

ЭЛЕКТРОН-ФОНОННЫЙ МЕХАНИЗМ УШИРЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ПОЛОС ПОГЛОЩЕНИЯ В КВАЗИНУЛЬМЕРНЫХ КРИСТАЛЛАХ

В. А. Коварский, В. Н. Чеботарь

Институт прикладной физики Академии наук Молдовы, 277028, Кишинев, Молдова
(Получено 18.03.1992. Принято к печати 7.04.1992)

Квазинульмерные кристаллы (например, $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$, вкрапленные в боросиликатные стекла [¹]) привлекают внимание в связи с их нелинейными оптическими свойствами и возможными приложениями в оптоэлектронике. В условиях пространственного квантования движения электрона в квазинульмерном объекте («квантовая точка») наблюдаются синий сдвиг и осцилляции коэффициента поглощения. Ширины линий обычно связывают с неоднородным уширением, вызванным разбросом среднего размера квантового объекта. Именно так выполнена теоретическая работа Ал. Л. и А. Л. Эфросов [²]. Заметим, что экспериментальная полуширина полос при этом оказалась значительно больше теоретической [³]. В связи с этим далее обсуждается электрон-фононный механизм уширения полос. (Роль фононов для электронных состояний в квазинульмерных объектах отмечалась также в [⁴]). Нульмерный характер кристалла делает движение электрона финитным (длина волны де Бройля электрона соизмерима с размером квантового объекта-шара), его волновая функция локализована и может сильно деформировать окружающую решетку. При этом колебания решетки можно рассматривать как объемные, так как длина волны фононов много меньше размеров шаров.

Воспользуемся многофононной теорией оптических полос поглощения [^{5, 6}] для взаимодействия электронов с оптическими фононами частоты ω . Гауссову полуширину полосы поглощения δ можно выразить через константу a Стокса по формуле

$$\delta = 2\omega \sqrt{(2N + 1) a \ln 2}, \quad N = (\exp \frac{\hbar\omega}{k_0 T} - 1)^{-1}, \quad (1)$$

$$a = \sum_x (q_{x1} - q_{x2})^2, \quad (2)$$

где q_{x1} , q_{x2} — смещение нормальных координат оптических колебаний в начальном l и конечном 2 электронных состояниях. Для задачи размерно-квантованного шара радиуса R

$$a = \frac{ce^2}{\hbar\omega} \left\{ -2 \iint_{r_1, r_2 < R} \frac{\psi_1^2(r_1) \psi_2^2(r_2)}{r_{12}} dr_1 dr_2 + \iint_{r_1, r_2 < R} \frac{\psi_1^2(r_1) \psi_1^2(r_2) + \psi_2^2(r_1) \psi_2^2(r_2)}{r_{12}} dr_1 dr_2 \right\}, \quad (3)$$

где ψ_1, ψ_2 — электронные волновые функции состояний l и 2 ; $c = 1/n^2 - 1/\epsilon$; $r_{12} = |r_1 - r_2|$; n — показатель преломления на частоте ω ; ϵ — статическая диэлектрическая проницаемость.

Кроме того, коэффициент поглощения света микрокристаллом должен быть усреднен по распределению $P(R)$ размеров шаров. Следуя [²], выберем рас-

пределение $P(R)$ в форме, предложенной Лифшицем и Слезовым [7]. Таким образом, коэффициент поглощения κ_{12} имеет вид

$$\kappa_{12}(\Omega) \approx \kappa_0 \int_0^{3/2} \exp \left[-4 \ln 2 \left(\frac{\Omega - \Omega_0(u)}{\delta(u)} \right)^2 \right] \sqrt{uP}(u) du, \quad (4)$$

где $u = R/\bar{R}$, \bar{R} — средний радиус микрокристаллов, Ω_0 — энергетическая щель в спектре поглощения, κ_0 — множитель, не зависящий от R и Ω .

Рассмотрим случай кристаллов, в которых для электрона экситонный эффект менее существен, чем эффект размерного квантования, т. е. энергия связи экситона $\epsilon_{ex} \ll \hbar^2 / (2m_e R^2)$. Кроме того, будем предполагать, что эффективная масса дырки много больше эффективной массы электрона ($m_h \gg m_e$), так что можно использовать адиабатическое приближение и рассматривать движение дырки в самосогласованном (усредненном по быстрому движению электрона) потенциале [2]. Рождение электрон-дырочной пары фотоном частоты Ω приводит к деформации решетки так, что ψ_1 и ψ_2 в формуле (3) имеют смысл: ψ_1 — электрона и ψ_2 — дырки. (Этот результат строго доказывается при многочастичном рассмотрении задачи). Учитывая, что локализация электрона значительно больше, чем у дырки ($r_e \ll r_h$), его вклад в константу тепловыделения является основным, и вкладом дырочных состояний можно для простоты пренебречь.

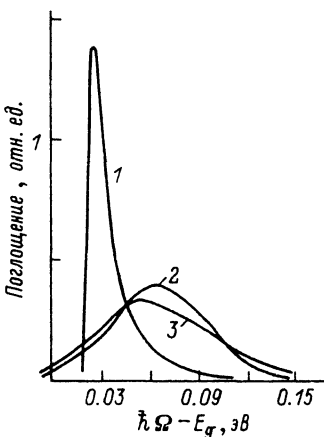
Рассмотрим оптическое поглощение из валентной зоны на основной электронный терм с волновой функцией

$$\Psi_1 = \frac{1}{\sqrt{2\pi R}} \frac{\sin k_1 r}{r}, \quad k_1 R = \pi, \quad (5)$$

при этом $\Omega_0(R) = E_g + a\hbar\omega/2 + \hbar^2 k_1^2 / 2m_e$, E_g — ширина запрещенной зоны полупроводника, из которого выполнен микрокристалл. Расчет константы тепловыделения для этого случая по формуле (3) дает

$$a \approx \frac{5ce^2}{4\hbar\omega R}. \quad (6)$$

Как следует из формул (6) и (1), полуширина полосы поглощения с уменьшением R растет как $1/\sqrt{R}$. На рисунке приведены рассчитанные полосы поглощения на первый уровень квантования для трех случаев, полученных: а) усреднением по размерам шаров; б) усреднением по взаимодействию с оптическими фононами; в) общий случай, учитывающий обе причины уширения. Как следует из рисунка, фононный механизм вносит основной вклад в уширение полосы. Выражение (6) позволяет рассчитать по (4) $\kappa_{12}(\Omega)$ для кристаллов типа [1]. Оцененная по фононной модели полуширина первого пика междузонного поглощения для параметров кристалла $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$ качественно согласуется с экспериментальными результатами работы [1], в которой отмечено, что полуширина



Форма полосы поглощения при переходе на первый уровень в размерно-квантованном шаре. 1 — усреднена по размерам шаров, 2 — по взаимодействию с оптическими фононами, 3 — учтены обе причины уширения. Смещение максимумов полос 2 и 3 относительно 1 обусловлено электрон-фононным взаимодействием. Использовались параметры для микрокристаллов $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$ в стекле ОС-12 [8].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] И. Б. Ермолович и др. Опт. и спектр., 68, 855 (1990).
- [2] А. Л. Эфрос, А. Л. Эфрос. ФТП, 16, 1209 (1982).
- [3] А. И. Екимов, А. А. Онушенко. ФТП, 16, 1215 (1982).
- [4] I. S. Rap, H. V. Rap. Phys. St. Sol. B, 148, 129 (1988).
- [5] С. И. Пекар. Исследования по электронной теории кристаллов, 256. М. (1951).
- [6] Ю. Е. Перлин. УФН, 80, 553 (1963).
- [7] И. М. Лифшиц, В. В. Слезов. ЖЭТФ, 64, 479 (1958).
- [8] Н. П. Кулиш, В. П. Кунец, М. П. Лисица. УФЖ, 53, 1817 (1990).

Редактор: В. В. Чалдышев

ФТП, том 26, вып. 10, 1992

ВРЕМЯ ЖИЗНИ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЯХ $Cd_xHg_{1-x}Te$ p -ТИПА ПРОВОДИМОСТИ

А. М. Мухитдинов, В. И. Стафеев

Научно-производственное объединение «Орион», 111123, Москва, Россия
(Получено 6.04.1992. Принято к печати 10.04.1992)

Несмотря на то что узкозонный полупроводник $Cd_xHg_{1-x}Te$ p -типа проводимости широко используется для изготовления фотодиодов ИК диапазона, число работ, посвященных изучению механизмов рекомбинации в объемных монокристаллах, невелико [1-14]. Часть из них выполнена методами спектроскопии глубоких уровней [8, 9, 11] и переключением $p-n$ -переходов и барьеров Шоттки [3, 10], что предполагает наличие выпрямляющего контакта и накладывает ограничение на температурный диапазон измерений. Публикаций по эпитаксиальным слоям и того меньше [15].

В настоящей работе исследованы эпитаксиальные слои $Cd_xHg_{1-x}Te$ с $x \approx 0.2$ и 0.3 , выращенные на подложке $CdTe$ методом жидкофазной эпитаксии. Время жизни неосновных носителей заряда измерялось по спаду фотопроводимости при импульсном освещении лазером на $GaAs$ типа ЛПИ-10. Параметры исследованных образцов приведены в таблице.

Полученные результаты хорошо описываются теорией рекомбинации Шокли—Рида [1] через локальные центры в запрещенной зоне при низком уровне возбуждения.

Параметры образцов

№ образца	Состав, x	$T = 77$ К		Толщина d , мкм
		Концентрация $(N_A - N_D) \cdot 10^{-15}$, $см^{-3}$	Подвижность μ_p , $см^2/V \cdot с$	
1	0.21	10	470	32
2	0.22	10	530	37
3	0.22	6.3	500	25
4	0.30	1.1	450	22
5	0.30	7.4	470	18