Поглощение и рассеяние света на одночастичных состояниях носителей заряда в полупроводниковых квантовых точках

© С.И. Покутний¶

Ильичевский учебно-научный центр Одесского национального университета им. И.И. Мечникова,
68001 Ильичевск, Украина

(Получена 26 апреля 2005 г. Принята к печати 31 мая 2005 г.)

Развита теория взаимодействия электромагнитного поля с одночастичными состояниями носителей заряда, возникающими в полупроводниковой квантовой точке. Показано, что силы осцилляторов перехода, а также дипольные моменты переходов для одночастичных состояний в квантовой точке принимают большие значения, превосходящие типичные значения соответствующих величин для полупроводниковых материалов. В рамках дипольного приближения установлено, что большие значения сечений поглощения света, а также оптического коэффициента ослабления света в изучаемых квазинульмерных системах дают возможность использовать такие системы в качестве новых сильно поглощающих материалов.

PACS: 78.67.Hc, 73.30.Ly, 78.20.Dj

1. Введение

В настоящее время интенсивно исследуются оптические [1–5] и электрооптические [6–8] свойства квазинульмерных структур, состоящих из полупроводниковых нанокристаллов сферической формы — так называемых квантовых точек (КТ) с радиусами $a \approx 1-10^2$ нм, выращенных в полупроводниковых (диэлектрических) матрицах. Такие исследования вызваны тем, что подобные гетерофазные системы являются новыми перспективными материалами для создания новых элементов нелинейной оптоэлектроники (в частности, элементов для управления оптическими сигналами в оптических компьютерах [9–12] и в качестве активной области инжекционных полупроводниковых лазеров [5,13–17]).

Оптические и электрооптические свойства таких квазинульмерных структур определяются энергетическим спектром пространственно ограниченной электронно-дырочной пары (ЭДП) — экситона [1–8]. Методами оптической спектроскопии в подобных гетерофазных структурах были обнаружены эффекты размерного квантования энергетического спектра электронов [1,2] и экситонов [3,4].

В работе [18] проанализированы условия локализации носителей заряда в окрестности сферической поверхности раздела двух диэлектрических сред. Возникающее при этом поляризационное взаимодействие носителя заряда с индуцированным на сферической поверхности раздела поверхностным зарядом $U(r, a)$ зависит от величины относительной диэлектрической проницаемости $\varepsilon = \varepsilon_1/\varepsilon_2$. Здесь r — расстояние носителя заряда до центра диэлектрической частицы, a — радиус частицы, ε_1 и ε_2 — диэлектрические проницаемости среды и погруженной в нее диэлектрической частицы.

Для носителей заряда, движущихся вблизи диэлектрической частицы, существуют две возможности:

1) поляризационное взаимодействие $U(r, a)$ приводит к притяжению носителя заряда к поверхности частицы (при $\varepsilon < 1$ — к внешней поверхности частицы, при $\varepsilon > 1$ — к внутренней поверхности) и образованию, соответственно, внешних поверхностных состояний [19,20] и внутренних поверхностных состояний [21];

2) при $\varepsilon < 1$ поляризационное взаимодействие $U(r, a)$ вызывает отталкивание носителей заряда от внутренней поверхности диэлектрической частицы и возникновение в ее объеме объемных локализованных состояний [22,23]. При этом спектр низколежащих объемных состояний имеет осцилляторный вид.

В работах [18–23] было показано, что образование вышеуказанных локализованных состояний носит пороговый характер. Оно возможно, если радиус диэлектрической частицы a превышает некоторое критическое значение a_c

$$a \geq a_c = 6\,|\beta|^{-1}\,a_{\mathrm{B}i}, \tag{1}$$

где $\beta = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)/(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)$, $a_{\mathrm{B}i}$ — боровский радиус носителя заряда в среде с диэлектрической проницаемостью ε_i $(i = 1, 2)$.

В работах [24,25] теоретически исследовано взаимодействие электромагнитного поля с вышеуказанными одночастичными локализованными состояниями носителей заряда, возникающими вблизи границы диэлектрической частицы. Были получены частотные и размерные зависимости сечений резонансного поглощения и рассеяния на таких состояниях.

В экспериментальных работах [14–17] исследовались оптические свойства массива КТ InAs и InSb в матрицах GaAs и GaSb и связанные с ними приборные характеристики инжекционного лазера с активной областью на основе этих массивов КТ. При этом наблюдался сильный коротковолновый сдвиг линии лазерной генерации массива КТ. В таком массиве, начиная с размеров КТ $a \approx 1-7$ нм, энергетический спектр носителей заряда является полностью дискретным [21–23,26]. В первом приближении спектр таких квантово-размерных состояний можно описать спектром носителей заряда, движущихся в сферической симметричной яме с бесконечными стенками.

¶ E-mail: univer@ivt.ilyichevsk.odessa.ua

Поскольку отсутствуют исследования по теории поглощения и рассеяния света на таких дискретных состояниях в массиве КТ, то, чтобы заполнить пробел, в данной работе развита теория взаимодействия электромагнитного поля с одночастичными состояниями носителей заряда, возникающими в объеме полупроводниковой КТ.

2. Гамильтониан электронно-дырочной пары в квантовой точке

Рассмотрим простую модель квазинульмерной системы: нейтральную полупроводниковую сферическую КТ радиуса a с диэлектрической проницаемостью ε_2, окруженную средой с ε_1. В этой КТ движутся электрон e и дырка h с эффективными массами m_e и m_h, r_e и r_h — расстояние электрона и дырки от центра КТ. Предполагается, что зоны электронов и дырок имеют параболическую форму. Характерными размерами задачи являются величины $a, a_e, a_h, a_{\text{ex}}$, где

$$a_e = \varepsilon_2 \hbar^2/m_e e^2, \quad a_h = \varepsilon_2 \hbar^2/m_h e^2, \quad a_{\text{ex}} = \varepsilon_2 \hbar^2/\mu e^2 \quad (2)$$

— боровские радиусы электрона, дырки и экситона соответственно в полупроводнике с ε_2; $\mu = m_e m_h/(m_e + m_h)$ — эффективная масса экситона. То обстоятельство, что все характерные размеры задачи значительно больше межатомных расстояний a_0,[1]

$$a, a_e, a_h, a_{\text{ex}} \gg a_0, \quad (3)$$

позволяет рассматривать движение электрона и дырки в КТ в приближении эффективной массы.

В изучаемой модели квазинульмерной системы в рамках вышеизложенных приближений гамильтониан ЭДП имеет вид

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m_e}\Delta_e - \frac{\hbar^2}{2m_h}\Delta_h + V_{eh}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) + U(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h, a) + E_g, \quad (4)$$

где первые два члена определяют кинетическую энергию электрона и дырки; E_g — ширина запрещенной зоны в неограниченном полупроводнике с диэлектрической проницаемостью ε_2; $V_{eh}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h)$ — энергия кулоновского взаимодействия электрона с дыркой

$$V_{eh}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = -\frac{e^2}{2\varepsilon_2 a}\,\frac{2a}{(r_e^2 - 2r_e r_h \cos\theta + r_h^2)^{1/2}}, \quad (5)$$

где θ — угол между векторами $\mathbf{r}_e$ и $\mathbf{r}_h$; $U(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h, a)$ — энергия взаимодействия электрона и дырки с полем индуцированной ими поляризацией на сферической поверхности раздела двух сред. При произвольных значениях ε_1 и ε_2 энергия взаимодействия $U(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h, a)$ может быть представлена в аналитическом виде [18,22];

$$U(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h, a) = -\frac{e^2\beta}{\varepsilon_2 a}\,\frac{1}{\left[(r_e r_h/a^2)^2 - 2(r_e r_h/a^2)\cos\theta + 1\right]^{1/2}}$$

$$- \frac{e^2\beta}{2(\varepsilon_2+\varepsilon_1)a}\int\limits_0^\infty \frac{dy\,(a^2/r_h y)^\alpha \Theta(y - a^2/r_h)}{|r_e - y(r_e/r_h)|} - \frac{e^2\beta}{2(\varepsilon_2+\varepsilon_1)a}$$

$$\times \int\limits_0^\infty \frac{dy\,(a^2/r_e y)^\alpha \Theta(y - a^2/r_e)}{|r_h - y(r_h/r_e)|}, \quad (6)$$

где $\Theta(x)$ — функция Хевисайда,

$$\alpha = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}. \quad (7)$$

3. Спектр носителей заряда в квантовой точке

В объеме КТ могут возникнуть уровни энергии электрона (дырки) [28]

$$E_{n,l}(a) = \frac{\hbar^2}{2m_{e(h)}a^2}\,\varphi_{n,l}^2 \quad (8)$$

в состоянии (n, l), обусловленные пространственным ограничением области квантования. Здесь n и l — главное и орбитальное квантовые числа электрона (дырки), $\varphi_{n,l}$ — корни функции Бесселя $\mathrm{J}_{1+1/2}(\varphi_{n,l}) = 0$. Для возникновения таких уровней необходимо, чтобы в гамильтониане (4) энергия электрона (дырки) $E_{n,l}(a)$ (8) значительно преобладала над энергией взаимодействия электрона (дырки) с полем поляризации, возникающим на сферической поверхности раздела КТ–[диэлектрическая (полупроводниковая) матрица], $U(a)$ (6), т.е.

$$E_{n,l}(a) = \frac{\hbar^2}{2m_{e(h)}a^2}\,\varphi_{n,l}^2 \gg U(a) \approx \frac{e^2\beta}{2\varepsilon_2 a}. \quad (9)$$

Условие (9) выполняется для КТ с радиусами

$$a \ll a_s^{e(h)} = \frac{\varphi_{n,l}^2}{\beta}\,a_{e(h)}. \quad (10)$$

Следует отметить, что объемные локализованные состояния возникают в КТ с размерами a, удовлетворяющими, кроме (1), также и неравенствам [23]: для $l = 0$

$$\left(\frac{a}{a_{e(h)}}\right)^{1/2} \gg \left(\frac{1+\alpha}{2\beta}\right)^{1/2} 2^{-1}\left(t + \frac{3}{2}\right), \quad (11)$$

[1] Вообще говоря, под величиной a_0 надо понимать характерный размер поверхностных или объемных состояний, дающих основной вклад в поляризацию среды. Если такие состояния имеют низкие частоты, то a_0 может значительно превышать межатомные расстояния. При этом необходимо учитывать поправки к электростатическому потенциалу изображений (см. [27] и цитируемую там литературу). Мы же будем считать, что такие низкочастотные возбуждения не вносят основного вклада в ε_1, ε_2.

для $l \neq 0$

$$\left(\frac{a}{a_{e(h)}}\right)^{1/4} \gg 2^{-1}\left(\frac{2\beta}{1+\alpha}\right)^{-1/4}\left[l(l+1)\right]^{1/4}$$

$$\times\left[1-(1-2^{-1}B)^{1/2}\right]^{-1}B, \qquad (12)$$

$$B = 2\left(\frac{3}{8}\,\frac{7+5\alpha}{2+\alpha}+1\right)-\left(t+\frac{3}{2}\right)\left[l(l+1)\right]^{-1/2},$$

где $t = 2n_r + l = 0, 1, 2, \ldots$ — главное квантовое число носителя заряда ($n_r = 0, 1, 2\ldots$ — радиальное квантовое число).

Таким образом, исходя из условия (10), для возникновения квантово-размерных состояний (8) необходимы КТ гораздо меньших размеров, чем для образования объемных локализованных состояний при условиях (11), (12).

Дискретные уровни электрона (дырки) $E_{n,l}$ (8) в КТ будут слабо уширенными при комнатной температуре T_0, если расстояние между ними [20,22]

$$\Delta E_{n,l}(a) = E_{n',l'}(a) - E_{n,l}(a) \ll kT_0. \qquad (13)$$

Неравенство (13) с учетом (8) можно записать в виде

$$\frac{\hbar^2}{2m_{e(h)}a^2}\,\frac{\varphi^2_{n',l'}-\varphi^2_{n,l}}{kT_0} = \eta(a) \ll 1. \qquad (14)$$

Спектр носителей заряда в КТ, описываемый формулой (8), применим только для самых нижних состояний (n, l), для которых выполняется неравенство

$$\Delta E_{n,l}(a) \ll \Delta V_0(a), \qquad (15)$$

где $\Delta V_0(a)$ — глубина потенциальной ямы для электронов в КТ; например, в КТ CdS в области размеров, удовлетворяющих неравенству (10), $\Delta V_0 = (2.3{-}2.5)$ эВ [29].

Выполнение условия (10) дает возможность в качестве волновой функции электрона (дырки) в КТ использовать волновую функцию электрона (дырки) в сферически-симметричной яме с бесконечными стенками [30]:

$$\Psi_{n,l,m}(r,\theta,\varphi) = \mathrm{Y}_{l,m}(\theta,\varphi)\,\frac{\mathrm{J}_{l+1/2}(\varphi_{l,n})}{\mathrm{J}_{l+3/2}(\varphi_{l,n})}\,\frac{\sqrt{2}}{a\sqrt{r}}, \qquad (16)$$

где $r = r_e$ или $r = r_h$ — расстояние электрона или дырки от центра КТ; θ, φ — азимутальные и полярные углы электрона (дырки); $\mathrm{Y}_{l,m}$ — нормированные шаровые функции (m — магнитное квантовое число электрона или дырки); $\mathrm{J}_\nu(x)$ — функции Бесселя, которые можно выразить через сферические функции Бесселя $\mathrm{j}_\nu(x)$ [30]:

$$\mathrm{J}_{l+1/2}(\varphi_{l,n}) = \sqrt{2/\pi}\,\varphi_{l,n}\,\mathrm{j}_l(\varphi_{l,n}),$$

$$\mathrm{J}_{l+3/2}(\varphi_{l,n}) = \sqrt{2/\pi}\,\varphi_{l,n}\,\mathrm{j}_{l+1}(\varphi_{l,n}). \qquad (17)$$

4. Дипольные моменты переходов носителей заряда в квантовой точке

В области частот, соответствующих рассмотренным здесь состояниям (n, l) носителей заряда в объеме КТ, длина световой волны намного больше размеров этих состояний ($\sim a_e, a_h$). Поэтому поведение таких состояний в электромагнитном поле хорошо описывается дипольным приближением. При этом оператор дипольного момента для электрона (дырки), находящегося в объеме КТ, имеет вид [31]

$$D(r) = \frac{3\varepsilon_1}{2\varepsilon_1+\varepsilon_2}\,D^0(r), \quad D^0(r) = er. \qquad (18)$$

Для оценки величины дипольного момента достаточно рассмотреть переход между нижайшими дискретными состояниями (8), например, между основными $|1s\rangle = (n=1,\ l=0,\ m=0)$ и $|1p\rangle = (n=1,\ l=1,\ m=0)$ состояниями. Для вычисления матричного элемента дипольного момента перехода $D_{1,0}(a)$ носителя заряда из состояния $1s$ в состояние $1p$ предположим, что однородное поле световой волны $E(\omega, t)$ направлено только по оси Z (ω — частота волны). При этом в качестве возмущения, вызывающего такой дипольный переход, возьмем индуцируемый полем $E(\omega, t)$ дипольный момент $D(r)$ (18). Выражение для дипольного момента перехода $D_{1,0}(a)$ следует из (18) и дипольного момента перехода в вакууме

$$D^0_{1,0}(a) = \langle 1s|\,D^0(r)\,|1p\rangle = e\langle 1s|\,r\,|1p\rangle. \qquad (19)$$

При этом волновые функции состояний $|1s\rangle$ и $|1p\rangle$ с учетом (16), (17) принимают вид

$$\langle 1s| = \Psi_{1,0,0}(r,\theta) = \mathrm{Y}_{0,0}(\theta)\,\frac{2}{a^{3/2}}\,\frac{\mathrm{j}_0(\varphi_{0,1}(r/a))}{\mathrm{j}_1(\varphi_{0,1})}, \qquad (20)$$

$$|1p\rangle = \Psi_{1,1,0}(r,\theta) = \mathrm{Y}_{1,0}(\theta)\,\frac{2}{a^{3/2}}\,\frac{\mathrm{j}_1(\varphi_{1,1}(r/a))}{\mathrm{j}_2(\varphi_{1,1})}. \qquad (21)$$

После подстановки (20) и (21) в формулу (19) и интегрирования получим выражение для дипольного момента перехода

$$D^0_{1,0}(a) = \frac{2\pi\sqrt{6}}{3\varphi_{1,1}\,\mathrm{j}_2(\varphi_{1,1})(\varphi^2_{1,1}-\pi^2)}$$

$$\times\left[\cos\varphi_{1,1} - \frac{(3\varphi^2_{1,1}-\pi^2)}{\varphi_{1,1}(\varphi^2_{1,1}-\pi^2)}\sin\varphi_{1,1}\right]ea$$

$$= 0.433\,ea. \qquad (22)$$

При этом диплный момент перехода в КТ с диэлектрической проницаемостью ε_2, окруженной матрицей с ε_1, согласно (22) и (18) равняется

$$D_{1,0}(a) = \Lambda D^0_{1,0}(a) = \Lambda\,0.433\,ea, \qquad (23)$$

$$\Lambda = \frac{3\varepsilon_1}{2\varepsilon_1+\varepsilon_2}. \qquad (24)$$

5. Поглощение и рассеяние света на одночастичных состояниях носителей заряда в квантовых точках

Полученные здесь результаты, относящиеся к величине матричного элемента дипольного момента перехода $D_{1,0}$ (23), (24), позволяют выяснить поведение рассматриваемых полупроводниковых квазинульмерных систем при поглощении энергии электромагнитного поля в области частот, соответствующих энергиям квантово-размерных состояний $E_{n,l}$ (8) в КТ. Сечение поглощения на сферической КТ радиусом a можно выразить через ее поляризуемость $A''(\omega, a)$ [31]:

$$\sigma_{\mathrm{abs}}(\omega, a) = 4\pi(\omega/c)A''(\omega, a). \qquad (25)$$

Здесь ω — частота внешнего электромагнитного поля.

Поляризуемость A'' может быть легко найдена, если рассматривать КТ как один гигантский ион. Такая КТ имеет радиус a (10). В ней образуются квантово-размерные состояния носителей заряда (n, l) (8). Эти состояния слабо уширенные при комнатной температуре, т. е. для них выполняется неравенство (14). В этом случае поляризуемость заряженной КТ A'' можно выразить через матричный элемент дипольного момента перехода $D_{1,0}(a)$ (23) между нижайшими состояниями $1s$ и $1p$ [25]:

$$A''(\omega, a) = \frac{e^2}{m_{e(h)}} \frac{f_{0,1}}{\omega_1^2(a) - \omega^2 - i\omega\Gamma_1(a)}, \qquad (26)$$

где

$$f_{0,1} = \frac{2m_{e(h)}}{\hbar e^2}\left[\omega_1(a) - \omega_0(a)\right]|D_{1,0}(a)|^2 \qquad (27)$$

— сила осциллятора перехода носителя заряда с эффективной массой m_e (либо m_h) из основного состояния $1s$ в состояние $1p$; $\hbar\omega_1 = E_{1,1}$ и $\hbar\omega_0 = E_{1,0}$ — энергии дискретных уровней $1p$ и $1s$ соответственно, которые определяются формулой (8), $\Gamma_1(a)$ — ширина $1p$-уровня [20,22]. С учетом формул (8) и (23) сила осциллятора перехода (27) запишется в виде

$$f_{0,1} = (\varphi_{1,1}^2 - \pi^2)\frac{\Lambda^2(D_{1,0}^0)^2}{e^2a^2} = 0.967\,\Lambda^2. \qquad (28)$$

В предположении, что частота световой волны ω находится вдали от резонансной частоты ω_1 дискретного состояния $1p$, а также, что уширение Γ_1 уровня $1p$ мало, т. е. $\Gamma_1/\omega_1 \ll 1$ [20,22], для качествнной оценки поляризуемости КТ $A''(\omega, a)$ (26) с учетом (8) получим выражение

$$A''(a) = \frac{4f_{0,1}}{\varphi_{1,1}^4}\frac{m_{e(h)}}{m_0}\left(\frac{a}{a_{\mathrm{B}}}\right)^4 a_{\mathrm{B}}^3, \qquad (29)$$

где $a_{\mathrm{B}} = \hbar^2/m_0e^2$ — боровский радиус электрона в вакууме.

Запишем выражение для сечения упругого рассеяния электромагнитной волны частоты ω на КТ радиусом α [31]

$$\sigma_{\mathrm{sc}}(\omega, a) = 2^7\,3^{-3}\pi^3(\omega/c)^4\,|A''(a)|^2. \qquad (30)$$

Сравнение выражений (25), (29) и (30) показывает различный характер частотной и размерной зависимостей сечения резонансного поглощения

$$\sigma_{\mathrm{abs}}(\omega, a) \propto \omega a^4 \qquad (31)$$

и сечения рассеяния

$$\sigma_{\mathrm{sc}}(\omega, a) \propto \omega^4 a^8 \qquad (32)$$

электромагнитного поля на КТ с размерно-квантованными одночастичными состояниями (n, l) (8).

Следует отметить, что частотная и размерная зависимости поглощения и рассеяния света [24,25]

$$\sigma_{\mathrm{abs}}(\omega, a) \propto \omega a^{3/2}, \qquad (33)$$

$$\sigma_{\mathrm{sc}}(\omega, a) \propto \omega^4 a^3 \qquad (34)$$

на объемных локализованных состояниях [22,23] существенно отличаются от зависимостей (31) и (32). Здесь имеются в виду состояния в КТ большего радиуса (11), (12), чем в КТ с радиусом, отвечающим условию (10).

Таким образом, локализация носителей заряда в объеме КТ имеет различное проявление размерной и частотной зависимости в поглощении σ_{abs} (31), (33) и рассеянии σ_{sc} (32), (34) электромагнитного поля в зависимости от размера квантовых точек. Это обстоятельство дает дополнительную возможность для спектроскопического обнаружения и исследования квантово-размерных состояний.

Построенная здесь теория касается только внутризонных переходов электронов (дырок) в КТ, спектр которых $E_{nl}^{e(h)}(a)$ определяется формулой (8). В случае межзонных переходов в КТ спектр электрона (дырки) описывается выражениями:

$$E_{nl}^e(a) = \hbar\omega_{nl}^e(a) = E_g + \frac{\hbar^2}{2m_ea^2}(\varphi_{nl}^e)^2, \qquad (35)$$

$$E_{nl}^h(a) = -\hbar\omega_{nl}^h(a) = -\frac{\hbar^2}{2m_ha^2}(\varphi_{nl}^h)^2, \qquad (36)$$

причем энергетические положения уровней электрона (дырки) отсчитываются от вершины валентной зоны E_v в КТ. Согласно правилам отбора, переходы электрона (дырки) возможны с сохранением квантовых чисел n и l [28]. Тогда в выражения для поляризуемости $A''(\omega, a)$ (26), (29), а также в выражения для силы осциллятора перехода f (27) и сечений поглощения σ_{abs} (25) и рассеяния света σ_{sc} (30) входят частоты $\omega_{nl}^e(a)$ и $\omega_{nl}^h(a)$, которые определяются формулами (35) и (36). При этом дипольный момент перехода $D(a)$

Параметры квантово-размерных состояний дырки, совершающей движение в объеме квантовых точек радиуса a с диэлектрической проницаемостью ε_2, погруженных в полупроводниковые матрицы с диэлектрической проницаемостью ε_1

Квантовые точки				Матрица		a_{Bh}, Å	Λ	a, Å	$f_{0,1}$	$D^0_{1,0}$, Д	$D_{1,0} = \Lambda D^0_{1,0}$, Д	η, %	A'', 10^{-22} см^3	σ_{abs}, 10^{-18} см^2
Полупроводник	ε_2	$\frac{m_e}{m_0}$	$\frac{m_h}{m_0}$	Полупроводник	ε_1									
GaSb	15	0.045	0.39	GaN	5.8	20.4	0.65	20	0.41	6.12	4	10	4.9	4
								30		9.2	6	23	25	20
								40		12.2	8	41	78	64
GaAs	12	0.07	0.5	GaN	5.8	12.7	0.74	20	0.52	6.12	4.5	13	7.7	6.3
								30		9.2	6.75	29.3	39	32
								40		12.2	9	52	123	100
InSb	18	0.013	0.18	AlSb	11	53	0.83	20	0.658	6.12	5.05	4.7	3.5	2.9
								30		9.2	7.6	10.6	18	15
								40		12.2	10.1	19	56	47
								50		15.3	12.63	29.4	14	120
GaSb	15	0.045	0.39	AlSb	11	20.4	0.89	20	0.77	6.12	5.46	10	9.1	7.4
								30		9.2	8.19	23	46	38
								40		12.2	11	41	15	120
InAs	12.5	0.028	0.33	GaAs	12	20	0.99	20	0.95	6.12	6.04	8.7	9.2	7.5
								30		9.2	9.06	19.6	47	38
								40		12.2	12.1	35	140	120
InSb	18	0.013	0.18	GaAs	12	53	0.86	20	0.715	6.12	5.26	4.7	3.9	3.2
								30		9.2	7.9	10.6	19.6	16
								40		12.2	10.5	19	62	51
								50		15.3	13.15	29.4	152	130
InSb	18	0.013	0.18	GaSb	12	53	0.94	20	0.85	6.12	5.74	4.7	4.6	3.7
								30		9.2	8.61	10.6	23	19
								40		12.2	11.5	19	74	61
								50		15.3	14.4	29.4	180	160

Примечание. Здесь m_e и m_h — эффективные массы электрона и дырки в КТ, a_{Bh} — боровский радиус дырки в КТ, $\Lambda = 3\varepsilon_1/(2\varepsilon_1 + \varepsilon_2)$, $f_{0,1}$ — сила осциллятора перехода, $D^0_{1,0}$ и $D_{1,0}$ — дипольные моменты переходов в вакууме и в квантовой точке, η — параметр уширения состояний при комнатной температуре, A'' — поляризуемость КТ, σ_{abs} — сечение поглощения света. Единица измерения дипольного момента — Д $= er$ при $r = 1$ Å (дебай).

должен быть определен с помощью зонных волновых функций электрона (дырки).

Оптический коэффициент ослабления света, учитывающий как поглощение, так и рассеяние света на одночастичных квантово-размерных состояниях носителей заряда, возникающих в массиве КТ радиуса a с концентрацией точек N, имеет вид [32]

$$\gamma(\omega, a) = N\big[\sigma_{\mathrm{abs}}(\omega, a) + \sigma_{\mathrm{sc}}(\omega, a)\big]. \qquad (37)$$

Формула (37) применима для ансамбля невзаимодействующих КТ. Условие, при выполнении которого КТ радиуса a с концентрацией N не будут взаимодействовать между собой, сводится к тому, что расстояние между КТ ($\sim N^{-1/3}$) должно намного превышать размеры вышерассмотренных одночастичных состояний ($\sim a_{e(h)}$), т.е.

$$a_{e(h)} N^{1/3} \ll 1. \qquad (38)$$

При $a_{e(h)} \approx 50$ Å критерий (38) выполняется вплоть до концентраций КТ $N \lesssim 10^{15}$ см$^{-3}$, достижимых в условиях экспериментов [13–17] для ряда полупроводников $\mathrm{A^{III}B^{V}}$.

6. Сравнение теории с экспериментами

В заключение кратко обсудим возможные физические ситуации, для которых актуальны полученные результаты. Можно предположить, так же как и в работе [29], что в условиях экспериментов [13–17] при отжиге массива КТ InAs и InSb в матрицах GaAs и GaSb при температуре $T = 293\,\text{K}$ происходит термический выброс легкого электрона и в объеме КТ остается только дырка. При этом электрон может локализоваться на глубокой ловушке матрицы. Если расстояние d от такой ловушки до центра КТ велико по сравнению с радиусом КТ a ($d \gg a$), то в гамильтониане (4) можно пренебречь энергией кулоновского взаимодействия дырки с электроном $V_{\text{eh}}(r_e, r_h)$ (5). В результате в объеме КТ возникают одночастичные квантово-размерные состояния дырки (n, l), спектр которых $E_{n,l}(a)$ описывается формулой (8).

Проведем качественную оценку сечений поглощения σ_{abs} (25), (29) и рассеяния света σ_{sc} (30) на квантово-размерных состояниях дырки в КТ в случае выделенного перехода $(1s \to 1p)$ в условиях экспериментов [13–17]. В предположении, что частота ω световой волны находится вдали от резонансной частоты ω_1 дискретного состояния дырки в КТ, а также что уширение Γ_1-уровня с энергией $E_{1,1} = \hbar\omega_1$ (8) мало [20,22] ($\Gamma_1/\omega_1 \ll 1$), для качественной оценки сечений поглощения и рассеяния света будем использовать выражения (25), (29) и (30). При этом сечение поглощения σ_{abs} и сечение рассеяния σ_{sc} принимают вид

$$\sigma_{\text{abs}}(\omega, a) = \frac{16\pi f_{0,1}}{\varphi_{1,1}^4}\,\frac{\omega}{c}\,\frac{m_h}{m_0}\left(\frac{a}{a_{\text{B}}}\right)^4 a_{\text{B}}^3, \qquad (39)$$

$$\sigma_{\text{sc}}(\omega, a) = \frac{2^{11}\pi^3 f_{0,1}^2}{3^3\varphi_{1,1}^8}\left(\frac{\omega}{c}\right)^4\left(\frac{m_h}{m_0}\right)^2\left(\frac{a}{a_{\text{B}}}\right)^8 a_{\text{B}}^6. \qquad (40)$$

В таблице приведены оценки параметров состояний дырок в квантовых точках, диспергированных в полупроводниках $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$. При этом квантово-размерные состояния дырок слабо уширены при комнатной температуре (параметр $\eta(a)$ (14) не превышает 40%).

Рассматриваемые нами квазинульмерные системы являются сильно нелинейными средами для инфракрасного излучения. Действительно, дипольные моменты переходов в КТ радиусами $a \approx 20{-}50\,\text{Å}$ принимают большие значения $D_{1,0} \approx 10\,\text{Д}$ (см. таблицу). Они во много раз превосходят величины, типичные для объемных полупроводников $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$: $D \approx 0.1\,\text{Д}$ [33]. Кроме того, в КТ правилами отбора разрешены дипольные переходы в электромагнитном поле между ближайшими уровнями $E_{n,l}$ (8) — с изменением орбитального квантового числа l на единицу [30].

Из оценок, приведенных в таблице, следует, что величина сечения поглощения света в КТ радиусами $a \approx 20{-}50\,\text{Å}$ достигает больших значений $\sigma_{\text{abs}} \approx 10^{-16}\,\text{см}^2$. При этом она на 8 порядков превышает типичные значения атомных сечений поглощения [34]. Поскольку значения сечений рассеяния σ_{sc} (40) по сравнению с соответствующими значениями сечений поглощения σ_{abs} (39) в условиях экспериментов [13–17] пренебрежимо малы ($\sigma_{\text{sc}}/\sigma_{\text{abs}} \approx 10^{-12}$), значения σ_{sc} не внесены в таблицу.

Таким образом, оптический коэффициент ослабления света γ (37) в КТ в основном определяется процессами поглощения света на квантово-размерных состояниях носителей заряда (n, l) (8). При этом величина γ для КТ с радиусами a, удовлетворяющими условию (38), и с концентрацией $N \approx 10^{15}\,\text{см}^{-3}$ при поглощении света на КТ с параметрами, приведенными в таблице, принимает значение $\gamma \approx 0.1\,\text{см}^{-1}$.

7. Заключение

Большие значения сечений поглощения света, а также оптического коэффициента ослабления света в изученных квазинульмерных системах дают возможность использовать такие гетерофазные структуры в качестве новых сильно поглощающих материалов в широкой области длин волн, которая может широко варьироваться в зависимости от природы контактирующих матриалов.

Автор признателен В.М. Аграновичу и сотрудникам руководимого им теоретического отдела Института спектроскопии РАН за обсуждение полученных результатов.

Список литературы

[1] А.И. Екимов, А.А. Онущенко. Письма ЖЭТФ, **40** (8), 337 (1984).
[2] А.И. Екимов, А.А. Онущенко, Ал.Л. Эфрос. Письма ЖЭТФ, **43** (6), 292 (1986).
[3] Ю.В. Вандышев, В.С. Днепровский, В.И. Климов. Письма ЖЭТФ, **53** (6), 301 (1991).
[4] V.M. Agranovich et al. Sol. St. Commun., **102**, 631 (1997).
[5] Ж.И. Алфёров. ФТП, **32** (1), 3 (1998).
[6] А.И. Екимов, П.А. Скворцов, Т.В. Шубина. ЖТФ, **59** (3), 202 (1989).
[7] K. Bajema, R. Marlin. Phys. Rev. B, **36**, 1300 (1987).
[8] С.И. Покутний. ФТП, **34** (9), 1120 (2000); J. Appl. Phys., **96** (2), 1115 (2004).
[9] P. Zanardi, F. Rossi. Phys. Rev. Lett., **81** (21), 4752 (1998).
[10] D. Loss, D.P. DiVincenzo. Phys. Rev. A, **51** (1), 120 (1998).
[11] A. Imamoglu et al. Phys. Rev. Lett., **83** (20), 4204 (1999).
[12] C.H. Bennett, D.P. DiVincenzo. Nature, **404**, 247 (2000).
[13] N.A. Gun'ko, V.B. Khalfin, Z.N. Sokolova, G.G. Zegrya. J. Appl. Phys., **84** (1), 547 (1998).
[14] А.Е. Жуков, А.Ю. Егоров, А.Р. Ковш и др. ФТП, **31** (1), 104 (1997).
[15] В.П. Евтихиев, И.В. Кудряшов, Е.Ю. Котельников и др. ФТП, **32** (12), 1482 (1998).
[16] С.В. Зайцев, Н.Ю. Гордеев, В.М. Устинов и др. ФТП, **31** (5), 539 (1997).
[17] А.Ф. Цацульников, Н.Н. Леденцов, М.В. Максимов и др. ФТП, **31** (1), 68 (1997).
[18] Н.А. Ефремов, С.И. Покутний. ФТТ, **27** (1), 48 (1985).
[19] Н.А. Ефремов, С.И. Покутний. ФТТ, **32** (10), 2921 (1990).
[20] Н.А. Ефремов, С.И. Покутний. ФТТ, **33** (10), 2845 (1991).
[21] S.I. Pokutnyi. Phys. Status Solidi (b), **165** (1), 109 (1991).
[22] S.I. Pokutnyi. Phys. Status Solidi (b), **172** (2), 573 (1992).
[23] С.И. Покутний. ФТТ, **35** (2), 257 (1993).

[24] С.И. Покутний. ФТТ, **39** (4), 720 (1997).
[25] С.И. Покутний. ФТТ, **39** (4), 606 (1997).
[26] С.И. Покутний. ФТТ, **31** (12), 1443 (1997).
[27] В.М. Агранович, В.Л. Гинзбург. *Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теории экситонов* (М., Наука, 1979).
[28] Ал.Л. Эфрос, А.Л. Эфрос. ФТП, **16** (7), 1209 (1982).
[29] В.Я. Грабовкис, Я.Я. Дзенис, А.И. Екимов. ФТТ, **31** (1), 272 (1982).
[30] А.С. Давыдов. *Квантовая механика* (М., Наука, 1973).
[31] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред* (М., Наука, 1982).
[32] Ю.И. Петров. *Физика малых частиц* (М., Наука, 1982).
[33] Ю.И. Уханов. *Оптические свойства полупроводников* (М., Наука, 1977).
[34] Н. Ашкрофт, Н. Мермин. *Физика твердого тела* (М., Наука, 1979).

Редактор Т.А. Полянская

Light absorption and scattering on one-body charge carriers within semiconductor quantum dots

S.I. Pokutny

The Il'ychevskii Teaching-Scientific Center,
I.I. Mechnikov's Odessa's National University,
68001 Il'ychevsk-City, the Ukraine