

©1995 г.

## ДЛИННОВОЛНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ РАЗОГРЕВЕ ДВУМЕРНЫХ ДЫРОК ПРОДОЛЬНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ ГЕТЕРОСТРУКТУР GaAs-AlGaAs

*Л.Е.Воробьев, Д.В.Донецкий, А.Кастальский\**

Санкт-Петербургский государственный технический университет,  
195251, Санкт-Петербург, Россия  
\* State University of New York at Stony Brook,  
Stony Brook, New York 11794-3800, USA  
(Получена 19 декабря 1994 г. Принята к печати 21 декабря 1994 г.)

Обнаружено и исследовано длинноволновое инфракрасное излучение горячих двумерных дырок в квантовых ямах GaAs-Al<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>As. Разогрев дырок осуществлялся электрическим полем, приложенным параллельно квантово-размерным слоям структуры. Получены спектры излучения в диапазоне длин волн примерно от 80 до 300 мкм. Излучение связывается с переходами горячих дырок между подзонами размерного квантования.

### Введение

Длинноволновое ( $\lambda > 70$  мкм) излучение «трехмерных дырок», разогретых сильным электрическим полем, при их прямых межподзонных переходах, исследовано в ряде работ<sup>1</sup> (см., например, работы [1,2] по эмиссии излучения из *p*-Ge). Длинноволновое излучение горячих двумерных электронов при их переходах между уровнями размерного квантования в инверсионных слоях Si было исследовано в [4], а в квантовых ямах гетероструктур GaAs-AlGaAs — в [5]. Работ по исследованию излучения горячими двумерными дырками не было. Между тем энергетический спектр двумерных (2D) дырок более сложен, чем 2D электронов, из-за наличия двух сортов дырок, тяжелых и легких, и гофрировки изоэнергетических поверхностей.

<sup>1</sup> Спектральная и поляризационная зависимости интенсивности излучения горячих дырок в германии в более коротковолновом диапазоне ( $\lambda < 15$  мкм) была исследована в [3].

Особенности зависимости матричного элемента, определяющего вероятность перехода, от волнового вектора дырки, параллельного квантово-размерным слоям,  $\mathbf{k}_{\parallel}$ , могут проявиться в спектральной зависимости излучения. Поскольку эмиссия излучения является процессом, «обратным» по отношению к поглощению, основные особенности его могут быть выяснены из анализа спектральной зависимости коэффициента поглощения. Действительное число спонтанно испущенных квантов света единицей объема вещества в единицу времени при переходах дырок между подзонами  $j$  и  $i$  в интервале частот от  $\nu$  до  $\nu + d\nu$  равно

$$dN_{ji} = W_{ji} f_j (1 - f_i) \rho_{\nu} d\nu, \quad (1)$$

где  $\rho_{\nu} = 8\pi\nu^2 n^3 / c^3$  — плотность состояний фотонов,  $n$  — показатель преломления,  $f_j, f_i$  — функции распределения горячих дырок по энергиям в подзонах  $j$  и  $i$ ,  $W_{ji}$  — вероятность перехода между состояниями с энергией  $\varepsilon_j$  и  $\varepsilon_i$ . Та же вероятность определяет и коэффициент поглощения света  $\alpha_{ij}$  для прямых переходов дырок между подзонами  $i$  и  $j$  ( $W_{ij} = W_{ji}$ ):

$$\alpha_{ij} = \frac{W_{ij}}{c/n} f_i (1 - f_j). \quad (2)$$

Вероятность перехода между состояниями с энергиями  $\varepsilon_i(\mathbf{k}_{\parallel i})$  и  $\varepsilon_j(\mathbf{k}_{\parallel j})$  ( $\mathbf{k}_{\parallel i} = \mathbf{k}_{\parallel j}$ ) можно определить согласно (2), если известен коэффициент поглощения в равновесных условиях при какой-либо температуре решетки  $T$ , когда  $f_i$  и  $f_j$  — известные фермиевские функции распределения

$$f_{i,j} = \left[ \exp \left( \frac{\varepsilon_{i,j}(\mathbf{k}_{\parallel}) - \varepsilon_F}{k_B T} \right) + 1 \right]^{-1}.$$

Здесь  $\hbar \mathbf{k}_{\parallel}$  — импульс дырок в плоскости квантово-размерных слоев.

Можно предположить, что при достаточно высоких средних энергиях горячих дырок, когда вырождение снимается, и при высоких концентрациях дырок функции распределения горячих дырок в электрическом поле  $E$  для всех подзон — бoльцмановские с температурой  $T_h(E)$ :  $f_j = AT_h^{-1} \exp[-\varepsilon_j(\mathbf{k}_{\parallel})/k_B T_h]$ . Выражение (1) для спектральной зависимости интенсивности излучения можно записать теперь так:

$$\frac{dN_{ji}}{d\nu} = \frac{\alpha_{ij} c/n}{f_i (1 - f_j)} f_j \rho_{\nu}(\nu). \quad (3)$$

Вероятность поглощения фотона при переходах между состояниями с энергией  $\varepsilon_i$  и  $\varepsilon_j$  ( $\varepsilon_j - \varepsilon_i = \hbar\nu$ ) есть

$$\bar{W}_{ij} = \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}} \frac{2\pi}{\hbar} |H_{ij}|^2 f_i (1 - f_j) \delta[\varepsilon_j(\mathbf{k}_{\parallel}) - \varepsilon_i(\mathbf{k}_{\parallel}) - \hbar\nu], \quad (4)$$

где  $H_{ij} = (e/m)(2\pi\hbar/Vn^2\omega)^{1/2} \mathbf{e}_w \mathbf{P}_{ij}(\mathbf{k}_{\parallel})$ . Здесь  $m$  — масса свободного электрона,  $V$  — объем кристалла,  $\mathbf{e}_w$  — единичный вектор, определяющий поляризацию,  $\mathbf{P}_{ij}$  — матричный элемент оператора импульса,

$f_i[\varepsilon(\mathbf{k}_{\parallel})]$  — функция распределения дырок по энергиям. Замена суммирование по  $\mathbf{k}_{\parallel}$  на интегрирование по всем  $k$ ,  $\sum \rightarrow \int 2d^2k_{\parallel}/(2\pi)^2$ , получаем для коэффициента поглощения в изотропном случае, когда  $\varepsilon_i$  не зависит от направления  $\mathbf{k}_{\parallel}$ ,

$$\alpha_{ij}(\nu) = \frac{4\pi e^2}{m^2 V n \omega^2 c} \langle |\mathbf{e}_{\omega} \mathbf{P}_{ij}(\mathbf{k}_{\parallel})|^2 \rangle \frac{k_{\parallel} f_i[\varepsilon_i(k_{\parallel})] \{1 - f_j[\varepsilon_j(k_{\parallel})]\}}{[d\varepsilon_j(k_{\parallel})/dk_{\parallel} - d\varepsilon_i(k_{\parallel})/dk_{\parallel}]}, \quad (5)$$

где  $k_{\parallel}$  есть функция частоты и определяется из условия  $\varepsilon_j(k_{\parallel}) = \varepsilon_i(k_{\parallel}) + h\nu$ .

Из (5) следует, что если в некоторой области  $\mathbf{k}_{\parallel}$  (и соответственно частот) приведенная плотность состояний имеет расходимость,  $d(\varepsilon_j - \varepsilon_i)/dk_{\parallel} \rightarrow 0$ , то коэффициент поглощения  $\alpha_{ij} \rightarrow \infty$ . Однако необходимо учесть уширение состояний вследствие рассеяния дырок:

$$\alpha_{ij}(\omega) = \frac{\hbar}{\sqrt{\pi}\Gamma} \int_0^{\infty} \alpha_{ij}(\omega') \exp\left[-\frac{(\omega - \omega')^2}{\Gamma^2}\right] d\omega', \quad (6)$$

где  $\Gamma = \hbar/\tau$ ,  $\tau^{-1}$  — частота столкновений дырки. В результате уширения в области сингулярности получается пик поглощения. Сильное влияние расходимости в плотности состояний на спектральную зависимость коэффициента поглощения света горячими трехмерными дырками в *p*-Ge исследовалось в [6].

Для двумерных дырок смешивание состояний тяжелых и легких дырок и антипересечение подзон приводят к появлению особенностей в приведенной (комбинированной) плотности состояний для большого числа пар подзон размерного квантования. Оптические переходы между различными подзонами размерного квантования дырок в квантовых ямах теоретически были исследованы в работах [7-9].

Цель настоящей работы — обнаружение спонтанного излучения двумерных дырок, разогретых электрическим полем  $E$ , приложенным вдоль квантово-размерных слоев, и исследование его спектра.

### Образцы и методика исследования

Образцы представляли собой слои GaAs и  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$  (рис. 1) с толщинами квантовых ям и барьеров соответственно  $L_w = 200 \text{ \AA}$  и  $L_b = 100 \text{ \AA}$ , выращенные методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений (MOCVD). Число квантовых ям было равно 400. В середине барьера имелся слой сильно легированного твердого раствора, так что концентрация дырок составляла  $p_s \simeq 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Омические контакты создавались напылением на торцы пластины Ti+Au с последующим вжиганием или вплавлением  $\text{In} + \text{Zn}$ . Направление электрического тока было параллельно слоям.

Удельное сопротивление было измерено с помощью четырехзондового метода, а вольт-амперная характеристика — с помощью дополнительных (помимо токовых) точечных контактов. Тем самым исключалось влияние возможной неомичности токовых контактов. Длительность импульсов электрического поля менялась от 0.05 до 0.7 мкс. Все основные измерения были проведены при длительности импульсов 0.2 мкс.

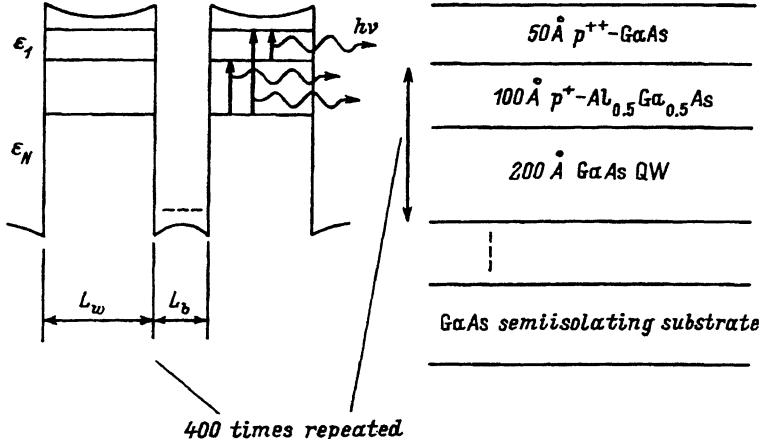


Рис. 1. Зонная диаграмма многослойной квантовой структуры GaAs-Al<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>As p-типа проводимости. Стрелками показаны переходы дырок с испусканием кванта света.

Анализировалось излучение из торца кристалла. При анализе поляризации излучение от боковой поверхности структуры экранировалось диафрагмой. В качестве фотоприемника использовался кристалл Ge(Ga) при  $T = 4.2$  К. Фотоприемник имел достаточно большую концентрацию легирующей примеси  $N_a = 1.7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и обладал чувствительностью в диапазоне длин волн примерно от 60 до 300 мкм с максимумом в области 100 мкм.

Между кристаллом и фотоприемником ставились фильтры из CaF<sub>2</sub>, InSb, черного полиэтилена. Интенсивность интегрального излучения изучалась при использовании всех трех упомянутых фильтров, а спектр излучения — только при использовании в качестве фильтра пластины n-InSb толщиной 1 мм, помещенной в конфигурации Фарадея в сверхпроводящий соленоид. Фильтр из n-InSb не пропускал коротковолновое излучение с  $\lambda < 5$  мкм, которое могло появиться из-за инжекции, а также часть длинноволнового излучения благодаря полосам двух- и однофоновнного поглощения.

Таким образом, вся система, включающая фильтр и фотоприемник, была чувствительна к излучению в диапазоне примерно от 60 до 300 мкм. Спектр пропускания n-InSb, помещенного в магнитное поле, был определен с помощью лазера дальнего инфракрасного (ИК) излучения на горячих дырках в германии [10].

Подобный фильтр из n-InSb уже использовался ранее для исследования излучения горячих двумерных электронов [11]. Используя такой перестраиваемый магнитным полем фильтр, можно определить спектр излучения горячих дырок и его особенности, если спектральная ширина полосы непрозрачности фильтра сравнима, но тем не менее меньше ширины характерных пиков излучения, а также если известна спектральная чувствительность фотоприемника.

Сигнал на фотоприемнике, созданный квантами, прошедшими через фильтр равен

$$U = A \int_{\nu_1}^{\nu_2} \frac{dN}{d\nu} D(\nu) d\nu - \frac{A}{2} \frac{dN}{d\nu} (\nu_f) D(\nu_f) \Delta\nu_f, \quad (7)$$

где  $A$  — некоторая постоянная,  $dN/d\nu_f$  — число испущенных квантов,  $D(\nu)$  — спектральная чувствительность фотоприемника,  $\nu_f(H)$  — частота, на которой при заданном значении магнитного поля  $H$  фильтр непрозрачен,  $\Delta\nu_f$  — полоса затемнения фильтра,  $\nu_1$  и  $\nu_2$  — частоты, определяемые границами пропускания фильтра при  $H = 0$  и спектральным диапазоном чувствительности фотоприемника.

Первое слагаемое в (7) описывает сигнал от интегрального излучения с фильтром при  $H = 0$ , а второе — уменьшение сигнала из-за появления окна непрозрачности фильтра на частоте  $\nu_f$ , определяемой магнитным полем. Используя излучение абсолютно черного тела и перестраиваемый магнитным полем фильтр из  $n$ -InSb, мы определили спектральную чувствительность фотоприемника, которая соответствует литературным данным (см., например, [2]).

Таким образом, используя (7), можно найти спектральную зависимость излучения горячих дырок.

Существенной проблемой, особенно при исследовании эмиссии излучения, может оказаться тепловой разогрев структур, который при наших длительностях импульса  $\tau \approx 0.2$  мкс и концентрациях дырок ( $p_s = 2 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>, что соответствует объемной концентрации  $p \approx 10^{17}$  см<sup>-3</sup>) в квантово-размерных слоях может быть значительным. Это может привести к эмиссии теплового излучения из образца. Положение, однако, улучшает быстрый отвод тепла в подложку. В результате тепловой разогрев квантовых ям  $\Delta T$ , как показывают расчеты (см. Приложение), оказывается относительно небольшим,  $\Delta T \approx 10$  К.

Оценки показывают, что интенсивность теплового излучения мала по сравнению с интенсивностью излучения горячих дырок. Действительно, на опыте не наблюдалось тепловое излучение, имеющее длинновременной спад, определяемый скоростью отвода тепла в жидкий гелий. Импульс излучения повторял форму импульса поля.

## Результаты и их обсуждение

Для анализа полученных экспериментальных данных необходимо знать энергетический спектр дырок в квантовых ямах. Он приведен на рис. 2 ( $\hbar k_{\parallel}$  — импульс, параллельный слоям структуры).<sup>2</sup> Только при  $k_{\parallel} = 0$  не происходит смешивания состояний тяжелых и легких дырок. Расталкивание уровней в местах их пересечения еще более усложняет спектр. Поэтому уровни на рисунке при  $k_{\parallel} > 0$  помечены порядковыми номерами. На рис. 3 показаны разности энергий уровней дырок  $\varepsilon_j(k_{\parallel}) - \varepsilon_i(k_{\parallel}) = h\nu$ , полученные из данных, приведенных на рис. 2, в зависимости от  $k_{\parallel}$  для двух направлений в плоскости слоев.

Холловская подвижность дырок была равна  $\mu_H \approx 3200$  см<sup>2</sup>/В·с при  $T = 77$  К и примерно на порядок меньше при комнатной температуре.

На рис. 4 и 5 показаны зависимости удельного сопротивления  $\rho$  от температуры решетки  $T$  и вольт-амперная характеристика структуры. Если считать, что концентрация дырок в наших селективно легированных структурах не зависит от температуры, то зависимость  $\rho(T)$

<sup>2</sup> Расчет осуществлен В.Я. Алешкиным и Ю.А. Романовым (неопубликованные данные).

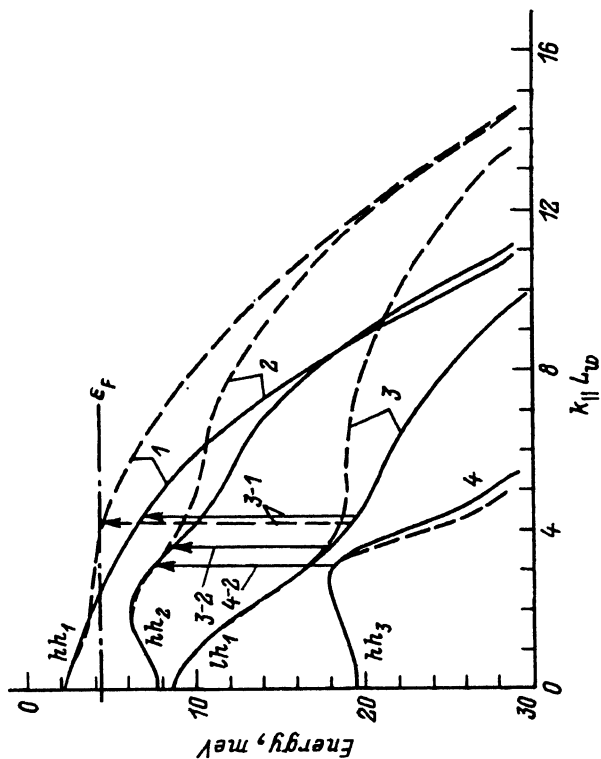


Рис. 2. Энергетический спектр двумерных дырок для квантовой ямы, образованной гетерограницами GaAs-Al<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>As, при  $k_{\parallel} \parallel [100]$  (сплошные линии) и  $k_{\parallel} \parallel [110]$  (штриховые) — расчет В.Я. Алешкина и Ю.А. Романова.  $L_w = 200 \text{ \AA}$ . Учтены гофрировка изоэнергетических поверхностей дырок и конечность глубины потенциальной ямы. Штрихпунктирной линией показано положение уровня Ферми при  $p_0 = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $T = 4.2 \text{ К}$ . Стрелками показаны переходы дырок между подзонами размерного квантования с испусканием квантов света при тех значениях  $k_{\parallel}$ , для которых имеются особенности в приведенной плотности состояний.

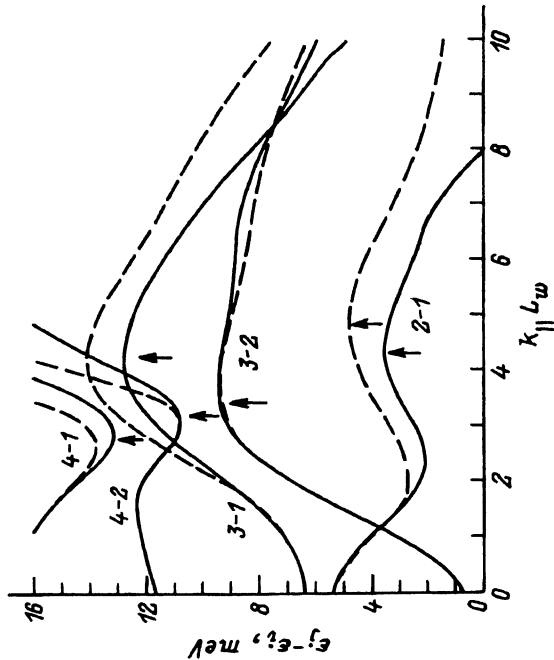


Рис. 3. Зависимость разности энергий дырок в подзонах размерного квантования,  $\epsilon_j(k_{\parallel}) - \epsilon_i(k_{\parallel}) = \hbar\nu$ , от приведенного волнового вектора дырки вдоль слоев при  $k_{\parallel} \parallel [100]$  (сплошные линии) и  $k_{\parallel} \parallel [110]$  (штриховые). Стрелками показаны значения  $k_{\parallel} L_w$ , при которых приведенная плотность состояний имеет особенность:  $d(\epsilon_j - \epsilon_i)/dk = 0$ .

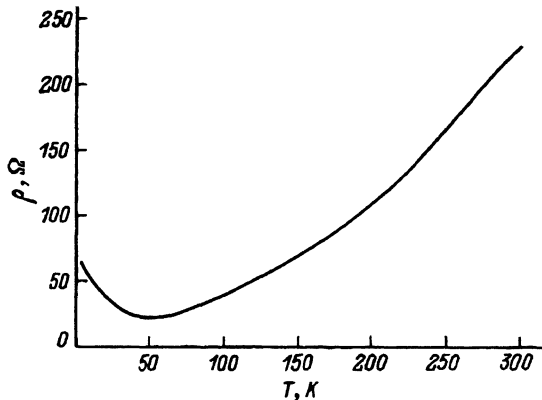


Рис. 4. Зависимость удельного сопротивления структуры от температуры.

будет отражать зависимость обратной подвижности дырок от температуры решетки,  $\mu^{-1}(T)$ . Зависимость  $\rho(T)$  имеет вид, характерный для трехмерных дырок с концентрацией  $p \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$  [12]. Такая зависимость  $\mu(T)$  для трехмерных дырок объясняется температурной зависимостью комбинации рассеяния на примесях и колебаниях решетки. Для структур типа использованных нами необходимо принять во внимание также снятие вырождения  $2D$  дырок, которое происходит при  $T \approx 50 \text{ K}$ , изменение массы дырок и переход дырок в вышележащие зоны при увеличении температуры. Эти же факторы необходимо учитывать и при анализе вольт-амперных характеристик (рис. 5).

Температуру горячих дырок  $T_h$  при условиях  $k_B T_h, k_B T \ll \hbar\omega_0$ , где  $\hbar\omega_0$  — энергия оптических фононов и  $T_h - T \gg T$ , можно оценить с помощью простого соотношения для скорости рассеяния энергии дыркой:

$$\langle d\varepsilon/dt \rangle = (\hbar\omega_0/\tau_-) \exp\left(-\frac{\hbar\omega_0}{k_B T_h}\right), \quad (8)$$

где  $\tau_-$  — время испускания дыркой оптического фонона. Скорость рассеяния энергии должна быть равна скорости набора энергии в поле ( $E$ )

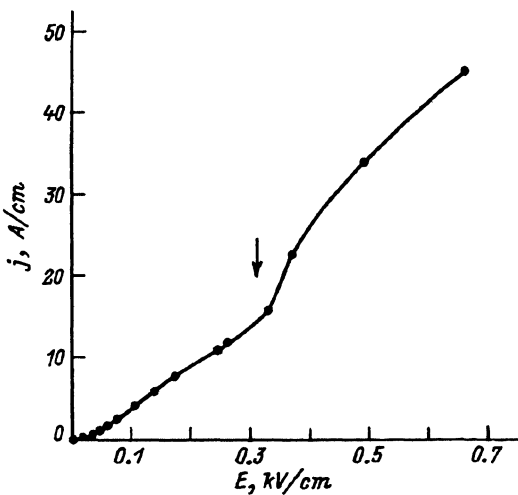


Рис. 5. Вольт-амперные характеристики структуры. Длительность импульса электрического поля  $\Delta t = 50 \text{ нс}$ .  $p_s = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , начальная температура решетки  $T_0 = 4.2 \text{ K}$ .

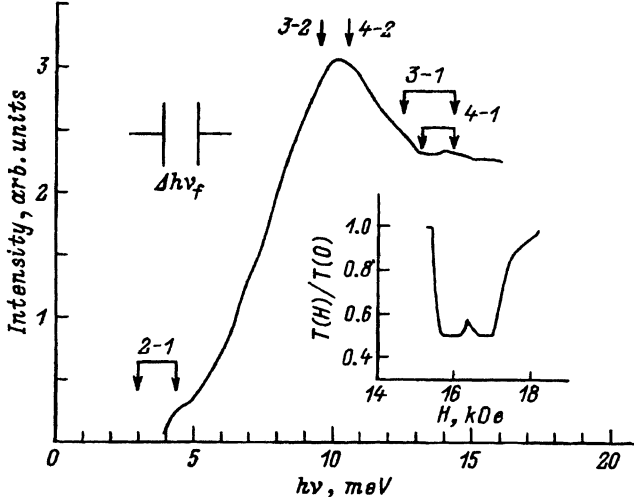


Рис. 6. Спектральная зависимость интенсивности излучения горячих дырок из квантовых ям GaAs-Al<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>As.  $E = 0.45$  кВ/см. Длительность импульса сильного электрического поля  $\Delta t = 0.2$  мкс. Стрелками показаны области энергии квантов для соответствующих межподзонных переходов (см. рис. 2), в которых приведенная плотность состояний имеет особенности. Спектральное разрешение определяется областью непрозрачности фильтра из  $n$ -InSb  $\Delta h\nu_f$ . На вставке — спектр пропускания  $T(H)/T(0)$  перестраиваемого магнитным полем  $H$  фильтра из  $n$ -InSb с концентрацией электронов  $\approx 1.2 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup> при  $T = 4.2$  К; толщина пластины — 1 мм; минимумы пропускания связаны с переходами электронов с уровня примеси на примесное состояние уровня Ландау  $n = 1$  и переходами между уровнями Ландау  $n = 0^+$  и  $n = 1^+$ .

$e\mu E^2$ . Используя  $\tau_-$  из литературных данных и  $e\mu E^2$  из эксперимента, получим при  $E = 600$  В/см  $T_h \approx 100$  К, а при  $E = 300$  В/см  $T_h \approx 70$  К. Однако учет накопления неравновесных оптических фононов для концентраций дырок  $p_s \approx 2 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> ( $p \approx 10^{17}$  см<sup>-3</sup>) может привести к увеличению  $T_h$  примерно в 1.5 раза. Значения  $T_h$ , полученные таким упрощенным методом, близки к тем, которые можно получить из зависимости  $\langle d\varepsilon/dt \rangle$  от  $T_h$ , приведенной в [13].

Слабый перегиб на вольт-амперной характеристике в области  $E \approx 300$  В/см (стрелка на рис. 5) можно связать со снятием вырождения и забросом дырок в вышележащие зоны, так как при  $E \approx 300$  В/см  $k_B T_h > \varepsilon_F$  и энергия дырок достаточна для их выброса в зоны 2 и 3.

Спектральная зависимость интенсивности излучения, пересчитанная с учетом чувствительности фотоприемника так, как это было описано выше, показана на рис. 6. Возвращаясь к рис. 2 и 3, видим, что излучение можно связать с переходами, показанными стрелками на рис. 2. Электрическое поле  $E \approx 0.5$  кВ/см является достаточно большим, чтобы значительную часть дырок забросить в зоны 2-4. Из-за анизотропии зонного спектра дырок для некоторых из переходов сингулярность в приведенной плотности состояний отвечает широкой области  $h\nu = \varepsilon_j - \varepsilon_i$ . Поэтому пики поглощения для таких переходов будут размытыми. Дополнительное уширение пиков возможно из-за рассеяния дырок ( $\hbar/\tau \approx 1$  мэВ) и вследствие ограниченной разрешающей способности фильтра. Поэтому трудно ожидать появления четко



выраженных пиков, связанных с переходами 3-1, 4-1 и 2-1, попадающих в полосу чувствительности фотоприемника. Вероятно, по этой причине в спектре наблюдается лишь плечо для переходов 2-1 и ступеньки в области  $h\nu > 13$  мэВ для переходов 3-1 и 4-1. Следует заметить, что матричные элементы оператора импульса  $P_{ij}$ , определяющие вероятность перехода, немонотонно зависят от  $k_{\parallel}$  [7], что может сильно повлиять на спектр поглощения (излучения) света, особенно в той области  $k_{\parallel}$  (и соответственно  $h\nu$ ), в которой  $\varepsilon_j - \varepsilon_i$  сильно зависят от  $k_{\parallel}$ .

Спектр излучения также исследовался отдельно для двух поляризаций света —  $e_{\omega} \perp (Oz)$  ( $e_{\omega}$  параллельно слоям) и  $e_{\omega} \parallel (Oz)$  ( $e_{\omega}$  перпендикулярно слоям). Интенсивность излучения с  $e_{\omega} \perp (Oz)$  была больше примерно в  $1.5 \div 2$  раза. Положение пика излучения при  $h\nu \simeq 10$  мэВ было приблизительно одинаковым для обеих поляризаций, поэтому можно считать, что деполаризационный сдвиг для образцов с  $p_s \simeq 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  незначителен. Такой вывод справедлив, если зависимости матричного элемента перехода  $P_{ij}$  от  $k_{\parallel}$  (и, следовательно, от  $h\nu$  в интересующем нас диапазоне  $\nu$ ) для обеих поляризаций одинаковы.

Следовало бы сравнивать спектр излучения с рассчитанным спектром поглощения света согласно формуле (6) с учетом особенностей как в плотности состояний, так и в зависимости  $P_{ij}(k_{\parallel})$ . К сожалению, таких расчетов  $\alpha_{ij}(\nu)$  для структуры с приведенными параметрами (рис. 1) пока нет.

На рис. 7 показана интенсивность интегрального излучения (в диапазоне чувствительности фотоприемника и окна прозрачности, создаваемого фильтром, т.е. примерно в области  $70 \div 300$  мкм) в зависимости от поля. Основной вклад вносит излучение в области максимальной чувствительности фотоприемника и максимальной интенсивности излучения, т.е. в области  $h\nu \simeq 8 \div 12$  мэВ, что соответствует переходам 3-2 и 4-2.

Рассмотрим зависимость интенсивности излучения  $J$  от поля. Как следует из (3),  $J$  определяется величиной функции распределения дырок в интервале энергий вблизи энергии  $\varepsilon_j$ , отвечающей максимуму интенсивности излучения с  $h\nu \simeq 10$  мэВ для переходов 3-2 и 4-2. При больших концентрациях дырок можно считать, что благодаря

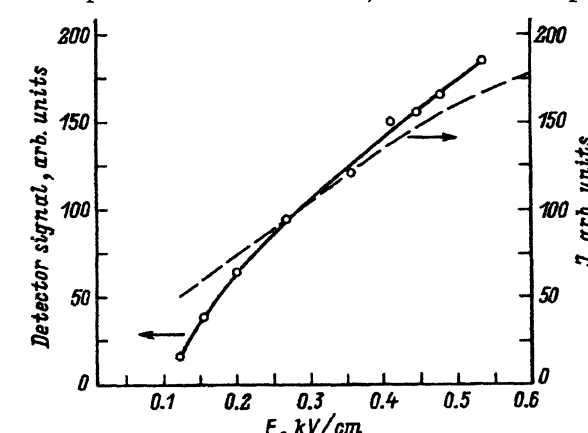


Рис. 7. Зависимость интенсивности интегрального излучения от электрического поля.  $T = 4.2$  К. Точки и сплошная линия — эксперимент, штриховая линия — расчет по формуле (11).

$\hbar$ - $\hbar$ -столкновениями устанавливается больцмановская функция распределения с одной температурой дырок для всех подзон. Для определения температуры дырок рассмотрим однозонную модель. Тогда функция распределения дырок по энергиям есть

$$f(\varepsilon_j, T_h) = \frac{\pi \hbar^2 p_s \exp(-\varepsilon_j/k_B T_h)}{m_1 k_B T_h}, \quad (9)$$

где  $m_1$  — некоторая усредненная эффективная масса плотности состояний дырок для подзоны 1. Множитель перед экспонентой в числителе определен из условия нормировки на полное число дырок  $p_s$ . Найти приближенную зависимость температуры горячих дырок от поля можно из уравнения баланса мощности:

$$ev_{dr}(E) \cdot E = \frac{\hbar \omega_0}{\tau_-} \exp\left(-\frac{\hbar \omega_0}{k_B T_h}\right). \quad (10)$$

Правая часть уравнения (10) описывает скорость потерь энергии при рассеянии на оптических фононах и при  $k_B T_h \ll \hbar \omega_0$ ,  $T_h - T \gg T$ , а левая — скорость набора энергии в поле. Комбинируя (9) и (10), можно найти зависимость интенсивности излучения  $J$  от поля. Приближенно, при  $\Delta_{12}, \Delta_{13} \geq k_B T_h$

$$J \sim E \ln(\hbar \omega_0 / ev_{dr} E \tau_-). \quad (11)$$

В интересующей нас области полей  $\hbar \omega_0 \gg ev_{dr} E \tau_-$ . Используя зависимость  $v_{dr}(E)$ , полученную из вольт-амперной характеристики (рис. 5), построим зависимость  $J(E)$ . Она показана на рис. 7 штриховой линией. На самом деле следовало бы найти  $T_h$  из совместного решения уравнений баланса мощности для трех подзон с включением в правую часть уравнения (10) скорости потерь энергии при взаимодействии с акустическими фононами в области слабого разогрева дырок при  $E < 200$  В/см и учесть накопление неравновесных оптических фононов, что, как нетрудно предвидеть, могло бы улучшить согласие с экспериментом. Тем не менее найденная зависимость  $J_\nu(E)$  (11) близка к наблюдаемой экспериментально и резко отличается от расчетной зависимости  $S(E)$  для теплового излучения структуры (см. вставку на рис. 8).

Таким образом, приведенные данные, касающиеся зависимости  $J(E)$ , служат косвенным подтверждением справедливости нашего предположения о том, что пик интенсивности излучения связан с переходами 3-2 и 4-2.

### Заключение

Итак, впервые было обнаружено излучение двумерных дырок, разогретых продольным электрическим полем, которое можно связать с переходами дырок между подзонами размерного квантования.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить А.Я. Алешкина, Ю.А. Романова за проведение расчета зонного спектра, Л.Е. Голуба, Е.Л. Ивченко, А.Г. Петрова и А.Я. Шика за обсуждение ряда затронутых в работе вопросов.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, код проекта 93-02-2410, и частично — Международным научным фондом.

Для определения теплового разогрева квантово-размерных слоев и подложки была численно решена задача по определению зависимости температуры решетки  $T$  от координаты  $z$  и времени  $t$  —  $T(z, t)$ . За время импульса сильного поля происходит выделение тепла в тонких слоях GaAs и одновременно быстрый отвод тепла в сравнительно толстую подложку из полуизолирующего GaAs. Поэтому разогрев слоя значительно меньше, чем для адиабатического случая. Задача усложняется тем, что при низких температурах теплоемкость резко растет с ростом температуры по закону Дебая. Общая толщина слоев равна 12 мкм, а толщина подложки 0.5 мм.

Решалось нелинейное уравнение теплопроводности. Предполагалось отсутствие теплопередачи на границах кристалла. Зависимость теплопроводности GaAs от температуры пренебрегалось. Результаты расчета температуры слоя ( $z = 0$ ) и подложки для импульса поля в виде отрезка синусоиды показаны на рис. 8. Этот расчет привел для напряженности поля, при которой проводилось измерение спектра. Теплоотвод от слоев в подложку оказывается столь сильным, что различие в температурах слоев и подложки к моменту окончания импульса составляет всего лишь 5 К. При адиабатическом разогреве температура слоев была бы равна 28 К. На вставке показана рассчитанная нами зависимость интенсивности теплового излучения подложки (она дает определяющий вклад в излучение) в диапазоне чувствительности фотоприемника от поля в момент окончания импульса. Отметим, что зависимость интенсивности излучения горячих дырок от электрического поля имеет другой вид, еще раз подтверждая, что наблюдаемое нами излучение не является тепловым.

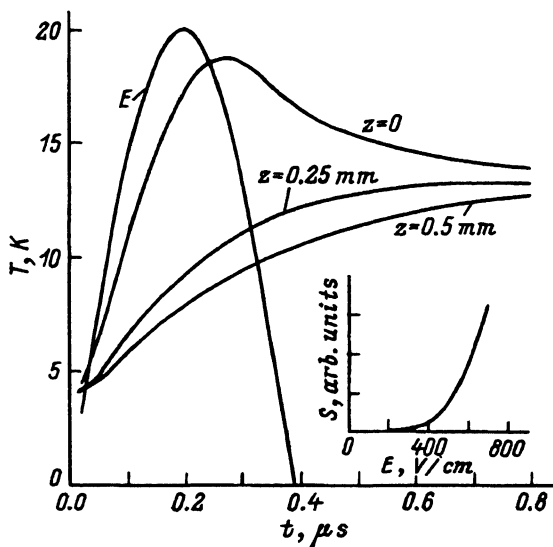


Рис. 8. Зависимость температуры квантово-размерных слоев ( $z = 0$ ), подложки на половине толщины ( $z = 0.25$  мм) и вблизи противоположной (свободной) поверхности ( $z = 0.5$  мм) от времени  $t$ .  $E = 0.45$  кВ/см. Форма импульса сильного поля ( $E$ ) показана в левой части рисунка. На вставке — зависимость интенсивности теплового излучения образца ( $S$ ) от электрического поля.

- [1] S. Komiyama. *Adv. Phys.*, **31**, 255 (1982).
- [2] Л.В. Берман, В.И. Гавриленко, З.Ф. Красильник, В.В. Никоноров, С.А. Павлов, А.П. Чеботарев. *ФТП*, **19**, 369 (1985).
- [3] Л.Е. Воробьев, В.И. Стафеев. *ФТП*, **1**, 1429 (1967).
- [4] E. Gornick, D.C. Tsui. *Phys. Rev. Lett.*, **37**, 1425 (1976); *Surf. Sci.*, **73**, 217 (1978); *Sol. St. Electron.*, **21**, 139 (1978).
- [5] E. Gornick, R. Schawarz, D.C. Tsui, A.C. Gossard, W. Wiegmann. *Sol. St. Commun.*, **38**, 541 (1981).
- [6] Л.Е. Воробьев, Ю.К. Пожела, А.С. Реклайтис, Е.С. Смирницкая, В.И. Стафеев, А.Б. Федорцов. *ФТП*, **12**, 1585 (1978).
- [7] Yia-Chung Chang, R.V. James. *Phys. Rev.*, **39**, 12672 (1989).
- [8] А.Г. Петров, А.Я. Шик. *ФТП*, **28**, 2185 (1994).
- [9] Л.Е. Голуб, Е.Л. Ивченко, Р.Я. Расулов. *ФТП*, **29**, (1995) (в печати).
- [10] L.E. Vorobjev, S.N. Danilov, D.V. Donetsky, D.A. Firsov, Yu.V. Koshegarov, V.I. Stafeev. *Optical and Quant. Electron.*, **25**, 705 (1993).
- [11] M. Helm, E. Colas, P. England, F. De Rosa, S.J. Allen, Jr. *Appl. Phys. Lett.*, **53**, 1714 (1988).
- [12] D.L. Rode. *Semiconductors and Semimetals*, ed. by R.K. Willardson, A.C. Beer (N.Y., Academic, 1975) v. 10, p. 1.
- [13] J. Shan, A. Pinczuk, A.C. Gossard, W. Wiegmann. *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 2045 (1985).

Редактор Л.В. Шаронова

## **A long-wave radiation under heating of two-dimensional holes by the longitudinal electric field in quantum wells of GaAs-AlGaAs structures**

*L.E. Vorobjev, D.V. Donetsky, A. Kastalsky\**

State Technical University, 195251 St. Petersburg, Russia

\* State University of New York at Stony Brook,  
Stony Brook, New York 11794-3800, USA