

## Диагностика функции распределения горячих дырок в квантовых ямах в сильных электрических полях

© В.Я. Алешкин<sup>†</sup>, Д.М. Гапонова, В.И. Гавриленко, З.Ф. Красильник, Д.Г. Ревин,  
Б.Н. Звонков\*, Е.А. Ускова\*

Институт физики микроструктур Российской академии наук,  
603600 Нижний Новгород, Россия

\*Научно-исследовательский физико-технический институт при Нижегородском государственном университете,  
603600 Нижний Новгород, Россия

(Получена 6 марта 2000 г. Принята к печати 16 марта 2000 г.)

Измерена модуляция латеральным электрическим полем края фундаментального поглощения в гетероструктуре  $\text{In}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As}/\text{GaAs}$   $p$ -типа с квантовыми ямами в электрических полях до 1.9 кВ/см при температуре 4.2 К. Найдено изменение симметричной части функции распределения дырок электрическим полем.

### Введение

В настоящее время известны два экспериментальных метода определения функции распределения горячих носителей в объемных полупроводниках. Один из них был предложен Пинсоном и Бреем [1] и получил свое развитие в работах Воробьева с соавт. [2,3]. Этот метод основан на наблюдении изменения коэффициента поглощения света электрическим полем в диапазоне длин волн, соответствующих оптическим переходам дырок из легкой и тяжелой подзон в спин-отщепленную подзону. Он был с успехом применен для определения как симметричной части функции распределения горячих дырок в  $p$ -Ge [1,2], так и степени ее анизотропии [3]. Второй метод применялся для определения изменения функции распределения электронов сильным электрическим полем в тонких образцах вырожденных полупроводников  $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$  (см., например, [4,5]). Этот метод основан на наблюдении модуляции края фундаментального поглощения электрическим полем, которая обусловлена "разрушением" эффекта Бурштейна–Мосса. Как известно, этот эффект состоит в коротковолновом смещении края фундаментального поглощения из-за вырождения носителей заряда в сильно легированных полупроводниках. Электрическое поле разогревает носители и тем самым освобождает места под уровнем Ферми для оптических переходов, т.е. размывает коротковолновое смещение фундаментального поглощения. Однако в объемном полупроводнике поглощение света для частот, соответствующих конечному состоянию электрона над уровнем Ферми, очень велико. Поэтому этим методом удалось наблюдать модуляцию поглощения света только для частот, когда конечное состояние электрона находится под уровнем Ферми. В результате изменение функции распределения электрическим полем удалось определить лишь для энергий, меньших энергии Ферми.

В нашей работе [6] была экспериментально показана возможность использования второго метода для опреде-

ления функции распределения горячих носителей в квантовых ямах (КЯ). В отличие от объемного материала в квантовых ямах межзонный коэффициент поглощения света мал (порядка процента в одной КЯ), и поэтому его модуляция сравнительно легко регистрируется для оптических переходов как под уровень Ферми, так и над ним. Следовательно, изменение функции распределения носителей электрическим полем может быть определено и для энергии носителей, превышающей энергию Ферми. Однако в работе [6] были лишь получены оценки для эффективных температур дырок (путем сопоставления измеренной и рассчитанной модуляции прохождения) для равновесных функций распределения при различных температурах, а собственно функция распределения не определялась.

Настоящая работа посвящена определению изменения симметричной части функции распределения дырок электрическим полем в квантовых ямах гетероструктуры  $\text{In}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As}/\text{GaAs}$ . Эта задача решалась путем измерения модуляции прохождения света в области межзонного поглощения квантовых ям импульсами сильного электрического поля и математической обработки экспериментальных данных.

### Методика и результаты эксперимента

Исследуемая гетероструктура была выращена методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении на плоскости (001) полуизолирующего GaAs и содержала 20 квантовых ям  $\text{In}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As}$  шириной 105 Å, разделенных барьерными слоями GaAs толщиной 600 Å. На расстоянии 50 Å от границ каждой квантовой ямы барьеры GaAs легировались цинком ( $\delta$ -легирование). По данным холловских измерений концентрации дырок в одной квантовой яме составляла  $p_s \approx 1.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , а подвижность  $\mu \approx 315 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  при 300 К.

Измерения фотолюминесценции (ФЛ) и модуляции пропускания проводились при температуре 4.2 К. Импульсы напряжения амплитудой до 600 В и длительностью 3–10 мкс прикладывались к исследуемому образцу

<sup>†</sup> Факс:(8312)675553

E-mail: aleshkin@ipm.sci-nnov.ru

через омические полосковые контакты, нанесенные на его поверхность. При этом максимальное электрическое поле в образце достигало 1900 В/см. Значения частоты следования (3–10 Гц) и длительности импульсов напряжения выбирались такими, чтобы кристаллическая решетка за время действия импульса не успевала заметно нагреться и полностью остывала к началу следующего импульса. Межзонная фотолюминесценция возбуждалась линией 514 нм непрерывного  $Ag^+$ -лазера, излучение образца пропусклось через монохроматор и детектировалось фотоумножителем. Для предотвращения индуцированной падающим светом инжекции носителей из контактов перед образцом располагалась непрозрачная диафрагма с отверстием диаметра около 1.5 мм, которая закрывала контакты от падающего света.

При исследовании модуляции пропускания в качестве источника излучения использовалась кварцевая галогенная лампа. С помощью монохроматора из широкого спектра вырезалось излучение с требуемой энергией кванта ( $\hbar\omega = 1.25\text{--}1.45\text{ эВ}$ ,  $\Delta\hbar\omega \approx 3\text{ мэВ}$ ), которое подводилось к образцу по оптоволоконному световоду. Прошедшее через образец излучение детектировалось германиевым фотодиодом, расположенным непосредственно за образцом. Измеряемый сигнал с фотодиода оказывался пропорциональным разности интенсивностей света, прошедшего через образец в отсутствие и при приложении электрического поля. Для установления знака изменения пропускания при приложении импульсов электрического поля дополнительно измерялся сигнал при попадании на фотодиод света, модулированного механическим прерывателем.

В спектрах фотолюминесценции исследуемой гетероструктуры в отсутствие электрического поля (рис. 1) имеется одна линия, соответствующая переходам между первыми подзонами размерного квантования электронов и дырок ( $e1\text{-}hh1$ ). Достаточно большое значение полуширины линии при 4.2 К ( $\sim 18\text{ мэВ}$ ) определяется главным образом разбросом параметров квантовых ям в гетероструктуре. На рис. 1 приведен также рассчитанный с учетом флуктуации состава квантовых ям спектр фотолюминесценции. Мы предполагали, что флуктуации могут быть описаны нормальным распределением, и поэтому спектр интенсивности ФЛ рассчитывался по следующей формуле:

$$I_{PL}(\hbar\omega) \sim \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma_x}\right) f_e\left(\left[\hbar\omega - \varepsilon_{e1\text{-}hh1}(x)\right] \frac{m}{m_c}\right), \quad (1)$$

где  $\bar{x}$ ,  $\sigma_x$  — среднее значение и дисперсия доли индия в КЯ,  $f_e(\varepsilon)$  — ненормированная функция распределения фотоэлектронов в зоне проводимости:

$$f_e(\varepsilon) = \Theta(\varepsilon) \exp\left(-\frac{\varepsilon}{T}\right), \quad (2)$$

$\varepsilon$  — кинетическая энергия электрона,  $\Theta(\varepsilon)$  — тета-функция,  $T$  — температура в энергетических единицах

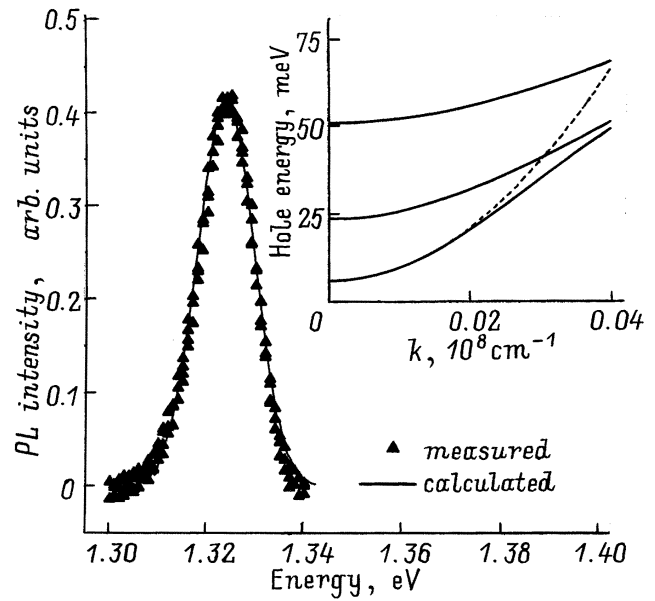


Рис. 1. Измеренный (точки) и рассчитанный (сплошная линия) спектры фотолюминесценции для гетероструктуры  $In_{0.21}Ga_{0.79}As/GaAs$  с квантовыми ямами толщиной 150 Å. На вставке приведен рассчитанный спектр дырок в квантовой яме. Пунктир — зависимость  $\varepsilon_{hh1} + \hbar^2 k^2 / 2m_h$ ;  $m_h = 0.1m_0$ .

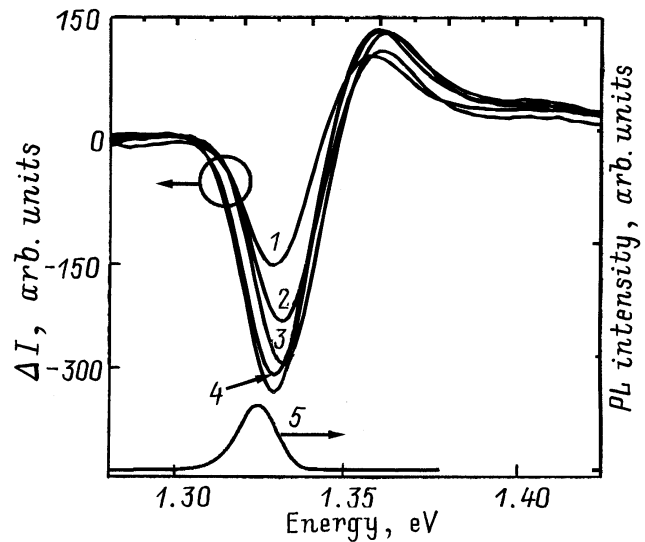


Рис. 2. Измеренные спектры модуляции пропускания света электрическим полем  $E$  для гетероструктуры  $In_{0.21}Ga_{0.79}As/GaAs$  с квантовыми ямами толщиной 105 Å. В нижней части рисунка приведен спектр фотолюминесценции при  $E = 0$  (кривая 5). Значения  $E$ , В/см: 1 — 380, 2 — 630, 3 — 1260, 4 — 1580, 5 — 1900.

( $T = 4.2\text{ К}$ ),  $\varepsilon_{e1\text{-}hh1}(x)$  — энергия края перехода между первыми электронной и дырочной подзонами. Величины  $\bar{x}$  и  $\sigma_x$  подбирались из условия наилучшего согласования рассчитанной и измеренной формы линии ФЛ. Из рисунка видно, что эти спектры практически совпадают при  $\bar{x} = 0.21$ ,  $\sigma_x = 0.006$ .

На рис. 2 представлены спектры модуляции пропускания для исследованной гетероструктуры при приложении электрического поля различной величины. Для сравнения здесь же приведен спектр фотолюминесценции в отсутствие электрического поля. Видно, что приложение электрического поля приводит как к увеличению, так и к уменьшению пропускания. Изменение пропускания заметно уже в достаточно слабых электрических полях  $\sim 40$  В/см. С увеличением электрического поля растет как положительная, так и отрицательная модуляция пропускания, причем в умеренных электрических полях эти изменения приблизительно одинаковы. В сильных электрических полях отрицательная модуляция начинает доминировать над положительной. В электрических полях свыше 1.2 кВ/см наблюдается некоторое насыщение изменения пропускания. Положения минимумов и максимумов в спектрах модуляции пропускания практически не изменяются для разных электрических полей.

## Обсуждение результатов

Безразмерный коэффициент поглощения (отношение поглощенной мощности к сумме поглощенной и прошедшей) одной квантовой ямой при нормальном падении излучения можно записать в следующем виде:

$$\alpha(\omega) = \frac{2e^2}{m_0^2 \omega c \sqrt{\varepsilon_\infty}} \int d^2k |\langle \psi_c^* | \hat{p}_x | \psi_v \rangle|^2 \delta(\varepsilon_c(\mathbf{k}) - \varepsilon_v(\mathbf{k}) - \hbar\omega) f_{v(\mathbf{k})} [1 - f_c(\mathbf{k})], \quad (3)$$

где  $\omega$  — круговая частота падающего излучения;  $e$  и  $m_0$  — заряд и масса свободного электрона;  $c$  — скорость света,  $\varepsilon_\infty$  — диэлектрическая проницаемость квантовой ямы на высокой частоте;  $\mathbf{k}$  — волновой вектор электрона в плоскости квантовой ямы,  $\psi_i(\mathbf{k})$ ,  $\varepsilon_i(\mathbf{k})$ ,  $f_i(\mathbf{k}, E)$  — волновая функция, закон дисперсии и функция распределения электронов в  $i$ -й зоне, индексы  $c$  и  $v$  относятся к зоне проводимости и валентной,  $p_x$  — компонента оператора импульса, направленная вдоль вектора электрического поля световой волны. Используя модель Кейна [7], матричный элемент оператора импульса можно представить в виде (см., например, [8])

$$|\langle \psi_c^* | \hat{p}_x | \psi_v \rangle|^2 = \chi^2 \frac{3E_g(E_g + \Delta)}{2m_0(3E_g + \Delta)} \left( \frac{m_0}{m_c} - 1 \right), \quad (4)$$

где  $\chi$  — интеграл перекрытия огибающих волновых функций в зоне проводимости и валентной;  $E_g$ ,  $\Delta$ ,  $m_c$  — ширина запрещенной зоны, спин-орбитальное расщепление и эффективная масса электрона в зоне проводимости материала квантовой ямы. Поскольку мы имеем дело с материалом  $p$ -типа, то  $f_c \approx 0$ . Кроме того, мы интересуемся областью частот, в которой энергия фотона не слишком превышает энергию края межзонного перехода, и поэтому для закона дисперсии электронов

в зоне проводимости и валентной можно использовать следующие выражения:

$$\varepsilon_c(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} + \varepsilon_{e1}, \quad \varepsilon_v(\mathbf{k}) = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m_h} + \varepsilon_{hh1}, \quad (5)$$

$\varepsilon_{e1}$ ,  $\varepsilon_{hh1}$  — электронные энергии размерного квантования для первых уровней в зонах,  $m_h$  — масса дырки на дне первой подзоны. Мы использовали следующие значения для электронной и дырочной масс в квантовых ямах исследуемой гетероструктуры;  $m_c = 0.067m_0$ ,  $m_h = 0.1m_0$ , где  $m_0$  — масса свободного электрона (см. вставку на рис. 1). Используя (4) и (5), а также полагая  $f_c = 0$ , получаем выражение для коэффициента поглощения [9].

$$\alpha(\omega) = A \left\{ 1 - \bar{f}_h \left[ \varepsilon_h = (\hbar\omega - \varepsilon_{e1-hh1}) \frac{m^*}{m_h} \right] \right\},$$

$$A = \gamma \frac{2\pi |\chi|^2}{\sqrt{\varepsilon_\infty}} \frac{3(E_g + \Delta)}{(3E_g + \Delta)} \left( \frac{m_0}{m_c} - 1 \right) \frac{m^*}{m_0}, \quad (6)$$

где  $\gamma = e^2/\hbar c$  — постоянная тонкой структуры,  $m^* = m_h m_c / (m_h + m_c)$  — приведенная масса,

$$\bar{f}_h(\varepsilon_h) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi [1 - f(\mathbf{k})] \quad (7)$$

— усредненная по углу  $\varphi$ , определяющему направление волнового вектора в плоскости квантовой ямы, функция распределения дырок в первой валентной подзоне размерного квантования,  $\varepsilon_h = \hbar^2 k^2 / 2m_h$  — кинетическая энергия дырки. Отметим, что в двумерном случае функция распределения дырок по энергии  $f_h(\varepsilon)$  отличается от  $\bar{f}_h(\varepsilon)$  лишь постоянным коэффициентом:  $f_h(\varepsilon) = \bar{f}_h(\varepsilon) 2\pi m_h / h^2$ .

Изменение коэффициента поглощения при приложении электрического поля связано с изменением функции распределения дырок:

$$\Delta\alpha(\omega) = -A\Delta\bar{f}_h \left[ (\hbar\omega - \varepsilon_{e1-hh1}) \frac{m^*}{m_h} \right],$$

$$\Delta\bar{f}_h(\varepsilon_h) = \bar{f}_h(\varepsilon_h) - f_0(\varepsilon_h), \quad (8)$$

где  $f_0(\varepsilon_h)$  — равновесная функция распределения дырок:

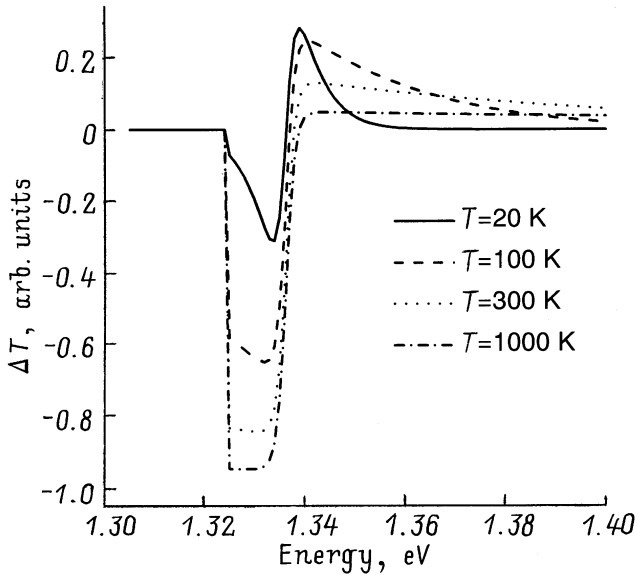
$$f_0(\varepsilon_h) = \frac{1}{1 - \exp\left(\frac{\varepsilon_h - \varepsilon_{hh1} - F}{T}\right)}, \quad (9)$$

$F$  — химический потенциал. Поскольку изменение коэффициента отражения от квантовой ямы значительно меньше изменения коэффициента поглощения [8], модуляция электрическим полем интенсивности прошедшего через квантовую яму света определяется изменением поглощения и пропорциональна изменению функции распределения дырок:

$$\Delta T(\hbar\omega) = \frac{\Delta I(\hbar\omega)}{I}$$

$$= (1 - R)A\Delta\bar{f}_h \left[ \frac{m^*}{m_h} (\hbar\omega - \varepsilon_{e1-hh1}) \right], \quad (10)$$

где  $R$  — коэффициент отражения от всей структуры. Поэтому, измеряя зависимость пропускания  $\Delta I(\hbar\omega)/I$ ,



**Рис. 3.** Рассчитанные спектры модуляции прохождения света, обусловленной нагревом дырочного газа в гетероструктуре  $\text{In}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As}/\text{GaAs}$  с квантовыми ямами толщиной  $105 \text{ \AA}$  и концентрацией дырок  $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (без флуктуаций параметров). Функции распределения дырок описывались распределением Ферми–Дирака с эффективной температурой  $T$ .

можно находить изменение функции распределения дырок электрическим полем. Отметим, что масштаб энергетической шкалы для  $\Delta I$  отличается от масштаба для  $\Delta \bar{f}_h$  в  $m_h/m^* = (1 + m_h/m_c)$  раз.

Проиллюстрируем выражение (10) простым примером. Пусть в отсутствие электрического поля температура дырочного газа равна  $4.2 \text{ K}$ . Предположим, что воздействие электрического поля просто увеличивает эффективную температуру дырочного газа, сохраняя вид функции распределения (9) и концентрацию дырок в первой подзоне. На рис. 3 приведены зависимости  $\Delta T(\hbar\omega)$  для различных эффективных температур дырок в гетероструктуре  $\text{In}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As}/\text{GaAs}$  с шириной квантовой ямы  $105 \text{ \AA}$ , где  $m_h = 0.1m_0$ ,  $m_c = 0.067m_0$ ,  $p_s = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Из рисунка видно, что разогрев дырочного газа увеличивает прохождение света в коротковолновой части линии поглощения и уменьшает в длинноволновой. Причина этого состоит в том, что разогрев приводит к увеличению чисел заполнения электронных состояний в валентной зоне над уровнем Ферми и к уменьшению числа электронов под уровнем Ферми. Как уже упоминалось во введении, модуляция прохождения света связана с "разрушением" эффекта Бурштейна–Мосса посредством разогрева носителей тока.

Учтем теперь влияние флуктуаций на модуляцию прохождения света электрическим полем. Наиболее существенными флуктуациями для наших структур являются флуктуации состава [10]. Обычно эти флуктуации можно описывать функцией распределения Гаусса. Достоверность этого описания можно проверить, сравнивая рас-

считанный спектр фотолуминесценции с наблюдаемым (рис. 1). С учетом гауссова характера флуктуаций состава, модуляция прохождения может быть записана в виде

$$\Delta T(\hbar\omega) \approx \frac{(1-R)AN}{\sqrt{2\pi}\sigma_x} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma_x^2}\right] \Delta \bar{f}_h \times \left(\frac{m^*}{m_h} [\hbar\omega - \varepsilon_{e1-hh1}(\bar{x}) - B(x-\bar{x})]\right) dx, \quad (11)$$

где  $B = d\varepsilon_{e1-hh1}(x)/dx$  при  $x = \bar{x}$ ,  $N$  — число ям. Формула (11) справедлива, если дисперсия по  $x$  невелика и размеры областей с постоянным значением  $x$  существенно больше размеров областей пространственного заряда между ними. Последнее условие означает, что влиянием флуктуаций  $x$  на концентрацию носителей можно пренебречь. Далее мы будем полагать оба эти условия выполненными. Можно также показать, что флуктуации концентрации легирующей примеси влияют на прохождение значительно слабее, чем флуктуации состава. Так, гауссовы флуктуации с дисперсией концентрации дырок в 10% в структуре  $\text{In}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As}$  с толщиной квантовой ямы  $105 \text{ \AA}$  и средней концентрацией дырок  $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , которая исследовалась экспериментально, приводит к относительному изменению прохождения на проценты. Поэтому флуктуациями концентрации дырок, обусловленными флуктуациями концентрации легирующей примеси, мы будем пренебрегать.

Для нахождения функции распределения  $\Delta \bar{f}_h(\varepsilon_h)$  из экспериментально определенной зависимости  $\Delta T(\hbar\omega)$  необходимо решить интегральное уравнение (11). Однако при ненулевых значениях  $\sigma_x$  точное решение этого интегрального уравнения невозможно. Причина этого состоит в том, что интегральный оператор с таким ядром как в (11) имеет собственные функции  $\exp ikx$  с собственными значениями  $(1-R)A \exp(-k^2\sigma_x/2)$ , которые обращаются в нуль при  $k \rightarrow \pm\infty$ . Это означает, что  $\Delta T(\hbar\omega)$  "нечувствительна" к изменениям  $\Delta \bar{f}_h(\varepsilon_h)$  на масштабах меньших, чем  $m_h B \sigma_x / m$ , т.е. найти  $\Delta \bar{f}_h(\varepsilon_h)$  со сколь угодно высокой точностью невозможно. Формально это выражается в том, что оператор с нулевыми собственными значениями не имеет обратного оператора.

Можно построить приближенное решение (11). Действительно, функция Грина интегрального оператора (11) может быть записана в виде предела при  $a \rightarrow 0$ :

$$G(y - y') = \lim[G_a(y - y')],$$

$$G_a(y) = \frac{1}{2\pi(1-R)A} \int_{-\infty}^{\infty} dk \frac{\exp iky}{\exp\left[-\frac{(k\sigma_x B m)^2}{2m_h^2}\right] + ak^2}. \quad (12)$$

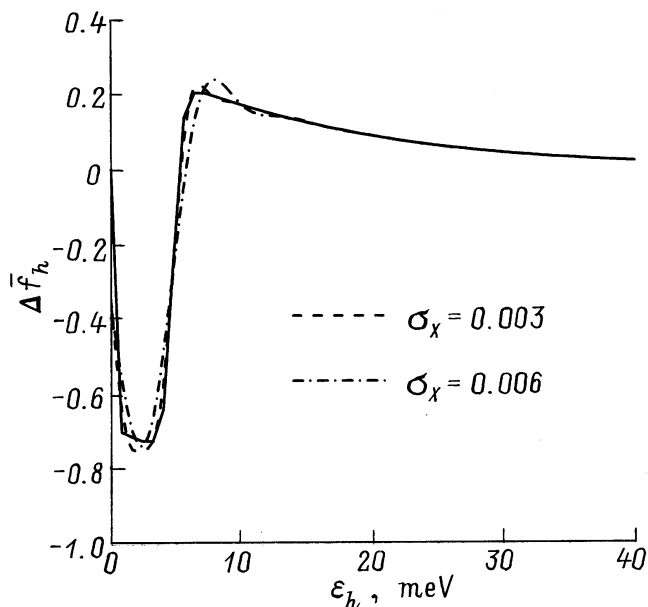
Используя (12), можно написать следующее выражение для приближенного решения (11), рассматривая  $G_a$  как приближенную функцию Грина:

$$\Delta \bar{f}_h(\varepsilon_h) = \int_{-\infty}^{\infty} dy G_a(y - \varepsilon_h) \Delta T \left[ \frac{ym_h}{m} + \varepsilon_{e1-hh1}(\bar{x}) \right]. \quad (13)$$

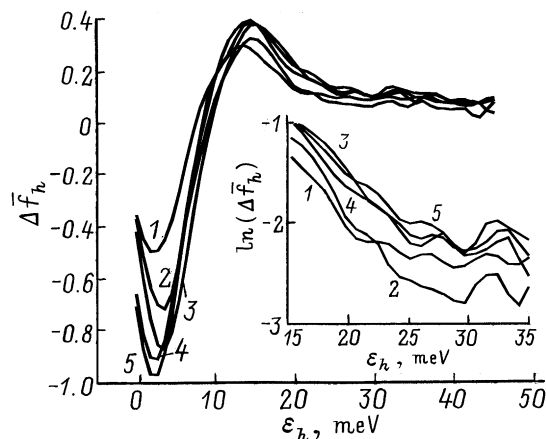
Отметим, что  $a$  в (12) обрезает вклад высоких гармоник в функцию Грина. При  $a \rightarrow 0$   $G_a$  стремится к бесконечности, поэтому мы не можем выбирать величину  $a$  слишком маленькой. Слишком маленькая величина  $a$  ведет, с одной стороны, к ошибкам в счете, а с другой — к сильному влиянию на результат погрешностей измерения  $\Delta T(\hbar\omega)$ . Отметим, что функция  $G_a(y)$  быстро спадает с ростом  $y$  на характерном масштабе  $B\sigma_x$ , поэтому вклад в интеграл (13) дает область с размерами порядка  $B\sigma_x$  около точки  $y = \varepsilon_h$ .

На рис. 4 приведены как вычисленная из распределения Ферми–Дирака зависимость  $\Delta \bar{f}_h(\varepsilon_h)$  при изменении электронной температуры от 4.2 до 150 К, так и восстановленные по изменению  $\Delta T(\hbar\omega)$  зависимости  $\Delta f_n(\varepsilon_h)$  для двух структур  $\text{In}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As}/\text{GaAs}$  с квантовыми ямами толщиной 105 Å и концентрацией дырок  $p_s = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , отличающихся величиной дисперсии  $\chi$ :  $\sigma_x = 0.003$  и  $\sigma_x = 0.006$ . Из рисунка хорошо видно, что восстановленная зависимость  $\Delta \bar{f}_h(\varepsilon_h)$  хорошо согласуется с полученной из распределения Ферми–Дирака для структуры с  $\sigma_x = 0.003$  и значительно хуже для структуры с  $\sigma_x = 0.006$ .

На рис. 5 изображены зависимости  $\Delta \bar{f}_h(\varepsilon_h)$ , рассчитанные с помощью (13) из экспериментальных данных, приведенных на рис. 2. Величина  $a$  была выбрана равной 0.03. Поскольку абсолютная величина поглощения не измерялась, то, строго говоря, изменение  $\Delta \bar{f}_h(\varepsilon_h)$  было определено с точностью до некоторого постоянного множителя. Для его нахождения мы использовали следу-



**Рис. 4.** Изменения функции распределения дырок, полученные с помощью (13) по рассчитанной модуляции пропускания, для двух квантовых ям  $\text{In}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As}$  с разными  $\sigma_x$ . Модуляция прохождения света обусловлена повышением температуры дырок от 4.2 до 150 К. Концентрация дырок  $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Сплошная линия соответствует изменению функции распределения дырок, вычисленному с помощью распределения Ферми–Дирака.



**Рис. 5.** Рассчитанные изменения функции распределения дырок  $\Delta \bar{f}_h(\varepsilon_h)$  электрическим полем  $E$  по измеренным спектрам модуляции прохождения света. Значения  $E$ , В/см: 1 — 380, 2 — 630, 3 — 1260, 4 — 1580, 5 — 1900. На вставке — зависимости  $\Delta \bar{f}_h(\varepsilon_h)$  в логарифмическом масштабе для энергии больше 15 мэВ.

ющие рассуждения. Очевидно, что величина минимума  $\Delta \bar{f}_h(\varepsilon_h)$  стремится к насыщению в сильных электрических полях (см. рис. 5). Ясно, что предел к которому стремится этот минимум, равен  $-1$ , и он имеет место при полном уходе дырок из состояний с соответствующей энергией. Поэтому мы выбрали величину константы таким образом, чтобы изменение функции распределения дырок при малых энергиях в электрическом поле 1900 В/см было порядка единицы.

Из рис. 5 можно увидеть, что в умеренных электрических полях (380 В/см) интегральные (по энергии дырки) положительная и отрицательная модуляции  $\Delta \bar{f}_h(\varepsilon_h)$  примерно равны друг другу (по модулю), что отражает сохранение полного числа дырок в первой подзоне размерного квантования. С ростом электрического поля отрицательная модуляция функции распределения доминирует над положительной и этот интеграл становится отрицательным, что соответствует уменьшению концентрации дырок в первой подзоне. Отметим, что дырки, попавшие во вторую дырочную подзону, которая находится на 19 мэВ выше первой, дают малый вклад в поглощение в измеренном диапазоне спектра, поскольку переход из второй дырочной подзоны в первую электронную является запрещенным. Дырки, находящиеся в третьей подзоне, также дают слабый вклад в поглощение в измеренном диапазоне спектра из-за малого значения интеграла перекрытия  $\chi$  при переходе в первую электронную подзону. Таким образом, из рис. 5 следует, что в полях, больших 380 В/см, заметен уход дырок из нижней подзоны.

На вставке к рис. 5 изображены в логарифмическом масштабе зависимости  $\Delta \bar{f}_h(\varepsilon_h)$  для энергии больше энергии максимума  $\Delta f_h$ . Видно, что вначале имеется почти линейный участок изменения логарифма (примерно до 20–30 мэВ), а далее  $\Delta \bar{f}_h(\varepsilon_h)$  изменя-

ется нерегулярным образом. Линейный участок соответствует максвелловскому распределению дырок. Эффективная температура дырок, определенная по этому линейному участку, имеет следующие значения:  $T(E = 380 \text{ В/см}) = (110 \pm 30) \text{ К}$ ,  $T(E = 630 \text{ В/см}) = (90 \pm 25) \text{ К}$ ,  $T(E = 1260 \text{ В/см}) = (110 \pm 15) \text{ К}$ ,  $T(E = 1580 \text{ В/см}) = (125 \pm 15) \text{ К}$ ,  $T(E = 1900 \text{ В/см}) = (127 \pm 20) \text{ К}$ .

В области больших энергий  $\Delta \bar{f}_h(\varepsilon_h)$  определяется с большой погрешностью, что, вероятно, связано с большими экспериментальными ошибками в определении модуляции пропускания на соответствующих длинах волн из-за малости полезного сигнала.

В области больших энергий становится заметной непараболичность закона дисперсии дырок (см. вставку на рис. 1) и предлагаемый способ восстановления изменения функции распределения нуждается в модификации. Отметим также, что точность восстановления функции распределения невелика из-за большого разброса  $x$  ( $\sigma_x = 0.006$ , что соответствует полуширине линии фотолюминесценции на 17 мэВ).

Таким образом, мы определили изменение функции распределения дырок электрическим полем в квантовых ямах, используя наблюдение модуляции коэффициента прохождения света вблизи края фундаментального поглощения.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 00-02-16159; МНТП "Физика твердотельных наноструктур" № 97-2022, 99-1128; МНТП "Физика микроволн" № 3.17; ГНТП "Физика квантовых и волновых процессов. Фундаментальная спектроскопия" № 8/02.08; ФЦП "Интеграция" № 540, 541 и государственной программы поддержки ведущих научных школ России.

## Список литературы

- [1] W.E. Pinson, R. Bray. Phys. Rev. **136**, A1449 (1964).
- [2] Л.Е. Воробьев, Ю.К. Пожела, А.С. Реклайтис, Е.С. Смирницкая, В.И. Стафеев, А.Б. Федорцев. ФТП, **12**, 742 (1978).
- [3] Л.Е. Воробьев, Ю.К. Пожела, А.С. Реклайтис, Е.С. Смирницкая, В.И. Стафеев, А.Б. Федорцев. ФТИ, **12**, 754 (1978).
- [4] W. Jantsch, H. Heinrich. Sol. St. Commun., **13**, 715 (1973).
- [5] W. Jantsch, H. Brucker. Phys. Rev. B, **15**, 4014 (1977).
- [6] V.Ya. Aleshkin, A.A. Andronov, A.V. Antonov, D.M. Gaponova, V.I. Gavrilenko, D.G. Revin, I.G. Malkina, E.A. Uskova, B.N. Zvonkov. Proc. Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology (St. Petersburg, 1998) p. 168.
- [7] E.O. Kane J. Phys. Chem. Sol., **1**, 249 (1957).
- [8] G. Bastard. Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures (Les Editions de Physique Press, 1988).
- [9] Д.Г. Ревин. Автореф. канд. дис. (Нижний Новгород, 1999).
- [10] И.А. Авруцкий, О.П. Осауленко, В.Г. Плотниченко, Ю.Н. Пыркков. ФТП, **26**, 1907 (1992).

Редактор Т.А. Полянская

## Diagnostics of the hot hole distribution function in quantum wells in high electric fields

V.Ya. Aleshkin, D.M. Gaponova, V.I. Gavrilenko, Z.F. Krasil'nik, D.G. Revin, B.N. Zvonkov\*, E.A. Uskova\*

Institute for Physics of Microstructures,  
Russian Academy of Sciences,  
603600 Nizhny Novgorod, Russia  
\*Research Physical-Technical Institute  
of Nizhny Novgorod State University,  
603600 Nizhny Novgorod, Russia

**Abstract** The fundamental absorption edge modulation by high lateral electric field in a  $p$ -type quantum well  $\text{In}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As}/\text{GaAs}$  heterostructure has been investigated at 4.2 K. The change in symmetrical, part of the hole distribution function due to the electric field effect has been observed.