V } k_\alpha$ -излучение ($\lambda = 2,5 \text{ \AA}$), 3 – $\kappa_{0T} = \cos \varphi$

Стабильность во времени и однородность по поверхности исследовалась на двух сериях образцов, по восемь в каждой. В первой серии все образцы имели значения κ_T несколько меньше, чем во второй и сохраняли свои свойства в течение года. Во второй серии семь образцов после пятимесячной работы сохраняют свои свойства и лишь на одном образце квантовый выход уменьшился на 20%. В поликристаллических фотокатодах квантовый выход всегда был ниже чем в монокристаллах. При сканировании пучком по поверхности образцов наблюдалась угловая зависимость κ_T , связанная с формой динодов. В монокристаллах неоднородность не превышала $5 \div 10\%$.

Был произведен расчет спектральной зависимости квантового выхода по импульсам κ_n (число актов эмиссии на один падающий квант) для $\text{GaP}_{0,4}\text{As}_{0,6}$ фотокатода по формуле:

$$\kappa_n = \sum_{n=1}^{n_0} (-1)^{n+1} A^n C_{n_0}^n \left(1 + \frac{n \sin \varphi}{\mu L}\right)^{-1}; \quad n_0 = \frac{h\nu}{\varepsilon} \quad (3)$$

со следующими параметрами: $A = 0,2 \div 0,3$, $L = 3 \div 5$ мкм. Оказалось, что данный материал имеет κ_n близкий к 1 в широком интервале энергий падающих квантов от 20 кэВ до 0,2 кэВ. Таким образом, создание рентгеновского ФЭУ с уникальной спектральной характеристикой является реальностью.

Литература

1. *Van Speybrock L. et. al.* IEEE Trans. Nucl. Sci., 1974, 1, 408.
2. *Bardas D., Kellog E., Murray S.* Rev. Sci. Instr., 1978, 48, 1278.
3. *Прохоров А.М., Чевокин В.К., Щемелев В.Н.* В кн. Пикосекундная электронно-оптическая диагностика в лазерных исследованиях. Труды ФИАН. М.: Наука, 1985, 155, 211.
4. *Щемелев В.Н., Савинов Е.П.* ФТТ, 1969, 11, 333.
5. *Савинов Е.П., Щемелев В.Н.* ЖЭТФ, 1971, 60, 1371.
6. *Щемелев В.Н.* Кн. Вопросы электроники твердого тела. Л.: Ленгосуниверситет, 1982, 8, 180.
7. Таблицы и формулы рентгеноспектрального анализа. Под ред. Н.И.Комяка. Л.: ЛНПО "Буревестник", 1982.

Ленинградский государственный университет
им. А.А.Жданова

Поступила в редакцию
28 сентября 1987 г.
