

Оригинальная статья

УДК 538.958:975

DOI: 10.57070/2304-4497-2023-3(45)-19-29

**КВАНТОВО-РАЗМЕРНАЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ
 p -CdTe/ n -CdS С МИКРОКРИСТАЛЛАМИ CdTe**

© 2023 г. Н. Х. Юлдашев¹, О. М. Маматов¹, А. В. Селькин²

¹Ферганский политехнический институт (Республика Узбекистан, 150107, Фергана, ул. Фергана, 86)

²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук (Россия, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26)

Аннотация. Исследован новый механизм формирования прикраевой фотолюминесценции, обусловленной наличием тонкого поликристаллического слоя CdTe в пленочной гетероструктуре p -CdTe/ n -CdS. Рассмотрена возможность регистрации низкоразмерных эффектов в микрокристаллах, линейный размер которых порядка микрона. Обнаружен эффект, заключающийся в возникновении в низкотемпературных спектрах фотолюминесценции микрокристаллов CdTe доминирующей узкой «супергорячей» полосы излучения из области спектра, расположенной по энергии выше фундаментального края собственного поглощения объемного материала. Развита теоретическая модель, согласно которой аномальная полоса излучения возникает в результате оптических переходов электронов с приповерхностных уровней пространственного квантования в состояния валентной зоны. Показано, что дополнительная подсветка гетероструктуры со стороны прозрачной подложки светом из спектральной области собственного поглощения CdS приводит к тушению аномальной коротковолновой полосы излучения и одновременному возгоранию экситон-поляритонной люминесценции CdTe. Такой эффект находит естественное объяснение, если принять во внимание индуцированную подсветкой генерацию дополнительных носителей заряда, которые компенсируют положительный заряд поверхности микрокристалла и отрицательный объемный заряд акцепторов. В дальнейшем исследования спектров люминесценции пленочных гетероструктур p -CdTe/ n -CdS с прозрачными омическими контактами представляют интерес, прежде всего, с прикладной точки зрения с целью создания на их основе новых пленочных солнечных элементов. Такие исследования должны включать в себя более тщательный анализ зависимостей от размера микрокристаллов, толщины слоев CdS и CdTe, метода легирования, температуры, а также спектрального состава и интенсивности освещения. Необходимо разработать метод теоретического расчета спектра супергорячего излучения в условиях приповерхностной квантово-размерной рекомбинации фотоносителей с учетом механизмов слабой локализации фотоэлектронов и кулоновского взаимодействия их со свободными фотодырками валентной зоны.

Ключевые слова: фотолюминесценция, микрокристаллы CdTe, пленочная гетероструктура p -CdTe/ n -CdS, треугольная потенциальная яма, квантово-размерный эффект, экситон-поляритон

Для цитирования: Юлдашев Н.Х., Маматов О.М., Селькин А.В. Квантово-размерная фотолюминесценция в гетероструктуре p -CdTe/ n -CdS с микрокристаллами CdTe // Вестник Сибирского государственного индустриального университета. 2023. № 3 (45). С. 19 – 29. [http://doi.org/10.57070/2304-4497-2023-3\(45\)-19-29](http://doi.org/10.57070/2304-4497-2023-3(45)-19-29)

Original article

**QUANTUM-DIMENSIONAL PHOTOLUMINESCENCE IN THE p -CdTe/ n -CdS
HETEROSTRUCTURE WITH CdTe MICROCRYSTALS**

© 2023 N. Kh. Yuldashev¹, O. M. Mamatov¹, A. V. Sel'kin²

¹Fergana Polytechnic Institute (86, Fergana str., Fergana, 150107, Republic of Uzbekistan)

²The Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences (26, Polytechnical str., Saint-Petersburg, 194021, Russian Federation)

Abstract. A new mechanism for the formation of near-edge photoluminescence due to the presence of a thin polycrystalline CdTe layer in a p -CdTe/ n -CdS film heterostructure has been studied. The possibility of detecting low-dimensional effects in microcrystals of the linear size being on the order of one micron is considered. The effect has been found that shows the appearance in the low-temperature photoluminescence spectra of CdTe microcrystals of a dominant narrow "superhot" emission band which is located in energy above the fundamental edge of the intrinsic absorption of the bulk material. A theoretical model is developed according to which an anomalous emission band arises as a result of optical transitions of electrons from near-surface levels of spatial quantization to states of the valence band. It is shown that additional illumination of the heterostructure from the side of the transparent substrate with light from the CdS intrinsic absorption spectral region leads to quenching of the anomalous short-wavelength emission band and simultaneous "ignition" of the CdTe exciton-polariton luminescence. This effect finds a natural explanation if we take into account the illumination-induced generation of additional charge carriers, which compensate for the positive charge of the microcrystal surface and the negative space charge of acceptors. In the future, studies of the luminescence spectra of p -CdTe/ n -CdS film heterostructures with transparent ohmic contacts are of interest, first of all, from the applied point of view in order to create new film solar cells on their basis. Such studies should include a more thorough analysis of the dependences on the size of microcrystals, the thickness of the CdS and CdTe layers, the doping method, temperature, the spectral composition of illumination, and its intensity, as well. It is necessary to develop a method for the theoretical calculation of the spectrum of superhot radiation under conditions of near-surface quantum-well recombination of photoelectrons taking into account their Coulomb interaction with free photoholes, which can be considered rigorously only in the framework of many-particle problem.

Keywords: photoluminescence, CdTe microcrystals, p -CdTe/ n -CdS film heterostructure, triangular potential well, quantum-dimensional effect, exciton-polariton

For citation: Yuldashev N.Kh., Mamatov O.M., Sel'kin A.V. Quantum-dimensional photo-luminescence in the p -CdTe/ n -CdS heterostructure with CdTe microcrystals. *Bulletin of the Siberian State Industrial University*. 2023, no. 3 (45), pp. 19 – 29. (In Russ.). [http://doi.org/10.57070/2304-4497-2023-3\(45\)-19-29](http://doi.org/10.57070/2304-4497-2023-3(45)-19-29)

Введение

В последнее время резко возрос интерес к солнечным элементам из тонкопленочных гетероструктур p -CdTe/ n -CdS с основным поглощающим слоем CdTe, который обладает специфическими свойствами фотонных кристаллов, обусловленными присутствием микрокристаллов. Вопросы формирования фотолуминесценции (ФЛ) таких пленок исследованы недостаточно. Ранее было показано [1], что в отличие от монокристаллов [2], крупноблочных поликристаллов [3] и одиночных микрокристаллов [4, 5] в спектрах ФЛ мелкозернистых (с характерными размерами зерна $d_{cr} \leq 10^{-6}$ м) пленок не проявляются каналы излучения экситонов и донорно-акцепторных пар.

Целью настоящей работы является изучение новых механизмов формирования спектров ближней краевой ФЛ, которые проявляются в тонком поликристаллическом слое CdTe пленочной гетероструктуры p -CdTe/ n -CdS. Рассматривается возможность проявления низкоразмерных эффектов в микрокристаллах, линейный размер которых порядка микрона, что существенно превышает характерное значение боровского радиуса экситона a_{ex} . Обнаруженный эффект заключается в регистрации в спектрах низкотемпературной ФЛ микрокристаллов CdTe доминирующей узкой «супергорячей» полосы излучения из спектральной области, расположенной по энергии выше фундаментального края собственного поглоще-

ния объемного материала. Развита теоретическая модель, в основе которой допускается существование внутри микрокристалла слоя пространственного заряда, приводящего к формированию вблизи поверхности треугольной потенциальной ямы для электрона. Аномальная полоса излучения возникает в результате оптических переходов электронов с приповерхностных уровней пространственного квантования в квазинепрерывные состояния валентной зоны.

Объекты исследования и экспериментальные результаты

Исследуемая тонкопленочная гетероструктура p -CdTe/ n -CdS была изготовлена методом термического испарения в вакууме на прозрачной стеклянной подложке в едином технологическом цикле [6]. Нижний фоторезистивный слой CdS толщиной 0,2 – 0,4 мкм обладал электронной проводимостью и под действием освещения ртутной лампой ($I_{Hg} \approx 10^4$ лх) его сопротивление падало на 2 – 3 порядка. Верхний активно поглощающий слой p -CdTe толщиной $h \sim 0,5 \div 0,8$ мкм выращивался со скоростью осаждения 1,5 – 2,0 Å/с при температуре подложки $T = 523 \div 623$ К и имел зернистую структуру с размерами кристаллических зерен кубической модификации $d_{cr} \sim 0,8 \div 1,0$ мкм.

Спектры ФЛ регистрировались в режиме счета фотонов на установке, собранной на базе спектрометра ДФС-24. Гетероструктура p -CdTe/ n -CdS погружалась непосредственно

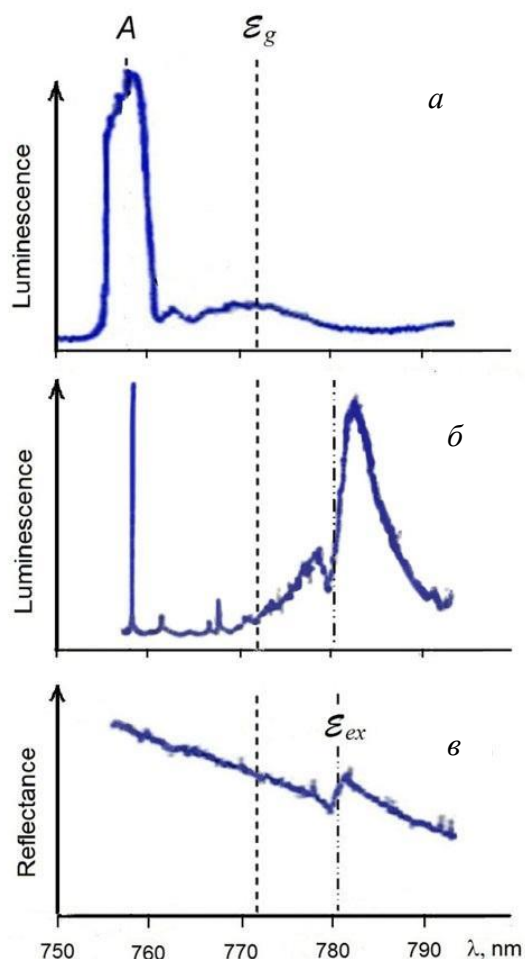


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции гетероструктуры $p\text{-CdTe}/n\text{-CdS}$ ($T = 2\text{ K}$) при фронтальном возбуждении слоя CdTe светом Ar^+ -лазера на длине волны $\lambda = 476,5\text{ nm}$ без дополнительной подсветки (а), с одновременной подсветкой со стороны подложки светом лампы накаливания из спектральной области собственного поглощения CdS (б) и спектр зеркального отражения света от той же структуры со стороны слоя CdTe (в)

Fig. 1. Photoluminescence spectra of the $p\text{-CdTe}/n\text{-CDs}$ heterostructure ($T = 2\text{ K}$) under frontal excitation of the CdTe layer by Ar^+ laser light at a wavelength $\lambda = 476.5\text{ nm}$ without additional illumination (a), with simultaneous illumination from the substrate by incandescent light from the spectral region of the CDs self-absorption (b) and the spectrum specular reflection of light from the same structure from the side of the CdTe layer (c)

в откачиваемый жидкий гелий при температуре примерно 2 K . Возбуждение люминесценции слоя CdTe осуществлялось на длине волны $\lambda = 476,5\text{ nm}$ светом Ar^+ -лазера, сфокусированным на поверхность слоя CdTe в пятно размерами $\sim 0,4 \times 4,0\text{ mm}$ при мощности светового потока $\sim 7\text{ мВт}$. Фотовозбуждение и регистрация спектров излучения осуществлялись в направлениях, близких к нормали относительно излучающей поверхности гетероструктуры.

На рис. 1, а представлен спектр ФЛ при фронтальном возбуждении слоя CdTe в гетероструктуре $p\text{-CdTe}/n\text{-CdS}$. В спектре присутствует интенсивная и доминирующая А-полоса из-

лучения (энергия фотона $\varepsilon_A = 1,6380\text{ эВ}$; $\lambda_A = 757,0\text{ nm}$), расположенная по энергии заметно выше известного [7] положения фотона $\varepsilon_g = 1,6065\text{ эВ}$ коротковолнового края запрещенной зоны в кристалле CdTe . Уменьшение интенсивности света, возбуждающего ФЛ со стороны наружной поверхности пленки CdTe , сопровождается уменьшением интенсивности излучения в исследуемом спектральном интервале, но не приводит к заметному изменению общего вида спектра.

Однако оказалось, что при дополнительной подсветке гетероструктуры со стороны прозрачной стеклянной подложки светом ртутной лампы из спектральной области собственного поглощения CdS происходит кардинальное изменение характера спектра ФЛ (рис. 1, б). Интенсивность полосы А резко падает с одновременным ее спектральным сужением, а в длинноволновой части спектра в области энергии фотона $\varepsilon < \varepsilon_g$ возгорается дублетная полоса излучения в области $775 - 790\text{ nm}$. Как видно из сравнения со спектром зеркального отражения (рис. 1, в), провал в дублетной полосе излучения формируется в области длин волн, где контур коэффициента отражения демонстрирует резкую дисперсионную зависимость, характерную для оптических резонансов с возбуждением свободных экситонов.

Теоретическая модель и обсуждение результатов

При построении теоретической модели, объясняющей причины возникновения наблюдаемого «супергорячего» излучения (рис. 1, а), следует обратить внимание на то, что исследованная структура включает в себя фактически монослой близко расположенных частиц в виде микрокристаллов CdTe ; при этом каждый микрокристалл обладает характерным поперечным размером порядка 1 мкм . Поэтому речь может идти о некотором размерном эффекте в излучении света каждой частицей. Однако, учитывая относительно большой средний диаметр микрокристаллов, входящих в состав структуры, возможный размерный эффект не является аналогом того, что типично для образований в виде квазиульмерных структур [5, 8, 9].

Вместе с тем хорошо известно [10], что специфические квантовые эффекты могут проявляться при определенных условиях в электрических свойствах планарных полупроводниковых систем, когда возникают поверхностные каналы при квантовании в них энергии носителей заряда. Основная причина возникновения таких каналов обусловлена существованием области пространственного заряда (ОПЗ), в пределах

которой (за счет нескомпенсированного объемного и поверхностного зарядов примесей) происходит искривление зон (проводимости и валентной), формирующих приповерхностную потенциальную яму для носителей заряда определенного знака. В этой связи представляет интерес проанализировать возможный механизм излучения света, ответственный за формирование спектра (рис. 1, а) и учитывающий особенности квантования энергии носителя в приповерхностной квантовой яме.

А. Теоретическая модель

Обратимся к упрощенной модели частицы микрокристалла, входящей в состав монослоя исследованной структуры. Будем рассматривать такую частицу как микрокристаллическую сферу радиуса R (рис. 2). Диаметр $2R$ сферы сопоставим с характерным средним линейным размером микрокристаллических частиц, образующих монослой. Поскольку речь идет о полупроводниковом материале CdTe p -типа, можно допустить, что внутри сферы существует отрицательно заряженная ОПЗ $r_0 \leq r \leq R$, плотность заряда в которой определяется средней избыточной концентрацией $N_A - N_D$ акцепторной примеси по отношению к донорной

$$\rho_q = -e(N_A - N_D), \quad (1)$$

где e – абсолютное значение заряда электрона.

На поверхности сферы $r = R$ локализованы центры захвата положительно заряженных дырок с поверхностной плотностью N_s , полный заряд которых компенсирует объемный заряд микрокристаллической сферы. Центральная сферическая область $0 \leq r < r_0$ электрически нейтральна (избыточные акцепторы в этой области находятся в электрически нейтральном состоянии).

В приближении модели барьера Шоттки с учетом сферической симметрии задачи нетрудно получить выражения для энергетических зон (зоны проводимости ε_c и валентной зоны ε_v) в виде зависимостей от радиуса r :

$$\varepsilon_c(r) = \frac{2\pi e \rho_q}{3\varepsilon_{st}} r^2 \left(1 - 3 \frac{r_0^2}{r^2} + 2 \frac{r_0^3}{r^3} \right); \quad r_0 \leq r \leq R, \quad (2)$$

где ε_{st} – статическая диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Выражение (2) подразумевает нормировку электростатического потенциала $\varphi(r) = -\varepsilon_c(r)/e$, при которой $\varepsilon_c(r) = 0$ в интервале $0 \leq r \leq r_0$. Это выражение показывает, что в пределах микро-

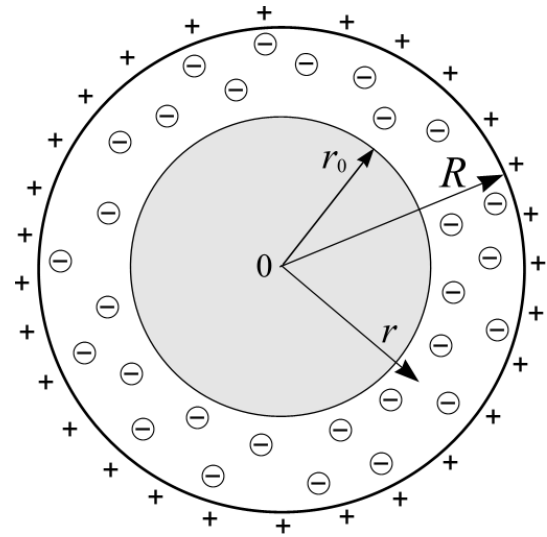


Рис. 2. Сферическая модель микрокристаллической частицы p - CdTe . Состояния на поверхности (сфера радиуса R) заняты положительно заряженными дырками. Слой заряжен отрицательно. Центральная сферическая область, электрически нейтральна

Fig. 2. Spherical model of microcrystalline particle p - CdTe . The states on the surface (a sphere of radius R) are occupied by positively charged holes. The layer is negatively charged. Central spherical area is electrically neutral

кристаллической сферы в направлении от ее центра к поверхности имеет место изгиб зон вниз по энергии, то есть создается приповерхностная потенциальная яма для электрона глубиной $|\varepsilon_c(R)|$.

Соответствующая зависимости (2) напряженность $E(r)$ встроенного электрического поля в микросфере определяется формулой:

$$E(r) = \frac{1}{e} \frac{d\varepsilon_c}{dr} = \frac{4\pi \rho_q}{3\varepsilon_{st}} r \left(1 - \frac{r_0^3}{r^3} \right), \quad (3)$$

в которой следует полагать $E(r) = 0$ при $0 \leq r < r_0$. В соответствии с отрицательным знаком ρ_q (см. уравнение (1)) вектор напряженности поля направлен к центру сферы.

Непосредственно вблизи поверхности $r = R$ на расстояниях от нее l_{QW} , сравнимых с дебройлевской длиной волны электрона, могут проявляться эффекты размерного квантования. Такого рода эффекты достаточно подробно рассматривались ранее [10] при описании явлений переноса носителей заряда вблизи плоских поверхностей полупроводников. Наиболее существенные результаты получены на основе моделирования поверхностного потенциала в форме треугольной потенциальной ямы.

При анализе экспериментальных данных можно воспользоваться основными соотношениями, следующими из известных расчетов [10, 11] для одномерной треугольной потенциальной

ямы, если $l_{QW} \ll R$. Последнее неравенство должно достаточно хорошо выполняться для нижайших энергетических состояний треугольной квантовой ямы с учетом того, что в исследованных структурах $R \approx 500$ нм.

Согласно [10] значение энергии ε_n^{QW} квантового состояния n находится с достаточно высокой точностью по формуле типа

$$\varepsilon_n^{QW} = \left[\frac{3\pi\hbar e E_s}{2\sqrt{2m_*}} \left(n + \frac{3}{4} \right) \right]^{2/3}, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (4)$$

где E_s – напряженность электрического поля непосредственно на поверхности; m_* – эффективная масса носителя заряда.

В рамках обсуждаемой модели $E_s = |E(R)|$ (см. зависимость (3)), если речь идет о нижайшем энергетическом состоянии ε_0^{QW} , то из формул (2) – (4) следует, что

$$|\rho_q| = \frac{1}{3\pi^2} \frac{e\varepsilon_{st}\sqrt{m_*/m_0}}{Ra_B^2(1-r_0^3/R^3)} \left(\frac{\varepsilon_0^{QW}}{G_{Ry}} \right)^{3/2}, \quad (5)$$

где m_0 – масса свободного электрона; a_B – боровский радиус атома водорода; G_{Ry} – ридберговская энергия связи электрона в атоме водорода.

Аппроксимация $\varepsilon_c(r)$ треугольной потенциальной ямой $V(r)$ подразумевает равенство в точке

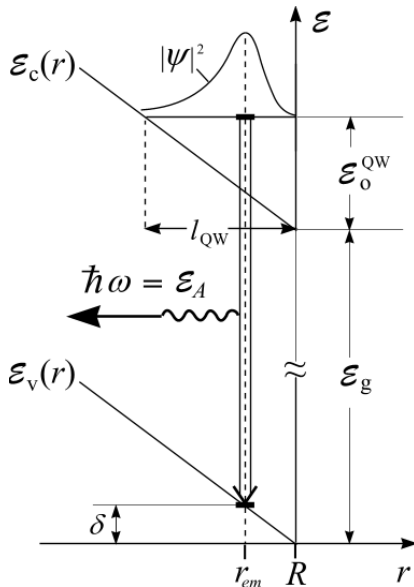


Рис. 3. Схема оптического перехода, формирующего пик излучения А с энергией излучаемого фотона ε_A

Fig. 3. Scheme of the optical transition forming the peak of radiation A with the energy of the emitted photon ε_A

$r = R$ как самих функций ε_c и V , так и их первых производных ε_c' и V' , что дает

$$V(r) = \varepsilon_c(R) + (R-r) \frac{4e^2}{9\pi a_B^2} \sqrt{\frac{m_*}{m_0}} \left(\frac{\varepsilon_0^{QW}}{G_{Ry}} \right)^{3/2}. \quad (6)$$

На рис. 3 изображена схема оптического перехода, формирующего пик излучения А (энергия фотона ε_A). Вблизи поверхности микросферы зависимость $\varepsilon_c(r)$ близка к линейной и может быть аппроксимирована треугольным потенциалом (6). Валентная зона $\varepsilon_v(r)$ повторяет зависимость $\varepsilon_c(r)$ со сдвигом вниз на энергию ширины запрещенной зоны ε_g . В соответствии с выражением (4) треугольная яма содержит нижайший энергетический уровень размерного квантования $n = 0$, смещенный вверх относительно дна ямы на энергию ε_0^{QW} . Под действием внешнего фото-возбуждения носителей и по мере их релаксации по энергии и импульсу с возбуждением колебаний решетки происходит заселение электронного состояния ε_0^{QW} . Последующий излучательный переход электрона в валентную зону осуществляется с испусканием фотона с энергией $\hbar\omega = \varepsilon_A$ (рис. 3). При этом максимум вероятности перехода приходится на ту точку в пространстве $r = r_{em}$, где модуль волновой функции $|\Psi(r)|^2$ электрона в состоянии $n = 0$ принимает максимальное значение (в случае бесконечно высокой стенки со стороны окружающей сферу среды волновая функция должна содержать узел непосредственно на поверхности $r = R$). Таким образом, максимум интенсивности люминесценции должен наблюдаться при энергии излучаемого фотона

$$\varepsilon_A = \varepsilon_g + \varepsilon_0^{QW} - \delta, \quad (7)$$

где величина смещения δ определяется положением точки r_{em} .

Таким образом, по спектральному положению наблюдаемой линии А в рамках приближения треугольной приповерхностной потенциальной ямы можно найти значения принципиальных параметров ε_0^{QW} , E_s , l_{QW} и N_s , характеризующих эту яму (см. приложение). Заметим, что при нахождении этих значений радиус электронной нейтральности r_0 ($0 \leq r_0 < R - l_{QW}$) никак не фигурировал. Однако, как видно из формул (1), (2) и (5), параметр r_0 непосредственно связан с величиной загиба зон $\varepsilon_c(R)$ и концентрацией избы-

точных акцепторов $N_A - N_D$. В частности, при $r_0 = 0$ (условие отсутствия области электро-нейтральности) имеем минимально возможную концентрацию $|N_A - N_D|_{r_0=0} = 1,6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и максимально возможный загиб зон $|\varepsilon_c(R)|_{r_0=0} = 1,1 \text{ эВ}$.

Из рис. 1, а видно, что линия излучения А уширена и ее полуширина составляет $\varepsilon\Delta_A \approx 1,3 \text{ мэВ}$. Регистрируемая ширина линии А, скорее всего, является следствием неоднородного уширения. Действительно, при более строгом рассмотрении излучения из поверхностной области микрокристалла следует принимать во внимание, что на самом деле люминесценция формируется разными локально-планарными элементами поверхности, вообще говоря, с несколько различающимися по величине энергиями квантования ε_0^{QW} . Линейный размер такого элемента в направлении вдоль поверхности должен составлять величину порядка длины свободного пробега электрона.

Б. Спектры ФЛ микрокристаллического слоя CdTe в условиях дополнительной подсветки

Весьма интересный и важный с точки зрения возможных практических применений эффект связан с обнаруженным влиянием на спектр ФЛ структуры дополнительной подсветки со стороны прозрачной подложки (рис. 1, б). С одной стороны, в результате такой подсветки происходит практически исчезновение полосы А «горячей» люминесценции ($\varepsilon_A > \varepsilon_g$). С другой стороны, наблюдается возгорание дублетной полосы люминесценции в спектральной области $\varepsilon < \varepsilon_g$, где в достаточно совершенных объемных кристаллах CdTe регистрируется нижайшее экситонное состояние с энергией $\varepsilon_{ex} \approx 1,5955 \text{ эВ}$ [12].

То, что полоса ФЛ, появляющаяся под влиянием подсветки в спектральном интервале $\sim 775 - 790 \text{ нм}$, имеет прямое отношение к свободным экситонам, подтверждается сопоставлением спектра ФЛ (рис. 1, б) со спектром зеркального отражения света (рис. 1, в), полученным от внешней поверхности пленки CdTe. Как видно из рис. 1, б, в, провал в дублетной полосе излучения формируется в области длин волн, где контур коэффициента отражения демонстрирует резкую дисперсионную зависимость. Дублетная форма спектра ФЛ и ее расположение относительно контура отражения света говорят о том, что наблюдается люминесценция экситонных поляритонов [13, 14].

Индукцированное подсветкой возгорание поляритонной люминесценции можно объяснить следующим образом. Дело в том, что при тыловой (со стороны стеклянной подложки) подсвет-

ке слоя $n\text{-CdS}$ светом с энергией фотонов $\hbar\omega > \varepsilon_{g(\text{CdS})}$ (где $\varepsilon_{g(\text{CdS})}$ - ширина запрещенной зоны CdS) увеличивается собственная фотопроводимость этого слоя и сопротивление $n\text{-CdS}$ оказывается меньше сопротивления фотовольтаического слоя $p\text{-CdTe}$. Дополнительные фотогенерируемые электроны и дырки компенсируют, соответственно, поверхностный положительный заряд микрокристалла и отрицательный объемный заряд избыточных акцепторов. В результате загиб зон в ОПЗ уменьшается, что должно приводить к исчезновению приповерхностной потенциальной ямы, локализующей электрон, и, как следствие, к исчезновению линии А.

С другой стороны, с уменьшением загиба зон падает напряженность E внутреннего (встроенного) электрического поля, которое определяет время жизни экситона [15, 16]. В условиях дополнительного освещения встроенное электрическое поле становится настолько слабым, что экситонное состояние существует, обладая относительно большим временем жизни. В результате в области ε_{ex} формируется полоса ФЛ, связанная с излучением экситонных поляритонов.

При достаточно высоких напряженностях имеет место полная ионизация экситонного состояния: речь идет о значениях E порядка $10^4 - 10^5 \text{ В/см}$. Это как раз те поля, которые действуют на экситон в слое CdTe, когда подсветка не включена. Поэтому ФЛ в области ε_{ex} в отсутствие подсветки не наблюдается. В таком случае встроенное электрическое поле, разрушающее экситон, должно занимать достаточно большой объем, что соответствует ограничению $(r_0/R)^3 \ll 1$ для максимального значения r_0 . Последнее неравенство неплохо работает, если считать, что $(r_0/R) < 0,5$. Тогда для микрокристаллов, входящих в исследованную структуру, возможные значения концентрации избыточных акцепторов и полного загиба зон должны находиться в пределах $(1,6 \div 1,8) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $(0,64 - 1,1) \text{ эВ}$ соответственно.

В связи с обсуждением эффекта подсветки следует отметить, что реальные условия, при которых такой эффект проявляется, недостаточно точно соответствуют рассмотренной выше простейшей сферической модели микрокристалла. Сферическая модель позволяет выделить, прежде всего, принципиальную причину явления: возникновение уровней квантования энергии электронов в узком приповерхностном слое образца.

Влияние подсветки становится существенным благодаря наличию в структуре узкого слоя $n\text{-CdS}$, который в контакте с микрокристаллами $p\text{-CdTe}$ образует в среднем плоскую гетерограницу между двумя полупроводниковыми материалами.

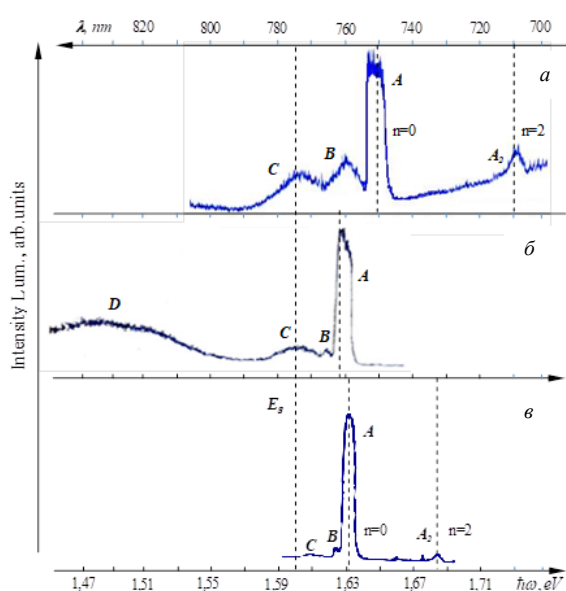


Рис. 4. Спектры фотолюминесценции микрокристаллического слоя CdTe:

a – на стеклянной подложке, *б* – в гетероструктуре *p*-CdTe/*n*-CdS без подсветки, *в* – легированный CdTe:In

Fig. 4. Photoluminescence spectra of a microcrystalline CdTe layer:

a – on a glass substrate; *б* – in a *p*-CdTe/*n*-CdS heterostructure without illumination; *в* – doped CdTe:In

При этом дополнительные фотонотенители, возбуждающиеся в результате подсветки, создаются в тех областях микрокристаллических частиц CdTe, которые непосредственно соприкасаются с пленкой CdS. В таком случае должны иметься в виду, в основном, фотоиндуцированные изменения загибов зон в ОПЗ, относящихся к указанным областям частиц.

С. Спектры ФЛ микрокристаллического слоя CdTe на стеклянной подложке и в гетероструктуре *n*-CdS/*p*-CdTe при 4,2 К

На рис. 4 представлены спектры фотолюминесценции ($T = 4,2$ К) при фронтальном возбуждении микрокристаллического слоя CdTe, нанесенного на чистую стеклянную подложку (*a*), внедренного в гетероструктуру *p*-CdTe/*n*-CdS в отсутствие освещения CdS (*б*) и для легированного образца CdTe:In (*в*). В спектрах ФЛ мелкозернистых пленок CdTe излучения экситонов и ДАП отсутствуют. В спектрах хорошо видны доминирующие *A*-линии излучения, расположенные при энергиях фотонов $\epsilon_A \approx 1,65, 1,625$ и $1,632$ эВ. Различное положение максимумов линий означает, что напряженность электрического поля E_s на границе микрокристалла для рассматриваемых образцов принимает разные значения. Поэтому по формуле (4) и по формулам (13), (16), (18) Приложения можно получить различные значения ϵ_0^{QW} , l_{QW} , N_s и других параметров квантовой ямы для разных образцов (см. таблицу).

Особый интерес представляет то (рис. 4, *a*, *в*), что в чистых и легированных тонких пленках CdTe, содержащих микрокристаллы, наблюдается излучение с квантового уровня $n = 2$ (излучение из состояния $n = 1$ запрещено правилами отбора). Используя найденные выше значения ϵ_0^{QW} и формулу (4), вычисляем ϵ_2^{QW} и, следовательно, $\epsilon_A^{(2)}$. Теоретические и экспериментальные значения параметров совпадают с точностью около 5 мэВ (см. таблицу). Этот факт еще раз подтверждает, что простая модель и развитая в настоящем исследовании теория удов-

Теоретические и экспериментальные значения параметров микрокристаллов в образцах CdTe

Theoretical and experimental values of microcrystal parameters in CdTe samples

Образец	ϵ_A , эВ эксперим.	ϵ_0^{QW} , МэВ теория	l_{QW} , нм теория	E_s , кВ/см теория	N_s , см теория	$\epsilon_A^{(2)}$, эВ эксперим./ теория	ϵ_2^{QW} , МэВ теория
$T = 2,0$ К							
<i>n</i> -CdS / <i>p</i> -CdTe	1,638	44,18	9,9	44,6	$2,60 \cdot 10^{11}$	–	–
$T = 4,2$ К							
<i>n</i> -CdS / <i>p</i> -CdTe	1,625	35,06	11,1	31,5	$1,83 \cdot 10^{11}$	–	–
<i>p</i> -CdTe	1,650	70,10	8,0	89,2	$5,20 \cdot 10^{11}$	1,730/1,725	168,3
CdTe:In	1,632	44,9	9,8	45,7	$2,66 \cdot 10^{11}$	1,682/1,677	107,7

летворительно описывают основные особенности наблюдаемых спектров, демонстрирующих, в первую очередь, «сверхгорячую» фотолюминесценцию микрокристаллов.

Что касается спутников *B*-, *C*-линий, проявляющихся в длинноволновой области спектра (относительно *A*-линий), то можно полагать, что они связаны с вкладами $1LO$ -, $2LO$ -($\epsilon_{LO} = 21$ мэВ) и *LA*-фононных повторений (рис. 4, *a*), а также с примесями (рис. 4, *b*, *в*). Относительно широкая *D*-линия (рис. 4, *б*), скорее всего, обусловлена рекомбинационным излучением через поверхностные уровни гетероперехода.

Заключение

Эффекты размерного квантования, присущие разнообразным твердотельным структурам пониженной размерности, остаются предметом особого интереса как с научной, так и с практической точек зрения. Если речь идет о кристаллах малого размера, изготовленных из полупроводниковых материалов, то, как правило, обсуждаются явления, связанные с размерами кристаллических частиц, сопоставимыми с боровским радиусом a_{ex} экситона.

В настоящей работе представлены результаты исследований квантово-размерной рекомбинации фотоносителей в микрокристаллических частицах CdTe, линейный размер которых (порядка одного микрона) существенно превосходит характерное значение a_{ex} . Основной наблюдаемый эффект заключается в формировании в спектре низкотемпературной фотолюминесценции пленочной гетероструктуры *p*-CdTe/*n*-CdS, содержащей такие частицы, доминирующей узкой «супергорячей» полосы излучения, расположенной по частоте выше фундаментального края собственного поглощения объемного кристалла CdTe.

Для понимания природы наблюдаемого аномального излучения рассмотрена модель микрокристалла сферической формы, согласно которой внутри сферы существует приповерхностный слой пространственного заряда, приводящий к изгибу зон (проводимости и валентной) по мере приближения к поверхности. При этом непосредственно вблизи поверхности формируется потенциальная (треугольная по форме) квантовая яма $V(r)$ для электронов. Полоса «горячего» излучения возникает в результате оптических переходов электронов с уровней пространственного квантования энергии в яме $V(r)$ в квазинепрерывные состояния валентной зоны.

Дополнительная подсветка гетероструктуры со стороны прозрачной подложки светом из спектральной области собственного поглощения

CdS приводит к тушению аномальной коротковолновой полосы излучения и одновременному возгоранию экситон-поляритонной люминесценции CdTe. Такой эффект находит естественное объяснение, если принять во внимание индуцированную подсветкой генерацию дополнительных носителей заряда, которые компенсируют положительный заряд поверхности микрокристалла и отрицательный объемный заряд акцепторов. При этом сглаживается изгиб зон, исчезает приповерхностная потенциальная яма и ослабляется внутреннее электрическое поле, которое в отсутствие подсветки оказывается настолько сильным, что экситон-поляритонное состояние не регистрируется вследствие полной ионизации экситона.

Исследования спектров люминесценции пленочных гетероструктур *p*-CdTe/*n*-CdS с прозрачными омическими контактами представляют интерес, прежде всего, с прикладной точки зрения с целью создания на их основе новых типов солнечных элементов [17 – 19]. Такие исследования должны включать в себя более тщательный анализ зависимостей от размера микрокристаллов, толщины слоев CdS и CdTe, метода легирования, температуры, а также спектрального состава и интенсивности освещения. В теоретическом плане предстоит разработать метод теоретического расчета спектра «супергорячего» излучения в условиях приповерхностной квантово-размерной рекомбинации фотоносителей с учетом механизмов слабой локализации фотоэлектронов и кулоновского взаимодействия их со свободными фотодырками валентной зоны (то есть возможности образования экситонной конденсации нового типа).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Значение r_{em} можно оценить, используя конкретный вид волновой функции $\Psi(r)$ для состояния $n = 0$. Точное решение уравнения Шредингера в случае идеальной треугольной ямы со стенками бесконечной высоты (одна вертикальная, другая – наклонная) выражается [10] через функции Эйри. Для оценки положения максимума волновой функции, описывающей состояние $n = 0$, остановимся на ее вариационной форме, полученной в одномерном случае (ось z направлена перпендикулярно плоской поверхности $z = 0$ в глубь кристалла) [11]:

$$\Psi(z) = (3b^3/2)^{1/2} z \exp[-(bz)^{3/2}/2], \quad (8)$$

где параметр

$$b = 48\pi m e^2 (N_A - N_D) z_d / \epsilon_{st} \hbar^2 \quad (9)$$

содержит толщину z_d обедненного слоя и определяется из условия минимума полной энергии. Такое представление успешно использовалось в ряде работ при анализе явлений переноса носителей заряда в приповерхностной области полупроводника [10, 11].

Нетрудно показать, что максимум функции (8) расположен в точке

$$z = z_{\max} = 2\sqrt[3]{6} / 3b. \quad (10)$$

Для используемой модели (рис. 2) в формулах (8) – (10) следует произвести очевидные замены: $z = R - r$, $z_d = R - r_0$ и $z_{\max} = R - r_{em}$. Тогда

$$R - r_{em} = a_B (\pi / 3)^{1/3} \sqrt{\frac{m_0}{m_*} \frac{G_{Ry}}{\varepsilon_0^{QW}}}. \quad (11)$$

С другой стороны, как видно из рис. 3,

$$\frac{\delta}{R - r_{em}} = \frac{\varepsilon_0^{QW}}{l_{QW}}; \quad (12)$$

$$l_{QW} = a_B \frac{9\pi}{8} \sqrt{\frac{m_0}{m_*}} \sqrt{\frac{G_{Ry}}{\varepsilon_0^{QW}}} \quad (13)$$

– классическая ширина модельного треугольного потенциала на уровне энергии ε_0^{QW} .

В результате, на основании зависимостей (11) – (13), получаем

$$\delta = \gamma \cdot \varepsilon_0^{QW}, \quad (14)$$

где коэффициент γ имеет численное значение

$$\gamma = \frac{8}{9} \left(\frac{1}{3\pi^2} \right)^{1/3} \approx 0,287. \quad (15)$$

Таким образом, используя формулы (7) и (14), находим значение энергии ε_0^{QW} нижайшего уровня квантования, выражаемое через экспериментальные данные, относящиеся к ε_A и ε_g :

$$\varepsilon_0^{QW} = \frac{\varepsilon_A - \varepsilon_g}{1 - \gamma}. \quad (16)$$

Подставляя в формулу (16) с учетом (15) приведенные выше (см. также рис. 3) экспериментальные значения ε_A и ε_g , получаем, что в исследованной структуре $\varepsilon_0^{QW} = 44,18$ мэВ,

$\delta = 12,68$ мэВ. Напряженность электрического поля на поверхности определяется выражением

$$E_s = |E(R)| = \frac{e}{a_B^2} \frac{4}{9\pi} \sqrt{\frac{m_*}{m_0}} \left(\frac{\varepsilon_0^{QW}}{G_{Ry}} \right)^{3/2}, \quad (17)$$

следующим из зависимостей (3) и (4). Полагая $m_*/m_0 = 0,11$ [16], получаем $E_s = 44,6$ кВ/см. Для ширины квантовой ямы имеем (формула (13)) $l_{QW} = 9,9$ нм, при этом $l_{QW}/R \approx 0,02 \ll 1$, что соответствует исходным допущениям для используемой в оценках модели. Кроме этого, в рамках используемой сферической модели можно получить выражение

$$N_s = \frac{\varepsilon_{st} \sqrt{m_*/m_0}}{(3\pi a_B)^2} \left(\frac{\varepsilon_0^{QW}}{G_{Ry}} \right)^{3/2} \quad (18)$$

для определения поверхностной плотности N_s зарядов на границе микрокристалла, что при $\varepsilon_{st} = 10,6$ [20] дает $N_s = 2,6 \cdot 10^{11}$ см⁻².

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Akhmadaliev B.J., Mamatov O.M., Polvonov B.Z., Yuldashev N.Kh. Correlation between the low-temperature photoluminescence spectra and photovoltaic properties of thin polycrystalline CdTe films // Journal of Applied Mathematics and Physics. 2016. Vol. 4. P. 391–397. <http://dx.doi.org/10.4236/jamp.2016.42046>
2. Багаев В.С., Клевков Ю.В., Колосов С.А., Кривобок В.С., Шепель А.А. Оптические и электрофизические свойства дефектов в высокочистом CdTe // Физика твердого тела. 2010. Т. 52. № 1. С. 37.
3. Ушаков В.В., Клевков Ю.В. Влияние межзеренных границ раздела на свойства теллурида кадмия, полученного в неравновесных условиях // Физика и техника полупроводников. 2003. Т. 37. № 11. С. 1298.
4. Ekimov A.I., Kudryavtsev I.A., Ivanov M.G., Efros A.L. Spectra and decay kinetics of radiative recombination in CdS microcrystals // Journal of Luminescence. 1990. Vol. 46. P. 83.
5. Nozik A.J., Beard M.C., Luther J.M., Law M., Ellingson R.J., Johnson J.C. Semiconductor quantum dots and quantum dot arrays and applications of multiple exciton generation to third-generation photovoltaic solar cells // Chem. Rev. 2010. Vol. 110. P. 6873–6890. <https://doi.org/10.1021/cr900289f>
6. Fonthal G., Tirado-Mejia L., Marin-Huerta J.I. Temperature dependence of the band gap energy

- of crystalline CdTe // *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. 2000. Vol. 61. P. 579–583. [http://dx.doi.org/10.1016/S0022-3697\(99\)00254-1](http://dx.doi.org/10.1016/S0022-3697(99)00254-1)
7. Ekimov A.I., Onishchenko A.A. Quantum size effect in three-dimensional microscopic semiconductor crystals // *JETP Lett.* 1981. Vol. 34. P. 363.
 8. Екимов А.И., Кудрявцев И.А., Иванов М.Г., Эфрос Ал.Л. Фотолюминесценция квазинульмерных полупроводниковых структур // *Физика твердого тела*. 1989. Т. 31. № 8. С. 192.
 9. Ando T., Fowler A., Stern F. Electronic properties of two-dimensional systems // *Reviews of Modern Physics*. 1982. Vol. 54. P. 437.
 10. Takada Y., Uemura Y. Subband Structures of N-channel inversion layers on III-V Compounds-A Possibility of the Gate Controlled Gann Effect // *Journal of the Physical Society of Japan*. 1977. Vol. 43. P. 139.
 11. Horodyský P., Hlíděk P. Phys. Free-exciton absorption in bulk CdTe: temperature dependence // *Status Solidi B*. 2006. Vol. 243. P. 494–501. <https://doi.org/10.1002/pssb.200541402>
 12. Абдукадыров А.Г., Сажин М.И., Селькин А.В., Юлдашев Н.Х. Поляритонная люминесценция смешанных мод в кристаллах с пространственной дисперсией // *ЖЭТФ*. 1990. Т. 97. № 2. С. 644–662.
 13. Sel'kin A.V., Yuldashev N.Kh. *Effects of spatial dispersion and exciton damping in polariton luminescence spectra*. In: *Semiconductor and Insulators: Optical and Spectroscopic Research*, Ioffe Physico-Technical Institute Research Studies, Nova Science Publishers, Inc., 1992. P. 55–84.
 14. Novikov A.B., Novikov B.V., Yuferev R.B., Roppischer H., Stein N., Sel'kin A.V. Anomalous Stark effect on excitonic states in a preionization electric field // *JETP Lett.* 1996. Vol. 64. P. 42.
 15. Романовский С.О., Селькин А.В., Стамов И.Г., Феоктистов Н.А. Экситоны в кристаллах ZnP_2 в электрическом поле барьера Шоттки // *Физика твердого тела*. 1998. Т. 40. № 5. С. 884.
 16. Rubio-Ponce A., Olguín D., Hernández-Calderón I. Calculation of the effective masses of II-VI semiconductor compounds // *Superficies y Vacío*. 2003. Vol. 16. P. 26–28.
 17. Amit H. Munshi, Jason M. Kephart, Ali Abbas, Tushar M. Shimpi, Kurt L. Barth, John M. Walls, Walajabad S. Sampath. Polycrystalline CdTe photovoltaics with efficiency over 18 % through improved absorber passivation and current collection. // *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 2018, 176. P. 9–18.
 18. Halina Opyrchal, Dongguo Chen, Zimeng Cheng and Ken Chin. PL Study on the Ect of Cu on the front side luminescence of CdTe/CdS solar cells. // *Coatings* 2019. Vol. 9. No. 43. P. 1–9.
 19. Tuteja M. Low temperature photo luminescence studies on sputter deposited cadmium sulphide/cadmium telluride heterojunctions and solar sells. In: Thesis. University of Illinois at Urbana-Champaign. 2014. P. 24.
 20. Capper P., Garland J. Mercury cadmium telluride: growth, properties and applications. John Wiley & Sons, Ltd, 2011. P. 556.

REFERENCES

1. Akhmadaliev B.J., Mamatov O.M., Polvonov B.Z., Yuldashev N.Kh. Correlation between the Low-Temperature photoluminescence spectra and photovoltaic properties of thin polycrystalline CdTe Films. *Journal of Applied Mathematics and Physics*. 2016, vol. 4, pp. 391–397. <http://dx.doi.org/10.4236/jamp.2016.42046>
2. Bagaev V.S., Klevkov Yu.V., Kolosov S.A., Krivobok V.S., Shepel' A.A. Optical and electrophysical properties of defects in high-purity CdTe. *Fizika tverdogo tela*. 2010, vol. 52, no. 1, pp. 37. (In Russ.).
3. Ushakov V.V., Klevkov Yu.V. Effect of intergranular interfaces on properties of cadmium telluride obtained under non-equilibrium conditions. *Fizika i tekhnika poluprovodnikov*. 2003, vol. 37, no. 11, pp. 1298. (In Russ.).
4. Ekimov A.I., Kudryavtsev I.A., Ivanov M.G., Efros Al.L. Spectra and decay kinetics of radiative recombination in CdS microcrystals. *Journal of Luminescence*. 1990, vol. 46, pp. 83.
5. Nozik A.J., Beard M.C., Luther J.M., Law M., Ellingson R.J., Johnson J.C. Semiconductor quantum dots and quantum dot arrays and applications of multiple exciton generation to third-generation photovoltaic solar cells. *Chem. Rev.* 2010, vol. 110, pp. 6873–6890. <https://doi.org/10.1021/cr900289f>
6. Fonthal G., Tirado-Mejia L., Marin-Hurta J.I. Temperature dependence of the band gap energy of crystalline CdTe. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. 2000, vol. 61, pp. 579–583. [http://dx.doi.org/10.1016/S0022-3697\(99\)00254-1](http://dx.doi.org/10.1016/S0022-3697(99)00254-1)
7. Ekimov A.I., Onishchenko A.A. Quantum Size Effect in Three-Dimensional Microscopic Semiconductor Crystals. *JETP Lett.* 1981, vol. 34, p. 363.
8. Ekimov A.I., Kudryavtsev I.A., Ivanov M.G., Efros Al.L. Photoluminescence of quasinulmer semiconductor structures. *Fizika tverdogo tela*. 1989, vol. 31, no.8, p. 192. (In Russ.).
9. Ando T., Fowler A., Stern F. Electronic properties of two-dimensional systems. *Reviews of Modern Physics*. 1982, vol. 54, p. 437.
10. Takada Y., Uemura Y. Subband Structures of N-Channel Inversion Layers on III-V Compounds-A Possibility of the Gate Controlled Gann Effect. *Journal of the Physical Society of Japan*. 1977, vol. 43, pp. 139.

11. Horodyský P., Hlíděk P. Phys. Free-exciton absorption in bulk CdTe: temperature dependence. *Status Solidi B*. 2006, vol. 243, pp. 494–501. <https://doi.org/10.1002/pssb.200541402>
12. Abdukadyrov A.G., Sazhin M.I., Sel'kin A.V., Yuldashev N.Kh. Polaritonic luminescence of mixed modes in crystals with spatial dispersion. *ZhETF*. 1990, vol 97, no. 2, pp.644–662. (In Russ.).
13. Sel'kin A.V., Yuldashev N.Kh. Effects of Spatial Dispersion and Exciton Damping in Polariton Luminescence Spectra. In: *Semiconductor and Insulators: Optical and Spectroscopic Research, Ioffe Physico-Technical Institute Research Studies*, Nova Science Publishers, Inc., 1992, pp. 55–84.
14. Novikov A.B., Novikov B.V., Yuferev R.B., Roppischer H., Stein N., Sel'kin A.V. Anomalous Stark effect on excitonic states in a preionization electric field. *JETP Lett*. 1996, vol. 64, pp. 42.
15. Romanovskii S.O., Sel'kin A.V., Stamov I.G., Feoktistov N.A. Excitons in ZnP_2 crystals in the electric field of the Schottky barrier. *Fizika tverdogo tela*. 1998, vol. 40, no. 5, p. 884. (In Russ.).
16. Rubio-Ponce A., Olguín D., Hernández-Calderón I. Calculation of the effective masses of II-VI semiconductor compounds. *Superficies y Vacío*. 2003, vol. 16, pp. 26–28.
17. Amit H. Munshi, Jason M. Kephart, Ali Abbas, Tushar M. Shimpi, Kurt L. Barth, John M. Walls, Walajabad S. Sampath. Polycrystalline CdTe photovoltaics with efficiency over 18% through improved absorber passivation and current collection. // *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 2018, 176. PP. 9–18.
18. Halina Opyrchal, Dongguo Chen, Zimeng Cheng and Ken Chin. PL Study on the Effect of Cu on the Front Side Luminescence of CdTe/CdS Solar Cells. // *Coatings* 2019, vol.9, No.43, pp.1-9.
19. Tuteja M. Low temperature photo luminescence studies on sputter deposited cadmium sulphide/cadmium telluride heterojunctions and solar cells / Thesis. University of Illinois at Urbana-Champaign, 2014. P. 24.
20. Capper P., Garland J. Mercury Cadmium Telluride: Growth, Properties and Applications: John Wiley & Sons, Ltd, 2011, 556 p.

Сведения об авторах

Носиржон Хайдарович Юлдашев, д.ф.-м.н., профессор, профессор кафедры физики, Ферганский политехнический институт

E-mail: uzferfizika@mail.ru

ORCID: 0000-0003-0226-3528

Олмосбек Махамматдогович Маматов, PhD ф.-м.н., старший преподаватель кафедры электроники и приборостроения, Ферганский политехнический институт

E-mail: olmosbek_.85@mail.ru

ORCID: 0000-0001-6441-3443

Александр Викторович Селькин, д.ф.-м.н., профессор, ведущий научный сотрудник, Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе

E-mail: alexander.selkin@mail.ioffe.ru

ORCID: 0000-0003-1662-1154

Information about authors

Nosirjon Kh. Yuldashev, Dr.Sci.(Phys.-Math.), Professor, Department of Physics, Ferghana Polytechnic Institute

E-mail: uzferfizika@mail.ru

ORCID: 0000-0003-0226-3528

Olmosbek M. Mamatov, PhD (Phys. and Mathematics), Senior Lecturer, Department of Electronics and Instrument Engineering, Fergana Polytechnic Institute

E-mail: olmosbek_.85@mail.ru

ORCID: 0000-0001-6441-3443

Alexander V. Selkin, Dr.Sci.(Phys.-Math.), Professor, Leading Researcher, The Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences

E-mail: alexander.selkin@mail.ioffe.ru

ORCID: 0000-0003-1662-1154

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

The authors declare that there is no conflict of interest.

Поступила в редакцию 05.06.2023

После доработки 06.06.2023

Принята к публикации 12.06.2023

Received 05.06.2023

Revised 06.06.2023

Accepted 12.06.2023