

Особенности примесного поглощения света в размерно-ограниченных системах в продольном магнитном поле

© Э.П. Синявский, С.М. Соковнич

Институт прикладной физики Академии наук Республики Молдова,
2028-МД Кишинев, Молдова

(Получена 16 августа 1999 г. Принята к печати 27 января 2000 г.)

Теоретически исследовано примесное поглощение света с участием многих фононов. Связанное состояние описывается в модели потенциала нулевого радиуса. Полученные частотная зависимость коэффициента поглощения света и полуширина линий поглощения сравниваются с экспериментальными данными.

В работе [1] экспериментально исследовалось магнито-оптическое поглощение, связанное с переходом электрона из мелкого донора ($D^{(-)}$ -центр) на уровне Ландау в системах с многими квантовыми ямами GaAs–Ga_{0.75}Al_{0.25}As. Частотная зависимость коэффициента поглощения света $K(\Omega)$ носила осцилляционный характер с полушириной пиков поглощения $\Delta = 4.8$ мэВ. Экспериментальные исследования показали, что величина $K(\Omega)$ — наибольшая при переходе связанного электрона на первый уровень Ландау, и с ростом номера уровня Ландау $K(\Omega)$ уменьшается. Авторы [2] вычислили коэффициент поглощения света, описывая локализованное состояние электрона на $D^{(-)}$ -центре вариационными функциями гауссового типа. Для количественного объяснения экспериментально наблюдаемых значений $K(\Omega)$ в [2] предполагалось, что форма линий поглощения описывается лоренцевой кривой с полушириной $\Delta = 4.8$ мэВ. Однако если напряженность магнитного поля направлена вдоль оси пространственного квантования (продольное магнитное поле), то спектр электрона полностью квантован, т.е. представляет собой набор дискретных уровней

$$E_c = \hbar\omega_c(N + 1/2) + \varepsilon_0\nu^2$$

($\varepsilon_0 = \pi^2\hbar^2/2m_c d^2$ — шаг пространственного квантования, d — ширина прямоугольной квантовой ямы, ω_c — циклотронная частота электрона с эффективной массой m_c). Следовательно, уширение линий поглощения может быть связано только с неупругими процессами рассеяния электрона на фононах (переход электрона между уровнями Ландау с поглощением или с излучением акустического фонона). Однако полуширина линий поглощения в этом случае для типичных параметров квантовой ямы (КЯ) GaAs–AlGaAs $\Delta \sim 10^{-3}$ мэВ, что значительно меньше экспериментальных данных [1].

В настоящей работе проводится расчет $K(\Omega)$ с использованием модели многофононных оптических процессов [3,4]. Как показывают экспериментальные исследования [5], энергия связи $D^{(-)}$ -центров в объемных материалах мала ($E_i \approx 0.5$ мэВ) и с ростом напряженности магнитного поля H увеличивается. Такое поведение E_i может быть хорошо описано в модели потенциала нулевого радиуса [6]. В размерно-ограниченных системах E_i с ростом H , как следует из экспериментальных данных [1],

увеличивается: при $H = 0$ $E_i \approx 1$ мэВ, при $H = 20$ Тл $E_i \approx 7$ мэВ. Теоретические расчеты E_i с использованием вариационных волновых функций [2], а также в модели потенциала нулевого радиуса [7] находятся в качественном соответствии с экспериментом [1]. В узких КЯ ($d < 100$ Å) ε_0 может оказаться значительно больше E_i (при $d = 100$ Å для типичных квазидвумерных систем GaAs–AlGaAs $\varepsilon_0 \approx 51$ мэВ). Следовательно, для $D^{(-)}$ -центров $E_i/\varepsilon_0 \ll 1$, и многофононное поглощение света может оказаться очень активным.

Конечное выражение для $K(\Omega)$ с использованием волновых функций $\Psi_S(\mathbf{r})$ в модели потенциала нулевого радиуса [7] при квазиклассическом описании колебаний кристаллической решетки [8] принимает вид

$$K(\Omega) = K_0 \sum_N \left\{ \frac{(N+1)}{(\hbar\Omega + \hbar\omega_c)^2} + \frac{N}{(\hbar\Omega - \hbar\omega_c)^2} \right\} \times \exp \left\{ - \frac{[E_i + \hbar\omega_c(N + 1/2) + \varepsilon_0 - \hbar\Omega]^2}{2\alpha\hbar^2} \right\}. \quad (1)$$

Здесь

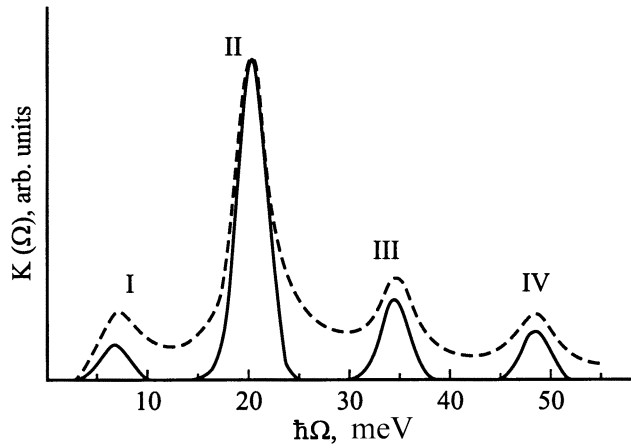
$$K_0 = \frac{8e^2 n_D E_i^2 \omega_c}{n_0 \Omega m_c c} \sqrt{\frac{2}{\pi\alpha}},$$

$$\alpha = \sum_{\mathbf{q}} \frac{1}{\hbar^2} |C_{\mathbf{q}}|^2 |M_S(\mathbf{q})|^2 (2N_{\mathbf{q}} + 1),$$

$$M_S(\mathbf{q}) = \int |\Psi_S(\mathbf{r})|^2 \exp[i(\mathbf{q}\mathbf{r})] d\mathbf{r},$$

$$N_{\mathbf{q}} = [\exp(\hbar\omega_{\mathbf{q}}/k_0 T) - 1], \quad (2)$$

n_D — концентрация мелких доноров, $C_{\mathbf{q}}$ — константа электрон-фононного взаимодействия, $N_{\mathbf{q}}$ — равновесное распределение фононов с энергией $\hbar\omega_{\mathbf{q}}$ и волновым вектором \mathbf{q} , n_0 — показатель преломления размерно-ограниченной системы. При расчете (1) предполагалось, что $E_i/\varepsilon_0 \ll 1$ ($E_i < \hbar\omega_c$) и переходы электрона происходят из связанного состояния на уровне Ландау первого ($\nu = 1$) размерно-квантованного состояния. Как непосредственно следует из (1), частотная зависимость коэффициента поглощения света описывается серией пиков гауссова типа, расстояние между максимумами которых равно $\hbar\omega_c = 12$ мэВ. Полуширина



Частотная зависимость коэффициента поглощения света. Максимумы I, II, III, IV соответствуют переходам локализованных электронов на нулевой, первый и т.д. уровни Ландау соответственно. Пунктирная линия — частотная зависимость коэффициента поглощения, полученная в [2].

этих линий поглощения Δ , согласно (1), определяется соотношением

$$\Delta = 2\sqrt{2 \ln 2 \cdot \hbar^2 \alpha}. \quad (3)$$

Для мелких донорных состояний энергия связи в квантующем магнитном поле в основном определяется величиной $\hbar\omega_c/2$, на которую смещается дно зоны проводимости. Если рассматривать узкие прямоугольные КЯ, для которых $\hbar\omega_c \ll \varepsilon_0$, то энергия связи примеси в основном зависит от величины размерного квантования. Поэтому влиянием магнитного поля на волновую функцию локализованного состояния можно пренебречь. В этих приближениях волновую функцию примесного состояния можно представить как произведение волновой функции одномерного движения в прямоугольной КЯ на волновую функцию связанного состояния в потенциале нулевого радиуса в двумерных системах [9]:

$$\Psi_s^{(0)} = \sqrt{\frac{2\pi}{d^2}} \sin\left(\frac{\pi z}{d}\right) K_0\left[\frac{\pi\rho}{d}\right]. \quad (4)$$

$K_0(x)$ — функция Макдональда нулевого знака, $\rho^2 = x^2 + y^2$.

Расчет полуширины линии поглощения с учетом (4) для случая взаимодействия электронов с акустическими фононами при $N_q \approx \hbar\omega q/k_0T > 1$ проводится непосредственно. В результате

$$\Delta = 2\sqrt{\frac{6\pi \ln 2}{\rho_0 w^2 d^3} k_0 T E_1^2} \quad [\text{эВ}], \quad (5)$$

w — скорость звука, ρ_0 — плотность вещества системы, E_1 — константа деформационного потенциала для электронов. Для типичных параметров КЯ GaAs–AlGaAs $\rho_0 = 5.4 \text{ г/см}^3$, $w = 3 \cdot 10^5 \text{ см/с}$, $E_1 = 10 \text{ эВ}$ при $T = 10 \text{ К}$ и $d = 50 \text{ \AA}$ $\Delta \approx 3.4 \text{ мэВ}$.

На рисунке приведена частотная зависимость коэффициента поглощения света (в относительных единицах), определяемая переходами электронов из донорных состояний на уровни Ландау (сплошная линия). Именно такая осцилляционная зависимость коэффициента поглощения света от частоты наблюдалась в системах со многими квантовыми ямами GaAs–Al_{0.25}Ga_{0.75}As [1]. Пунктирной линией изображена частотная зависимость $K(\Omega)$, приведенная в [2], которая соответствует экспериментальным данным [1]. Как непосредственно следует из рисунка, наиболее активно происходит поглощение света при переходе электрона из связанного состояния донора на первый уровень Ландау ($N = 1$). Экспериментальное значение полуширины $\Delta = 4.8 \text{ мэВ}$ несколько отличается от рассчитанного по соотношению (5), что связано с существованием еще и неоднородного уширения, характерного для оптических свойств систем со многими КЯ.

Следовательно, предложенный многофононный механизм уширения линий поглощения в продольном магнитном поле является важным в одиночных КЯ и может оказаться существенным (наряду с неоднородным уширением) в многослойных структурах.

Список литературы

- [1] S. Huant, S.P. Najda, B. Etienne. Phys. Rev. Lett., **65**, 1486 (1990).
- [2] M. Fujito, A. Natori, H. Yasunada. Phys. Rev. B, **51**, 4637 (1995).
- [3] Ю.Е. Перлин. УФН, **80**, 553 (1963).
- [4] В.А. Коварский. *Многоквантовые переходы* (Кишинев, Штиинца, 1974).
- [5] M. Toniguchi, S.-I. Narito. J. Phys. Soc. Japan, **47**, 1503 (1979).
- [6] E.P. Sinyavskii, E.Yu. Safronov. Phys. St. Sol. (b), **160**, 357 (1990).
- [7] E.P. Sinyavskii, S.M. Sokovnich, E.I. Pasechnik. Phys. St. Sol. (b), **209**, 55 (1998).
- [8] Ю.Е. Перлин, Б.С. Цукерблат. *Эффекты электронно-колебательного взаимодействия в оптических спектрах примесных парамагнитных ионов* (Кишинев, Штиинца, 1976).
- [9] Э.П. Сиявский. Изв. АН РМ. Сер. физ. и техн., № 1, 12 (1992).

Редактор Л.В. Шаронова

Peculiarities of optical impurity absorption in size-confined systems in longitudinal magnetic fields

E.P. Sinyavskii, S.M. Sokovich

Institute of Applied Physics,
Academy of Sciences of Moldova,
2028-MD Kishinev, Moldova

Abstract Multi-phonon-assisted impurity absorption of light is investigated. The bound state is described by a model of the zero radius potential. The results obtained for the spectral dependence of the absorption coefficient and of the half-width of the absorption band are compared with the experimental data.