

УДК 621.315.5

СПЕКТРЫ КВАНТОВОГО ВЫХОДА ФОТОГЕНЕРАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ОБЛАСТИ ЭФФЕКТОВ ФРАНЦА—КЕЛДЫША И [ОНЗАГЕРА В КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ СЕЛЕНИДЕ КАДМИЯ

Бурова Н. А., Черкасов Ю. А.

Установлены механизмы фотогенерации носителей заряда в поликристаллическом CdSe, обуславливающие его высокую электрофотографическую чувствительность за краем полосы собственного поглощения в области энергий фотонов 1.24—1.74 эВ. Показано, что имеют место по крайней мере два механизма фотогенерации с высоким для этой области спектра квантовым выходом η : механизм, обусловленный эффектом Франца—Келдыша в спектральной области 1.63—1.74 эВ с η , близким к 100 %, и онзагеровский механизм фотогенерации в области энергий фотонов 1.24—1.74 эВ с $\eta = (1 \div 20) \%$.

Поликристаллический селенид кадмия [1] имеет значительную электрофотографическую (ЭФ) чувствительность за краем полосы собственного поглощения [2]. Однако выявление механизмов, обуславливающих высокую фоточувствительность, встречает значительные трудности. Так, измерение спектров коэффициента поглощения α затруднено малой его величиной, высокой долей рассеянного света, превышающего в 2—3 раза долю поглощенной энергии, а также невозможностью применения дифференциального метода измерения на пленках различной толщины. Причина этого состоит в толщинной зависимости микрокристаллической структуры пленок CdSe, приводящей к изменению их оптических и фотоэлектрических свойств. Далее, для поликристаллического CdSe не может быть использован хорошо разработанный ЭФ метод измерения абсолютного квантового выхода фотогенерации носителей заряда η , основанный на определении числа созданных фотонами зарядов по измеренному потенциалу и геометрической емкости ЭФ слоя [3]. Это обусловлено уже указанной толщинной зависимостью оптических свойств пленок и, в частности, их диэлектрической проницаемости ϵ [1], а также отличием ϵ от таковой для монокристаллов. Кроме того, возникающий в поликристаллической структуре объемный заряд приводит к отличию эффективной толщины ЭФ слоя от геометрической.

Цель настоящей работы состоит в разработке методики исследования α и η для поликристаллических пленок CdSe с толщинной зависимостью микрокристаллической структуры и выяснения на основе измерения их спектров за краем полосы собственного поглощения механизма фотогенерации носителей заряда.

Методика исследований

Образцы. Поликристаллические слои CdSe рабочей толщиной 1.4—2.5 мкм [2] изготовлены по методике [1] на стеклянной подложке с прозрачным проводящим покрытием (рис. 1) и имеют средний размер микрокристаллов 0.5 мкм.

Измерение η . Квантовый выход η определяли в ЭФ режиме при полном собирании носителей заряда. η , определяемый как среднее число электронно-дырочных пар, созданных одним поглощенным фотоном, равен [3]

$$\eta = \frac{1}{eN} \left| \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} = \frac{1}{eN} \frac{d\sigma}{dV} \left| \frac{dV}{dt} \right|_{t=0} = \frac{1}{eN} c(V) \left| \frac{dV}{dt} \right|_{t=0}, \quad (1)$$

где e — заряд электрона; N — число поглощенных фотонов, отнесенное к единице площади слоя; σ — плотность поверхностного заряда; V — потенциал слоя; $c(V)$ — удельная емкость, в общем случае зависящая от потенциала слоя. Для устранения перечисленных ранее трудностей использовали экспериментальный метод измерения $\sigma(V)$ путем интегрирования зарядного тока с учетом кинетики сквозного тока [1], не требующий априорного знания эффективной толщины ЭФ слоя и величины ϵ . η определяли в области полей, при которых $d\sigma/dV$ не зависит от потенциала слоя. Условие полного собирания носителей контролировали по независимости скорости изменения электрического поля слоя от величины поля [3].

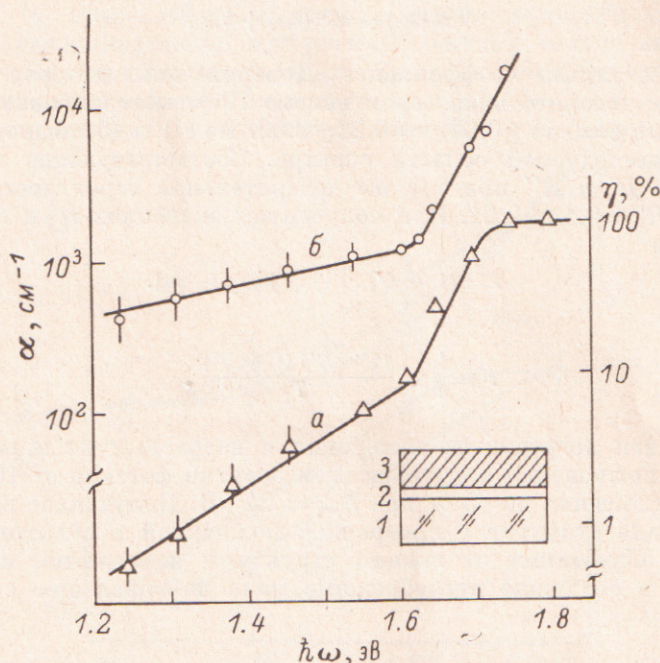


Рис. 1. Спектры квантового выхода η (а) и коэффициента поглощения α (б) поликристаллического CdSe за краем полосы собственного поглощения ($\epsilon \approx 1.3 \cdot 10^5 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$).

На вставке структура образца: 1 — стеклянная основа; 2 — прозрачное проводящее покрытие; 3 — слой CdSe.

Долю поглощенной в слое CdSe энергии A , соответствующую числу поглощенных фотонов N , рассчитывали из соотношения

$$A = 1 - R - T, \quad (2)$$

где R — коэффициент отражения, а T — коэффициент пропускания светорассеивающей трехслойной структуры (рис. 1). Поглощение подложки с проводящим покрытием не превышает 1%, поэтому его при расчете A не учитывали.

Поскольку краевое поглощение CdSe зависит от величины электрического поля [4], R и T определяли в поле той же величины, для которой измеряли η . Относительная погрешность измерения η не превышает 40%.

Измерение α . Дифференциальный метод определения α , требующий использования слоев нескольких толщин, не применим, как было уже отмечено, в силу толщинной зависимости оптических свойств слоев. Строгий математический расчет α для трехслойной структуры затруднен вследствие необходимости учета многократных отражений на четырех границах раздела. Учитывая, что поглощение в подложке с проводящим покрытием близко к нулю, α рассчитывали на основе модифицированной формулы пропускания плоскопараллельной пластинки при учете многократных отражений при обычных предположениях [5], но с учетом разных коэффициентов отражения на гранях пластинки

$$T = \frac{(1 - R')(1 - R'') \exp(-ad)}{1 - R'R'' \exp(-2ad)}, \quad (3)$$

где R' — коэффициент отражения на границе CdSe—воздух, R'' — коэффициент отражения на границе CdSe—проводящее покрытие, увеличенный за счет отражений от границ с подложкой, d — толщина слоя CdSe.

Для коэффициента отражения структуры с учетом (3) имеем

$$R(\hbar\omega) = \frac{R''}{(1 - R'')^2} T^2(\hbar\omega) + R'. \quad (4)$$

Измеренная зависимость $R(\hbar\omega)$ для CdSe-структуры в области энергий фотонов 1.24—1.75 эВ хорошо описывается аналитическим выражением

$$R(\hbar\omega) = aT^2(\hbar\omega) + b, \quad (5)$$

где a и b — постоянные коэффициенты. Доверительные интервалы для a и b , определенные с доверительной вероятностью 70 % методом наименьших квадратов, составили $a=0.18 \pm 0.02$, $b=0.22 \pm 0.02$. Из (4) и (5) видно, что R' и R'' постоянны в исследуемой области спектра. Соответствующие доверительные интервалы для R' и R'' при той же доверительной вероятности равны $R' = 0.22 \pm 0.02$, $R'' = 0.13 \pm 0.01$. При полученных значениях R' и R'' выражение (3) упрощается

$$T = (1 - R')(1 - R'') \exp(-ad). \quad (6)$$

Из (6)

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \frac{(1 - R')(1 - R'')}{T}. \quad (7)$$

Относительная погрешность измерения α возрастает по мере уменьшения коэффициента поглощения с уменьшением энергии фотонов от 10—15 % в области края поглощения до 35 % при $\hbar\omega=1.24$ эВ. Полученное выражение для α применимо для структур с прозрачной подложкой в области спектра, где коэффициенты отражения от границ структуры изменяются незначительно, а поглощение в подложке пренебрежимо мало по сравнению с поглощением в слое.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Квантовый выход η и коэффициент поглощения α снижаются при уменьшении энергии фотонов во всей исследуемой области спектра (1.75—1.24 эВ), рис. 1. На кривых η и α четко различимы две области: область (1.75—1.63 эВ) быстрого и область (1.61—1.24 эВ) медленного снижения η и α . Спектры $\eta(\hbar\omega)$ и $\alpha(\hbar\omega)$ описываются экспоненциальными зависимостями $\eta, \alpha \sim \exp(\hbar\omega/E_0)$ с различными значениями параметра E_0 для двух указанных областей спектра. В первой области E_0 для η и α близки, а во второй — существенно различны. Влияние электрического поля \mathcal{E} на η и α в исследованном диапазоне полей $(0.5 \div 1.3) \cdot 10^5$ В·см⁻¹ появляется только в первой области (рис. 2). Абсолютные величины η и α зависят от микроструктуры слоя, так что для $\hbar\omega=1.61$ эВ $\eta=(8 \div 21)$ %, $\alpha=(7 \div 20) \cdot 10^2$ см⁻¹.

Механизм фотогенерации носителей заряда в области энергии фотонов 1.24—1.61 эВ. Поскольку вероятность образования экситонов при комнатной температуре и в сильных полях мала [5], поглощение в этой области может определяться только переходами между локальными состояниями (хвостами плотности состояний в слоях CdSe [6]) и разрешенными зонами и переходами между хвостами плотности состояний внутри запрещенной зоны. Рассмотрим вероятность существования перечисленных механизмов, исходя из сопоставления величин теоретически возможного для них и измеренного η . В случае первого механизма поглощение фотона должно привести к появлению только электрона (дырки) в соответствующей разрешенной зоне, так что в реализующемся случае равномерной фотогенерации η , измеренный в ЭФ режиме в области токов насыщения, должен быть равен 50 %, поскольку средний сдвиг фотоносителей равен половине толщины

слоя. При одновременном действии двух механизмов в предположении, что переходы внутри запрещенной зоны дают $\eta' = 0$, η можно представить в виде

$$\eta = \frac{A'\eta' + A''\eta''}{A' + A''}, \quad (8)$$

где A' , η' и A'' , η'' — доля поглощенной энергии и квантовый выход, характеризующие соответственно переходы внутри запрещенной зоны и переходы локальное состояние—разрешенная зона. Как и ранее, $\eta'' = 50\%$. Так как переходы с участием разрешенных зон более вероятны в силу большей плотности состояний, подставляя в (8) значения η' и η'' и учитывая $A'' > A'$, получаем $\eta > 25\%$. Таким образом, данный механизм должен давать η более высокий, чем экспериментально измеряемый; поэтому только механизм фотогенерации, обусловленный переходами между состояниями внутри запрещенной зоны, не противоречит измеренным величинам $\eta < (10 \div 20)\%$. Этот же механизм позволяет объяснить наблюдаемую спектральную зависимость $\eta(\hbar\omega)$.

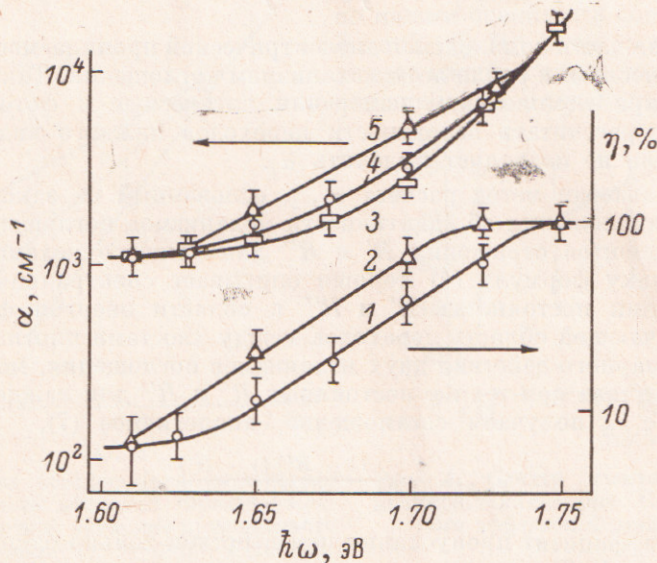


Рис. 2. Спектры квантового выхода η (1, 2) и коэффициента поглощения α (3—5) поликристаллического CdSe вблизи края полосы собственного поглощения при различной величине приложенного электрического поля \mathcal{E} : $\mathcal{E} = 0$ (3), $5 \cdot 10^4$ (1, 4), $1.3 \cdot 10^5$ В·см⁻¹ (2, 5).

Действительно, при фотогенерации в результате переходов между хвостами плотности состояний в запрещенной зоне с последующим движением фотоносителей путем перескоков по локальным состояниям имеет место низкая подвижность μ носителей заряда $\ll 1$ см²·В⁻¹·с⁻¹, т. е. много меньше, чем зонная ($\mu > 10$ см²·В⁻¹·с⁻¹). В веществах с низкой подвижностью носителей заряда реализуется онзагеровский механизм фотогенерации, включающий стадию первично возникающей кулоновски связанной электронно-дырочной пары [3] с последующей ее термополевой диссоциацией. Спектральный ход $\eta(\hbar\omega)$ обусловлен спектральной зависимостью радиуса термализации пары, даваемой выражением $r_T \sim \ln \hbar\omega$ [7]. Онзагеровский механизм фотогенерации предполагает достаточно сильную полевую зависимость η в определенном диапазоне полей и слабую зависимость в области малых и высоких (при достижении $\eta = 100\%$) полей [3]. В соответствии с полученными экспериментальными данными зависимость $\eta(\mathcal{E})$ должна проявляться при $\mathcal{E} > 1.3 \cdot 10^5$ В·см⁻¹.

Механизм фотогенерации носителей заряда в области энергии фотонов 1.63—1.73 эВ. Возрастание η и α с $\hbar\omega$ в области энергий фотонов 1.63—1.73 эВ по сравнению с областью онзагеровской фотогенерации свидетельствует о действии иного механизма поглощения и фотогенерации на краю полосы собственного поглощения. Увеличение η и α электрическим полем в этой области и независимость их от поля в области

онзагеровской фотогенерации также говорит о появлении другого механизма. Поскольку хвосты плотности состояний начинаются непосредственно от разрешенных зон [6], на краю поглощения при $\hbar\omega$ меньше ширины запрещенной зоны ΔE_G будут иметь место два механизма поглощения и фотогенерации. Вклад механизма, обусловленного переходами между хвостами плотности состояний и онзагеровской фотогенерацией, характеризуемого соответственно величинами η_1 и α_1 , можно выделить путем экстраполяции η и α из области эффекта Онзагера в область края поглощения. Другой механизм, которому соответствуют η_2 и α_2 , как будет показано далее, связан с эффектом Франца—Келдыша.

В теории поглощения показано [8], что при нескольких независимых механизмах поглощения аддитивным параметром является произведение коэффициента поглощения α и показателя преломления n , а не каждый параметр в отдельности. Оптические и электрические свойства вещества связаны соотношением

$$\eta \varepsilon_2 = \eta \sum_j \varepsilon_{2j} = \sum_j \eta_j \varepsilon_{2j}, \quad (9)$$

где ε_2 — мнимая часть комплексной диэлектрической проницаемости ε , $\varepsilon_2 \sim n\alpha$, а индексы j относятся к различным механизмам поглощения. Такой подход дает возможность при комплексном измерении оптических и фотоэлектрических характеристик рассчитывать вероятности переходов каждого вида поглощения $\varepsilon_{2j} (\hbar\omega)^2$, однако не позволяет выделить α_j .

Нами использован метод расчета $\alpha_{1,2}$, основанный на законе сохранения энергии в предположении об аддитивности механизмов поглощения и неизменности коэффициентов отражения R' и R'' для каждого механизма в отдельности. Поскольку формула (4) хорошо описывает спектральный ход $R(\hbar\omega)$ в предположении постоянства R' и R'' в области энергии фотонов 1.24—1.75 эВ, включающей область переходов между хвостами плотности состояний и область суммарного действия двух механизмов поглощения, можно полагать, что она справедлива при тех же постоянных R' и R'' для каждого механизма. Отсюда для $\alpha_{1,2}$ получаем соотношение, аналогичное (7),

$$\alpha_{1,2} = \frac{4}{d} \ln \frac{(1-R')(1-R'')}{T_{1,2}}, \quad (10)$$

где $T_{1,2}$ — коэффициент пропускания при действии только одного из механизмов, а индексы 1, 2 относятся к разным механизмам поглощения.

Для определения $T_{1,2}$ можно воспользоваться соотношением (2), основанным на законе сохранения энергии. В предположении об аддитивности механизмов поглощения в (2) $A=A_1+A_2$, где A_1 — доля энергии, поглощенной за счет переходов между хвостами плотности состояний (для $\hbar\omega = \text{const}$). Она может быть вычислена экстраполяцией величины A_1 , известной для энергии фотонов 1.24—1.61 эВ, в область 1.63—1.73 эВ, а A_2 — доля энергии, поглощенной по второму механизму. При действии одного из механизмов в (2) $A=A_{1,2}$, $T=T_{1,2}$, $R=R_{1,2}$. Вычитая из (2), описывающего действие двух механизмов, это соотношение, получаем

$$A_{2,1} + T - T_{1,2} + R - R_{1,2} = 0. \quad (11)$$

После подстановки (4), связывающего $R_{1,2}$ и $T_{1,2}$, в (11) получаем уравнение для определения $T_{1,2}$

$$A_{2,1} + T - T_{1,2} + R - R' - \frac{R''}{(1-R'')^2} T_{1,2}^2 = 0. \quad (12)$$

Справедливость расчета α_2 по (10) подтверждается совпадением результатов экстраполяции и расчета α_1 по (10) в области энергий фотонов 1.63—1.73 эВ (табл. 1).

Результаты расчета спектров α_2 приведены на рис. 3. Спектральный ход α_2 приблизительно экспоненциальный и отражает «размытие» края поглощения при увеличении напряженности электрического поля, что характерно для эффекта Франца—Келдыша (кривые 2, 3). Экспоненциальный ход α_2 в отсутствие приложенного поля (кривая 1) может быть обусловлен несколькими причинами:

оптических переходами, сопровождаемыми поглощением фононов [9]; поглощением с образованием связанного экситона, взаимодействующего с колебаниями решетки [10]; уширением экситонной линии внутренним электрическим полем [11]; уширением края поглощения внутренним электрическим полем, связанным с ионизованными примесями [12]. Поскольку существование экситонов при комнатной температуре маловероятно, причинами «размытия» края поглощения в отсутствие приложенного поля могут быть многофононное поглощение и эффект Франца—Келдыша во внутренних электрических полях. В поликристаллическом CdSe имеются три вида внутренних электрических полей: поля, создаваемые донорами и акцепторами, ионизованными за счет термической ионизации или за счет донорно-акцепторного (Д-А) взаимодействия, например, в Д-А комплексе $V_{Cd}-Cd_i$ (структурный дефект), образующемся при вакуумном нанесении пленок CdSe [13] (\mathcal{E} может достигать 10^5 В·см⁻¹) [5]; внутренние поля на границах кристаллитов, составляющие, по нашим оценкам, в соответствии с [14] $\mathcal{E} \approx (2 \div 6) \cdot 10^4$ В·см⁻¹; поле, обусловленное изгибом зон у поверхности незагрязненного слоя селенида кадмия. Изгиб

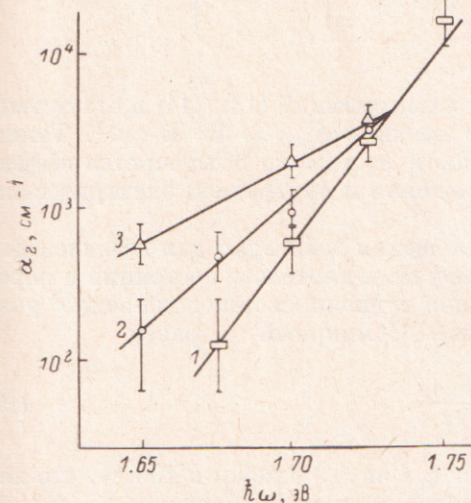


Рис. 3. Спектры коэффициента поглощения α_2 , обусловленного эффектом Франца—Келдыша, при различной величине приложенного электрического поля \mathcal{E} : $\mathcal{E}=0$ (1), $5 \cdot 10^4$ (2), $1.3 \cdot 10^5$ В·см⁻¹ (3).

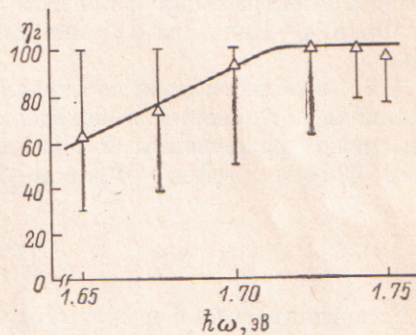


Рис. 4. Спектр квантового выхода η_2 поликристаллического CdSe, обусловленного эффектом Франца—Келдыша.

зон у поверхности, определенный нами методом измерения фото ЭДС насыщения, составляет 0.6 эВ, что при дебаевском радиусе экранирования ≈ 0.6 мкм соответствует величине напряженности электрического поля у поверхности $\approx 2 \cdot 10^4$ В·см⁻¹.

Оценка «эффективного сдвига» E_r края поглощения проведена в соответствии с выражением для α [15] в случае эффекта Франца—Келдыша

$$\ln \alpha \sim -\frac{4}{3} \left(\frac{\Delta E_G^{opt} - \hbar\omega}{E_r} \right)^{3/2}. \quad (13)$$

Оптическая ширина запрещенной зоны ΔE_G^{opt} , определенная по энергии фотонов, при которой не происходит увеличения поглощения с ростом \mathcal{E} , $\Delta E_G^{opt} = 1.74 \pm 0.01$ эВ. E_r зависит от \mathcal{E} [15]

$$E_r = \left(\frac{e^2 \hbar^2 \mathcal{E}^2}{2m^*} \right)^{1/3}, \quad (14)$$

где m^* — приведенная эффективная масса электрона и дырки, $m^* = 0.10 \div 0.12$ [4].

Из (14) определена величина $\mathcal{E}_{расч}$, вызывающая «эффективный сдвиг» E_r . Полученные величины E_r и соответствующие им значения напряженности приложенного поля \mathcal{E} и рассчитанного по формуле (14) $\mathcal{E}_{расч}$ приведены в табл. 2. Значения $\mathcal{E}_{расч}$ превышают \mathcal{E} на величину $\approx 1 \cdot 10^5$ В·см⁻¹, согласующуюся с приведенными ранее оценками внутренних электрических полей в поликри-

Таблица 1

Величина α_1 , рассчитанная по формуле (10) и полученная экстраполяцией экспериментальных результатов

$\hbar\omega$, эВ	$\alpha_1 \cdot 10^{-3}$, см ⁻¹	
	расчет	эксперимент
1.63	1.2	1.2
1.65	1.3	1.3
1.67	1.3	1.3
1.70	1.4	1.4
1.73	1.5	1.5

Таблица 2

Величина электрического поля \mathcal{E} , рассчитанная по формуле (14) [15] по экспериментально определенному сдвигу E_r , и экспериментально измеренное приложенное поле

E_r , эВ	$\mathcal{E} \cdot 10^{-5}$, В · см ⁻¹	
	расчет	эксперимент
0.03	1.0	0
0.05	1.6	0.5
0.07	2.5	1.3

сталлическом селениде кадмия. Оценка E_r из выражений (13), (14) в отсутствие приложенного поля (табл. 2) дает близкое значение $\mathcal{E}_{\text{расч}} \approx 10^5$ В · см⁻¹. Таким образом, спектральная и полевая зависимости α_2 хорошо объясняются эффектом Франца—Келдыша в суммарном приложении и внутреннем электрическом поле.

Итак, в области края собственного поглощения действуют два независимых механизма поглощения: переходы между хвостами плотности состояний и переходы между разрешенными зонами, а именно туннелирование зона-зона с участием фотона (эффект Франца—Келдыша). Суммарный η равен

$$\eta = \frac{\eta_1 A_1 + \eta_2 A_2}{A_1 + A_2}. \quad (15)$$

Расчитанные по формуле (15) значения η_2 (рис. 4) близки к 100 %, что характерно для переходов зона-зона. Снижение η_2 при уменьшении $\hbar\omega$ может быть обусловлено туннелированием с участием фотона не только между разрешенными зонами, но и между хвостами плотности состояний.

Увеличение η с ростом \mathcal{E} на краю поглощения (рис. 2, кривые 1, 2) обусловлено увеличением доли поглощения с большим квантовым выходом. Фотоэлектрическая ширина запрещенной зоны $\Delta E_G^{\text{фото}}$, определяемая по энергии фотонов, при которой квантовый выход достигает 100 % (рис. 2, кривые 1, 2), зависит от поля. $E \Delta E_G^{\text{фото}}$ совпадает с $\Delta E_G^{\text{опт}}$ ($\Delta E_G^{\text{фото}} = \Delta E_G^{\text{опт}} = 1.74 \pm 0.01$ эВ) в поле $\mathcal{E} \approx 5 \cdot 10^4$ В · см⁻¹ и уменьшается на 0.02 эВ при увеличении приложенного поля до $\mathcal{E} \approx 1.3 \cdot 10^5$ В · см⁻¹.

Таким образом, высокая ЭФ чувствительность поликристаллического селенида кадмия при $\hbar\omega < \Delta E_G^{\text{опт}}$ обусловлена существованием по крайней мере двух механизмов фотогенерации с высоким для этой области спектра квантовым выходом η : механизма, обусловленного эффектом Франца—Келдыша в области энергий фотонов 1.63—1.74 эВ с η , близким к 100 %, и онзагеровского механизма фотогенерации в области энергий фотонов 1.24—1.74 эВ с $\eta = (1 \div 20)$ %.

Литература

- [1] Черкасов Ю. А., Буров П. А., Захарова Н. Б. — В кн.: Физика и техническое применение полупроводников А²В⁶: Тез. докл. V Всесоюз. совещ. Вильнюс, 1983, с. 171—172.
- [2] Бурова Н. А., Черкасов Ю. А. — Опт. и спектр., 1986, т. 61, в. 1, с. 8—10.
- [3] Акимов И. А., Черкасов Ю. А., Черкашин М. И. Сенсбилизированный фотоэффект. М., 1980. 384 с.
- [4] Фотопроводящие пленки (типа CdS) / Под ред. З. И. Кирьяшкиной и А. Г. Рокаха. Саратов, 1979. 193 с.
- [5] Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках. М., 1973. 456 с.
- [6] Демидов К. Б., Черкасов Ю. А., Захарова Н. Б. — В кн.: Бес-серебряные и необычные фотографические процессы: Тез. докл. IV Всесоюз. конф. Черноголовка, 1984, т. 1, с. 37—38.

- [7] Александрова Е. Л., Черкасов Ю. А. — ЖНПФК, 1986, т. 31, в. 1, с. 61—64.
- [8] Hartke J. L., Regensburger P. J. — Phys. Rev. A, 1965, v. 139, p. A970.
- [9] Bosacchi B., Franzosi P. — Phys. St. Sol. (b), 1975, v. 70, N 2, p. K139—K141.
- [10] Тоуогава J. — Prog. Theor. Phys., 1959, v. 22, p. 455.
- [11] Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М., 1974. 472 с.
- [12] Redfield D., Afromowitz M. A. — Appl. Phys. Lett., 1967, v. 11, p. 138.
- [13] Смытнына В. А. — ФТП, 1983, т. 17, в. 4, с. 679—682.
- [14] Кутра И., Жиндулис А., Сакалас А. — Литов. физ. сб., 1980, т. 20, в. 3, с. 105—111.
- [15] Callaway J. — Phys. Rev., 1963, v. 130, N 2, p. 549—553.

Поступило в Редакцию 27 мая 1986 г.
