

# Термоактивационная отрицательная фотопроводимость ниже 6 К в гетероструктурах $p\text{-GaAs}/\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ ; влияние одноосного сжатия

Н. Я. Минина<sup>1)</sup>, А. А. Ильевский, В. Краак\*

Кафедра физики низких температур, физический факультет, МГУ им. М. В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

\*Институт физики, Университет им. Гумбольдта, D-1055 Берлин, Германия

Поступила в редакцию 26 сентября 2005 г.

После переработки 11 октября 2005 г.

В гетероструктурах  $p\text{-GaAs}/\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}:\text{Be}$  обнаружена термоактивационная отрицательная фотопроводимость, которая возникает при облучении красным светом, существует ниже 6 К и сопровождается сильным падением концентрации и подвижности 2D дырок в квантовой яме с понижением температуры, особенно в условиях одноосного сжатия. Показано, что это явление хорошо количественно описывается существованием на расстоянии около 7 нм от гетерограницы слоя глубоких донороподобных ловушек с низкой величиной термоактивационного барьера  $E_B = 3.0 \pm 0.5$  мэВ, который не меняется с деформацией. Предполагается, что такими ловушками могут быть диффундирующие из активного слоя атомы акцепторной примеси Ве, находящиеся в межузельном пространстве.

PACS: 73.40.Nb

Отрицательная фотопроводимость может возникать в гетероструктурах, в частности, в  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , как  $p$ - [1, 2], так и  $n$ - [3] типа проводимости с различной конфигурацией слоев, при различных температурах от гелиевой до комнатной и при освещении различными длинами волн. В отличие от детально изученного явления положительной задержанной фотопроводимости в  $n\text{-GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}:\text{Si}$  с глубокими DX-центрами [4], отрицательная фотопроводимость не имеет однозначной интерпретации и связывается то с происходящим во время освещения пространственным разделением электрон-дырочных пар [5], то с присутствием глубоких центров [1] и, по-видимому, действительно имеет различную природу в каждом отдельном случае.

В настоящей работе в гетероструктурах  $p\text{-GaAs}/\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}:\text{Be}$  обнаружена сильная термоактивационная отрицательная фотопроводимость (ТОФП), существующая при температурах ниже 6 К. При этом эффект ТОФП драматически возрастает при приложении одноосного сжатия: сопротивление образцов под давлением  $P = 4.4$  кбар возрастает в 200 раз относительно темного ненагруженного состояния при той же температуре 1.5 К. Очень низкая температура перехода в состояние ТОФП

и резкий рост сопротивления вызывают интерес к исследованию столь необычного поведения системы.

В работе исследованы транспортные характеристики 2D дырок в квантовой яме на гетерогранице  $p\text{-GaAs}/\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}:\text{Be}$ , такие как сопротивление, концентрация, подвижность в темновом состоянии и при освещении красным светодиодом в интервале температур 1.5–20 К. В качестве дополнительного возмущающего воздействия на 2D дырки в квантовой яме использовалось одноосное сжатие до 4.4 кбар.

Одиночная гетероструктура  $p\text{-GaAs}/\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}:\text{Be}$  выращена методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) в Копенгагенском университете в направлении [001] на подложке из GaAs со следующей последовательностью слоев: буферный слой 0.7 мкм; нелегированный  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$  спейсер 48 нм; активный слой  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ , легированный Ве с концентрацией  $1 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$  – 40 нм; защитный слой GaAs, легированный Ве с концентрацией  $1 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$  – 10 нм. Образцы размером  $0.5 \times 0.8 \times 3.0$  мм выкалывались из “шайбы” вдоль направления [110], и меза-структура в холловской конфигурации вдоль [1–10] приготавливалась травлением в центральной части образца. При температуре  $T = 1.5$  К концентрация 2D дырок в темноте  $p = 3.1 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$  и подвижность  $\mu = 7.0 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ . Одноосное сжатие до  $P = 4.4$  кбар создавалось вдоль направления [110] с помощью методики, описанной в [6]. Для освещения образцов использовался красный светодиод с

<sup>1)</sup>e-mail: min@mig.phys.msu.ru

характеристической энергией фотонов  $h\nu = 1.96$  эВ. Освещение в далекой красной ( $h\nu = 1.65$  эВ) и инфракрасной ( $h\nu = 1.35$  эВ) областях спектра не приводило к появлению отрицательной фотопроводимости.

Во время освещения красным светодиодом при 1.5 К сопротивление образца  $\rho_{xx}$  возрастает в несколько раз и затем остается постоянным, однако после выключения светодиода медленно релаксирует к темновому состоянию. Фотосопротивление демонстрирует термоактивационный характер, который резко усиливается при одноосной деформации (рис.1). При этом температурная зависимость тем-

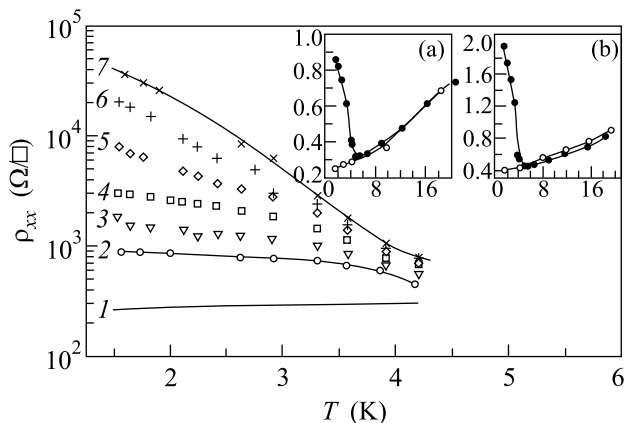


Рис.1. Температурные зависимости сопротивления в темновом состоянии при  $P = 0$  (1). В освещенном состоянии при  $P = 0$  (2);  $P = 1.7$  кбар (3);  $P = 2.9$  кбар (4);  $P = 3.8$  кбар (5);  $P = 4.2$  кбар (6);  $P = 4.4$  кбар (7). На вставке: светлые точки – темновое состояние, черные точки – освещенное состояние (а) –  $P = 0$ , (б) –  $P = 2.1$  кбар

нового сопротивления (кривая 1 на рис.1, вставки (а), (б)) имеет явный металлический ход. Как хорошо видно на рис.1 (вставки (а), (б)), разница между темновым и освещенным состояниями перестает существовать при  $T \geq 6$  К, и зависимости  $\rho_{xx}(T)$  в освещенном и темновом состояниях совпадают как под давлением, так и при  $P = 0$ .

Концентрация дырок  $p$  в квантовой яме и ее температурная зависимость  $p(T)$  измерялись с помощью эффекта Холла и контролировались с помощью осцилляций Шубникова – де Гааза и квантового эффекта Холла. Численные значения концентрации в темновом и метастабильном состояниях ТОФП, рассчитанные из эффекта Холла и квантовых эффектов, совпадают в пределах экспериментальной ошибки 2–3%. Это гарантирует, что полученная холловская концентрация  $p$  связана только с 2D дырками в квантовой яме. Температурные зависимости  $p(T)$  в освещенном состоянии при различных давлениях приведены на рис.2а и демонстрируют следующие характерные свойства: (i) зависимость  $p(T)$  заметно слабее зависимости  $\rho_{xx}(T)$ ; (ii) подобно зависимости  $\rho_{xx}(T)$ , разница между концентрацией в темноте и в освещенном состоянии исчезает при  $T \geq 6$  К, за исключением слабой положительной фотопроводимости в слое GaAs; (iii) характер зависимости  $p(T)$  одинаков при разных давлениях; (iiii)  $p(T)$  явно стремится к насыщению при самых низких температурах, и разница между темновой концентрацией и концентрацией в насыщении одинакова для различных давлений. Концентрация 2D дырок в квантовой яме при одноосном сжатии уменьшается приблизительно как  $dp/dP \approx -0.2 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}/\text{кбар}$  одинаково для освещенного и темнового состояний. Как показано на рис.2а пунктирной линией, температурная зависимость концентрации 2D дырок в темновом состоянии практически отсутствует, что характерно для GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As в этой области температур.

Сопротивление  $\rho = 1/e\mu$  и коэффициент Холла  $R = 1/pe$  ( $\mu$  – холловская подвижность,  $e$  – заряд электрона) измерялись при одних и тех же значениях температуры и давления, что позволило рассчитать среднюю холловскую подвижность  $\mu$ , температурные зависимости которой при  $P = 0$  и одноосном сжатии 3.4 кбар приведены на рис.2б. Отличительной особенностью зависимости  $\mu(T)$  при освещении является наличие максимума при  $T = 6$  К, характеризующего переход в состояние ТОФП, и резкое падение подвижности 2D дырок при  $T < 6$  К в отличие от ее монотонного увеличения в темноте.

Как видно из рис.2а, комбинированное воздействие освещения и давления приводит к столь малым концентрациям дырок ( $p = 4.0 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2}$ ), при которых в ряде работ, например, [7], правда, при температурах ниже 1.5 К, на аналогичных структурах GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As  $p$ -типа обнаружен переход металл – диэлектрик в результате появления сильного электрон-электронного взаимодействия. Поэтому, несмотря на относительно высокую температуру нашего эксперимента,  $T > 1.5$  К, представляется необходимым прежде всего проанализировать полученные результаты в терминах зависимости проводимости  $\sigma$  от температуры при постоянной концентрации 2D носителей  $p$  в квантовой яме, как это делается в работе [7], где установлен переход в диэлектрическое состояние. Серия зависимостей  $\sigma(p)$  при  $T = \text{const}$ , которые легко построить на основании данных рис.1 и рис.2а, демонстрирует явно металлическое возрастание проводимости с понижением температуры для фиксированной концентрации 2D ды-

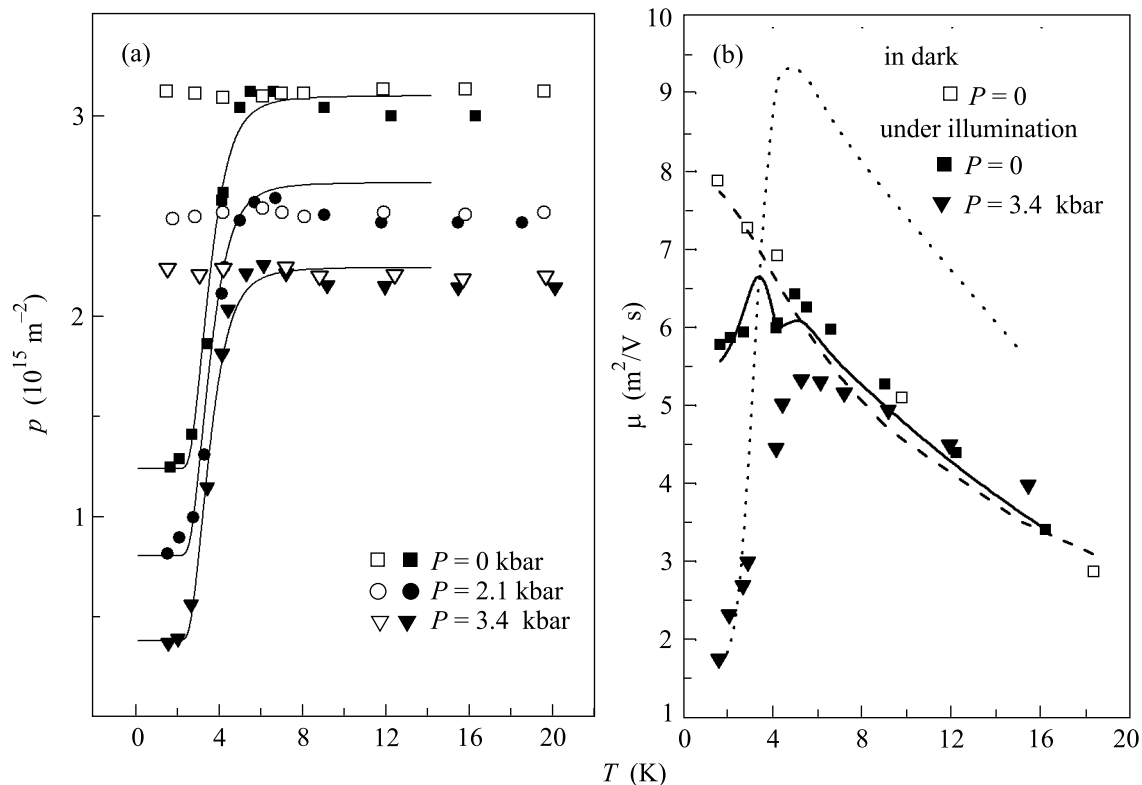


Рис. 2. Температурные зависимости концентрации (а) и подвижности (б) 2D дырок в темновом и освещенном состояниях при различных значениях одноосного сжатия. Точки – экспериментальные данные: светлые – в темновом состоянии, черные – под освещением. На рис.(а) сплошные линии – результат численной подгонки. На рис.(б) штриховая линия – расчет в темновом состоянии при  $P = 0$ , сплошная и пунктирная линии – расчет для освещенного состояния при  $P = 0$  и  $P = 3.4$  кбар, соответственно

рок в квантовой яме во всем измеренном диапазоне концентрации  $p$  от  $3.2 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$  до  $4 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2}$ . В работе [7], где измерения проводились в интервале температур 1.6–0.26 К, аналогичное поведение наблюдалось выше критической концентрации перехода металл – диэлектрик  $p_K = 5 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2}$ . Против существования перехода металл – диэлектрик в исследуемой системе свидетельствует также невозможность описать экспонентой температурные зависимости сопротивления на рис.1.

Термоактивационные участки на зависимостях  $\rho(T)$  и  $n(T)$  наблюдались также ранее в явлении задержанной фотопроводимости у гетероструктур  $n\text{-GaAs}/\text{AlGaAs}:\text{Si}$  с глубокими DX-центрами [9] в области температур, когда  $kT$  становится сравнимым с величиной энергетического барьера между основным и возбужденным состояниями центра. Поэтому при дальнейшем анализе результатов представляется разумным воспользоваться высказанным в работе [1] предположением о существовании в  $p\text{-GaAs}/\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}:\text{Be}$  глубоких донороподобных ловушек (рис.3а).

Используемое в работе красное излучение с энергией кванта света  $h\nu = 1.96 \text{ эВ}$  не может привести к прямым переходам электронов из валентной зоны в зону проводимости в  $p\text{-GaAs}/\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$  с шириной запрещенной зоны при гелиевых температурах  $E_G = 2.1 \text{ эВ}$ . Однако вследствие разрыва зон на гетерогранице, который у потолка валентной зоны составляет около  $0.25 \text{ эВ}$ , такие переходы возможны с предполагаемых глубоких ловушек (рис.3а), которые, располагаясь вблизи гетерограницы чуть ниже равновесного уровня Ферми  $E_F^0$ , до освещения являются нейтральными. Электроны, возбужденные светом в зону проводимости, под действием электрического поля на гетерогранице попадают в квантовую яму, где они рекомбинируют с 2D дырками, что приводит к наблюдаемому падению их концентрации и, соответственно, неравновесной энергии Ферми  $E_F^h$  (рис.3а). Ионизованные состояния глубоких донороподобных ловушек в спейсере можно рассматривать как дырки, которые туннелируют обратно в квантовую яму, когда освещение выключено, участвуя таким образом в наблюдаемом релаксационном процессе.

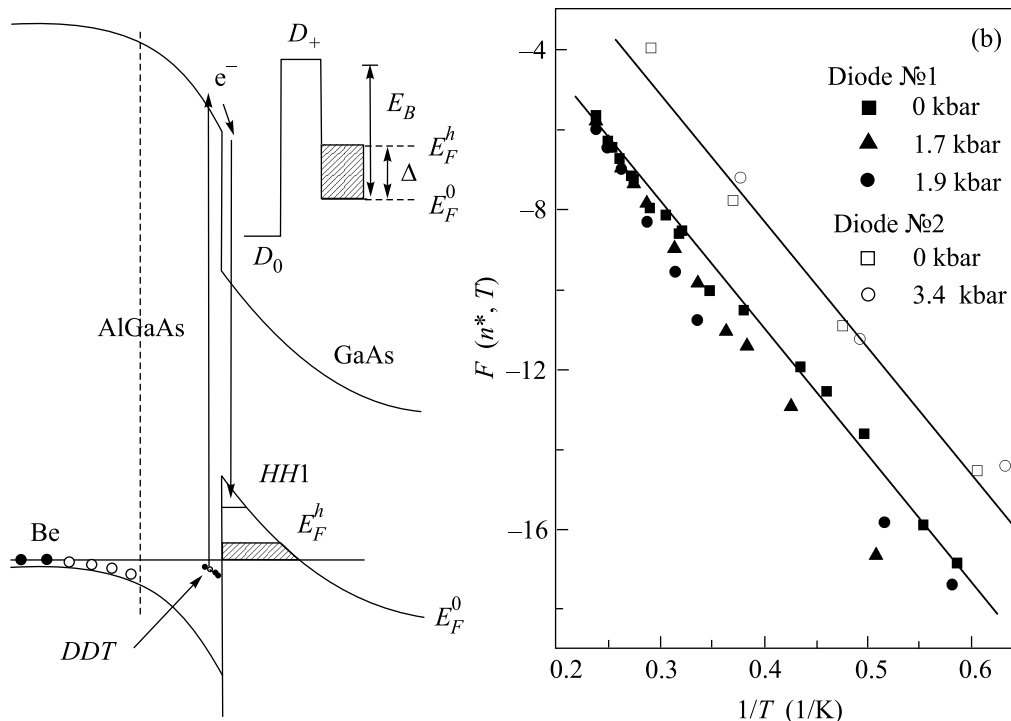


Рис. 3. (а) Зонная структура на гетерогранице  $p$ -GaAs/ $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}:\text{Be}$  и схематическое представление термоактивационного барьера (вставка), иллюстрирующие эффект ТОФП. Неравновесные электроны выше уровня Ферми указаны штриховкой; (б) Зависимости  $F(1/T)$  для определения термоактивационного барьера  $E_B$ .  $\text{HH1}$  – дырочная подзона основного состояния.  $\text{DDT}$  – глубокие донороподобные ловушки

Чтобы учесть эффекты термоактивации, мы вводим, как это принято в теории глубоких центров, барьер между основным состоянием глубокой ловушки  $D_0$  и возбужденным состоянием  $D_+$  после освещения (рис.3а). Только после того, как неравновесный электрон справа от барьера (рис.3а) будет захвачен на возбужденное состояние  $D_+$  у гетерограницы, начальное состояние  $D_0$  будет восстановлено. Для этого ему необходимо преодолеть эффективный барьер  $E_C = E_B - \Delta$ , величина которого, как видно из рис.3а, меняется в зависимости от концентрации дырок в квантовой яме. Для метастабильного освещенного состояния принцип детального равновесия запишется как:

$$g(N_{D_0} - n^*) = n^*/\tau, \quad (1)$$

где  $g$  – скорость оптической генерации,  $N_{D_0}$  – двумерная концентрация глубоких ловушек,  $\tau$  – время захвата неравновесных электронов на уровень  $D_+$ ,  $n^* = p_d - p$  определяет число возбужденных центров и равно концентрации неравновесных электронов за барьером, если  $p_d$  – начальная концентрация 2D дырок в темноте. При этом величина барьера  $E_B$  отсчитывается от уровня Ферми  $E_F^0$ , а энергия Ферми  $E_F^h$

вычисляется из концентрации более легких 2D дырок в спиново-расщепленной подзоне [9] в параболическом приближении.

В подходе, разработанном для анализа кинетических явлений в материалах с DX-центрами, постоянная времени для многофононного захвата неравновесных электронов [4]

$$\tau = \frac{1}{\sigma v_e n^*}, \quad (2)$$

где член  $\sigma = \sigma_\infty \exp(-E_B/kT)$  описывает сечение захвата при конечной температуре, а  $v_e$  – скорость неравновесных электронов. В нашем случае  $v_e = v_F^h = A p^{1/2}$  ( $A = \text{const}$ ,  $v_F^h$  – фермиевская скорость дырок в квантовой яме). Вместо  $E_B$  мы должны использовать в своих расчетах эффективный барьер  $E_C = E_B - \Delta$ , где  $\Delta$  представляет изменение  $E_F^h$  относительно  $E_F^0$  (рис.3а), и в параболическом изотропном приближении  $\Delta = B n^*$  ( $B$  – константа, в которую входят эффективные массы дырок из [9]). В результате условие динамического равновесия (1) может быть приведено к виду

$$C(N_{D_0} - n^*) = n^{*2} p^{1/2} \exp\left(-\frac{E_B - \Delta}{kT}\right), \quad (3)$$

где  $C = g/\sigma_\infty A = \text{const}$ . Величина  $N_{D_0} = 1.9 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$  оценена из рис.2а: если зависимости  $p(T)$  демонстрируют насыщение до величины  $p = p_{\text{sat}}$  при самой низкой температуре, это означает, что все состояния  $N_{D_0}$  возбуждены и их число равно  $N_{D_0} = n^* = p_d - p_{\text{sat}}$ . Следует заметить, что эта величина одинакова для всех значений давления на рис.2а. Логарифмируя выражение (3), группируя члены и подставляя  $\Delta = Bn^*$ , получаем выражение

$$f(n^*, T) = \ln \left( \frac{(N_{D_0} - n^*)}{n^{*2} p^{1/2}} \right) - \frac{Bn^*}{kT} = -\ln C - \frac{E_B}{kT}, \quad (4)$$

в котором функция  $f(n^*, T)$  вычисляется из экспериментальных данных. Строя ее зависимость от  $1/T$  (рис.3б), из наклона определяем величину барьера  $E_B = 3.0 \pm 0.5 \text{ эВ}$ , которая в рамках приведенной ошибки одинакова для указанных значений одноосного сжатия.

Если произвести численную подгонку выражения (3) к экспериментальной зависимости  $p(T)$  на рис.2а (сплошные кривые) с двумя подгоночными параметрами  $C$  и  $E_B$ , то наилучший результат получается при значении  $E_B = 6 \text{ мэВ}$ , также одинаковом при всех используемых давлениях одноосного сжатия (рис.2а). Относительно слабая чувствительность подгоночных кривых на рис.2а к величине параметра  $E_B$  заставляет отдать предпочтение первому методу его определения, однако согласие обоих методов представляется вполне удовлетворительным. Очень маленькая высота термоактивационного барьера определяет тот факт, что обнаруженная ТОФП наблюдается только при температурах жидкого гелия.

Другая транспортная характеристика, определяющая эффект ТОФП, – подвижность (рис.2б) – сильно уменьшается при температурах ниже 6 К, особенно в условиях одноосного сжатия. Если известны концентрация и эффективная массы 2D дырок в квантовой яме для всех значений температуры в исследуемом интервале, возможно численно оценить вклад различных механизмов рассеяния в определяемую экспериментально усредненную подвижность  $\mu$ . Согласно правилу Маттисена

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_{RI}} + \frac{1}{\mu_{BI}} + \frac{1}{\mu_A} + \frac{1}{\mu_{RS}} + \frac{1}{\mu_{PE}}, \quad (5)$$

где  $\mu_{RI}$ ,  $\mu_{BI}$ ,  $\mu_A$ ,  $\mu_{RS}$  и  $\mu_{PE}$  связаны, соответственно, с рассеянием на удаленных примесях ( $RI$ ), фоновой примеси ( $BI$ ), акустических фононах ( $A$ ), шероховатостях гетерограницы ( $RS$ ) и пьезоэлектрическим рассеянием ( $PE$ ). В расчетах использовались приближения и формулы из работы [10], выведенные для 2D электронного газа при низких температурах,

тогда как величина  $\mu_{RS}$  рассчитывалась в соответствии с работой [11]. Следует заметить, что в состоянии ТОФП в выражении (5) справа появляется еще член  $1/\mu_{DDT}$ , связанный с рассеянием на положительно заряженных ионизованных глубоких донорных ловушках, которые располагаются за барьером, поэтому величина  $1/\mu_{DDT}$  рассчитывается так же, как и  $1/\mu_{RI}$ .

Энергетический спектр 2D дырок в треугольной квантовой яме на гетерогранице в  $p\text{-GaAs/AlGaAs}$  непараболический, и в исследуемых образцах с полной концентрацией 2D дырок  $p = 3.1 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$  определяется двумя группами носителей в спиноворасщепленных подзонах  $S_0$  и  $S_1$  с эффективными массами  $m_0^*$  и  $m_1^*$ , величины которых и их зависимость от полной концентрации 2D дырок в квантовой яме определялись в соответствии с работой [9]. Поэтому правило Маттисена применялось к каждой группе дырок отдельно, а в экспериментально определенной средней подвижности  $\mu$  различались подвижности дырок в обеих подзонах:

$$\mu = \frac{p_0 \mu_0 + p_1 \mu_1}{p_0 + p_1}, \quad (6)$$

где полная концентрация дырок в обеих подзонах  $p = p_0 + p_1$ ,  $\mu_0 = \tau/m_0^*$ ,  $\mu_1 = \tau/m_1^*$ , а  $\tau$  – время релаксации, связанное с конкретным механизмом рассеяния в выражении (5). При этом для раздельного определения концентрации  $p_0$  и  $p_1$  в подзонах мы вынуждены были использовать параболическое приближение  $p_0/p_1 = m_0^*/m_1^*$ , несмотря на непараболический закон дисперсии валентной зоны.

Численный расчет вклада различных рассеивающих механизмов в обратную подвижность был проведен для темнового и освещенного состояний как при  $P = 0$ , так и при одноосном сжатии во всем исследуемом интервале температур. Расчеты демонстрируют важность вклада всех механизмов рассеяния в среднюю подвижность, хорошее согласие с экспериментальными данными (рис.2в) и позволяют сделать следующие выводы:

1) в темновом состоянии монотонное возрастание с температурой рассеяния на акустических фононах при практически не меняющихся в области низких температур других механизмах приводит к обычной монотонной зависимости  $\mu(T)$  на рис.2с (штриховая линия);

2) в освещенном состоянии суперпозиция двух основных различно зависящих от температуры механизмов рассеяния  $1/\mu_A$  и  $1/\mu_{DDT}$  (рис.4а,б) приводит к образованию характерного максимума на зависимости  $\mu(T)$ , рис.2б. При этом перегиб с небольшим

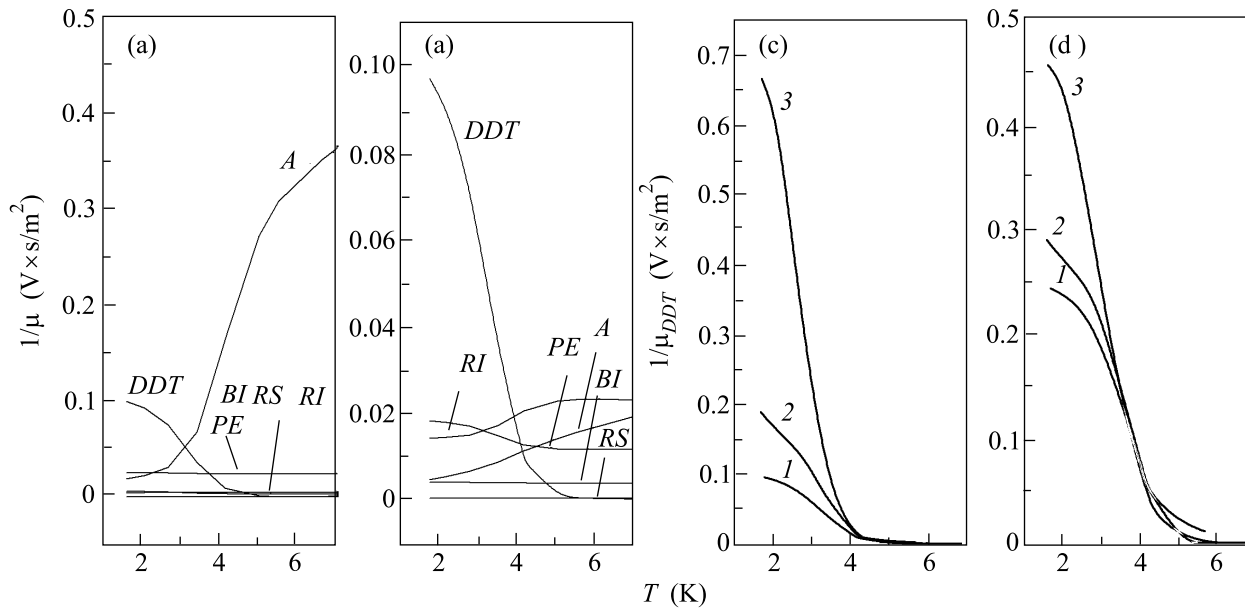


Рис.4. Вклад различных механизмов рассеяния в обратную подвижность в состоянии ТОФП для дырок  $m_0$  (a) и  $m_1$  (b) при  $P = 0$ ; (c), (d) – эффективность рассеяния  $1/\mu_{DDT}$  на ионизованных ловушках дырок с массами  $m_0$  и  $m_1$  соответственно при давлениях: 1 –  $P = 0$ ; 2 –  $P = 2.1$  кбар; 3 –  $P = 3.4$  кбар

дополнительным минимумом при 4 К на этом рисунке у зависимости при  $P = 0$  в освещенном состоянии обусловлен наложением остальных механизмов рассеяния (рис.4с), еще имеющих в этой области температур конечную величину и различную температурную зависимость;

3) в освещенном состоянии рассеяние на ионизованных глубоких ловушках преобладает ниже 6 К (рис.4а,б), причем оно сильно возрастает при одноосном сжатии (рис.4с,д). Физическая причина роста  $1/\mu$  с давлением и уменьшением температуры напрямую связана с падением концентрации 2D дырок в квантовой яме и, соответственно, экранировки положительно заряженных состояний. При  $T > 6$  К, в отсутствие эффекта ТОФП, подвижность при одноосном сжатии определяется сильным изменением анизотропии энергетического спектра  $p$ -GaAs/Al<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>As [12], которое не учитывалось в численных расчетах.

Очевидно, что количество возбужденных глубоких ловушек  $D^+ = p_d - p$ , а также их положение и распределение в спейсере, определяют величину  $1/\mu_{DDT}$ . Были рассмотрены различные формы распределения ионизованных ловушек от активного слоя в спейсер, а удаленность фронта распределения от гетерограницы служила в качестве подгоночного параметра. Все расчетные зависимости на рис.2б и 4 приведены для прямоугольного распределения ионизованных состояний глубоких ловушек в спейсере,

края которого удалены от гетерограницы на  $7 \div 48$  нм, и которое естественно рассматривать только как оценочное.

В связи с тем, что, согласно расчетам, распределение глубоких ловушек не начинается непосредственно с гетерограницы, а происходит со стороны активного слоя, можно предположить, что они возникают в результате хорошо известной диффузии из активного слоя акцепторной примеси Ве. В поддержку этого предположения свидетельствуют данные работы [13], где в Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, легированном Ве, установлено присутствие глубоких уровней, образование которых связано с межузельным положением Ве<sub>i</sub>. Кроме того, спектроскопия глубоких уровней в материале  $p$ -Al<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>As с акцепторной примесью Ве [14] обнаружила серию глубоких ловушек с энергиями активации эмиссии дырок 0.14 эВ, 0.4 эВ и 0.46 эВ, среди которых значение 0.14 эВ вполне подходит для описания обнаруженных в настоящей работе глубоких донороподобных ловушек.

Суммируя изложенные результаты, отметим следующее. В гетероструктурах  $p$ -GaAs/Al<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>As с акцепторной примесью Ве в активном слое при облучении красным светодиодом обнаружена сильно термоактивационная отрицательная фотопроводимость, возникающая при аномально низкой температуре  $T < 6$  К и сопровождающаяся резким падением концентрации и подвижности 2D дырок в КЯ. Уменьшение концентрации количественно описыва-

ется в модели с глубокими донороподобными ловушками, расположенными вблизи гетерограницы ниже уровня Ферми, если введен барьер  $E_B = 3.0 \pm 0.5$  мэВ между основным и возбужденным под действием света состояниями ловушек. Численными расчетами показано, что уменьшение подвижности при  $T < 6$  К связано с рассеянием на положительно заряженных возбужденных глубоких состояниях, число которых возрастает с понижением температуры, и которые в первом приближении находятся в спейсере на расстоянии 7–48 нм от гетерограницы. Предположительно ими являются межузельные атомы  $Ve_i$ , диффундирующие в спейсере из активного слоя.

Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований # 04-02-16861 и НШ # 1786.2003.2.

- 
1. M. J. Chou, D. C. Tsui, and G. Weinmann, *Appl. Phys. Lett.* **47**, 609 (1985).
  2. R. A. Hopfel, *Appl. Phys. Lett.* **52**, 801 (1988).

3. C. S. Chang, H. P. Fetterman, D. Ni et al. *Appl. Phys. Lett.* **51**, 2233 (1987).
4. P. M. Mooney, *J. Appl. Phys.* **67**, R1 (1990).
5. A. S. Chaves and H. Chacham, *Appl. Phys. Lett.* **66**, 727 (1995).
6. W. Kraak, A. M. Savin, N. Ya. Minina et al., *JETP Lett.* **80**, 351 (2004).
7. M. Y. Symmons and M. Pepper, *Phys. Rev. B* **80**, 1292 (1998).
8. E. F. Schuber, J. Knecht, and K. Ploog, *Solid. State Phys.* **18**, 1215 (1985).
9. T. Ando, *J. of the Phys. Soc. of Japan* **54**, 1528 (1985).
10. K. Lee, M. S. Shur, T. J. Drummond, and H. Morkoc, *J. Appl. Phys.* **54**, 6432 (1983).
11. Y. Markus and U. Mierav, *Semicond. Sci. Technol.* **9**, 1297 (1994).
12. K. I. Kolokolov, A. M. Savin, S. D. Beneslavski et al., *Phys. Rev. B* **59**, 7537 (1999).
13. M. Morita, K. Kobayashi, T. Suzuki, and Y. Okano, *Jap. J. Appl. Phys.* **28**, 553 (1989).
14. J. Szatkowski, E. Placzek-Popko, K. Sieranski, and O. P. Hansen, *Crys. Res. Technol.* **31**, 313 (1996).