

# Определение параметров полупроводниковых квантовых точек в стеклянных матрицах из спектров поглощения, люминесценции и насыщения оптического поглощения

© Н.Р. Кулиш, В.П. Кунец, М.П. Лисица

Институт физики полупроводников Академии наук Украины,  
252650 Киев, Украина

(Поступила в Редакцию 16 апреля 1997 г.)

Описаны оптические методы определения параметров полупроводниковых квантовых точек, синтезированных в стеклянной боросиликатной матрице. Проанализированы ограничения методов и величины погрешностей. Определены параметры нанокристаллов  $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$  в промышленных стеклах КС-10, ОС-12, Coming 2-61 и других экспериментальных образцах.

Оптические свойства полупроводниковых квантовых точек (нанокристаллов), синтезированных в прозрачной боросиликатной матрице, начали использоваться в приборах квантовой электроники: бистабильных оптических элементах, оптических ключах, транзисторах, модуляторах и др. [1]. Функциональные возможности этих приборов определяются такими параметрами нанокристаллов, как средний радиус, оптическая ширина запрещенной зоны, компонентный состав, время жизни неравновесных носителей заряда и т.д. Для их определения обычно используются электронно-микроскопические, рентгено-структурные, химические, Оже-спектроскопические и оптические методы. Каждый из них имеет свои преимущества и недостатки.

Электронно-микроскопические методы позволяют определять форму, размер нанокристаллов, дисперсию размера [2–5], тип кристаллической решетки [6]. Их основной недостаток заключается в большой погрешности определения размеров, меньших 2.5–3.5 нм вызванной интерференционными эффектами дифрагирующих электронных волн, которые делают невозможным наблюдение нанокристаллов размером меньше 1 нм. Рентгено-структурные методы позволяют определять размер, компонентный состав, тип и параметры кристаллической решетки нанокристаллов [2,7–9], но присутствие широкого гало в рентгеновских спектрах из-за дифракции рентгеновских лучей на флуктуациях плотности стекла усложняет их анализ. Химические методы [2] дают возможность установить соотношение между концентрацией анионов и катионов в квазиульмерной полупроводниковой структуре в целом, однако для нанокристаллов оно может быть другим. Кроме того, они носят разрушающий характер. Методы Оже-спектроскопии позволяют оценивать компонентный состав лишь в достаточно крупных кристаллитах с размерами больше 20 нм [8,10]. Оптическими методами чаще всего определяются средний радиус (из спектров поглощения) [2,11–13], время жизни неравновесных электронов (по кинетике затухания полос люминесценции) [14,15], компонентный состав (из спектров рамановского рассеяния света) [16].

Цель данной работы заключается в выяснении возможностей оптической спектроскопии при определении

параметров полупроводниковых квантовых точек (нанокристаллов) выращенных в прозрачной боросиликатной матрице.

К основным факторам, усложняющим применение оптической спектроскопии для определения параметров квантовых точек, следует отнести дисперсию их размеров и компонентный состав.

При синтезе нанокристаллов традиционным способом дисперсия возникает в процессе фазового распада пересыщенного твердого раствора [17,18] и хорошо описывается [2,5] (рис. 1) формулой Лифшица–Слезова [18]

$$P(u = r/\bar{r}) = \begin{cases} \frac{3eu^2 \exp[-1/(1-2u/3)]}{2^{5/3}(u+3)^{7/3}(3/2-u)^{11/3}}, & u < u_0 = 3/2, \\ 0, & u > u_0 = 3/2, \end{cases} \quad (1)$$

где  $e$  — основание натуральных логарифмов,  $r$  и  $\bar{r}$  — радиус нанокристалла и его среднее значение. Наличие дисперсии приводит к необходимости определения лишь "средних" значений параметров, которые можно приписывать нанокристаллам среднего размера. В то же время при анализе оптических спектров она может быть учтена с помощью формулы (1).

Константы полупроводника, используемые для оценки параметров нанокристаллов, зависят от компонентного состава. Если он заранее известен или исследуется

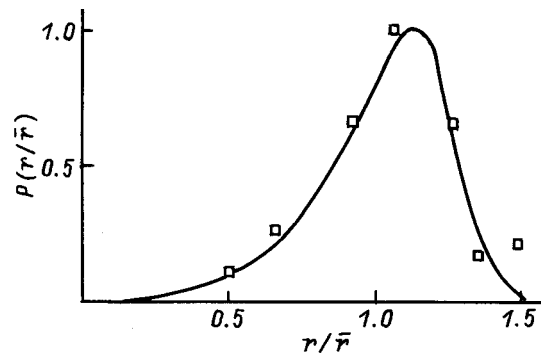


Рис. 1. Дисперсия нанокристаллов по радиусу. Точки — данные, полученные методом электронной микроскопии для нанокристаллов  $\text{CdS}_{0.68}\text{Se}_{0.32}$ , сплошная линия — расчет по формуле (1).

нанокристаллы полупроводников не смешанного состава, задача определения параметров квантовых точек оптическими методами значительно упрощается.

Описанные далее методы основаны на использовании распределения вида (1) и применимы к структурам с нанокристаллами, синтезированными на стадии переконденсации. При этом предполагается, что размеры нанокристаллов еще не настолько малы, чтобы основные константы их полупроводникового вещества отличались от констант для объемных монокристаллов.

## 1. Определение параметров квантовых точек известного компонентного состава

Средний радиус  $\bar{r}$  нанокристаллов может быть определен из анализа формы края собственного поглощения. В принципе этот метод основан на определении энергии оптического перехода  $\hbar\omega_{ln}$  между известными уровнями размерного квантования электронов  $E_{ln}^e$  и дырок  $E_{ln}^h$  (рис. 2), зависящей от радиуса  $r$  квантовой точки

$$\hbar\omega_{ln} = E_{g0} + E_k \left( \frac{1}{r^2} \right) + W, \quad (2)$$

где  $E_{g0}$  — оптическая ширина запрещенной зоны объемного полупроводника,  $E_q = E_{ln}^e + E_{ln}^h$  — энергия размерного квантования, обратно пропорциональная квадрату радиуса квантовой точки,  $W$  — поправка, учитывающая гидростатическое давление на нанокристаллы со стороны матрицы [19], кулоновское взаимодействие [20] и др.

Основные трудности при определении среднего радиуса таким методом состоят в идентификации оптического перехода согласно правилам отбора, а также в учете дисперсии размера квантовых точек. Детальный анализ энергетического спектра квантовых точек CdS с учетом структуры валентной зоны был выполнен в [20],

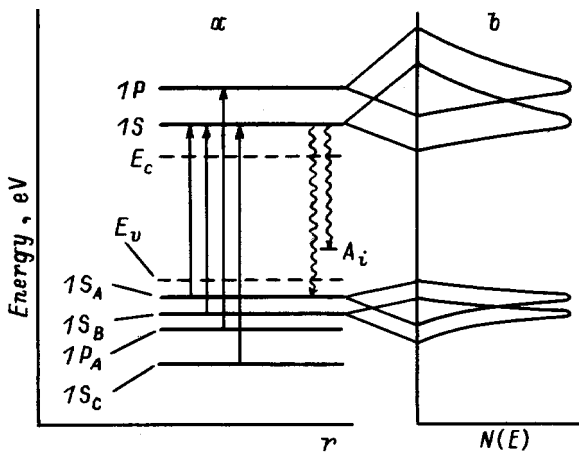


Рис. 2. Условная схема (а) оптических переходов в квантовой точке  $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$  и влияние дисперсии размера (б).  $N(E)$  — плотность состояний. Штриховыми линиями показаны края запрещенной зоны монокристалла.

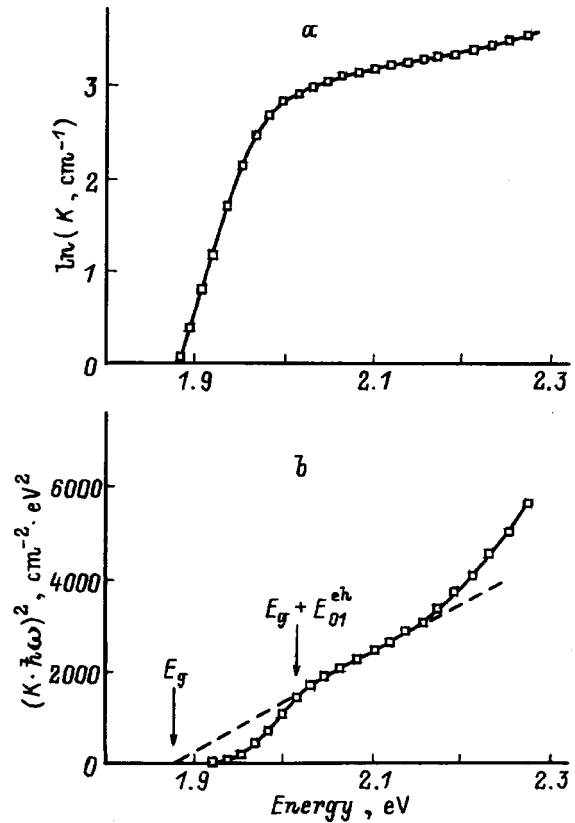


Рис. 3. Спектр поглощения квантовых точек  $\text{CdS}_{0.16}\text{Se}_{0.84}$  с размером  $\sim a_B$  при  $T = 4.2 \text{ K}$  в логарифмических (а) и квадратичных (б) координатах.

а учет дисперсии размера при расчете спектров поглощения продемонстрирован в [11]. Отметим, что такой метод определения среднего радиуса неприменим для достаточно крупных нанокристаллов, когда  $E_q \rightarrow 0$ . Ограничения со стороны малых значений  $\bar{r}$  связаны с границами применимости приближения эффективной массы.

Эволюция спектра поглощения с уменьшением размеров квантовых точек CdSSe исследовалась в [12]. При  $\bar{r} \gg a_B$  ( $a_B$  — радиус орбиты экситона Бора) край полосы поглощения описывается обычным корневым законом, характерным для прямозонных монокристаллов. Соответствующее построение в координатах  $(K \cdot \hbar\omega)^2 - \hbar\omega$  дает возможность определить лишь оптическую ширину запрещенной зоны и компонентный состав по ее зависимости от  $x$  для монокристаллов, если учесть давление матрицы. Определение среднего радиуса из спектра поглощения в данном случае невозможно.

В случае  $\bar{r} \approx a_B$  средний радиус квантовых точек может быть лишь примерно оценен по сдвигу поглощения относительно оптической ширины запрещенной зоны (рис. 3), который отражает смещение нижайшего уровня размерного квантования электрона (дырки), пропорционален энергии размерного квантования и хорошо виден в координатах  $(K \cdot \hbar\omega)^2 - \hbar\omega$  (рис. 3, б). В полулогарифмическом масштабе никакие особенности в

**Таблица 1.** Значения среднего радиуса квантовых точек CdSSe, полученные различными методами

Образец	Спектроскопия поглощения		Комбинационное рассеяние		Электронная микроскопия		Малоугловое рассеяние рентгеновских лучей
	$\bar{r}$ , nm	$\Delta\bar{r}$ , nm	$\bar{r}$ , nm	$\Delta\bar{r}$ , nm	$\bar{r}$ , nm	$\Delta\bar{r}$ , nm	
CdS <sub>0.32</sub> Se <sub>0.68</sub>	2.6	0.2	2.6	0.3	3.3	0.5	2.85 [21]
CdS <sub>0.68</sub> Se <sub>0.32</sub>	2.4	0.2	2.3	0.3	4.5	0.5	2.52 [16]
CdS <sub>0.40</sub> Se <sub>0.60</sub>	3.3	0.2	7.9 [6]	1.6 [6]	5.5 [6]	1.5 [6]	3.0 [6]

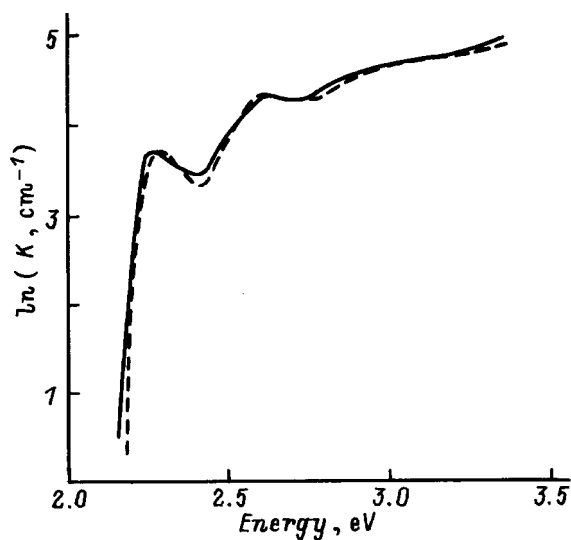
спектре, связанные с размерными эффектами, явно не выделяются.

Наиболее точно средний радиус может быть оценен для случая  $\bar{r} \ll a_B$ , т.е. в условиях сильного размерного квантования. С учетом дисперсии размеров (1) спектр поглощения  $K(\hbar\omega)$  описывается соотношением

$$K = A \sum_{ln} B_l \left( \frac{\mu\bar{r}}{\hbar^2 k_{ln}^2} \right) \left( \frac{2\mu(\hbar\omega - E_g)}{\hbar^2 k_{ln}^2} \right)^{-3/2} P(u = r/\bar{r}), \tag{3}$$

где  $A$  — константа,  $k_{ln} = \varphi_{ln}/r$ ,  $\varphi_{ln}$  — корни функции Бесселя,  $\mu$  — приведенная эффективная масса,  $B_l$  — коэффициенты, пропорциональные вероятностям переходов, а суммирование по  $l$  ведется по всем состояниям валентной зоны с учетом внутрикристаллического и спин-орбитального расщеплений.

Спектр поглощения квантовых точек CdS<sub>0.68</sub>Se<sub>0.32</sub>, рассчитанный по формуле (3), приведен на рис. 4 штриховой линией. Если  $E_g$  известна, единственным подгоночным параметром при таком расчете является средний радиус нанокристаллов. Его значение определяет форму полосы поглощения при заданных значениях  $B_l$ , которые в свою очередь определяются известными вероятностями переходов с учетом правил отбора и структуры валентной зоны [20]. Полученные таким способом значе-



**Рис. 4.** Спектр поглощения квантовых точек CdS<sub>0.32</sub>Se<sub>0.68</sub> при 4.2 К. Сплошная линия — эксперимент, штриховая — расчет по формуле (3).

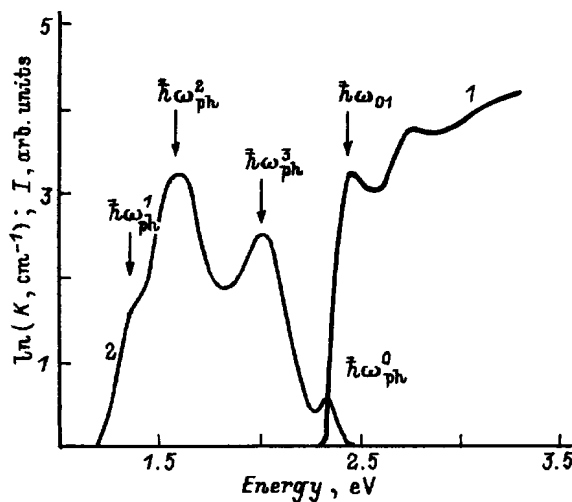
ния среднего радиуса для нанокристаллов CdS<sub>0.68</sub>Se<sub>0.32</sub>, CdS<sub>0.32</sub>Se<sub>0.68</sub>, CdS<sub>0.4</sub>Se<sub>0.60</sub> приведены в табл. 1. Там же приведены данные, полученные методами электронной микроскопии высокого разрешения, низкочастотного неупругого комбинационного рассеяния света и малоуглового рассеяния рентгеновских лучей. Видна их хорошая корреляция. Относительная погрешность определения среднего радиуса таким методом не превышает 10%. В методе электронной микроскопии она может достигать 20–30%.

Энергия размерного квантования может быть оценена по формуле [22]

$$E_{01}^{e,h} = 0.71\hbar^2\varphi_{01}^2/2m_{e,h}(\bar{r})^2 \tag{4}$$

с относительной погрешностью  $\sim 15\%$  путем подстановки известных значений  $\bar{r}$ ,  $m_e$  и  $m_h$ .

Энергия кулоновского взаимодействия электрона и дырки ( $V$ ). Энергетическая разность  $\Delta E$  между первым максимумом поглощения  $\hbar\omega_{01}$  и максимумом наиболее коротковолновой полосы люминесценции  $\hbar\omega_{ph}^0$  (рис. 5), отвечающей прямой рекомбинации неравновесных носителей заряда, обусловлена энергией кулоновского взаимодействия электрона и дырки ( $V = 1.786e^2/\epsilon\bar{r}$ ), а также их взаимодействием с зарядами, индуцированными на поверхности нанокристалла



**Рис. 5.** Спектр поглощения (1) и люминесценция (2) (77 К) стекла ОС-12. Стрелками показаны максимумы полос, по которым определяются глубины залегания акцепторных уровней.

$V_S$  [23]

$$\Delta E = V + V_S = 1.786e^2/\varepsilon\bar{r} + V_S. \quad (5)$$

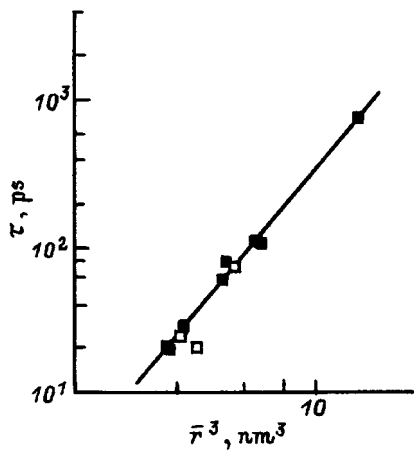
Полагая  $V \gg V_S$  и воспользовавшись известными значениями  $\varepsilon$  и  $\bar{r}$ , можно оценить  $V$ . Следует отметить, что полученное значение  $V$  относится к нанокристаллам лишь среднего радиуса и определяется таким способом с систематической погрешностью порядка  $V_S$ . Случайная погрешность зависит от точности определения величин  $\hbar\omega_{01}$ ,  $\hbar\omega_{ph}^0$  и  $\bar{r}$ . Суммарная относительная погрешность не превышает 20%.

Глубина залегания  $E_A^i$  акцепторных уровней. Наиболее длинноволновая полоса поглощения  $\hbar\omega_{01}$  (рис. 5) формируется вследствие переходов валентного электрона на уровень  $E_{01}^e$  (рис. 2), а примесная полоса люминесценции  $\hbar\omega_{ph}^i$  — вследствие излучательного захвата свободного электрона с этого уровня акцептором  $E_A^i$ . Тогда

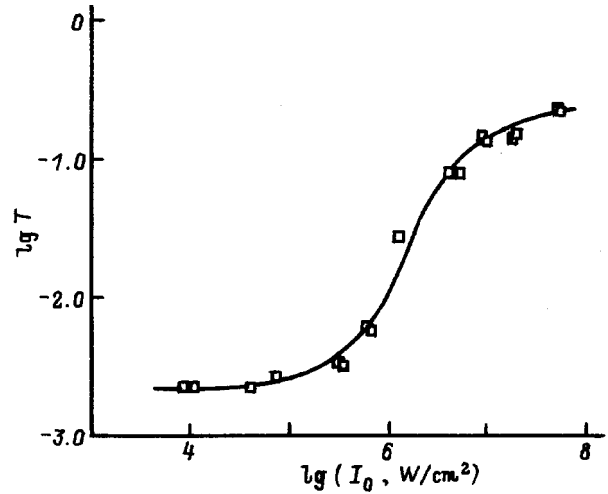
$$E_A^i = \hbar\omega_{01} - \hbar\omega_{ph}^i - E_{01}^h. \quad (6)$$

Для нанокристаллов  $A_2B_6$ , синтезированных в стеклянной матрице, в спектрах фотолюминесценции наиболее часто наблюдаются три примесно-дефектных полосы с максимумами  $\hbar\omega_{ph}^1$ ,  $\hbar\omega_{ph}^2$ ,  $\hbar\omega_{ph}^3$  (рис. 5). Подставив в (6) определенные из спектров значения  $\hbar\omega_{01}$  и  $\hbar\omega_{ph}^1$ ,  $\hbar\omega_{ph}^2$ ,  $\hbar\omega_{ph}^3$ , оцениваем величины  $E_A^i$ . Абсолютная погрешность при этом не превышает 0.03 eV. Для уменьшения систематической погрешности возбуждение люминесценции необходимо проводить или широким спектром, или светом с энергией фотонов, которые переводят электроны на высоко лежащие квантово-размерные уровни. В обоих случаях обеспечивается возбуждение нанокристаллов всех размеров. При этом во избежание разогрева нанокристаллов интенсивность возбуждения должна быть минимальной.

Время жизни  $\tau$  неравновесных носителей заряда. Низкий квантовый выход люминесценции стекол с нанокристаллами  $A_2B_6$  (меньше 1% [24,25]) свидетельствует о доминировании безызлучательной рекомбинации. В [26] показано, что в нанокристаллах  $CdS_xSe_{1-x}$



**Рис. 6.** Зависимость времени жизни  $\tau$  неравновесных электронов от среднего радиуса нанокристаллов  $\bar{r}$ . Точки — данные работ [14,15].



**Рис. 7.** Зависимость пропускания  $T$  стекла ОС-12 от интенсивности  $I$  света при  $\lambda = 521.0$  nm, которая соответствует возбуждению нанокристаллов с  $r = \bar{r}$ . Сплошная кривая — расчет по формуле (8).

основной канал безызлучательной рекомбинации связан с поверхностью. В этом случае

$$\tau = B = (\bar{r})^3, \quad (7)$$

где  $B$  — константа. Пользуясь графиком этой зависимости (рис. 6) и известными значениями  $\bar{r}$ , значение  $\tau$  можно оценить с погрешностью, не превышающей 10–15%. Примерно с такой же погрешностью время жизни оценивается по экспоненциальному спаду сигнала фотолюминесценции, вызванной прямой рекомбинацией электронов и дырок [14,15].

Поперечное сечение поглощения нанокристаллов. Как следует из (2), квант света с энергией  $\hbar\omega_{in}$  поглощается лишь нанокристаллами определенного размера. Это дает возможность описывать процессы насыщения поглощения в рамках простой двухуровневой модели, в которой основное состояние соответствует уровню  $E_{01}^h$ , а возбужденное — уровню  $E_{01}^e$  (рис. 2). В этом случае экспериментально измеряемая зависимость пропускания  $T$  от интенсивности излучения  $I_0$ , падающего на образец толщиной  $d$ , хорошо описывается соотношением [13]

$$\ln T + (T - 1)I_0/I^* = K_L d, \quad (8)$$

где параметр нелинейности  $I^* = 1/2\sigma\tau$ ,  $K_L$  — коэффициент линейного поглощения,  $\sigma$  — поперечное сечение поглощения. Если  $I^*$  известно,  $\sigma$  может быть вычислено по формуле

$$\sigma = 1/2\tau I^*. \quad (9)$$

При расчете экспериментально измеренной зависимости  $T(I_0)$  по формуле (8) (рис. 7) параметр нелинейности  $I^*$  определяется как подгоночный, а  $\sigma$  вычисляется по формуле (9) с относительной погрешностью  $\sim 30\%$ .

Последнее относится лишь к нанокристаллам среднего радиуса.

Концентрация нанокристаллов среднего радиуса. С учетом спина на каждом квантово-размерном уровне отдельно взятого нанокристалла может находиться не более двух электронов. Это означает, что концентрация нанокристаллов среднего радиуса равна

$$N_{\bar{r}} = N/2 = K_L/2\sigma, \quad (10)$$

где  $N$  — концентрация центров поглощения. Погрешность определения  $N_{\bar{r}}$  не превышает 30%.

Число атомов в нанокристалле. Согласно данным рентгеноструктурного анализа, нанокристаллы  $A_2B_6$  размером от 1.5–2.5 nm и больше синтезируются в матрице в гексагональной структуре [2,3]. Элементарная ячейка имеет вид призмы, в основе которой лежит правильный ромб. Ее объем

$$V_e = a^2c\sqrt{3}/2, \quad (11)$$

где  $a$  и  $c$  — постоянные решетки. В каждой ячейке находится одна формульная молекула типа АВ. Общее число молекул  $N_M$  в нанокристалле радиуса  $\bar{r}$  определяется выражением

$$N_M = V/V_e = 8\pi(\bar{r})^3/3\sqrt{3}a^2c, \quad (12)$$

где  $V = 4\pi(\bar{r})^3/3$  — объем нанокристалла среднего радиуса. Соответственно число атомов  $N$  в нанокристалле будет в 2 раза ббльшим, т.е.  $N = 2N_M$ . Относительная погрешность оценки  $N$  обусловлена погрешностью оценки  $\bar{r}$  и постоянных решетки и не превышает 25–30%.

Гидростатическое давление матрицы на нанокристаллы. Температурный коэффициент линейного расширения стекла ( $\alpha = 1.02 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ ) значительно превышает соответствующие значения для полупроводников типа  $A_2B_6$ . Для CdSe  $\alpha^{\parallel} = 2.9 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ,  $\alpha^{\perp} = 4.9 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ , для CdS  $\alpha^{\parallel} = 2.6 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ,  $\alpha^{\perp} = 4.6 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ . При охлаждении стекла с нанокристаллами от температуры синтеза (400–700°C [8]) до комнатной температуры (или более низкой) происходит их гидростатическое сжатие матрицей. Производимое давление может быть вычислено по формуле [19]

$$P = \frac{(\alpha - \alpha^{\parallel})\Delta T + 2(\alpha - \alpha^{\perp})\Delta T}{2S_{11} + 2S_{12} + 2S_{13} + 2S_{33}}, \quad (13)$$

где  $\Delta T$  — разница между температурой синтеза и температурой исследований,  $S_{ij}$  — упругие постоянные. Погрешность оценки  $P$  зависит от погрешностей определения  $S_{ij}$ ,  $\alpha$ ,  $\alpha^{\parallel}$ ,  $\alpha^{\perp}$ ,  $\Delta T$  и не превышает нескольких процентов.

## 2. Определение параметров нанокристаллов смешанных полупроводников

В случае смешанных полупроводников задача определения параметров квантовых точек несколько усложняется, так как неизвестны константы, зависящие от  $x$ , например ширина запрещенной зоны.

Таблица 2. Параметры нанокристаллов CdSSe

Параметр	KC-10	OC-12	Corning 2-61	CdSe/glass
$x$	0.32	0.68 0.64 <sup>3)</sup>	0.33 0.48 [2] 0.52[28] 0.27 [15]	0
$E_{g0}$ , eV (4.2 K)	1.94	2.03 2.12 [16]	2.06 1.786 <sup>3)</sup> [15]	1.6 1.72 [2]
$\bar{r}$ , nm	2.60 2.85 <sup>1)</sup> [21]	2.40 2.52 <sup>1)</sup> [16] 2.20 <sup>4)</sup>	5.4 5.0 [28] 4.7 <sup>5)</sup> [29] 3.7 [15]	2.3 2.2 <sup>5)</sup> [2]
$E_{01}^q$ , eV	0.36	0.36	0.065 0.187 [15]	0.47 0.35 <sup>7)</sup>
$E_{01}^h$ , eV	0.10 <sup>2)</sup>	0.11 <sup>2)</sup>	0.019 <sup>2)</sup> 0.039 [15]	0.13 <sup>2)</sup>
$V$ , eV	0.09	0.12	0.06 <sup>6)</sup>	0.11
$E_A^1$ , eV	0.24	0.28	–	–
$E_A^2$ , eV	0.67	0.70	0.77	0.61
$E_A^3$ , eV	0.88	0.96	–	–
$\tau$ , ps	9	8	50 70 [15]	5
$\sigma$ , cm <sup>-2</sup>	$2.8 \cdot 10^{-12}$	$3.4 \cdot 10^{-14}$	–	–
$N_M$	660	520	4500	340
$N_{\bar{r}}$ , cm <sup>-3</sup>	$5.3 \cdot 10^{13}$	$2.8 \cdot 10^{14}$	$4 \cdot 10^{15}$ [2]	–
$P$ , kbar (300 K)	5.2	5.8	5.2	4.8
$P$ , kbar (4.2 K)	8.2	9.2	8.2	7.8

- 1) Рентгеновский метод малоуглового рассеяния.
- 2) Значение относится к уровням легких дырок.
- 3) Оптический метод без учета давления со стороны матрицы стекла.
- 4) Значение, полученное с помощью формулы (5).
- 5) Метод электронной микроскопии на просвет (ТЕМ).
- 6) Данные, полученные из спектров [2,28,30].
- 7) Данные, полученные из спектров [2] при условии, что первый максимум в спектре поглощения соответствует длине волны 590 nm.

Компонентный состав в принципе может быть определен оптическим методом по известной [27] для объемных твердых растворов зависимости  $E_{g0}(x)$ , если каким-либо способом установлена величина  $E_{g0}$ . При этом следует учитывать также гидростатическое давление матрицы, которое приводит к увеличению  $E_{g0}$

$$E_g = E_{g0} + (\partial E_g / \partial P)P, \quad (14)$$

где  $dE_g/dP$  — барический коэффициент изменения  $E_g$ . Неучет давления приводит к систематической погрешности в определении  $x$  до 20%.

Ширина запрещенной зоны  $E_{g0}$  может быть получена как второй подгоночный параметр при расчете спектра поглощения по формуле (3): в то время как значение  $\bar{r}$  влияет на форму полосы поглощения (из-за сильной зависимости от  $\bar{r}$  положений квантово-размерных уровней электронов и дырок), изменение ширины запрещенной зоны приводит лишь к смещению всего спектра как

целого вдоль оси абсцисс. Это дает возможность без особого труда определить значение  $E_g$ . При этом, однако, остается неопределенность с константами, зависящими от компонентного состава и входящими в формулы (3) и (12). Она снимается путем применения следующей итерационной процедуры.

В первом приближении выбираются константы, соответствующие  $x = 0$  или 1. Путем подгонки по формуле (3) рассчитанного спектра поглощения к экспериментальному оценивается величина  $E_g$ , а по формуле (12) делается поправка на давление. Затем по полученному значению  $E_{g0}$  оцениваются компонентный состав  $x$  первого шага итераций и необходимые константы. Итерации выполняются до тех пор, пока погрешность определения  $E_{g0}$  нанокристаллов не станет меньше погрешности определения  $E_{g0}$  твердых растворов монокристаллов. Оценки показывают, что это условие может быть удовлетворено уже на третьем-четвертом шаге. Использование современных персональных компьютеров позволяет осуществить такую процедуру итераций в течение нескольких минут.

Описанные оптические методы были использованы для определения параметров ряда структур с квантовыми точками  $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$  как известного, так и неизвестного компонентного состава. Данные для некоторых из них приведены в табл. 1 и 2 в сравнении с данными, полученными другими независимыми методами. Видна хорошая корреляция значений. Для нанокристаллов  $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$  такие методы применимы в диапазоне размеров от  $2 \lesssim \bar{r} \lesssim 7 \text{ nm}$ . Ограничения со стороны малых размеров связаны с необходимостью учета непараболичности зон, возможных отличий констант полупроводникового вещества квантовых точек от значений для крупных монокристаллов, наличием в структуре нанокристаллов кубической модификации и т.п. Со стороны больших размеров ограничения вызваны уменьшением роли эффектов размерного квантования и трудностями в определении среднего радиуса нанокристаллов из анализа формы полосы собственного поглощения.

Работа финансировалась грантами № 2-4/550 Государственного фонда фундаментальных исследований Украины, N EPU052023 Международной соросовской программы поддержки образования в области точных наук (ISSEP).

## Список литературы

- [1] J. Yumoto, S. Fukushima, K. Kubodera. *Opt. Lett.* **12**, 10, 832 (1987).
- [2] N.F. Borrelli, D.W. Hall, H.J. Holland, D.W. Smith. *J. Appl. Phys.* **61**, 12, 5399 (1987).
- [3] L. Weigno, Y. Baozhong, H. Xihuai. *J. Non-Cryst. Sol.* **95–96**, 1, 601 (1987).
- [4] P.D. Persans, An Tu, Y. Wu, M. Lewis. *J. Opt. Soc. Am.* **6**, 4, 818 (1989).
- [5] D.W. Hall, N.F. Borrelli. *Photonic switching. Proc. 1st Top. Meet. (Incline Village, Nev. March 18–20, 1987). Berlin etc. (1988). P. 122–124.*
- [6] B. Champagnon, B. Andrianasolo, A. Ramos, M. Gandais. et al. *J. Appl. Phys.* **73**, 3, 2775 (1993).
- [7] А.К. Синевич, Н.М. Бобкова, В.И. Русак. *ФХС* **8**, 6, 715 (1977).
- [8] С.М. Бреховских, Ю.П. Никонов, А.И. Нейч. *ФХС* **3**, 2, 172 (1977).
- [9] J.J. Ramsden. *J. Cryst. Growth.* **82**, 3, 569 (1987).
- [10] T. Yanagawa, Y. Sasaki, H. Nakano. *Appl. Phys. Lett.* **54**, 16, 1495 (1989).
- [11] Н.Р. Кулиш, В.П. Кунец, М.Р. Лисица. *УФЖ* **35**, 12, 1817 (1990).
- [12] Н.Р. Кулиш, В.П. Кунец, М.П. Лисица, Н.И. Малыш. *УФЖ* **37**, 8, 1141 (1992).
- [13] N.R. Kulish, V.P. Kunets, M.P. Lisitsa. *Opt. Eng.* **34**, 4, 1054 (1995).
- [14] K. Shum, G.C. Tang, M.R. Junnarkar, R.R. Alfano. *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.* **793**, 150 (1987).
- [15] K. Shum, G.C. Tang, M.R. Junnarkar, R.R. Alfano. *Appl. Phys. Lett.* **51**, 30, 1839 (1987).
- [16] А.В. Баранов, Я.С. Бобович, В.И. Петров. *Опт. и спектр.* **65**, 5, 1066 (1988).
- [17] В.В. Варгин. *Производство цветного стекла. М.-Л. (1940). 284 с.*
- [18] И.М. Лифшиц, В.В. Слезов. *ЖЭТФ* **35**, 2(8), 479 (1958).
- [19] Н.Р. Кулиш, В.П. Кунец, М.П. Лисица. *УФЖ* **35**, 2, 200 (1990).
- [20] A.I. Ekimov, F. Hache, M.C. Schanne-Klein, D. Ricard. et al. *J. Opt. Soc. Am.* **B10**, 1, 100 (1993).
- [21] В.А. Зюльков, Д.В. Ковалев, С.Г. Котов. *ЖПС* **49**, 6, 919 (1988).
- [22] Ал.Л. Эфрос, А.Л. Эфрос. *ФТП* **16**, 7, 1209 (1982).
- [23] А.И. Екимов, Ал.Л. Эфрос. *Матер. XII Зимней школы по физике полупроводников (ФТИ, 27 февраля–6 марта, 1985). Л. (1986). С. 65.*
- [24] А.М. Бонч-Бруевич, Т.К. Разумова, Г.М. Рубанова. *ФТТ* **9**, 8, 2265 (1967).
- [25] J.P. Zheng, H.S. Kwok. *Appl. Phys. Lett.* **54**, 1, 1 (1989).
- [26] С.В. Клецкий, Н.Р. Кулиш, В.П. Кунец, М.П. Лисица, В.М. Соколов. *УФЖ* **36**, 1, 18 (1991).
- [27] Y.S. Park, D.C. Reynolds. *Phys. Rev.* **132**, 6, 2450 (1962).
- [28] D.W. Hall, N.F. Borrelli. *J. Opt. Soc. Am.* **B5**, 8, 1650 (1988).
- [29] J. Warnock, D.D. Awschalom. *Appl. Phys. Lett.* **48**, 6, 425 (1986).
- [30] J. Warnock, D.D. Awschalom. *Phys. Rev.* **B32**, 8, 5529 (1985).