

## ПОГЛОЩЕНИЕ И ЭМИССИЯ СВЕТА ДАЛЬНЕГО ИК ДИАПАЗОНА ГОРЯЧИМИ ДЫРКАМИ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ GaAs/AlGaAs

Л.Е.Воробьев, Л.Е.Голуб\*, Д.В.Донецкий

Санкт-Петербургский государственный технический университет  
195231 Санкт-Петербург, Россия

\*Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН  
194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 5 мая 1996 г.

Обнаружено изменение поглощения и измерен спектр спонтанного излучения дальнего ИК диапазона при разогреве дырок в квантовых ямах GaAs/Al<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>As продольным электрическим полем. Показано, что поглощение и эмиссия вызваны прямыми межподзонами переходами дырок в области пиков приведенной плотности состояний. Экспериментальные данные находятся в согласии с результатами теоретического расчета.

PACS: 72.20.-i, 73.50.-h

1. Введение. Поглощение ИК излучения свободными электронами в размерно-квантованных гетероструктурах *n*-типа достаточно хорошо изучено [1]. Исследовалась также эмиссия длинноволнового излучения электронами при их разогреве продольным электрическим полем в квантовых ямах гетероструктур [2]. Число работ, посвященных изучению оптических явлений при межподзонных переходах дырок в квантовых ямах, значительно меньше. Между тем энергетический спектр носителей в ямах *p*-типа намного сложнее из-за смешивания состояний легких и тяжелых дырок и антипересечения уровней в дырочных подзонах; закон дисперсии  $\epsilon_i(\mathbf{k})$ , где *i* – номер подзоны размерного квантования, оказывается сильно непараболическим ( $\mathbf{k}$  – двумерный волновой вектор дырки вдоль слоев). Расчеты показывают, что спектры поглощения света дырками более сложны и интересны, чем в квантовых ямах *n*-типа [3–5]. Экспериментальные данные по модуляции поглощения света и спектрам излучения горячими квазидвумерными дырками в настоящее время отсутствуют.

Коэффициент поглощения света на частоте  $\nu$  при прямых переходах между подзонами *i* и *j* определяется выражением

$$\alpha_{i \rightarrow j}(\nu) = \frac{2\pi e^2}{\nu c n S (L_w + L_b)} \sum_{s, s', \mathbf{k}} |\langle j, s | e \hat{v}(\mathbf{k}) | i, s' \rangle|^2 [f_j(\mathbf{k}) - f_i(\mathbf{k})] \delta[\epsilon_j(\mathbf{k}) - \epsilon_i(\mathbf{k}) - h\nu], \quad (1)$$

где *e* – заряд электрона, *c* – скорость света в вакууме, *n* – показатель преломления, *S* – площадь образца в плоскости интерфейса; *L<sub>w</sub>*, *L<sub>b</sub>* – ширина ямы и барьера, соответственно, *e* – вектор поляризации света,  $\hat{v}(\mathbf{k})$  – оператор скорости,  $f_{i,j}(\mathbf{k})$  – функция распределения дырок в подзонах *i* и *j*, символы *s* и *s'* нумеруют пары состояний, вырожденных в симметричной квантовой яме.

Спектр поглощения определяется зависимостью от частоты приведенной плотности состояний  $\rho(\nu)$ . В сферическом приближении, когда  $\epsilon_i(\mathbf{k})$  не зависит

от направления волнового вектора в плоскости слоя, имеем [5]

$$\rho(\nu) = \sum_{k_\nu} \frac{k_\nu}{\pi} \left| \frac{d[\epsilon_j(k) - \epsilon_i(k)]}{dk} \right|_{k=k_\nu}^{-1}, \quad (2)$$

где  $k_\nu$  – корни уравнения  $\epsilon_j(k) - \epsilon_i(k) = h\nu$ . Из (2) видно, что если подзоны  $i$  и  $j$  имеют в точке  $k_\nu$  одинаковый наклон, то  $\rho(\nu)$  обращается в бесконечность и на частоте  $\nu$  в спектральной зависимости коэффициента поглощения  $\alpha(\nu)$  появляется сингулярность Ван Хова. При учете гофрировки изоэнергетических поверхностей значения  $k_\nu$  начинают зависеть от направления вектора  $k$ , и суммирование по ним в (1) приводит к конечной величине  $\alpha(\nu)$  и уширению пиков. На вид спектра поглощения существенное влияние оказывает также зависимость от  $k$  матричного элемента скорости, имеющая в области антипересечения уровней немонотонный характер [3, 5]. Отметим, что, в отличие от квантовых ям  $n$ -типа, из-за смешивания состояний тяжелых и легких дырок поглощение света с поляризацией, перпендикулярной направлению роста  $z$ , оказывается сравнимым с поглощением света с  $e \parallel z$ . Разогрев дырок электрическим полем меняет заполнение состояний в области антипересечения уровней, что должно приводить к резкому изменению коэффициента поглощения света.

Спектр излучения света при разогреве дырок определяется выражением, аналогичным (1):

$$I_{ji}(\nu) \equiv \frac{dw_{j \rightarrow i}}{d\nu} = \frac{8\pi^2 e^2 \nu n}{c^3} \sum_{s, s', k} |\langle i, s | e\hat{v}(k) | j, s' \rangle|^2 f_j(k) [1 - f_i(k)] \delta[\epsilon_j(k) - \epsilon_i(k) - h\nu], \quad (3)$$

где  $w_{j \rightarrow i}$  – скорость переходов между подзонами  $j$  и  $i$ . В этом случае будут также появляться пики, связанные с видом зависимости  $\rho(\nu)$ .

Целью настоящей работы являлось обнаружение указанных выше эффектов, а именно: индуцированных разогревом дырок изменения поглощения света двух поляризаций и проявления пиков в спектре спонтанного излучения, а также сравнение эксперимента с теорией.

Отметим, что в узких квантовых ямах поглощение света дырками в равновесных условиях наблюдалось рядом авторов (см., например, [6–9]). В этом случае состояния в областях сингулярностей  $\rho(\nu)$ , связанных с антипересечениями уровней, не были заполнены. Вследствие этого пики поглощения указанного типа не были обнаружены. Напротив, в широких квантовых ямах этот эффект должен играть решающую роль в спектрах поглощения света.

2. Образцы и экспериментальная методика. Исследованные гетероструктуры GaAs/Al<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>As содержали 400 нелегированных квантовых ям с  $L_w = 200 \text{ \AA}$ , разделенных легированными барьерами с  $L_b = 100 \text{ \AA}$ , и были выращены методом MOCVD на полуизолирующих GaAs-подложках толщиной  $\sim 0.5 \text{ мм}$ , ориентированных в направлении [001]. Концентрация дырок в квантовых ямах  $p_s \simeq 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , подвижность при температуре жидкого азота  $\mu \simeq 3.2 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ . Омические контакты были изготовлены сплавлением In(Zn) или напылением Ti + Au с последующим вжиганием. Импульсное электрическое поле длительностью  $\sim 0.2 \text{ мкс}$  прикладывалось вдоль слоев. Длинноволновое излучение наблюдалось из торцов гетероструктур с помощью широкополосного фотоприемника Ge(Ca) при  $T = 4.2 \text{ К}$ . С помощью фильтров

из GaF<sub>2</sub>, InSb и черного полиэтилена было обнаружено, что излучение сосредоточено в области длин волн  $\lambda > 60$  мкм. Спектры излучения измерялись с помощью перестраиваемого магнитным полем фильтра из *n*-InSb.

Для исследования поглощения света использовалась традиционная методика, основанная на использовании многократного полного внутреннего отражения (см. ниже вставку на рис.3). Измерение поглощения проводилось отдельно для *s*- и *p*-поляризаций. В качестве источника дальнего ИК излучения использовался лазер на межподзонных переходах горячих дырок в Ge с неселективным резонатором [10]. Энергия кванта излучения была равна 13.5 мэВ, полуширина линий  $\Delta h\nu = 0.5$  мэВ.

3. Результаты эксперимента и теоретического расчета. Для расчета дырочных состояний использовался метод эффективного гамильтониана Латтинжера с учетом его кубической анизотропии и конечности энергетических барьеров гетероструктуры. На рис.1 представлен закон дисперсии квазидвумерных дырок. Генезис подзон пояснен индексами  $hhi$  и  $lhj$  ( $i, j = 1, 2, 3...$ ). Однако из-за сильного смешивания состояний при  $k \neq 0$  удобно нумеровать их по порядку: 1, 2, 3... (см. рис.1).

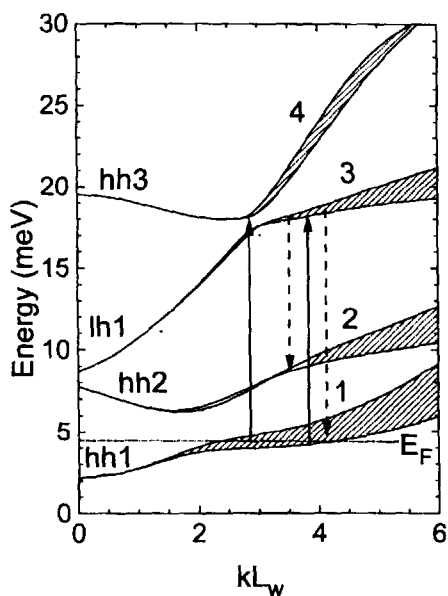


Рис.1. Энергетический спектр дырок в квантовой яме GaAs/Al<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>As шириной  $L_w = 200$  Å. Штрих-пунктирная линия указывает положение уровня Ферми  $E_F$  при  $p_s = 2 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> и  $T = 0$ . Сплошными стрелками показаны переходы дырок, дающие основной вклад в поглощение света в области пиков приведенной плотности состояний при энергии квантов  $h\nu \sim 13.5$  мэВ. Штриховыми стрелками обозначены аналогичные переходы с испусканием квантов с  $h\nu = 9.5$  и  $13.5$  мэВ

Как отмечено выше, основной вклад в поглощение и излучение света вносят переходы дырок между подзонами размерного квантования из тех состояний, где  $\rho(\nu)$  имеет пики. Сплошные стрелки на рис.1 обозначают переходы с поглощением квантов света в этих областях, штриховые – с эмиссией.

На рис.2 сплошной линией показан полученный экспериментально спектр излучения при  $E = 450$  В/см. Его форма слабо менялась с изменением величины электрического поля. На том же рисунке штриховой линией показан теоретически рассчитанный спектр неполяризованного излучения при температуре дырок  $T_h = 80$  К. Он получен как полусумма спектров для света с поляризациями  $e \parallel z$  и  $e \perp z$ . Форма спектра также слабо менялась при вариации  $T_h$ . Это объясняется тем, что при невырожденной статистике она

зависит, в основном, только от соотношения матричных элементов и параметров зонного спектра в тех областях, где  $\rho(\nu)$  имеет пики. Зависимость  $T_h$  от мощности, приходящейся на одну частицу  $\epsilon\mu E^2$ , была экспериментально определена в [11]. Из данных [11] следует, что при  $E = 450$  В/см в наших структурах  $T_h$  могла быть  $\sim 80$  К.

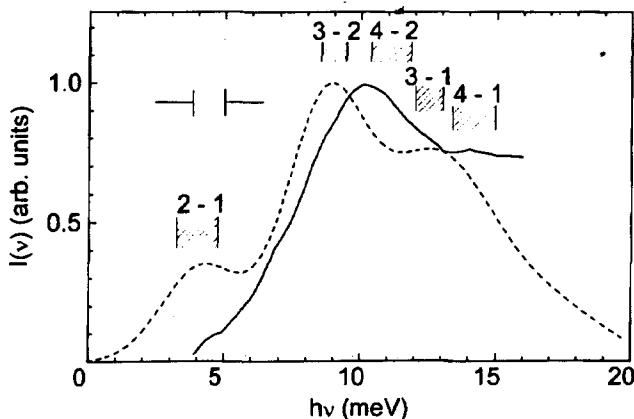


Рис.2. Наблюдаемый спектр спонтанного излучения с учетом спектральной чувствительности фотоприемника (сплошная кривая),  $E = 450$  В/см. Штриховая кривая — теоретический расчет полусуммы спектров излучения для поляризаций света  $e \parallel z$  и  $e \perp z$  при температуре горячих дырок  $T_h = 80$  К. Для соответствующих переходов указаны диапазоны  $h\nu$ , определяемые анизотропией  $\epsilon(\mathbf{k})$  (рис.1), в которых  $\rho(\nu)$  имеет особенности

При расчете учитывались вклады в интенсивность излучения от всех переходов, указанных на рис.2, а затем проводилось уширение спектров для гауссовского контура с шириной  $\Gamma = 2$  мэВ, оцененной из значения подвижности дырок. Расчет матричных элементов оператора скорости производился на четырехкомпонентных огибающих волновой функции дырки. Энергетическое распределение  $f_i(\mathbf{k})$  предполагалось равновесным, что является для наших структур вполне обоснованным из-за сильного междырочного взаимодействия.

Полосы со штриховкой показывают расчетные диапазоны энергий квантов для переходов, при которых имеются пики в приведенной плотности состояний. Как уже упоминалось, пики имеют конечную ширину из-за анизотропии  $\epsilon(\mathbf{k})$  (рис.1). Кроме того, они уширены вследствие рассеяния дырок, и имеется дополнительное уширение, связанное с разрешением перестраиваемого фильтра. Как видно из рис.2, экспериментально наблюдается ярко выраженный пик при  $h\nu \sim 10$  мэВ. Отметим, что его положение соответствует минимуму пропускания тех же образцов в длинноволновой области спектра [12].

Согласно расчетам вероятностей переходов, величина и положение основного пика определяются, фактически, переходами  $3 \rightarrow 2$ , а переходы  $3 \rightarrow 1$  и  $4 \rightarrow 1$  дают вклад в плечо справа от него примерно в равной степени.

Расчитанный спектр излучения находится в согласии с экспериментальными данными, несмотря на то, что в теории пренебрегается многочастичными эффектами.

На рис.3 приведены результаты исследования поглощения света при разогреве дырок в полосе  $h\nu = 13 \div 14$  мэВ для поляризаций света поперек слоев ( $e \parallel z$ ) и вдоль них ( $e \perp z$ ) с  $e \parallel [110]$ . Экспериментальные данные были получены пересчетом данных по модуляции излучения в импульсном электрическом поле для  $s$ - и  $p$ -поляризаций. На этом же рисунке представлены результаты теоретического расчета коэффициента поглощения света тех же поляризаций от  $T_h$ . Вклады от различных переходов были уширены с  $\Gamma = 2$  мэВ. В условиях эксперимента можно считать в (1)  $f_j(\mathbf{k}) \sim 0$ , вероятность поглощения меня-

ется при разогреве дырок в соответствии с изменением заполнения исходных состояний в зоне  $i=1$  (см. стрелки на рис.1);  $f_1$  с разогревом уменьшается, что приводит к уменьшению коэффициента поглощения с ростом  $E$ .

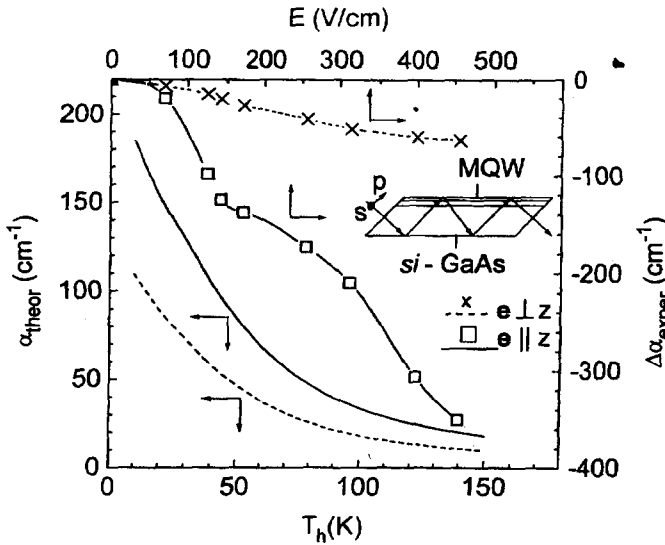


Рис.3. Зависимость изменения коэффициента поглощения лазерного излучения с энергией квантов  $\hbar\nu = 13.5$  мэВ с шириной  $\Delta\hbar\nu \sim 0.5$  мэВ для двух поляризаций света при разогреве квазидвумерных дырок (сплошные кривые -  $e \parallel z$  (x), штриховые  $e \perp z$  (□)). Кривые с точками - эксперимент, без точек - теория

Таким образом, в работе обнаружено изменение поглощения света для обеих поляризаций и измерен спектр спонтанного излучения при разогреве дырок в квантовых ямах  $p$ -типа продольным электрическим полем. Установлено, что оба явления связаны с прямыми межподзонами переходами горячих дырок в области сингулярностей Ван Хофа. Наблюдается согласие результатов теоретического расчета и эксперимента.

Авторы признательны Е.Л.Ивченко за полезные обсуждения и А.Ю.Добину за помощь в численных расчетах.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 96-02-17404а).

1. "Intersubband Transitions in Quantum Wells", Eds. E.Rosencher, B.Levine, NATO ASI Series, Serie B, Physics, v.288. Plenum Press, N.Y. and London, 1992.
2. E.Gornik, R.Schwarz, D.C.Tsui et al., Sol. St. Commun. **38**, 541 (1981).
3. Y.-C.Chang and R.B.James, Phys. Rev. B **39**, 12672 (1989).
4. А.Г.Петров, А.Я.Шиж, ФТП **28**, 2193 (1994).
5. Л.Е.Голуб, Е.Л.Ивченко, Р.Я.Расулов, ФТП **29**, 1093 (1995).
6. R.P.G.Karunasiri, J.S.Park, Y.J.Mii, and K.L.Wang, Appl. Phys. Lett. **57**, 2585 (1990).
7. J.S.Park, R.P.G.Karunasiri, and K.L.Wang, Appl. Phys. Lett. **61**, 681 (1991).
8. T.Fromherz, E.Koppensteiner, M.Helm et al., Phys. Rev. B **50**, 15073 (1994).
9. S.Zanier, J.M.Berroir, Y.Guldner et al., Phys. Rev. B **51**, 14311 (1995).
10. L.E.Vorobjev, S.N.Danilov, D.V.Donetsky et al., Optical and Quantum Electron. **25**, 705 (1993).
11. J.Shah, A.Pinczuk, A.C.Gossard, and W.Wiegmann, Phys. Rev. Lett. **54**, 2045 (1985).
12. Farjami Shayesteh, T.Dumelow, T.J.Parker et al., Semicond. Sci. Technol. **11**, 323 (1996).