

К теории поглощения света экситонами в структурах с квантовыми ямами

© В.А. Кособукин

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

Построена теория экситонного поглощения света в периодических структурах с произвольным числом квантовых ям. Показано, что температурная зависимость интегральных по частоте характеристик поглощения обусловлена конкуренцией процессов диссипативного распада квазидвумерных экситонов и свето-экситонного взаимодействия.

Интегральное оптическое поглощение, будучи температурно-независимым для поляризационных резонансов в средах без пространственной дисперсии [1], существенно уменьшается при низких температурах для объемных экситонов, обладающих пространственной дисперсией [2]. Аналогичное температурное поведение наблюдалось недавно для интегрального поглощения света квазидвумерными экситонами в гетероструктурах с квантовыми ямами GaAs/(Al,Ga)As [3] и (In,Ga)As/GaAs [4,5]. В данной работе представлены результаты общей теории, объясняющие температурную зависимость экситонного поглощения света в структурах с произвольными числом квантовых ям и периодом в отсутствие эффектов пространственной дисперсии экситонов.

Рассмотрим распространение монохроматической электромагнитной волны с частотой ω вдоль оси z структуры, образованной $N \geq 1$ квантовыми ямами, расположенными эквидистантно с периодом d в среде с фоновой диэлектрической постоянной ϵ_b . Как в работах [6,7], резонансный вклад квазидвумерных экситонов в поляризацию квантовых ям учитывается в нелокальном приближении, а туннелированием носителей заряда между квантовыми ямами пренебрегается. Методом матриц переноса [7] вычисляются коэффициенты отражения R_N и пропускания T_N света структурой, а также величина вектора Пойнтинга в последовательных непоглощающих барьерных слоях (вне квантовых ям). В качестве характеристик оптического поглощения в структуре с N квантовыми ямами далее рассматриваются следующие величины¹: 1) поглощательная способность структуры $A_N(\omega) = 1 - R_N(\omega) - T_N(\omega)$, или вероятность поглощения фотона с энергией $\hbar\omega$; 2) показатель поглощения $\alpha_N(\omega)$ (оптическая плотность $D_N(\omega) = \alpha_N(\omega)dN$). Строго говоря, показатель поглощения $\alpha(\omega)$ определяется для макроскопически однородных сред как характеристика свойств вещества, в котором выполняется закон Бугера

$$S(z, \omega) = S(0, \omega) \exp[-\alpha(\omega)z],$$

$$\alpha(\omega) = -S^{-1}(z)[dS(z)/dz], \quad (1)$$

где $\alpha(\omega)$ не зависит от координаты z , вдоль которой затухает поток электромагнитной энергии $S(z, \omega)$. Для

структуры с N квантовыми ямами в соответствии с (1) определим эффективный показатель поглощения

$$\alpha_N = -\frac{1}{Nd} \ln\left(\frac{S(Nd)}{S(0)}\right) = -\frac{1}{Nd} \ln\left(\frac{T_N}{1 - R_N}\right). \quad (2)$$

Удобно ввести также локальный показатель поглощения

$$\tilde{\alpha}_n = -(1/d)[(S_n/S_{n-1}) - 1] = (1/d)(A_1/T_1)\varphi_n, \quad (3)$$

где $A_1/T_1 = 2\Gamma\Gamma_0/[(\omega - \omega_0)^2 + \Gamma^2]$, S_{n-1} и S_n — значения вектора Пойнтинга до и после прохождения электромагнитной волны через n -ю квантовую яму ($n = 1, 2, \dots, N$). Величина (3) определяет относительное изменение потока энергии из-за поглощения в n -й квантовой яме; она выражена в правой части через частоту возбуждения экситона ω_0 и параметры его диссипативного Γ и радиационного Γ_0 [6,7] затухания, а зависимость (3) от n выражается вещественной функцией $\varphi_n > 0$. Для бесконечной ($N \rightarrow \infty$) структуры с учетом (3) получаем закон Бугера в форме

$$S_{n+m}/S_m = \exp[-\tilde{\alpha}(\omega)dn],$$

$$\tilde{\alpha} = -(1/d) \ln[1 - (A_1/T_1)\varphi], \quad (4)$$

где $\tilde{\alpha}(\omega)$ не зависит от m и n .

На основе определенных выше спектральных зависимостей изучим следующие интегральные по частоте характеристики поглощения

$$I_N = \frac{1}{2\pi N} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{\Gamma_0} A_N(\omega), \quad (5)$$

$$K_N = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{\Gamma_0} (\alpha_N d)$$

$$= -\frac{1}{2\pi N} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{\Gamma_0} \ln\left(\frac{T_N}{1 - R_N}\right). \quad (6)$$

Эти интегралы становятся температурно-независимыми при $N \rightarrow \infty$, когда выполняется (4), причем $I_N \rightarrow 0$ и $K_N \rightarrow 1$. Далее мы обсудим температурные зависимости величин (5) и (6), которые определяются наличием

¹ Эти величины определяются в соответствии с [8].

границ структуры (конечностью N) и особенностями переизлучения экситонов при малых N . Аналитическое вычисление (5) для одиночных квантовых ям ($N = 1$) и брэгговских структур ($N \gg 1, d = \pi/k_0$, где $k_0 = \sqrt{\epsilon_b}(\omega_0/c)$, c — скорость света) показало, что I_N и K_N как функции параметра $x = \Gamma/\Gamma_0$ монотонно возрастают от нуля при $x = 0$ и стремятся к насыщению при $x \gg N$. Из численного анализа следует, что эти выводы верны при любых N и d .

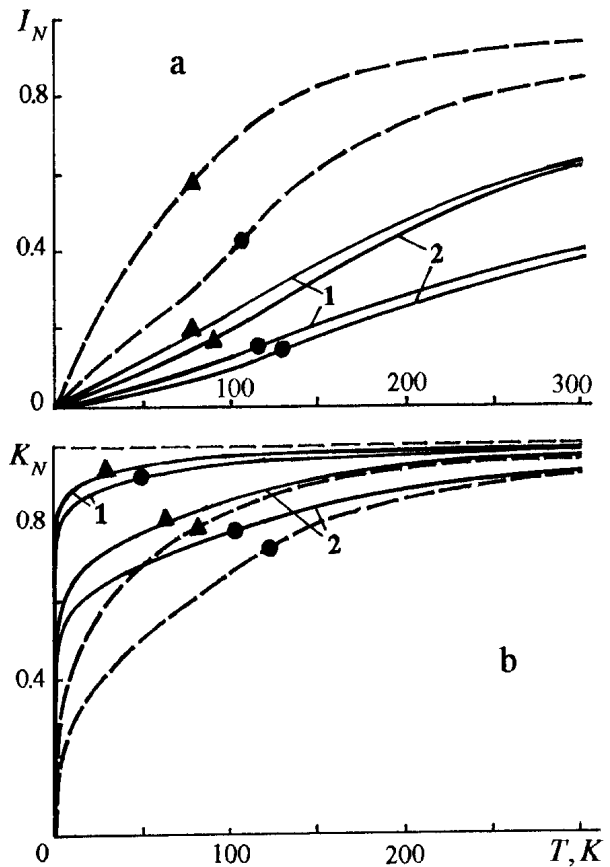
Механизмы уширения экситонных состояний в квантовых ямах, определяющие в частности величину Γ , обсуждались в связи со спектрами люминесценции [9]. Зависимость ширины уровней квазидвумерных экситонов от температуры T , как и объемных экситонов, определяется экситон-фононным взаимодействием. Механизм распада экситонов с участием фононов универсален, так как теоретически он может проявляться даже в гетероструктурах с идеально плоскими интерфейсами и без дефектов, т.е. когда все другие возможные механизмы распада экситонов исключены. Фононный вклад в Γ выражается формулой [9]

$$\Gamma_{ph}(T) = C_{ac}T + \Gamma_{op} [\exp(\hbar\Omega_{LO}/k_B T) - 1]^{-1}. \quad (7)$$

Для экситона тяжелой дырки $1e - 1hh$ в структурах GaAs/(Al,Ga)As с квантовыми ямами, имеющими эффективную ширину 200 Å, параметры в (7) равны $\hbar C_{ac} = 1.5 \cdot 10^{-3}$ meV/K для акустических и $\hbar\Gamma_{op} = 4$ meV, $\hbar\Omega_{LO} = 36$ meV для оптических фононов [9].

Расчитанные температурные зависимости интегральных величин (5) и (6) для одиночных квантовых ям и структур показаны на рисунке. При расчете использовалась масштабирующая зависимость $\Gamma = \Gamma_{ph}(T)$ из (7) при любой ширине квантовых ям L_z , а параметр Γ_0 предполагался зависящим от L_z [10], но не от температуры [6,7]. На рисунке кривые I_1 показывают верхнюю границу для соответствующих зависимостей $I_N(T)$ с разными N , а кривые K_1 — нижнюю границу для $K_N(T)$. Все зависимости, приведенные на рисунке, качественно сходны: сначала они монотонно возрастают с температурой, затем насыщаются при температурах, определяемых неравенством $\Gamma(T) \gg \Gamma_0$. Физически это означает, что при условии $\Gamma(T) < \Gamma_0$ проявляется поляритонный механизм распространения света, связанный с переизлучением экситонов квантовых ям вследствие их радиационного распада. При повышении температуры доминирующим механизмом распада экситонов становится диссипативный, что делает несущественными поляритонные эффекты и радиационный распад экситонов, определяемые параметром Γ_0 .

Анализ на основе определений (2) и (3) "микроскопической" картины установления закона Бугера (4) при увеличении N показывает следующее. Спектральные функции $\alpha_N(\omega)$ имеют острый максимум вблизи частоты $\omega = \omega_0$, асимметричный при $\Gamma(T) < \Gamma_0$ и приближающийся к лоренциану при $\Gamma(T) \gg \Gamma_0$ (в существенной



Зависимости интегральных характеристик поглощения I_N (a) и K_N (b) от температуры для экситона тяжелой дырки $1e-1hh$ в структурах GaAs/(Al,Ga)As с числом квантовых ям $N = 1$ (штриховые линии) и $N = 20$ (сплошные линии). Кривые 1 соответствуют $k_0d = 0.4$ ($d \approx 150$ Å), 2 — $k_0d = 3$ ($d \approx 1100$ Å); треугольниками отмечены кривые для $\hbar\Gamma_0 = 0.1$ meV, кружками — для $\hbar\Gamma_0 = 0.3$ meV. Используются следующие параметры: $\hbar\omega_0 = 1.51$ eV, $\epsilon_b = 12.6$ и $\Gamma = \Gamma_{ph}(T)$, формула (7).

области частот $\alpha_N > \alpha_{N'}$, если $N > N'$). При $N \rightarrow \infty$ величины $\alpha_N(\omega)$ стремятся к $\tilde{\alpha}(\omega)$, причем характер этого стремления существенно зависит от ω и k_0d . Качественно эти и аналогичные выводы, относящиеся к паре величин $A_N(\omega)$ и I_N , справедливы как для короткопериодных ($k_0d \ll 1$), так и длиннопериодных ($k_0d \leq \pi$) структур. В последнем случае невозможно квазиклассическое описание электродинамики экситонов на основе эффективной диэлектрической проницаемости, т.е. данная теория является по существу микроскопической. Представленные на рисунке теоретические зависимости интегрального экситонного поглощения в структурах с квантовыми ямами качественно согласуются с данными опытов [3–5]. Хотя формально эти зависимости такие же, как для объемных экситонов [2], их физическая природа иная: для структур с квантовыми ямами пренебрегалось эффектами пространственной дисперсии, которые лежат в основе температурной зависимости поглощения объемными экситонами.

Таким образом, мы установили, что уменьшение интегрального экситонного поглощения при низких температурах в структурах с квантовыми ямами связано с конкуренцией процессов диссипативного затухания экситонов и свето-экситонного взаимодействия. В ограниченных периодических структурах радиационный распад квазидвумерных экситонов квантовой ямы играет двойную роль: он приводит к формированию закона дисперсии поляритонов через механизм переизлучения экситонов и к истинному радиационному распаду экситонов, результатом которого является уход излученного фотона из системы. Уход фотонов из системы невозможен при $N = \infty$, но при малых N он существенно проявляется как нарушение закона Бугера (3) в области низких температур, где диссипативное затухание слабо. Можно ожидать, что учет дополнительных механизмов однородного и неоднородного уширения экситонных уровней может привести к эффективному увеличению низкотемпературной части интегрального поглощения [5], однако корректное описание этого эффекта в настоящее время отсутствует.

Список литературы

- [1] R. Loudon. *J. Phys.* **A3**, 3, 233 (1970).
- [2] А.С. Давыдов. Теория твердого тела. М. (1976). 639 с.; Н.Н. Ахмедиев. *ЖЭТФ* **79**, 4(10), 1534 (1980); G. Battaglia, A. Quattropani, P. Schwendimann. *Phys. Rev.* **B34**, 12, 8258 (1986); Г.Н. Алиев, О.С. Кошуг, Р.П. Сейсян. *ФТТ* **36**, 2, 373 (1994).
- [3] V.A. Kosobukin, R.P. Seisyan, S.A. Vaganov. *Semicond. Sci. Technol.* **8**, 7, 1235 (1993).
- [4] W.Z. Shen, S.C. Shen, W.G. Tang, S.M. Wang, T.G. Andersson. *J. Appl. Phys.* **78**, 2, 1178 (1995).
- [5] G.N. Aliev, V.A. Kosobukin, N.V. Luk'yanova, M.M. Moiseeva, R.P. Seisyan, H. Gibbs, G. Khitrova. *Inst. Phys. Conf. Ser. IOP Publishing Ltd* (1997). N 155. Ch. 2. P. 165.
- [6] Е.Л. Ивченко. *ФТТ* **33**, 8, 2388 (1991).
- [7] В.А. Кособукин. *ФТТ* **34**, 10, 3107 (1992); В.А. Кособукин, М.М. Моисеева. *ФТТ* **37**, 12, 3694 (1995).
- [8] Физическая энциклопедия. М. (1992). Т. 3.
- [9] J. Lee, E.S. Koteles, M.O. Vassell. *Phys. Rev.* **B33**, 8, 5512 (1986).
- [10] E.L. Ivchenko, V.P. Kochereshko, P.S. Kop'ev, V.A. Kosobukin, I.N. Uraltsev, D.R. Yakovlev. *Solid State Commun.* **70**, 5, 529 (1989).