

Влияние дисперсии размеров на оптическое поглощение системы полупроводниковых квантовых точек

© М.И. Василевский, А.М. де Паула*, Е.И. Акинкина, Е.В. Анда†

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603600 Нижний Новгород, Россия

* UNICAMP, Campinas, SP, 13083-970 Brazil

† Universidade Federal Fluminense, Niteroi, RJ, 24210 Brazil

(Получена 27 ноября 1997 г. Принята к печати 18 мая 1998 г.)

Линейное оптическое поглощение системы полупроводниковых квантовых точек, случайно расположенных в диэлектрической матрице, исследовано теоретически и экспериментально для системы CdTe/стекло. Расчет эффективной диэлектрической функции системы, мнимая часть которой определяет поглощение, основан на модифицированном формализме Максвелл–Гарнетта, использующем диаграммную схему расчета усредненной перенормированной поляризуемости сферических квантовых точек. При этом учитываются как флуктуации поляризационного взаимодействия, связанные со случайным расположением сфер, так и дисперсия их размеров. Сравнение теоретических спектров с экспериментальными позволило определить средний размер и концентрацию квантовых точек. Оказалось, что зависимость этих параметров от времени отжига при получении образцов не согласуется с имеющимися представлениями о спиноподальном распаде твердых растворов.

Введение

Полупроводниковые микрокристаллы (квантовые точки), выращенные внутри диэлектрической матрицы, представляют интерес с точки зрения нелинейных оптических эффектов. Возможность управления энергетическим спектром за счет изменения размеров квантовых точек (КТ) и большая плотность состояний для соответствующих значений энергии делают такие системы перспективными также с точки зрения создания лазеров.

Получение композитных материалов, содержащих полупроводниковые КТ, возможно с помощью различных технологий [1–3], но к настоящему времени ни одна из них не позволяет исключить разброс размеров микрокристаллов полупроводника.

Дисперсия размеров КТ приводит к тому, что дискретные пики линейного оптического поглощения на частотах, отвечающих переходам между размерно-квантованными состояниями дырок и электронов, сильно уширяются. Чтобы учесть этот эффект, обычно производят усреднение, используя спектр поглощения одной КТ и некоторую функцию распределения размеров (ФРП) [4–6], что годится лишь как оценка. Такой подход справедлив в предельном случае очень малой объемной доли полупроводника $f \rightarrow 0$, так как не учитывает: 1) поляризационного взаимодействия КТ между собой и 2) изменения показателя преломления с частотой света в области поглощения.

В настоящей работе предлагается основанная на модифицированном формализме Максвелл–Гарнетта схема вычисления эффективной диэлектрической функции (ЭДФ) композита, представляющего собой изолированные полупроводниковые КТ в диэлектрической матрице. В предлагаемом подходе учитываются как дисперсия размеров, так и диэлектрические флуктуации, связанные со случайным расположением КТ. Полученные формулы применяются для моделирования экспериментальных

спектров линейного оптического поглощения матриц SiO₂ с микрокристаллами CdTe, выращенных из расплава боросиликатного стекла с добавлением CdO и Te путем серии последовательных отжигов.

Теория

Эффективная диэлектрическая функция композита

Рассмотрим изотропную диэлектрическую матрицу, содержащую случайно расположенные изолированные друг от друга сферические включения. В приближении эффективной среды ее диэлектрическая функция ϵ^* связана с (перенормированной) поляризуемостью сфер α^* уравнением Максвелл–Гарнетта:

$$\frac{\epsilon^* - \epsilon_h}{\epsilon^* + 2\epsilon_h} = \frac{4}{3} \pi n \alpha^*, \quad (1)$$

где ϵ_h — диэлектрическая функция матрицы, n — концентрация сфер. Если положить α^* равной обычной поляризуемости диэлектрической сферы размером a_0 с постоянной диэлектрической функцией ϵ_s в однородной среде

$$\alpha(a_0) = \frac{\epsilon_s - \epsilon_h}{\epsilon_s + 2\epsilon_h} a_0^3, \quad (2)$$

то (1) дает известную формулу Клаузиуса–Моссотти.

Общее уравнение для α^* имеет вид [7]

$$\alpha^* = \left\langle \alpha \sum_j \overset{\leftrightarrow}{V}_{ij}^{-1} \right\rangle, \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} \overset{\leftrightarrow}{V}_{ik}^{-1} \overset{\leftrightarrow}{V}_{kj} &= \overset{\leftrightarrow}{1} \delta_{ij}, \\ \overset{\leftrightarrow}{V}_{ij} &= \overset{\leftrightarrow}{1} \delta_{ij} - \alpha \Delta \overset{\leftrightarrow}{T}_{ij}, \\ \Delta \overset{\leftrightarrow}{T}_{ij} &= \overset{\leftrightarrow}{T}_{ij} - \langle \overset{\leftrightarrow}{T}_{ij} \rangle. \end{aligned} \quad (4)$$

В (4)

$$\overleftrightarrow{T}_{ij} = e^{-i\mathbf{q}(\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j)} (1 - \delta_{ij}) \nabla_i \nabla_j \frac{1}{R_{ij}}$$

— тензор диполь-дипольного взаимодействия, $\overleftrightarrow{1}$ — единичный тензор, $R_{ij} = |\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j|$, индексы i и j нумеруют сферы, а угловые скобки означают усреднение по их ансамблю. Разложение $\overleftrightarrow{V}_{ij}^{-1}$ в (3) по степеням $(\alpha \Delta \overleftrightarrow{V}_{ij})$ приводит к уравнению типа уравнения Дайсона [7,8], в котором усреднение по реализациям беспорядка в расположении сфер может быть выполнено с помощью диаграммной техники, описанной в [7].

Кроме топологического имеется еще беспорядок, связанный с дисперсией размеров сфер. В определенном приближении (аналогичном приближению усредненной T -матрицы в теории сплавов) оба усреднения можно выполнить и получить следующий результат [8]:

$$\alpha^* = \int da_0 \alpha(a_0) \frac{1 - \sqrt{1 - 4\theta}}{2\theta} F(a_0), \quad (5)$$

где

$$\theta = \frac{8}{3} \pi n \alpha(a_0) \int da \frac{\alpha(a)}{(a_0 + a)^3} F(a), \quad (6)$$

а $F(a)$ — функция распределения размеров сфер a .

Формулы (1), (5) и (6) связывают, таким образом, ЭДФ композитного материала с диэлектрическими функциями матрицы и включений. Коэффициент линейного оптического поглощения определяется обычным образом через ϵ^* :

$$\gamma = \frac{2\kappa\omega}{c},$$

$$\kappa = \left[(|\epsilon^*| - \text{Re } \epsilon^*) / 2 \right]^{1/2}.$$

Нетрудно убедиться, что при $f \rightarrow 0$

$$\alpha^* \approx \bar{\alpha} = \int da \alpha(a) F(a);$$

$$\epsilon^* \approx \epsilon_h (1 + 3f\bar{\alpha}); \quad \gamma \sim \epsilon_h^{1/2} f \text{Im } \bar{\alpha}.$$

Диэлектрическая функция микрокристалла

Диэлектрическая функция микрокристалла в области межзонных оптических переходов имеет вид (см., например, [9])

$$\epsilon_s = \epsilon_\infty \left[1 + \frac{4\pi e^2}{\epsilon_\infty \hbar m^2 \omega^2 V} \times \sum_\nu |\mathbf{p}_\nu|^2 \left(\frac{1}{\omega_\nu - \omega} + \frac{1}{\omega_\nu + \omega} \right) \right], \quad (7)$$

где V — объем, m_0 — масса свободного электрона, \mathbf{p}_ν — матричный элемент оператора импульса между

квантованными состояниями зоны проводимости E_e и валентной зоны E_h ,

$$\omega_\nu = \left(E_e^\nu + E_h^\nu + E_g - 1.8 \frac{e^2}{\epsilon_0 a_{\text{ex}}} \right) / \hbar, \quad (8)$$

E_g — ширина запрещенной зоны полупроводника, ϵ_∞ и ϵ_0 — его высокочастотная и статическая диэлектрические проницаемости, ν — набор квантовых чисел, нумерующих дипольно-активные состояния электронно-дырочной пары. Последнее слагаемое в (8) есть корреляционная поправка [10], a_{ex} — борковский радиус объемного экситона.

В приближении эффективной массы и в предположении бесконечно высокого потенциального барьера между полупроводником и диэлектриком уровни энергии электронов определяются квантовыми числами n и l и даются формулой [11]

$$E_e = \frac{\hbar^2 K_{n,l}^2}{2m_e a^2}, \quad (9)$$

где $K_{n,l}$ — n -й корень l -й сферической функции Бесселя, m_e — эффективная масса электрона.

Систематика уровней энергии дырок сложнее из-за перемешивания состояний, отвечающих разным подзонам валентной зоны полупроводников со структурой алмаза или сфалерита; она рассматривалась в [12–15]. Дырочные состояния классифицируются по значениям главного квантового числа n и полного момента F . Для каждого значения F имеются два разных состояния (четное и нечетное), а по проекции полного момента M имеется вырождение.

В обозначениях [15] в предельном случае сильного спин-орбитального расщепления ($\Delta \rightarrow 0$) основным состоянием дырок является $1S_{3/2}$. Его энергия дается формулой

$$E_h = \frac{\hbar^2 K_h^2}{2m_{hh} a^2}, \quad (10)$$

где K_h определяется уравнением [14]

$$j_{F+1/2}(K_h \beta^{1/2}) j_{F-3/2}(K_h) + \frac{6F-3}{2F+3} j_{F-3/2}(K_h \beta^{1/2}) j_{F+1/2}(K_h) = 0 \quad (11)$$

с $F = 3/2$, $\beta = m_{lh}/m_{hh}$. Здесь m_{lh} и m_{hh} — массы легкой и тяжелой дырки.

Это же уравнение определяет четные дырочные состояния $2S_{3/2}$, $3S_{3/2}$, ... (следует брать соответственно 2-й, 3-й и т.д. корни (11)), в которые возможен переход электрона из состояния $1S_e$.

Переходы электрона из состояния $1P_e$ возможны в дырочные состояния $1P_{1/2}^l$ (в (10) следует взять $K_h = \beta^{-1/2} \phi_1^l$, где ϕ_1^l — 1-й корень 1-й сферической функции Бесселя), $1P_{3/2}$ (уравнение для нечетных состояний написано в [14]), $1P_{3/2}^l$ (K_h определяется (11) с $F = 5/2$) и т.д.

Все вышеперечисленные состояния электронно-дырочной пары являются вырожденными по M и проекции полного электронного момента $j_e = s + l$. Основное состояние ($1S_e, 1S_{3/2}$), таким образом, 8-кратно вырождено, но лишь $g_1 = 4$ комбинации проекций электронного и дырочного моментов отвечают радиационно-активным в дипольном приближении состояниям.

Квадрат матричного элемента, фигурирующий в (7), может быть записан как

$$P^2 g_1 \left| \int \Psi_h \Psi_e dr \right|^2,$$

где P^2 определяется симметрией блоховских амплитуд (кейновский матричный элемент импульса),

$$\Psi_e = (2\pi^2)^{1/2} a^{-3/2} j_0(\pi r/a) Y_{00},$$

$$\Psi_h = C_h a^{-3/2} \left[R_0(r) Y_{00} + R_2(r) \sum_M Y_{2M} \right],$$

$$R_0(r) = j_0(K_h r/a) - j_0(K_h),$$

и сферические гармоники Y_{lm} ортонормированы. Часть волновой функции дырки, содержащая $R_2(r)$, не дает вклада в рассматриваемый матричный элемент, поэтому $R_2(r)$ не написана. Для $\beta \rightarrow 0$ $C_h = 6.044$, $K_h = 5.76$ [15], и вычисление квадрата интеграла дает $I_1 = 0.874$.

Если пренебречь различием P^2 для различных электронно-дырочных состояний, то формула (7) может быть переписана в следующем виде:

$$\epsilon_s = \epsilon_\infty \left[1 + \frac{4e^2 P^2}{\epsilon_\infty \hbar^3 \omega^2 a^3} \sum_\nu \frac{g_\nu \omega_\nu I_\nu}{(\omega_\nu - i\delta_\nu)^2 - \omega^2} \right]. \quad (12)$$

В (12) введена естественная ширина спектральной линии $\hbar\delta_\nu$, а по смыслу g_ν и I_ν аналогичны g_1 и I_1 .

Диэлектрическая функция матрицы

Известно, что стекла поглощают в ультрафиолетовой области спектра. Чтобы учесть это обстоятельство, диэлектрической проницаемости ϵ_h следует приписать мнимую часть, частотную зависимость которой можно описать гауссовой функцией:

$$\text{Im } \epsilon_h = \rho_0 \frac{\omega_0}{\Gamma_0} \exp \left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\Gamma_0^2} \right], \quad (13)$$

где ρ_0 , ω_0 и Γ_0 — параметры. Соответствующий (13) вклад в $\text{Re} \epsilon_h$ может быть вычислен по соотношению Крамерса–Кронига.

Эксперимент

Образцы стекол с микрокристаллами CdTe выращивались путем сплавления SiO_2 , V_2O_5 , Na_2O , ZnO и легирующих материалов (CdO и металлического Te) в пропорции $\sim 1\%$ по весу [3]. Далее расплав быстро

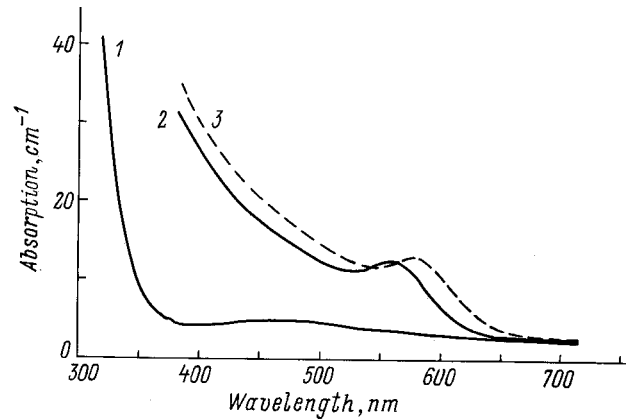


Рис. 1. Экспериментальные спектры поглощения образцов CdTe/стекло серии VCS37 непосредственно после остывания расплава (1) и отжигавшихся при 560°C в течение 22 (2) и 32 мин (3).

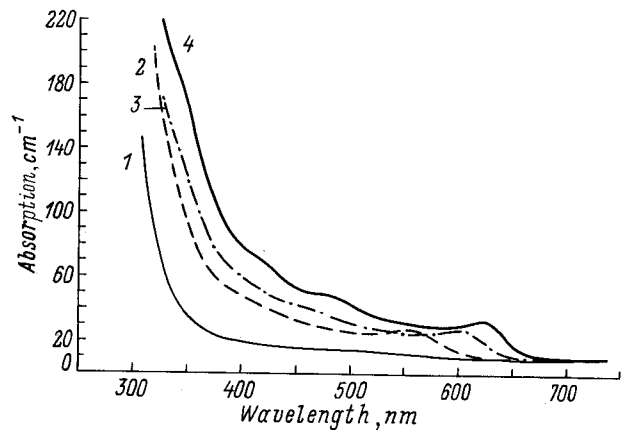


Рис. 2. Экспериментальные спектры поглощения образцов CdTe/стекло серии VCS39, полученных двухстадийным отжигом. Продолжительность второго (высокотемпературного) отжига при 540°C t_a , мин: 1 — 60, 2 — 150, 3 — 300, 4 — 420.

закачивался в сосуде из нержавеющей стали. Полупроводниковые микрокристаллы выращивались внутри стеклянной матрицы путем последующих отжигов. Режимы отжигов варьировались.

На рис. 1 показаны спектры поглощения двух образцов серии VCS37, вырезанных из одной исходной матрицы и подвергавшихся термообработке при 560°C. Лучшие результаты (с точки зрения квантово-размерных эффектов) дал двойной отжиг. Образцы VCS39 (рис. 2) были получены отжигом сначала при 460°C в течение $t_a = 270$ ч, затем при 540°C (продолжительность второго отжига указана в подписи к рис. 2). На спектрах этих образцов виден ряд особенностей, связанных с переходами между размерно-квантованными состояниями, тогда как для образцов VCS37 отчетливо проявляется только переход, связанный с основным состоянием электронно-дырочной пары ($1S_e, 1S_{3/2}$).

Некоторые результаты исследований подобных образцов другими методами были опубликованы ранее [16].

Результаты моделирования и их обсуждение

При вычислении теоретических спектров сначала подбирались параметры зоны оптического поглощения стекла без КТ с использованием спектров образцов, не подвергавшихся отжигу. В дальнейшем для отожженных образцов слегка изменялась лишь сила осциллятора в (13).

Моделирование спектров образцов с КТ осуществляли ориентируясь на основной пик поглощения. Подбирался средний размер КТ \bar{a} , обеспечивающий правильное положение пика; энергия вычислялась по формулам (8)–(10). При этом использовались следующие значения параметров CdTe: $P = 7 \cdot 10^{-8}$ эВ · см, $E_g = 1.49$ эВ ($T = 300$ К), $m_{lh} = m_e = 0.09m_0$, $\Delta_{SS} = 0.977$ эВ. Отметим, что в литературе приводятся разные данные для m_{hh} (от $0.4m_0$ до $0.7m_0$), им соответствуют и разные значения K_h для состояния $1S_{3/2}$. Корень уравнения (11) изменяется с β^{-1} почти линейно, принятому нами значению $m_{hh} = 0.5m_0$ отвечает $K_h = 3.91$.

Кроме основного, в ϵ_∞ учитывались перечисленные в табл. 1 состояния электронно-дырочной пары. Их энергии в зависимости от радиуса КТ рассчитывались, как описано выше. Силы осцилляторов переходов, отвечающих их рекомбинации, подбирались.

Отметим также, что ϵ_∞ в (7) — значение диэлектрической проницаемости для $\hbar\omega \gg E_g$, которое, естественно, отличается от значения 7.8 для CdTe, известного из инфракрасной спектроскопии. Наш расчет вклада межзонных переходов для объемного CdTe дал значение $\epsilon_\infty \simeq 6$, соответствующее указанному выше значению для $\hbar\omega \ll E_g$.

Таблица 1. Переходы, ответственные за поглощение в оптической области спектра для образца VCS39420

№ п.п.	Переход	E , эВ	λ , нм	$g_\nu I_\nu / g_1 I_1$
1	$1S_{3/2} \rightarrow 1S_e$	2.02	613	1
2	$2S_{3/2} \rightarrow 1S_e$	2.29	541	0.8
3	$1P_{3/2} \rightarrow 1P_e$	2.57	482	2.2
4	$3S_{3/2} \rightarrow 1S_e$	2.70	459	0.5
5	$1P_{5/2}^l \rightarrow 1P_e$	2.85	435	1
6	$1S_{SS} \rightarrow 1S_e$	2.93	423	1.2
7	$1S_{3/2} \rightarrow 1D_e$	3.17	391	3
8	$1P_{1/2}^l \rightarrow 1P_e$	3.36	369	1.2
9	$1D_{7/2} \rightarrow 1D_e$	3.42	362	7.8
10	$1P_{SS} \rightarrow 1P_e$	3.42	358	
11	$1S_{3/2} \rightarrow 2S_e$	3.47	357	

Примечание. Приведенные значения энергии E (длины волны λ) рассчитаны для $\bar{a} = 28$ Å по формулам (8)–(10). Относительные силы осцилляторов переходов (последняя колонка) были подобраны. Значение 7.8 относится к совокупности трех последних переходов.

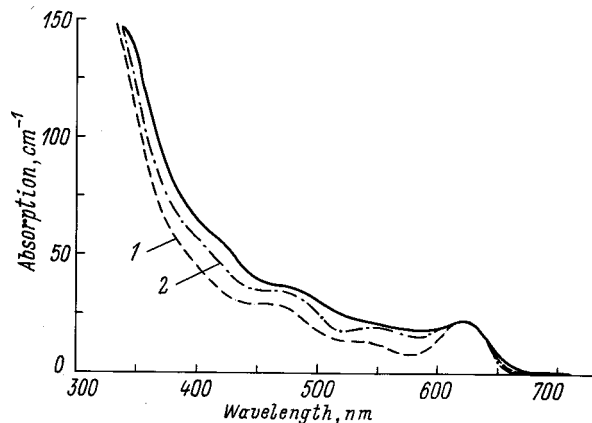


Рис. 3. Экспериментальный спектр поглощения образца VCS39, отжигавшегося 420 мин (сплошная линия), и расчетные спектры, полученные с учетом электронно-дырочных переходов из табл. 1, с использованием ФРП Гаусса (1) и Лифшица–Слезова (2).

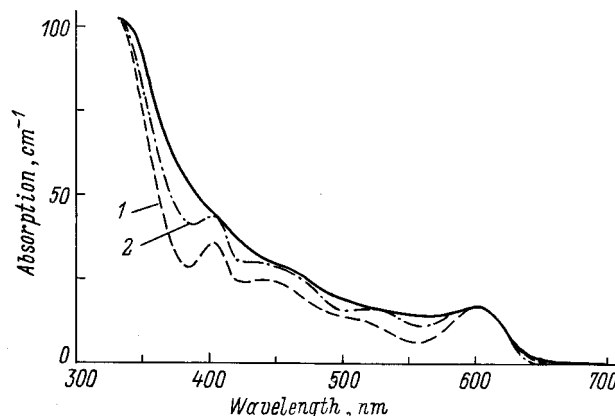


Рис. 4. То же, что на рис. 3, для образца VCS39, отжигавшегося 300 мин.

Теоретические спектры подгонялись под экспериментальные с использованием гауссовой ФРП (варьировались два параметра: концентрация КТ и дисперсия размеров) и ФРП Лифшица–Слезова [17] (варьировалась только концентрация). Результаты моделирования показаны на рис. 3–5.

В целом соответствие теории и эксперимента хорошее. Частоты переходов ω_ν , рассчитанные с учетом перемешивания состояний легких и тяжелых дырок, соответствуют экспериментально наблюдаемым — как видно, например, из рис. 3. Мы использовали одинаковую величину $\hbar\delta$ для всех переходов, подразумевая под этим однородное уширение спектральных линий из-за взаимодействия с фононами. Вплоть до величины 20 мэВ этот параметр практически не влияет на форму спектра. В принципе в $\hbar\delta$ может давать вклад и неоднородное уширение, связанное с искажениями формы КТ. Этот вклад должен быть больше для переходов с большей энергией и может приводить к дальнейшему

сглаживанию соответствующих пиков, в соответствии с экспериментальными спектрами.

Первый пик поглощения для образцов VCS39 лучше аппроксимируется ФРП Лифшица–Слезова, нежели симметричным распределением Гаусса (см. рис. 3, 4). Теория Лифшица–Слезова [17], описывающая, как известно, позднюю стадию фазообразования в твердых растворах (рост больших зерен за счет растворения малых), предсказывает рост среднего размера зерен по закону $\bar{a} \sim t^{1/3}$ и соответствующее уменьшение их числа со временем. С последним не согласуются определенные в процессе моделирования значения n (см. табл. 2). Предположение о том, что процесс распада твердого раствора в исследованных образцах был прерван на более ранней стадии роста зерен полупроводниковой фазы, также встречает затруднение. Диффузионно-контролируемый рост зерен из пересыщенного твердого раствора должен характеризоваться более быстрой зависимостью среднего размера от времени $\bar{a} \sim t^{0.5}$, чем та, что следует из табл. 2. Правда, при этом не очевидно, как правильно выбрать начало отсчета времени этой стадии процесса с учетом длительного первичного отжига. Тем не менее вид спектров образцов после только первичного отжига и даже после вторичного при 540°C в течение 1 ч (рис. 1) не дает оснований предположить рост зерен на стадии низкотемпературного отжига.

Спектры образцов, полученных единственным отжигом при 560°C, лучше аппроксимируются гауссовой ФРП (рис. 5). Это может означать, что технологический процесс был прерван еще на стадии нуклеации. Наиболее вероятный радиус КТ в образце, отжигавшемся 32 мин, однако, лишь немного превышает радиус, соответствующий спектру на рис. 5 (зависимость от времени отжига может быть оценена как $\bar{a} \sim t_a^{0.1}$), что также трудно объяснить в рамках существующих представлений. Таким образом, необходимы дальнейшие исследования процессов фазообразования, происходящих при выращивании нанокристаллов CdTe по данной технологии.

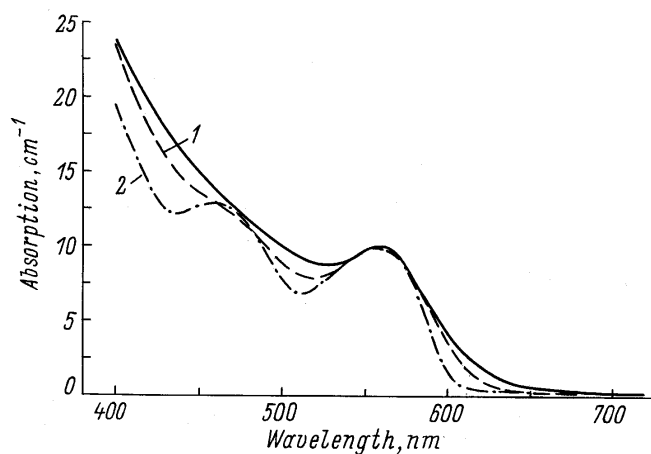


Рис. 5. То же, что на рис. 3, для образца VCS37, отжигавшегося 22 мин.

Таблица 2. Параметры, подобранные при моделировании спектров образцов VCS39 с использованием ФРП Лифшица–Слезова

t_a , ч	2.5	5	7
n , 10^{16} см $^{-3}$	2.683	1.885	2.205
\bar{a} , Å	23.6	26.7	28.0

Таким образом, в настоящей работе предложена схема учета флуктуационного поляризационного взаимодействия между нанокристаллами полупроводника, выращенными внутри диэлектрической матрицы, и (произвольного) статистического распределения их размеров при расчете линейного оптического поглощения таких систем. Схема апробирована на стеклах, легированных CdTe. Путем сравнения расчетных и экспериментальных спектров определены средний размер и концентрация КТ. Показано, что ФРП асимметрична для образцов, полученных двойным отжигом, и быстрее спадает в сторону размеров КТ, превышающих наиболее вероятный. Обнаружена очень слабая зависимость последнего от времени отжига, не соответствующая имеющимся представлениям о спиноподобном распаде.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 96-02-18852), CNPQ и JNICT.

Список литературы

- [1] А.И. Екимов, А.А. Онущенко. ФТП, **16**, 1215 (1982).
- [2] B.G. Potter, J.H. Simmons. J. Appl. Phys., **68**, 1219 (1990).
- [3] J.A. Medeiros Neto, L.C. Barbosa, C.L. Cesar, O.L. Alves, F. Galenbeck. Appl. Phys. Lett., **59**, 2715 (1991).
- [4] B.G. Potter, J.H. Simmons, P. Kumar, C.J. Stanton. J. Appl. Phys., **75**, 8039 (1994).
- [5] W.Y. Wu, J.N. Shulman, T.Y. Hsu, U. Efron. Appl. Phys. Lett., **51**, 710 (1987).
- [6] H. Matheu, T. Richard, J. Allègre, P. Lefèbre, G. Arnaud, W. Granier, L. Boudes, J.L. Marc, A. Pradel, M. Ribes. J. Appl. Phys., **77**, 287 (1995).
- [7] R.G. Barrera, G. Monsivais, W.L. Mochan, E.V. Anda. Phys. Rev. B, **39**, 9998 (1989).
- [8] M.I. Vasilevskiy, E.V. Anda. Phys. Rev. B, **54**, 5844 (1996).
- [9] W. Hayes, R. Loudon. *Scattering of light by crystals* (Wiley, N. Y., 1978).
- [10] L.E. Brus. J. Chem. Phys., **80**, 4403 (1984).
- [11] Ал.Л. Эфрос, А.Л. Эфрос. ФТП, **16**, 1209 (1982).
- [12] А.И. Екимов, А.А. Онущенко, А.Г. Плюхин, Ал.Л. Эфрос. ЖЭТФ, **88**, 1490 (1985).
- [13] Ал.Л. Эфрос, А.В. Родина. Sol. St. Commun., **72**, 645 (1984).
- [14] Г.Б. Григорян, Э.М. Казарян, Ал.Л. Эфрос, Т.В. Язева. ФТТ, **32**, 1772 (1990).
- [15] A.I. Ekimov et al. J. Opt. Soc. Amer., **B10**, 101 (1993).
- [16] A.M. de Paula, L.C. Barbosa, C.H.B. Cruz, O.L. Alves, J.A. Sanjurjo, C.L. Cesar. Appl. Phys. Lett., **69**, 357 (1996).
- [17] I.M. Lifshitz, V.V. Slyozov. J. Phys. Chem. Sol., **19**, 35 (1961).

Редактор Л.В. Шаронова

Effect of the size dispersion on optical absorption of an ensemble of semiconductor quantum dots

M.I. Vasilevskiy, A.M. de Paula*, E.I. Akinkina, E.V. Anda†

Nizhni Novgorod N.I. Lobachevskii State University,
603600 Nizhni Novgorod, Russia

* UNICAMP, Campinas, SP, 13083-970 Brazil

† Universidade Federal Fluminense,
Niteroi, RJ, 24210 Brazil

Abstract Linear optical absorption of an ensemble of semiconductor quantum dots randomly dispersed in a dielectric matrix has been studied theoretically and experimentally for a CdTe/glass system. The calculation of an effective dielectric function of the system, whose imaginary part determines the absorption, is based on the modified Maxwell–Garnett formalism using a diagrammatic scheme of calculation of an average re-normalized polarizability of spherical quantum dots. This approach takes into account both fluctuations of the polarization interaction due to random positions of the spheres and the dispersion of their sizes. Comparison of the theoretical and experimental spectra permitted us to determine the quantum dots mean size and concentration. The dependence of these parameters on the duration of the post-growth annealing of the samples does not agree with that following from the existing theory of spinodal decomposition of solid solutions.

E-mail: kppp2@phys.unn.runnet.ru