

# Исследование собирания носителей в CdZnTe-детекторах рентгеновского и $\gamma$ -излучения фотоэлектрическим методом

© Л.А. Косяченко<sup>¶</sup>, Е.Л. Масляничук, И.М. Раренко, В.М. Склярчук

Черновицкий национальный университет,  
58012 Черновцы, Украина

(Получена 10 декабря 2003 г. Принята к печати 30 декабря 2003 г.)

Рассмотрена схема возбуждения фотопроводимости, когда внешнее электрическое поле действует параллельно направлению распространения излучения. Проанализированы пространственное распределение неравновесных электронов и условия разделения электронно-дырочных пар (собираания носителей) в зависимости от величины приложенного к кристаллу напряжения. Предложена методика определения времени жизни электронов из измерений фотопроводимости.

## 1. Введение

Одним из ключевых параметров полупроводникового детектора рентгеновского и  $\gamma$ -излучения является эффективность собирания носителей заряда — отношение числа носителей, участвующих в формировании импульса в цепи детектора, к общему числу электронно-дырочных пар, возникших при поглощении кванта (фотона). В широко используемых детекторах на основе CdTe и твердого раствора  $Cd_{1-x}Zn_xTe$  с малым содержанием Zn проблема собирания носителей является чрезвычайно актуальной, поскольку этим материалам свойственны намного меньшие, чем в Ge и Si, времена жизни носителей (не больше нескольких микросекунд) [1]. Именно проблема собирания заряда в наибольшей степени усложняет работу этих детекторов: при толщине кристалла 1–5 мм приходится прикладывать высокое напряжение (100–500 В), а значит, необходимо отбирать наиболее чистые и структурно совершенные кристаллы, понижать рабочую температуру детектора при помощи термоэлектрического холодильника [2]. Поскольку подвижность дырок в CdTe и  $Cd_{1-x}Zn_xTe$  более чем на порядок меньше по сравнению с электронами, практически невозможно сделать длину дрейфа дырки больше толщины детектора, увеличивая напряжение питания, даже при одинаковых временах жизни носителей ( $\mu_p \tau_p \ll \mu_n \tau_n$ ,  $\mu_n$  и  $\mu_p$ ,  $\tau_n$  и  $\tau_p$  — подвижности и времена жизни электронов и дырок соответственно). Проблему обходят, используя специальную систему обработки электрического сигнала в цепи детектора [3,4] или же сложную конфигурацию электродов (систему микрополосок) [5]. С другой стороны, столь важная характеристика, каковой является эффективность собирания возбужденных носителей, не поддается прямому измерению, а проявляется при подключении уже готового прибора к регистрирующей системе (многоканальному анализатору импульсов). Далее приведены результаты, свидетельствующие о том, что эффективность собирания можно довольно точно оценить, производя сравнительно простое измерение фотопроводимости кристалла, подготовленного для установки в детекторе.

## 2. Экспериментальные результаты и физическая модель

Для исследований использовались монокристаллы  $Cd_{1-x}Zn_xTe$  ( $x = 0.1$ , ширина запрещенной зоны  $E_g = 1.57$  эВ)  $p$ -типа проводимости, выращенные модифицированным методом Бриджмена и подвергнутые последующему отжигу в парах Cd в течение нескольких недель. Среди множества кристаллов отбирались образцы с наибольшим удельным сопротивлением, в данном случае  $10^{10}$  Ом·см при 300 К, т.е. пригодных для использования в детекторе. Механизм происходящей при отжиге частичной компенсации дырочной проводимости  $Cd_{1-x}Zn_xTe$ , обусловленной главным образом вакансиями  $V_{Cd}$  (глубокие акцепторные уровни), до конца не установлен, и его выяснение не ставилось задачей настоящей работы. В качестве возможных процессов, происходящих при отжиге, укажем на возникновение межузельных атомов Cd, действующих как компенсирующие мелкие доноры, или же комплексов, включающих в себя вакансию Cd (так называемые A-центры), действующих как глубокие доноры (заполнение вакансий  $V_{Cd}$  атомами Cd обычно не рассматривается) [6].

Для исследования фотопроводимости на противоположных гранях кристалла размером  $4 \times 4$  мм<sup>2</sup> и толщиной 1.3 мм создавались контакты, причем передний — полупрозрачный (рис. 1). Контактный материал Ni нано-

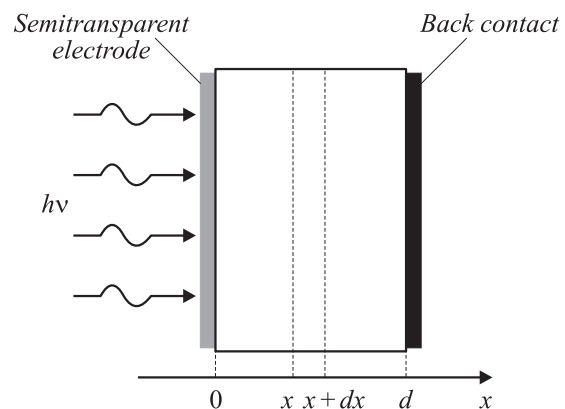
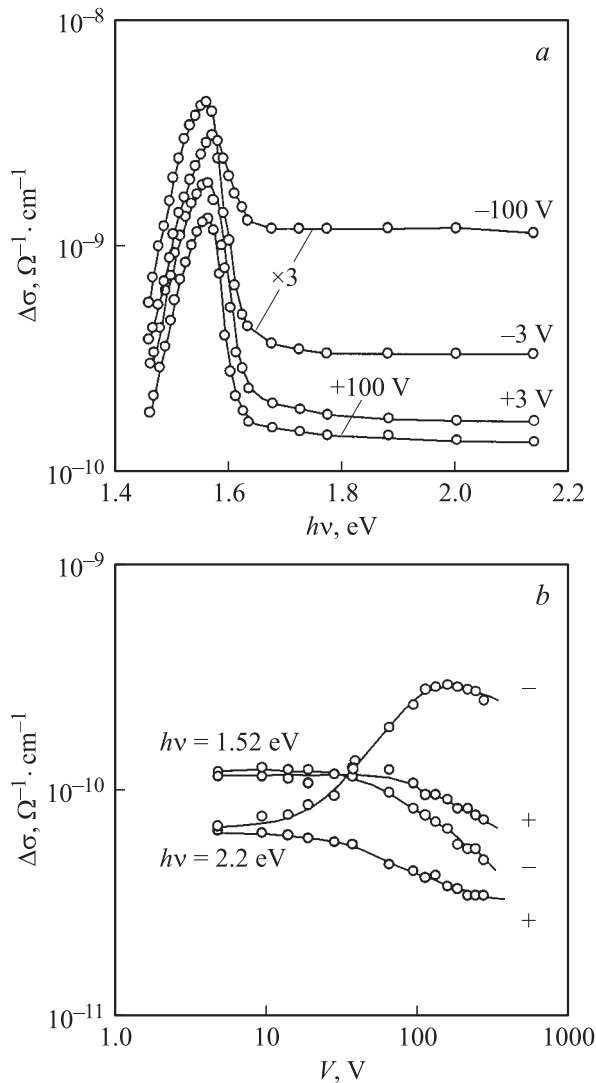


Рис. 1. Рассматриваемая схема возбуждения фотопроводимости.

<sup>¶</sup> E-mail: lakos@chv.ukrpack.net



**Рис. 2.** Спектральное распределение фотопроводимости кристалла  $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$  при двух полярностях напряжения смещения (*a*) и зависимости фотопроводимости от напряжения, возбуждаемой фотонами различной энергии (*b*). Указана полярность фронтального электрода. Температура комнатная.

сился испарением в вакууме на полированную и химически обработанную поверхность кристалла. Контакты были строго омическими во всем интервале используемого напряжения (1–350 В) при обеих полярностях включения образца. Таким образом, используемая схема возбуждения фотоносителей аналогична возбуждению носителей рентгеновским или  $\gamma$ -квантом, за исключением того, что в последнем случае возникает каскад электронно-дырочных пар.

Если оптический коэффициент поглощения  $\alpha$  достаточно большой и диффузионная длина электронов  $L_n$  меньше толщины кристалла  $d$  ( $1/\alpha \ll d$ ,  $L_n \ll d$ ), то поглощение фотонов происходит в тонком слое, прилегающем к облучаемой поверхности, а в большей части кристалла электронно-дырочные пары не возникают. (Это имеет место при больших энергиях оптических

фотонов  $h\nu$  и при малых энергиях рентгеновских или  $\gamma$ -квантов, коэффициент поглощения которых пропорционален  $h\nu^{-7/2}$ ). При приложении к кристаллу напряжения картина происходящих процессов изменяется. Если освещенная поверхность заряжена отрицательно, то возбужденные электроны будут оттягиваться от поверхности в объем, его сопротивление уменьшится, и фотопроводимость образца в целом возрастет. При противоположной полярности электроны будут выталкиваться электрическим полем из кристалла и фотопроводимость образца уменьшится. Во втором случае, правда, в объемную часть кристалла будут втягиваться дырки, но, как уже отмечалось, их подвижность в  $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$  более чем на порядок меньше по сравнению с электронами (соответственно 50–80 и 1000–1050  $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{c}$ ). Поэтому дырочной компонентой фотопроводимости  $e\mu_p\Delta p$  можно пренебречь по сравнению с электронной  $e\mu_n\Delta n$  ( $e$  — заряд электрона,  $\Delta p$  и  $\Delta n$  — избыточные концентрации соответственно дырок и электронов), даже если времена жизни электронов и дырок одного порядка, что иногда наблюдается [7].

Если коэффициент поглощения фотонов настолько мал, что  $1/\alpha \gg d$ , электронно-дырочные пары генерируются практически равномерно по объему. В детекторах на основе  $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$  это условие выполняется в актуальной области энергий квантов, больше  $\sim 200$  кэВ [8]. Под действием внешнего электрического поля электроны будут оттягиваться от отрицательно заряженного электрода, т.е. либо от фронтальной, либо от тыльной поверхности в зависимости от полярности приложенного напряжения. В обоих случаях фотопроводимость образца должна уменьшиться примерно в одинаковой мере. Эти предположения подтверждаются результатами измерений спектров фотопроводимости, представленных на рис. 2.

Фотопроводимость  $\Delta\sigma$  определялась по измеренному фототоку  $I_{\text{ph}}$  при напряжении  $V$  как  $I_{\text{ph}}/VS$ , где  $S$  — площадь контакта. Как видно из рис. 2, *a*, кривые, снятые при  $V = -3$  В и  $V = -100$  В пересекаются, т.е. при отрицательно заряженной облучаемой поверхности фотопроводимость существенно возрастает при увеличении напряжения в области больших энергий фотонов  $h\nu$  (больших  $\alpha$ ) и уменьшается в области малых  $h\nu$  (малых  $\alpha$ ). Если облучаемая поверхность заряжена положительно, фотопроводимость при увеличении напряжения смещения уменьшается во всем спектральном диапазоне. Как зависит фотопроводимость от напряжения в диапазоне 3–300 В при двух значениях  $h\nu = 2.2$  и 1.52 эВ, показано на рис. 2, *b* (поглощение для  $h\nu = 1.52$  эВ возможно, поскольку край поглощения  $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ , как и других полупроводников, размыт).

### 3. Математическое описание фотопроводимости

Обычно фотопроводимость рассчитывают для случая, когда электрическое поле направлено перпендикулярно направлению падающего на образец светового пучка

(см., например, [9]). В этом случае спектр fotocувствительности не зависит от полярности и величины приложенного напряжения. Описание фотопроводимости для схемы возбуждения, представленной на рис. 1, получим исходя из уравнения непрерывности, которое для электронов в стационарном состоянии имеет вид

$$\frac{1}{e} \frac{dj_n}{dx} - \frac{\Delta n}{\tau_n} + \Phi_0 \alpha \exp(-\alpha x) = 0, \quad (1)$$

где  $j_n$  — плотность электронного тока,  $\Delta n$  и  $\tau_n$  — избыточная концентрация и время жизни электронов,  $\Phi_0 \alpha \exp(-\alpha x)$  — скорость генерации фотоносителей,  $\Phi_0$  — число фотонов, падающих на единичную площадку в единицу времени.

С учетом дрейфовой и диффузионной составляющих тока

$$j_n = eF\mu_n n + eD_n \frac{dn}{dx}, \quad (2)$$

где  $D_n$  — коэффициент диффузии электронов,  $F$  — напряженность электрического поля. Если напряжение приложено в плоскости, перпендикулярной направлению светового пучка, то электрическое поле вдоль направления распространения света все же возникает из-за различия подвижностей электронов и дырок. Это поле учитывают введением коэффициента биполярной диффузии  $D_{\text{eff}} = D_n D_p (n + p) / (n D_n + p D_p)$ , который в дырочном полупроводнике практически равен коэффициенту диффузии электронов как неосновных носителей ( $D_p$  — коэффициент диффузии дырок) [9]. Введение  $D_{\text{eff}}$  приводит к тому, что слагаемое, содержащее напряженность поля, в уравнении непрерывности отсутствует. В рассматриваемой схеме возбуждения фотопроводимости этого как раз делать нельзя, поскольку теперь напряженность поля  $F$  определяется приложенным внешним напряжением как  $V/d$ , и при большом  $V$  дрейфовый член в (2) может оказаться существенным. При низких внешних напряжениях игнорирование „собственного“ поля  $F_{\text{int}}(kT/e)[(\mu_n - \mu_p)/(\mu_n + \mu_p)](d\Delta\sigma/dx)/\sigma$  ( $\Delta\sigma$  — фотопроводимость,  $\sigma$  — проводимость при фотовозбуждении) все же внесет некоторую ошибку в результаты расчетов [10]. Для оценки этого поля примем, что основной перепад проводимости при фотовозбуждении происходит на расстоянии, равном диффузионной длине электронов  $L_n$ , и, поскольку  $\mu_n/\mu_p > 10$ , можно положить  $(\mu_n - \mu_p)/(\mu_n + \mu_p) \approx 1$ , т.е.  $F_{\text{int}} \approx (kT/e)(\Delta\sigma/\sigma)/L_n$ . Диффузионная длина электронов в  $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$  обычно находится в пределах  $(5-50) \cdot 10^{-4}$  см, а величина  $\Delta\sigma/\sigma$  в описанных экспериментах не превышала 0.3–0.5. Из этого следует  $F_{\text{int}} = 2-20$  В/см, что при толщине кристалла  $\sim 1$  мм соответствует приложенному внешнему напряжению 0.2–2 В. При работе рассматриваемых детекторов столь низкие напряжения смещения практического интереса не представляют.

Итак, после подстановки (2) в (1) получаем уравнение

$$D_n \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} + \mu_n F \frac{d\Delta n}{dx} - \frac{\Delta n}{\tau_n} + \Phi_0 \alpha \exp(-\alpha x) = 0, \quad (3)$$

частным решением которого является  $\Delta n_{\text{part}} = C \exp(-\alpha x)$ , где

$$C = \frac{\alpha \Phi_0 \tau}{1 + \alpha L_{\text{dr}} - \alpha^2 L_n^2}, \quad (4)$$

а через  $L_{\text{dr}} = \mu_n F \tau_n$  обозначена *длина дрейфа* — среднее расстояние, которое проходит электрон вдоль направления электрического поля за время жизни.

Общее решение однородного уравнения, соответствующего (3), будем искать в виде  $\Delta n_{\text{gen}} = A \exp(kx)$ , что приводит к характеристическому уравнению

$$k^2 + \frac{L_{\text{dr}}}{L_n^2} k - \frac{1}{L_n^2} = 0, \quad (5)$$

корни которого равны

$$k_{1,2} = -\frac{L_{\text{dr}}}{2L_n^2} \pm \sqrt{\left(\frac{L_{\text{dr}}}{2L_n^2}\right)^2 + \frac{1}{L_n^2}}, \quad (6)$$

где через  $L_n = (D_n \tau_n)^{1/2}$  обозначена диффузионная длина электронов (при  $F \rightarrow 0$  корни  $k_{1,2}$  становятся равными  $\pm 1/L_n$ ).

Итак, общее решение неоднородного уравнения (3) имеет вид

$$\Delta n(x, \alpha) = A \exp(k_1 x) + B \exp(k_2 x) + C \exp(-\alpha x). \quad (7)$$

Если образец достаточно толстый, чаще всего пользуются условием, что при  $x \rightarrow \infty$   $\Delta n$  стремится к нулю, и тогда нужно положить одну из постоянных,  $A$  или  $B$ , равной нулю. В нашем случае толщина образца (0.13 см) намного превышает диффузионную длину электронов ( $\sim 0.005$  см даже при большом времени жизни  $\tau_n = 10^{-6}$  с), однако при наложении внешнего тянущего поля фотовозбужденные электроны могут заходить далеко в глубь кристалла. Более того, для эффективной работы детектора напряжение смещения прикладывают настолько высоким, чтобы все возбужденные электроны достигали тыльного электрода. Таким образом, постоянные  $A$  и  $B$  следует находить из двух краевых условий:

$$S_f \Delta n(0) = \frac{1}{e} j_n(0), \quad (8)$$

$$S_b \Delta n(d) = -\frac{1}{e} j_n(d), \quad (9)$$

где  $S_f$  и  $S_b$  — скорости поверхностной рекомбинации соответственно на фронтальной и тыльной гранях кристалла. Использование (8) и (9) после алгебраических преобразований дает:

$$A = \frac{B(M_2 - S_f) + C(M_3 - S_f)}{S_f - M_1}, \quad (10)$$

$$B = C[(M_3 - S_f)(S_b - M_1) \exp(k_1 d) + (S_b - M_3) \times (S_f - M_1) \exp(-ad)] / [(M_2 - S_f)(S_b - M_1) \times \exp(k_1 d) + (S_b - M_2)(S_f - M_1) \exp(k_2 d)], \quad (11)$$

$$M_1 = D_n k_1 + \mu_n F, \quad M_2 = D_n k_2 + \mu_n F, \quad (12)$$

$$M_3 = \mu_n F - \alpha D_n.$$

Зная распределение избыточных электронов по толщине образца (7) и темновую проводимость полупроводника  $\sigma_0 = 1/\rho$ , можно найти сопротивление слоя толщиной  $dx$  как  $dx/(e\mu_n\Delta n + \sigma_0)$  (см. рис. 1), и, производя интегрирование по  $x$  от 0 до  $d$ , получить сопротивление кристалла при облучении

$$R_{\text{итт}}(\alpha, V) \int_0^d \frac{dx}{e\mu_n\Delta n + \sigma_0}. \quad (13)$$

Плотность фототока при напряжении  $V$  равна разности тока при облучении и в темноте, т. е.

$$I_{\text{ph}} = \frac{V}{R_{\text{итт}}} - \frac{V\sigma_0}{d}. \quad (14)$$

#### 4. Обсуждение полученных результатов

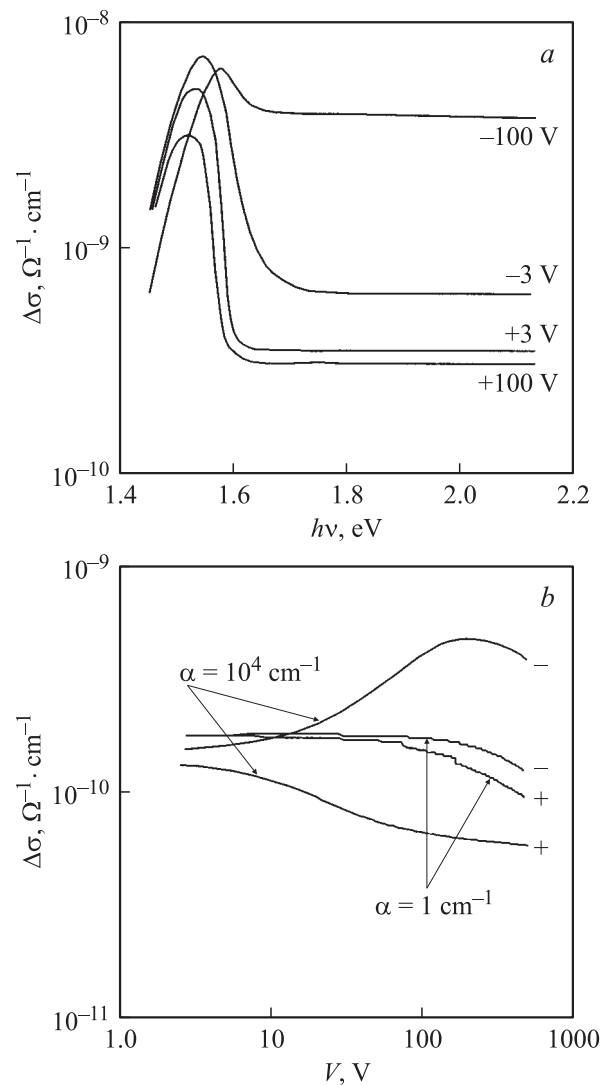
Формула (14) позволяет рассчитать фототок для заданных значений коэффициента поглощения  $\alpha$  и напряжения смещения  $V$ . Чтобы получить спектральную характеристику фотопроводимости, необходимо знать кривую поглощения  $\alpha(h\nu)$  используемого материала в широком диапазоне изменения  $\alpha$ . Край поглощения — участок кривой поглощения, наиболее подверженный влиянию неоднородности состава и технологических условий выращивания материала, — был получен из измерений оптического пропускания пластин толщиной 150 мкм. Данные для  $\alpha(h\nu)$  в области больших  $\alpha$  были позаимствованы из работы [11].

На рис. 3, *a* представлены кривые фотопроводимости  $\Delta\sigma(h\nu) = I_{\text{ph}}/VS$ , рассчитанные при различной полярности и различной величине напряжения смещения. Как видно, рассчитанные кривые воспроизводят описанные выше закономерности спектральных характеристик (принято  $\tau_n = 2 \cdot 10^{-8}$  с,  $S_f = S_b = 10^5$  см<sup>2</sup>/с). Действительно, при отрицательно заряженной облучаемой поверхности фотопроводимость в области больших  $h\nu$  при повышении напряжения возрастает, а в области малых  $h\nu$  уменьшается. При противоположной полярности приложенного напряжения фотопроводимость в области как больших, так и малых  $h\nu$  при увеличении напряжения уменьшается. Сравнение рис. 2, *b* и 3, *b* показывает, что ход зависимости  $\Delta\sigma$  от  $V$ , рассчитанных при двух фиксированных значениях коэффициента поглощения  $\alpha = 1$  и  $10^4$  см<sup>-1</sup>, также согласуется с результатами эксперимента.

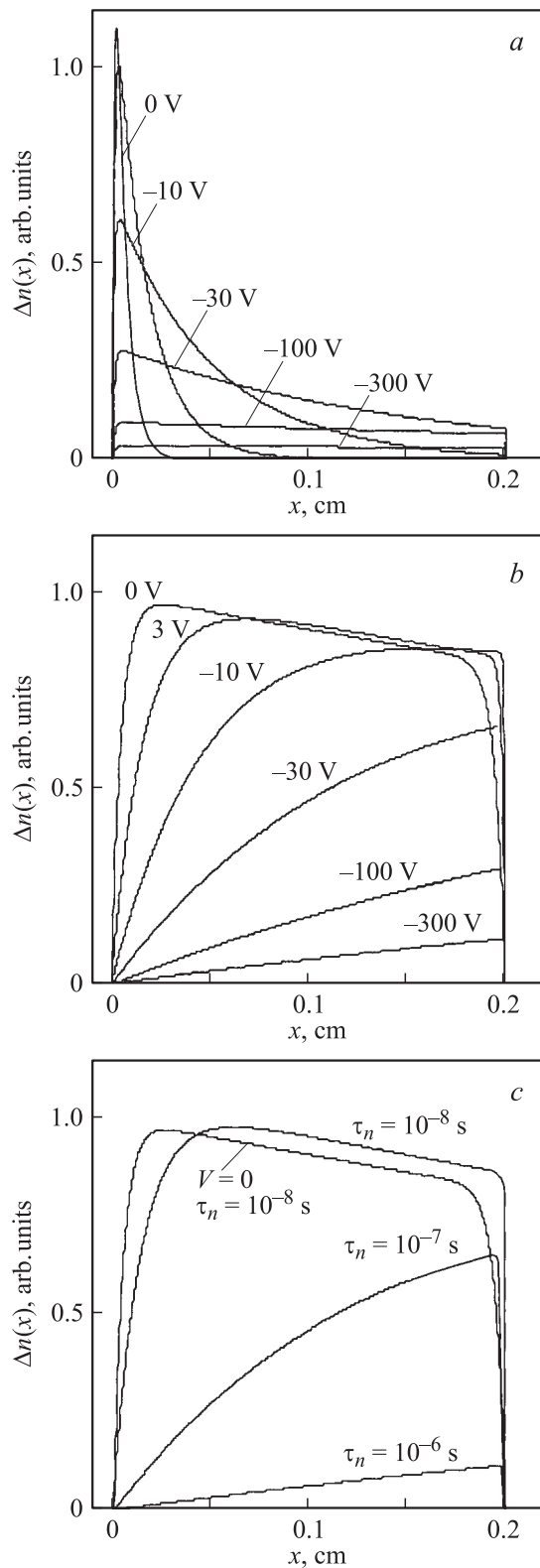
Таким образом, предложенная физическая модель и полученные на ее основе аналитические выражения адекватно описывают фотоэлектрические процессы, происходящие в кристалле Cd<sub>1-x</sub>Zn<sub>x</sub>Te, т. е. развитые представления можно использовать для анализа процесса собирания носителей, возникших при облучении кристалла. Важную информацию можно получить прежде всего, анализируя выражение (7) для пространственного распределения электронов, возбужденных излучением

с различным коэффициентом поглощения, при различной полярности и различной величине напряжения смещения.

На рис. 4, *a* представлены результаты расчета распределения электронов  $\Delta n(x)$  при их возбуждении вблизи отрицательно заряженной фронтальной поверхности кристалла ( $\alpha = 10^4$  см<sup>-1</sup>). Время жизни электронов принято равным  $10^{-6}$  с, т. е. величине, типичной для материалов CdTe и Cd<sub>1-x</sub>Zn<sub>x</sub>Te, используемых в детекторах рентгеновского и  $\gamma$ -излучения [1–3]. Из этих же соображений толщина кристалла принята равной 2 мм. Как видно из рисунка, при  $V = 0$  фотогенерированные электроны сосредоточены вблизи поверхности кристалла в пределах диффузионной длины (50 мкм) с резким спадом при  $x \rightarrow 0$  из-за поверхностной рекомбинации. При  $V = -10$  В область распространения  $\Delta n(x)$  расширяется в несколько раз в глубь кристалла, электронов



**Рис. 3.** Рассчитанные по формуле (7) спектры фотопроводимости при различных напряжениях смещения (*a*) и зависимости от напряжения фотопроводимости, возбуждаемой излучением с различным коэффициентом поглощения (*b*). Указана полярность фронтальной поверхности.



**Рис. 4.** Пространственное распределение неравновесных электронов. *a* — возбуждение излучением с коэффициентом поглощения  $\alpha = 10^4 \text{ см}^{-1}$ , различные напряжения смещения. *b* — то же при  $\alpha = 1 \text{ см}^{-1}$ . *c* —  $\alpha = 1 \text{ см}^{-1}$ , напряжение смещения  $-300 \text{ В}$ , различные времена жизни  $\tau_n$ ; кривая  $\Delta n(x)$  для  $V = 0$ ,  $\tau_n = 10^{-8} \text{ с}$  приведена для сравнения.

в кристалле становится все меньше при дальнейшем увеличении напряжения, а при  $|V| > 300 \text{ В}$  — совсем мало. Последнее означает, что практически все генерируемые излучением электроны достигают противоположного электрода.

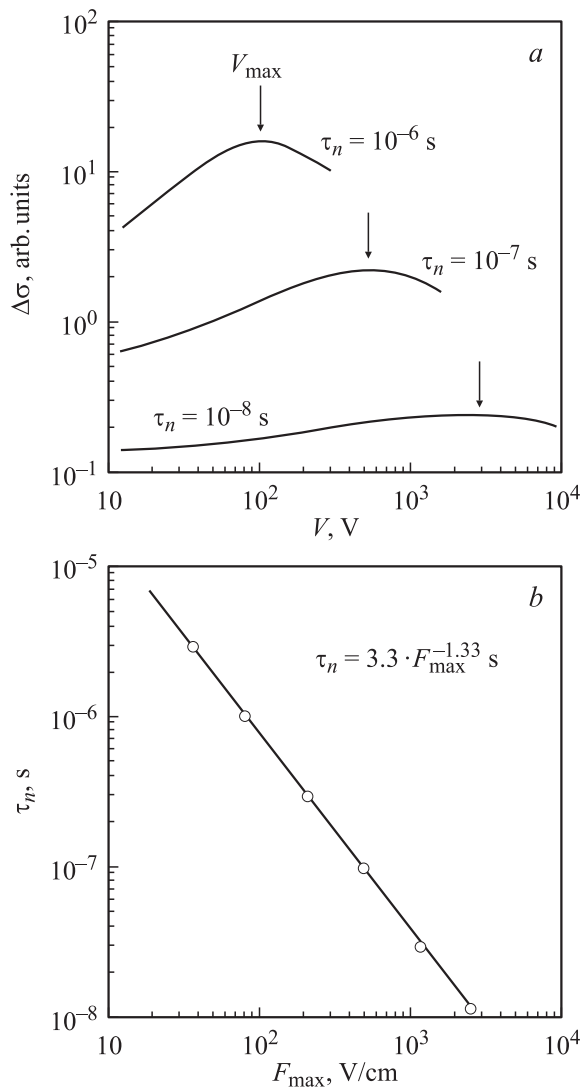
При генерировании электронов излучением с малым коэффициентом поглощения ( $\alpha = 1 \text{ см}^{-1}$ ) неравновесные электроны распределены при нулевом смещении более или менее равномерно по толщине кристалла (скорость фотогенерации все же несколько убывает при увеличении  $x$ ) со спадом вблизи обеих поверхностей из-за поверхностной рекомбинации (рис. 4, *b*). При приложении напряжения смещения электроны оттесняются полем от фронтальной поверхности, так что при  $V = -300 \text{ В}$  они остаются в кристалле в количестве, сравнимом с таковым в случае  $\alpha = 10^4 \text{ см}^{-1}$ . Это и понятно, так как наибольшее время для прохождения кристалла требуется для электронов, возникших возле фронтальной поверхности, т.е. в той же области, где возникают электроны при облучении фотонами с большим  $\alpha$ .

Результаты, представленные на рис. 4, *c*, иллюстрируют, как изменяются условия собирания электронов при изменении времени жизни электронов  $\tau_n$ . Как видно, при  $\tau_n = 10^{-7} \text{ с}$  даже при напряжении  $-300 \text{ В}$  значительная часть фотогенерированных электронов не достигает тыльного электрода, а при  $\tau_n = 10^{-8} \text{ с}$  — их подавляющая часть. Проведенные расчеты, таким образом, подтверждают экспериментально установленное требование: эффективное собирание электронов при рабочем напряжении детектора  $200\text{--}400 \text{ В}$  возможно в материале с временем жизни электронов  $\tau_n = 10^{-6} \text{ с}$  или большим [2,3].

Разумеется, сделанные выводы о собирании электронов справедливы при обязательном условии, что одновременно с достижением электроном положительно заряженного электрода должна достичь противоположного электрода дырка, образовавшаяся при поглощении фотона. Поскольку произведение времени жизни дырок на их подвижность ( $\tau_p \mu_p$ ) в  $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$  намного меньше по сравнению с аналогичной величиной для электронов ( $\tau_n \mu_n$ ), обеспечить собирание дырок путем увеличения напряжения смещения оказывается совершенно нереальным. Остается использовать разработанные методы обработки сигнала в цепи детектора и специальную конфигурацию электродов [3,4].

При отрицательно заряженном фронтальном электроде на измеренной и рассчитанной кривых фотопроводимости  $\Delta\sigma(V)$  наблюдается максимум (рис. 2, *b* и 3, *b*), положение которого,  $V_{\text{max}}$ , определяется прежде всего временем жизни электронов  $\tau_n$ . Этим можно воспользоваться для нахождения ключевого параметра  $\tau_n$  материала, используемого в детекторе. На рис. 5, *a* приведены кривые  $\Delta\sigma(V)$ , рассчитанные при нескольких значениях  $\tau_n$  ( $d = 2 \text{ мм}$ ), а на рис. 5, *b* точками показана зависимость  $\tau_n$  от напряженности электрического поля  $F_{\text{max}} = V_{\text{max}}/d$ , при которой наблюдается максимум.





**Рис. 5.** Зависимость фотопроводимости кристалла от напряжения смещения при различном времени жизни электрона (*a*) и связь между временем жизни электронов и напряженностью электрического поля, при котором наблюдается максимум фотопроводимости (*b*).

Как видно, полученная зависимость  $\tau_n(F_{\max})$ , построенная в двойных логарифмических координатах, укладывается на прямую линию, т.е. может быть представлена степенной функцией. Если напряженность электрического поля выражать в В/см, а время жизни в секундах, эта функция имеет вид (сплошная линия на рис. 5, *b*)

$$\tau_n = 3.3 \cdot F_{\max}^{-1.33}. \quad (15)$$

Подчеркнем, что кривая  $\Delta\sigma(V)$ , из которой определяется величина  $V_{\max}$ , а значит, и  $F_{\max} = V_{\max}/d$ , измеряется на кристалле, используемом в детекторе рентгеновского и  $\gamma$ -излучения. Конечно, эмпирическая зависимость (15) несколько изменится, если подвижность электронов будет отличаться от значения ( $1000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ), принятого при расчете кривых на рис. 5, *a*.

## 5. Заключение

Измерены спектры фотопроводимости кристаллов  $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$  для конфигурации, когда внешнее напряжение действует вдоль распространения возбуждающего пучка света, т.е. при условиях, когда разделение электронно-дырочных пар и собирание носителей аналогично тому, как это происходит в детекторе рентгеновского и  $\gamma$ -излучения. При такой схеме возбуждения величина фотопроводимости и форма полученных спектральных кривых испытывают сильную зависимость от полярности и величины напряжения смещения. Полученные из уравнения непрерывности аналитические выражения адекватно описывают наблюдаемые экспериментальные зависимости и их эволюцию при изменении условий возбуждения. Получено эмпирическое выражение, устанавливающее связь между временем жизни электронов и напряженностью электрического поля, при которой наблюдается максимум фотопроводимости кристалла.

## Список литературы

- [1] Y. Eisen, A. Shor. *J. Cryst. Growth*, **184/185**, 1302 (1998).
- [2] R.H. Redus, A.C. Huber, J.A. Pantazis. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A458**, 214 (2001).
- [3] <http://www.amptek.com/a250ap.html>
- [4] M.R. Squillante, G. Entine. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A380**, 160 (1996).
- [5] M.A.J. van Pamelten, C. Budtz-Jorgensen, I. Kuvvetli. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A439**, 625 (2000).
- [6] A.D.M. Hofmann, W. Stadler, P. Christmann, B.K. Meyer. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A380**, 117 (1996).
- [7] M. Jung, J. Morel, P. Fougères, M. Hage-Ali, P. Sifferd. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A428**, 45 (1999).
- [8] S. Kraft, M. Bavdaz, B. Castelletto, A. Peacock, F. Scholze, G. Ulm, M.-A. Gagliardi, S. Nenonen, T. Tuomi, M. Juvonen, R. Rantamaki. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A418**, 337 (1998).
- [9] Г.Е. Пикус. *Основы теории полупроводниковых приборов* (М., Наука, 1965).
- [10] С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М., Физматгиз, 1963).
- [11] T. Toshifumi, S. Adachi, H. Nakanishi, K. Ohtsuka. *Jap. J. Appl. Phys.*, **32**, 3496 (1993).

Редактор Л.В. Шаронова

## A study of carrier collection in CdZnTe-based X- and $\gamma$ -ray detectors by photoelectric measurements

L.A. Kosyachenko, O.L. Maslyanchuk, I.M. Rarenko, V.M. Sklyarchuk

Chernovtsy National University,  
58012 Chernovtsy, Ukraine

**Abstract** A photoconductivity for the configuration when the electric field is parallel to the direction of light propagation is considered. The spatial distribution of nonequilibrium electrons and the conditions for electron-hole pair separation (carrier collection) are analyzed. The technique for the electron lifetime determination from the photoconductivity measurements is proposed.