

13,03

## Локализация экситона Ванье–Мотта на органополюпроводниковом интерфейсе „ленгмюровская пленка/CdS“

© К.А. Королькова<sup>1</sup>, В.Р. Новак<sup>2</sup>, А.В. Селькин<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>ООО НТ-МДТ Спектр Инструментс,  
Москва, Россия

<sup>3</sup>Санкт-Петербургский государственный университет,  
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: ksenia.korolikova@gmail.com

Поступила в Редакцию 22 февраля 2019 г.

В окончательной редакции 22 февраля 2019 г.

Принята к публикации 26 февраля 2019 г.

Исследованы низкотемпературные ( $T = 2\text{ К}$ ) спектры отражения света от органополюпроводниковых структур, изготовленных путем нанесения пленок Ленгмюра–Блоджетт на поверхности кристаллов сульфида кадмия (CdS). Спектры изучались в области резонансной частоты экситонного состояния  $A_{n=1}$  в CdS. Выполнен анализ спектров в рамках модели многослойной среды с учетом пространственной дисперсии и безэкситонного „мертвого“ слоя вблизи поверхности кристалла, контактирующей с пленкой. Делается вывод о том, что в результате нанесения органической пленки на поверхность полупроводникового кристалла происходит пространственная локализация экситона Ванье–Мотта вблизи интерфейса „пленка–кристалл“.

**Ключевые слова:** органополюпроводниковая структура, ленгмюровская пленка, экситон Ванье–Мотта, поверхностная локализация.

DOI: 10.21883/FTT.2019.07.47852.390

### 1. Введение

В течение последних десятилетий не ослабевают интерес к разработкам и попыткам изготовления оптоэлектронных приборов на основе органических материалов [1,2]. С другой стороны, известно, что чисто органические структуры имеют ряд недостатков по сравнению с их неорганическими аналогами [3]. Поэтому в последнее время особое внимание стало уделяться исследованиям „гибридных“ систем, включающих в себя наряду с органическими составляющими также неорганические (полупроводниковые) компоненты [3,4]. Ряд публикаций [5–8] посвящен изучению резонансных взаимодействий молекулярного экситона Френкеля и полупроводникового экситона Ванье–Мотта на интерфейсах структур. При этом отмечалось, что при оптическом возбуждении контактирующих органического и полупроводникового материалов может создаваться гибридное состояние экситонов Френкеля и экситона Ванье–Мотта полупроводника. Так, в работе [9] рассматривается перенос энергии от экситона Ванье–Мотта из структуры с квантовой ямой ZnO к экситону Френкеля, возбуждающемуся в органическом слое, нанесенном на поверхность сверхрешетки.

Также известно [10], что экситонные оптические спектры крайне чувствительны ко всякого рода воздействиям на поверхность полупроводниковых кристаллов, в частности, к нанесению на поверхность тонкослойных покрытий, и могут служить удобным инструментом ди-

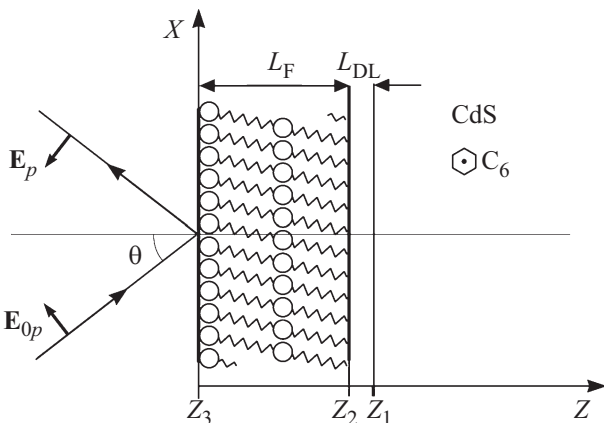
агностики и исследования не только кристаллов–подложек, но и самих покрытий и образующихся интерфейсных областей. В этой связи естественный интерес с точки зрения экситонной спектроскопии должны вызывать органополюпроводниковые структуры, состоящие из полупроводниковых кристаллов–подложек и нанесенных на их поверхность ленгмюровских пленок.

В настоящей работе выполнены низкотемпературные ( $T = 2\text{ К}$ ) исследования экситонных спектров зеркального отражения света от планарных органополюпроводниковых структур, изготовленных на основе технологии нанесения моно- и мультислоев Ленгмюра–Блоджетт на монокристаллические подложки сульфида кадмия (CdS). Установлено, что форма спектров кардинально меняется в зависимости от количества нанесенных на поверхность CdS монослоев органической пленки. Теоретическая обработка спектров выполнена в рамках модели многослойной среды, учитывающей переходной безэкситонный („мертвый“) слой [11] вблизи поверхности кристалла, контактирующей с пленкой. Разработан подход, основанный на использовании граничных условий (ГУ), включающих в себя (наряду со стандартными ГУ Максвелла) обобщенные дополнительные ГУ (ОДГУ), накладываемые на экситонную поляризацию для экситонов Ванье–Мотта и ее производную на внутренней поверхности „мертвого“ слоя [12,13]. Оказалось, что стандартные дополнительные граничные условия (ДГУ) Пекара [11,14,15] не позволяют воспроизвести в расчетах наиболее существенные детали наблюдаемых спектров [10,13].

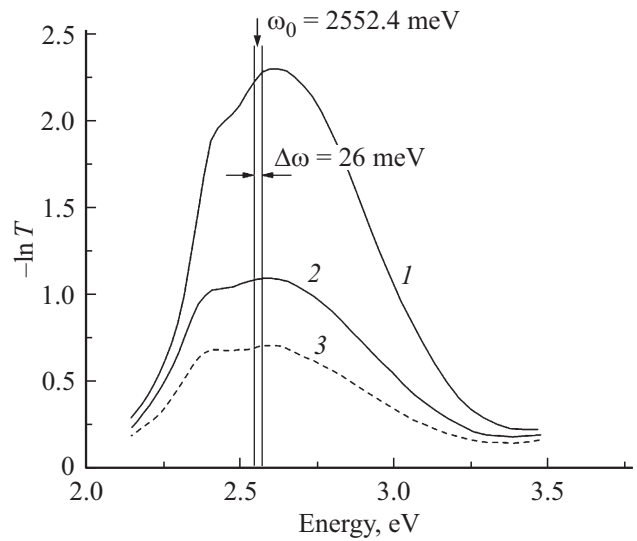
## 2. Эксперимент

Органические пленки были изготовлены из 4-нитро-4'-N-октадециламиноазобензола (NAB) и наносились последовательно монослоями (МС) на поверхности роста монокристаллических пластинок сульфида кадмия CdS. Толщина одного монослоя NAB составляла  $\sim 2.7$  nm. Исходные кристаллы CdS, игравшие роль подложек для органических пленок, были предварительно отобраны таким образом, чтобы их экситонные спектры отражения были, по возможности, идентичны и воспроизводились в численных расчетах в рамках стандартной модели Хапфилда–Томаса [11] (модель приповерхностного безэкситонного „мертвого“ слоя с ДГУ Пекара на внутренней поверхности этого слоя).

Спектры отражения света регистрировались с помощью спектрометра ДФС-24 в области частоты резонансного возбуждения нижайшего экситонного состояния  $A_{n=1}$  в CdS ( $\sim 2545\text{--}2560$  meV) от образцов, находящихся в криостате и непосредственно погруженных в откачиваемый жидкий гелий. Измерения спектров проводились в геометрии эксперимента, схематически изображенной на рис. 1, при наклонном падении света (угол падения–отражения  $\theta$  менялся в пределах от  $8^\circ$  до  $80^\circ$ ), где внешняя среда  $z < z_3$  (жидкий гелий) характеризуется показателем преломления, практически равным единице. Гексагональная оптическая ось  $C_6$  кристалла, параллельная плоскости отражающей поверхности (грани роста), ориентировалась перпендикулярно плоскости падения ( $X, Z$ ). Падающий  $E_{0p}$  и отраженный  $E_p$  световые лучи были поляризованы в плоскости падения, т. е., в  $p$ - $p$  конфигурации эксперимента по отражению. При этом автоматически выполнялись условия  $E \perp C_6$  для поляризации света внутри кристалла, при которой оптический переход в экситонное состояние  $A_{n=1}$  раз-



**Рис. 1.** Геометрия отражения света и модель изучаемой структуры. Внешний свет распространяется в вакууме ( $Z < Z_3$ ) в  $p$ -поляризации под углом падения  $\theta$ , область ( $Z_3 < Z < Z_2$ ) — лентмюровская пленка толщиной  $L_F$  в 2 монослоя, ( $Z_2 < Z < Z_1$ ) — безэкситонный „мертвый“ слой толщиной  $L_{DL}$ , ( $Z \geq Z_1 = 0$ ) — основной объем кристалла.



**Рис. 2.** Спектральные зависимости величины  $-\ln(T)$  для пленок NAB со слоями: 1 — 31 монослой; 2 — 16 монослоев; 3 — 10 монослоев ( $T$  — коэффициент пропускания).

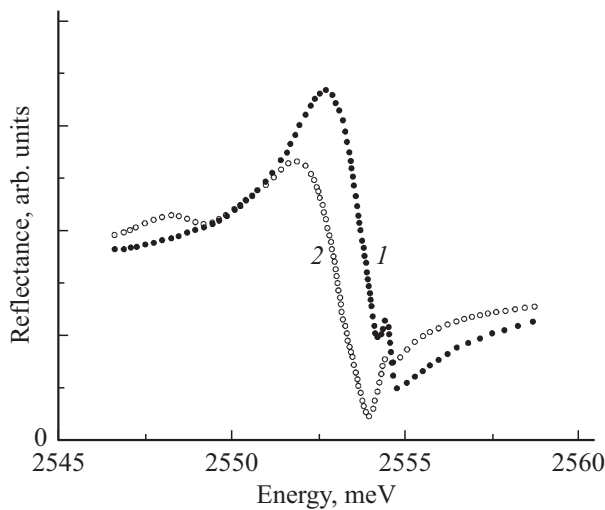
решен в дипольном приближении. В условиях нашего эксперимента в качестве внешней среды практически можно считать вакуум.

В оптических экспериментах были использованы кристаллические образцы, покрытые пленками NAB разной толщины  $L_F$ : от 2 до 36 МС. Поверхностная пленка NAB, состоящая (в качестве примера) из двух монослоев, схематически изображена на рис. 1, где она занимает область между интерфейсами  $z = z_3$  и  $z = z_2$ . Пространство, ограниченное интерфейсами  $z = z_2$  и  $z = z_1$ , относится к „мертвому“ слою; основной объем кристалла, в котором существует экситон, расположен в области  $z = z_1$ .

Что касается оптических свойств самой пленки NAB, то важно отметить, что в спектральной области рассматриваемого экситонного резонанса CdS ее оптический спектр (как показывают дополнительные измерения) характеризуется полосой поглощения в интервале энергий фотона  $\sim 2.3\text{--}3.0$  eV с максимумом поглощения вблизи энергии 2.7 eV (рис. 2).

На рис. 3 представлены экспериментальные спектры зеркального отражения света от исходного кристалла без пленки (кривая 1) в области экситонного резонанса  $A_{n=1}$  и от CdS с пленкой при ее толщине  $L_F = 6$  МС (кривая 2). Спектры получены в геометрии отражения рис. 1 при угле падения  $\theta = 45^\circ$  и нормированы таким образом, чтобы экспериментальные значения коэффициентов отражения  $R(\omega)$  для обоих спектров совпадали на частоте  $\omega \approx 2545$  meV длинноволнового крыла. Как видно из рис. 3, в результате нанесения органической пленки на поверхность кристалла спектр  $R(\omega)$  испытывает существенные качественные изменения.

Контур отражения 1 исходного образца имеет форму, обычно наблюдаемую в случае наиболее совершенных



**Рис. 3.** Экспериментальные спектры зеркального отражения света от CdS при угле падения  $\theta = 45^\circ$ : 1 — без пленки, 2 — с пленкой (6 монослоев).

кристаллов CdS. Коэффициент  $R$  сначала плавно увеличивается с ростом частоты  $\omega$ , достигая максимального значения в районе  $\omega \approx 2553$  meV. Далее (по мере увеличения  $\omega$ ) происходит быстрое уменьшение  $R$  и формируется дополнительная (аномальная) структура в области основного минимума отражения, на фоне которого проявляется узкий пикоч отражения („спайк“). Спектральное положение спайка при малых углах падения  $\theta$  практически совпадает с частотой  $\omega_L$  продольного экситона с волновым вектором  $\mathbf{k} = 0$  [11] ( $\omega_L = 2554.4$  meV для использованных нами образцов).

Контур отражения 2 образца с пленкой демонстрирует дополнительную структуру на своем длинноволновом крыле в виде заметного максимума в районе частоты  $\omega \approx 2548$  meV, где кривая 1 описывает лишь плавное монотонное увеличение  $R$  с ростом  $\omega$ . Другое, прежде всего качественное, отличие контура 1 от контура 2 проявляется в форме спектра в области спайка. Хотя спектральное положение спайка сохраняется, точка спектра с самым минимальным значением  $R$  смещена относительно спайка по-разному: в первом случае минимум  $R$  сдвинут в коротковолновую сторону от спайка, во втором случае — наоборот.

### 3. Теория

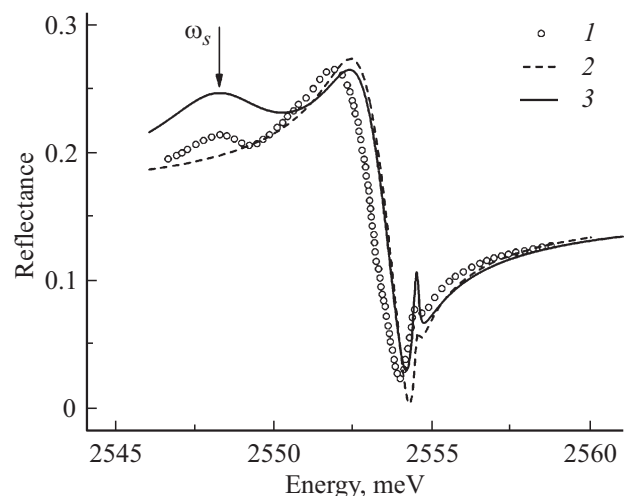
Обсуждавшиеся в предыдущем разделе экспериментальные данные еще раз подтверждают известный факт того, что экситонные оптические спектры весьма чувствительны к нанесению на поверхность дополнительных покрытий. С теоретической точки зрения, на первый взгляд, задача довольно стандартна. По сравнению с классической моделью Томаса—Хапфилда [11] на поверхности кристалла, кроме „мертвого“ слоя

( $z_2 < z < z_1$ ), следует учесть дополнительную диэлектрическую пленку ( $z_3 < z < z_2$ ) определенной толщины (см. рис. 1). В таком случае (если рассматривается модель полубесконечной среды) при решении задачи об отражении света для амплитуд электрического поля  $\mathbf{E}$  и поля магнитной индукции  $\mathbf{B}$  ставятся обычные граничные условия Максвелла на всех трех интерфейсах  $z = z_1, z_2, z_3$ . При этом для интерфейса  $z = z_1$  записываются еще ДГУ Пекара (равенство нулю экситонного вклада  $\mathbf{P}$  в полную поляризацию), поскольку в области  $z > z_1$  существенен учет пространственной дисперсии. Расчет спектра отражения  $R(\omega)$  для угла падения  $\theta = 45^\circ$ , выполненный с использованием ДГУ Пекара при  $z = z_1$ , представлен на рис. 4 (кривая 2) в сравнении с экспериментальным контуром (кривая 1). Измеренный спектр  $R(\omega)$  нормирован таким образом, чтобы экспериментальное значение  $R$  в максимуме совпадало с расчетным максимальным значением.

В теоретическом расчете мы использовали диэлектрическую проницаемость кристалла в пространственной области  $z > z_1$  в форме

$$\varepsilon(\omega, \mathbf{k}) = \varepsilon_b + \frac{\varepsilon_b \omega_{LT}}{\omega_0 - \omega + \hbar \mathbf{k}^2 / 2M - i\Gamma/2}, \quad (1)$$

справедливой для поляризации света  $\mathbf{E} \perp \mathbf{C}_6$  в непосредственной близости к резонансной частоте  $\omega_0$  экситона  $A_{n=1}$ , когда  $|\omega - \omega_0| \ll \omega_0$ . В выражении (1)  $\mathbf{k}$  — волновой вектор,  $\omega_{LT} \equiv \omega_L - \omega_0$  — продольно-поперечное расщепление,  $\varepsilon_b$  — фоновая диэлектрическая постоянная,  $M$  — трансляционная масса экситона,  $\Gamma$  — константа затухания. При этом задавались следующие численные значения параметров экситонного резонанса [13]:  $\omega_0 = 2552.4$  meV,  $\omega_{LT} = 2$  meV,  $\varepsilon_b = 9.3$ ,  $\Gamma = 0.15$  meV и  $M = 0.9m_0$  ( $m_0$  — масса свободного электрона), включая



**Рис. 4.** Сопоставление экспериментального спектра отражения 1 от органополупроводниковой структуры CdS с пленкой NAB (6 монослоев,  $\theta = 45^\circ$ ) и теоретических спектров: 2 — модель Пекара, 3 — модель обобщенных дополнительных ГУ.

толщину „мертвого“ слоя  $L_{DL} = 50 \text{ nm}$ , и его диэлектрическую константу  $\varepsilon_{DL} = \varepsilon_b$ . Толщина  $L_F$  ленточной пленки соответствовала 6 монослоям ( $1 \text{ MC} = 2.7 \text{ nm}$ ), ее комплексная диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon_F$  оценивалась из данных по пропусканию света (для пленки на стеклянной подложке) и принималась равной  $\varepsilon_F = 1.89 + 2i$ .

Как видно из рис. 4 (кривые 1 и 2), теоретический контур отражения (модель Пекара) заметным образом отличается от экспериментального, и основное качественное отличие проявляется на длинноволновом крыле спектра, где на теоретической кривой, в отличие от экспериментальной, не воспроизводится дополнительный максимум отражения. Заметим, что даже при варьировании в более широких пределах численных значений параметров модели в условиях использования ДГУ Пекара дополнительную структуру на длинноволновом крыле воспроизвести не удастся. Последнее обстоятельство указывает на то, что относительно простая модель на базе ДГУ Пекара нуждается в уточнениях.

Допуская возможность определенного влияния органической пленки на экситонные состояния Ванье–Мотта вблизи поверхности полупроводникового кристалла, мы проанализировали особенности формирования спектра отражения света от рассматриваемых нами структур, используя ДГУ, накладываемые на экситонную поляризацию  $\mathbf{P}$  на плоскости  $z = z_1$ , в более общей форме [12]:

$$\left( P_i(\omega, \mathbf{r}) + \frac{1}{k_0} T_{ij}^{-1} \frac{\partial P_j(\omega, \mathbf{r})}{\partial z} \right) \Big|_{z=z_1} = 0 \quad (2)$$

где  $k_0 = \omega/c$  — волновое число света в вакууме,  $T_{ij}^{-1}$  — тензор 2-го ранга,  $i, j = 1(x), 2(y), 3(z)$ . Каждый из индексов  $i, j$  в ДГУ (2) для рассматриваемой нами конфигурации эксперимента может принимать только значения 1(x) и 3(z), поскольку  $P_y(\omega, \mathbf{r}) = 0$ . Тогда отличными от нуля элементами матрицы  $T_{ij}$  остаются  $T_{xx}$  и  $T_{zz}$  [12,13].

В дальнейшем мы будем полагать:

$$T_{xx} = T_{zz} \equiv \eta, \quad (3)$$

тем самым пренебрегая возможными эффектами анизотропии, которые могут, в принципе, проявляться из-за различия в значениях  $T_{xx}$  и  $T_{zz}$ . В этой связи отметим, что вследствие сильного преломления волн в резонансной области частот проекции векторных амплитуд поперечных мод на ось  $Z$  малы по сравнению с их проекциями на ось  $X$ , а роль продольных мод становится заметной только при больших углах падения. Как показывают наши расчеты, изменение значения параметра  $T_{zz}$  относительно  $T_{xx}$  не оказывает существенного влияния на форму контура отражения (по крайней мере, если речь не идет о предельно больших, „скользящих“, углах падения). Результат сравнения расчетного для обобщенных ДГУ (кривая 3) и экспериментального спектра отражения для системы „кристалл–пленка“

(кривая 1) представлены на рис. 4. Видно, что в отличие от ДГУ Пекара, модель с использованием обобщенных ДГУ описывает длинноволновый максимум.

#### 4. Обсуждение результатов

Для пояснения физического смысла параметра  $\eta$  рассмотрим наиболее ясный случай нормального падения света, когда в объеме кристалла на текущей частоте  $\omega$  возбуждаются только две поперечные нормальные моды  $\nu = 1, 2$ , характеризуемые показателями преломления  $n_\nu = k_{\nu z}/k_0$  (при этом продольная мода  $\nu = 3$  отсутствует). В таком случае для нормальных волн поляризации типа

$$P_x^{(\nu)}(\omega, z) = P_\nu \exp(ik_0 n_\nu z) \quad (4)$$

ДГУ (2) при  $z - z_1 = 0$  сводятся к соотношению

$$(\eta + in_1)P_1 + (\eta + in_2)P_2 = 0. \quad (5)$$

На длинноволновом крыле  $\omega < \omega_0$  спектра экситонного отражения одно из значений  $n_\nu$  (для определенности  $n_1$ ) соответствует распространяющейся вглубь кристалла  $z > z_1$  поляритонной моде ( $\text{Re } n_1 \gg \text{Im } n_1$ ). Другое значение,  $n_2$ , характеризует эванесцентную нормальную волну ( $\text{Im } n_2 \gg \text{Re } n_2$ ), которая экспоненциально быстро затухает в область  $z > z_1$ . Из (5) видно, что, меняя значение параметра  $\eta$ , можно добиться условия полного подавления распространяющейся моды  $\nu = 1$  (т.е. условия  $P_1 = 0$ ), когда

$$\eta + in_2 = 0. \quad (6)$$

Для оценки частоты  $\omega_s$ , на которой выполняется условие (6), примем во внимание, что в спектральной области  $\omega < \omega_0$  при  $\Gamma \approx 0$  эванесцентная мода  $\nu = 2$  характеризуется приблизительно параболическим законом дисперсии

$$\omega \approx \omega_0 + \omega_M n_2^2, \quad (7)$$

где

$$\omega_M \equiv \hbar k_0^2 / 2M. \quad (8)$$

Тогда ДГУ в форме (2) дают

$$\frac{P_2}{P_1} \approx - \frac{\sqrt{\omega_0 - \omega_s} + \sqrt{\omega_0 - \omega}}{\omega - \omega_s} \times \left( \sqrt{\omega_0 - \omega_s} + i\sqrt{\varepsilon_b \omega_M} \sqrt{1 + \frac{\omega_L \Gamma}{\omega_0 - \omega}} \right), \quad (9)$$

где частота  $\omega_s$  определена через параметр  $\eta$  следующим образом

$$\omega_s = \omega_0 - \omega_M \eta^2. \quad (10)$$

Таким образом, при заданном вещественном и положительном значении параметра  $\eta$  существует частота  $\omega = \omega_s$ , на которой отношение  $P_2/P_1$  имеет полюс, т.е., знаменатель правой части (9) обращается в ноль.

Последнее означает, что вблизи частоты  $\omega_s$  экситонный вклад в поляризацию практически полностью связан с эванесцентной модой  $\nu = 2$ .  $\omega = \omega_s$  мода сильно локализована на интерфейсе  $z = z_1$  „кристалл–мертвый слой“ со стороны основного объема кристалла  $z \geq z_1$ , достигая максимального по модулю  $|P_2|$  значения поляризации при  $z = z_1$ . В связи с этим выводом параметру  $\eta$ , фигурирующему в ДГУ (5), можно придать вполне определенный физический смысл, если  $\eta$ , согласно (10), связать с резонансной частотой  $\omega$  локализованного на интерфейсе экситонного состояния. Из (10) следует, что параметр  $\eta^2$  пропорционален частотной расстройке  $\Delta \equiv \omega_0 - \omega_s$  между объемным и поверхностным резонансами

$$\eta = \sqrt{(\omega_0 - \omega_s + i\Gamma_s/2)/\omega_M}. \quad (11)$$

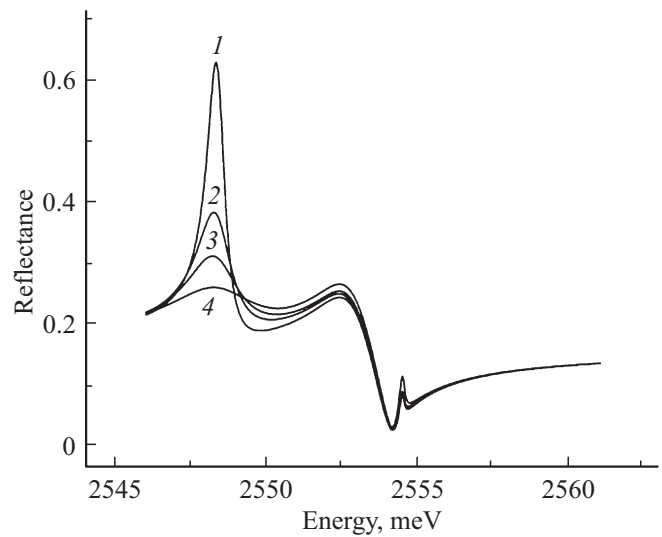
При малых значениях  $\Gamma_s/2 \ll \omega_0 - \omega_s$  получаем

$$\text{Re } \eta = \sqrt{(\omega_0 - \omega_s)/\omega_M}, \quad (12)$$

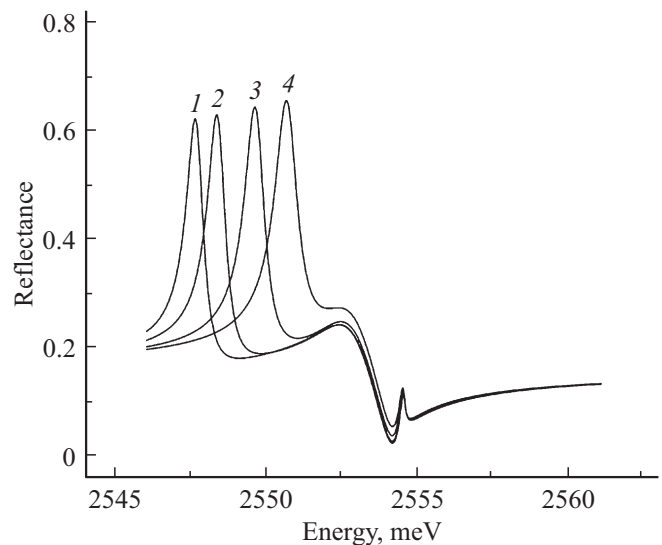
$$\text{Im } \eta = \Gamma_s/4\sqrt{\omega_M(\omega_0 - \omega_s)}. \quad (13)$$

Непосредственно из (13) видно, что мнимая часть  $\text{Im } \eta = 0$  должна быть положительной величиной. Это утверждение согласуется с более общим выводом о том, что параметры  $T_{ij}$  в ДГУ (2) подчиняются условию  $\text{Im } T_{ij} \geq 0$ , которое следует из соображений баланса энергии на границе раздела  $z = z_1$  [13].

В связи с полученными нами экспериментальными данными необходимо подчеркнуть, что  $\text{Im } \eta$  играет принципиальную роль в формировании дополнительного длинноволнового пика отражения. Как показывают измерения спектров, выполненные на серии образцов с разным количеством монослоев органической пленки при разных углах падения света, дополнительная структура, которую мы относим к проявлению локализованного состояния экситона, регистрируется довольно редко. Это может говорить о том, что реальные структуры могут существенно различаться по оптическому качеству интерфейсов „пленка–кристалл“. В результате  $\text{Im } \eta$ , фактически характеризующая время жизни  $\tau_s$  приповерхностного состояния, может достигать относительно больших значений, нивелирующих ожидаемый эффект. На рис. 5 демонстрируется теоретический спектр отражения света (обобщенные ДГУ) в зависимости от разных значений мнимой части параметра  $\eta$ . Остальные параметры теории совпадают со значениями, используемыми для расчета графика на рис. 4 (модель обобщенных ДГУ). Видно, что при уменьшении мнимой части коэффициента  $\eta$ , величина коэффициента отражения на частоте локализованного экситона растет, достигая максимального значения при  $\text{Im } \eta = 0$ . На рис. 6 аналогичное сравнение теоретических кривых только для разной вещественной части. Наблюдается зависимость положения экситонного резонанса от значения вещественной части  $\text{Re } \eta$ . Так, при уменьшении  $\text{Re } \eta$  положение максимума сдвигается в коротковолновую сторону.



**Рис. 5.** Теоретические спектры (обобщенные ДГУ) с разными значениями мнимой части  $\text{Im } \eta$  при одинаковой вещественной части ( $\text{Re } \eta = 24$ ): 1 —  $\text{Im } \eta = 0$ ; 2 —  $\text{Im } \eta = 1$ ; 3 —  $\text{Im } \eta = 2$ ; 4 —  $\text{Im } \eta = 4$ .



**Рис. 6.** Теоретические спектры (обобщенные ДГУ) с разными значениями вещественной части  $\text{Re } \eta$  при одинаковой мнимой части ( $\text{Im } \eta = 0$ ): 1 —  $\text{Re } \eta = 26$ ; 2 —  $\text{Re } \eta = 24$ ; 3 —  $\text{Re } \eta = 20$ ; 4 —  $\text{Re } \eta = 16$ .

Для образца, спектр которого представлен на рис. 4, имеем  $\eta = 24 + 5i$ , тогда, используя (11), получаем (при  $\omega_M \approx 7.065 \cdot 10^{-3}$  meV,  $\omega_0 = 2552.4$  meV):  $\omega_s = 2548.2$  meV,  $\Gamma_s = 2\omega_M$   $\text{Im } \eta^2 \approx 1.017$  meV.

## 5. Заключение

Исследованные в настоящей работе низкотемпературные спектры экситонного отражения света от полупроводниковых кристаллов CdS с нанесенными на их по-

верхности органическими (ленгмюровскими) пленками демонстрируют эффекты заметного влияния пленок на структуру спектров. Теоретические расчеты спектров, выполняемые в рамках модели отражающей системы, включающей в себя, наряду с приповерхностным без-экситонным („мертвым“) слоем Хапфилда–Томаса, еще наружную ленгмюровскую пленку, не позволяют воспроизвести наиболее существенные изменения в спектрах (не только количественные, но и качественные), если для экситонной поляризации в приповерхностной области кристалла использовать ДГУ Пекара. Особенно это касается обнаруженного в результате нанесения пленки „возгорания“ дополнительного пика отражения на длинноволновом крыле спектра. Эти обстоятельства указывают на то, что под влиянием органической пленки происходит определенная модификация экситонного состояния Ванье–Мотта вблизи поверхности полупроводникового кристалла.

Из результатов наших исследований следует, что особенности формирования наблюдаемых спектров могут быть описаны на основе ДГУ более общего вида, соответствующих обращению в ноль на интерфейсе линейной комбинации из резонансной поляризации экситонов Ванье–Мотта и пространственной производной от этой поляризации. Анализ параметра обобщенных ДГУ (комплексного коэффициента  $\eta$  при производной) показывает, что таким параметром может быть описана сильная приповерхностная локализация экситонной поляризации, которая связана с приповерхностным состоянием экситона с некоторой резонансной частотой  $\omega_s$  и временем жизни  $\tau_s$ , определяемыми, соответственно, вещественной и мнимой частью  $\eta^2$ . Описываемая локализация экситона в полупроводниковом кристалле соответствует ситуации, когда вблизи поверхности возбуждается только эванесцентная мода и подавляется объемная поляритонная мода, связанная с переносом энергии вглубь кристалла.

Так как используемые ленгмюровские пленки характеризуется заметной полосой поглощения, накрывающей спектральную область резонансного оптического перехода в рассматриваемое экситонное состояние  $A_{n=1}$  кристалла CdS, то с большой вероятностью можно допустить проявление в представленных нами данных гибридизации молекулярного экситона Френкеля и экситона Ванье–Мотта на границе раздела между органической пленкой и полупроводниковым кристаллом.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

[1] Ultrafast Dynamics and Laser Action of Organic Semiconductors / Ed. Z.V. Vardeny. CRC Press: Boca Raton, FL, (2009).

- [2] Organic Photovoltaics: Mechanisms, Materials, and Devices / Eds S.S. Sun, N.S. Sariciftci. CRC Press: Boca Raton, FL, (2005).
- [3] V.M. Agranovich, Yu.N. Gartstein, M. Litinskaya. Chem. Rev. **111**, 5179 (2011).
- [4] Nguyen Que Huong. Adv. Nature Sci.: Nanosci. Nanotechnol. **2**, 013001 (2011).
- [5] V.M. Agranovich. Pure Appl. Opt. **7**, 119 (1998).
- [6] V.M. Agranovich. 25<sup>th</sup> Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology. (2017). P. 313.
- [7] V.M. Agranovich, D.M. Basko, G.C. La Rocca. Phys. Rev. B **86**, 165204 (2012).
- [8] M. Slootsky, Xiaoze Liu, Vinod M. Menon, Stephen R. Forrest. Phys. Rev. Lett. **112**, 076401 (2014).
- [9] G. Heliotis, G. Itkos, R. Murray, M.D. Dawson. Adv. Mater. **18**, 334 (2006).
- [10] В.А. Киселев, Б.В. Новиков, А.Е. Чередниченко. Экситонная спектроскопия приповерхностной области полупроводников. Изд-во. СПб. ун-та (2003). 244 с.
- [11] J.J. Hopfield, D.G. Thomas. Phys. Rev. **132**, 2, 563 (1963).
- [12] В.М. Агранович, В.Л. Гинзбург. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. Наука, М. (1979). 432 с.
- [13] Н.Н. Ахмедиев, М.И. Сажин, А.В. Селькин. ЖЭТФ **96**, 2(8), (1989). С. 720.
- [14] С.И. Пекар. ЖЭТФ **33**, 4, (1957). С. 1022.
- [15] С.И. Пекар. ФТТ **4**, 1301 (1962).

Редактор К.В. Емцев