

Релаксация низкотемпературной отрицательной фотопроводимости в p -GaAs/Al_{0.5}Ga_{0.5}As:Be и глубокие ловушки вблизи гетерограницы

© Н.Я. Минина, Е.В. Богданов, А.А. Ильевский, В. Краак*

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119992 Москва, Россия

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

E-mail: min@mig.phys.msu.ru

(Поступила в Редакцию 22 марта 2006 г.)

В гетероструктурах p -GaAs/Al_{0.5}Ga_{0.5}As:Be исследована релаксация к темновому состоянию отрицательной фотопроводимости, возникающей при гелиевых температурах при облучении красным светом. Релаксационный процесс исследован при различных температурах в области существования отрицательной фотопроводимости ($T < 6$ К) и одноосном сжатии до 1.7 kbar. Процессы релаксации количественно хорошо описываются в рамках модели, предполагающей наличие вблизи гетерограницы глубоких донороподобных ловушек с низкой величиной термоактивационного барьера $E_B = 2 \pm 0.3$ meV.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 04-02-16861 и НШ № 1786.2003.2.

PACS: 73.20.Nb, 73.40.Kp

1. Введение

Ранее в работе [1] в гетероструктурах p -GaAs/Al_{0.5}Ga_{0.5}As наблюдалось явление низкотемпературной отрицательной фотопроводимости (ОФП), которое заключалось в уменьшении проводимости (концентрации и подвижности носителей заряда) при освещении структуры в жидком гелии красным светодиодом с энергией кванта 1.96 eV. Более подробные исследования сопротивления и эффекта Холла на аналогичных гетероструктурах в области температур 1.7–20 К при одноосном сжатии до 3.5 kbar в направлении [110] позволили обнаружить сильный термоактивационный характер ОФП и определить область ее существования: $T < 6$ К [2]. Из температурной зависимости концентрации двумерных (2D) дырок в предположении существования глубоких донорных уровней вблизи гетерограницы была определена величина термоактивационного барьера $E_B = 3 \pm 0.5$ meV, препятствующего возврату возбужденных светом неравновесных носителей на ионизованные освещением глубокие донорные уровни. Последние при этом определяют падение подвижности в условиях термоактивационной ОФП, так как, располагаясь вблизи гетерограницы, являются рассеивающими центрами для 2D-дырок в квантовой яме [3]. Согласно данным расчета, эти положительно заряженные при освещении состояния располагаются в слое на расстоянии 7–48 nm от гетерограницы и их вклад в рассеяние возрастает при одноосном сжатии. Наряду с изучением эффекта термоактивации ОФП в режиме непрерывной подсветки исследование переходных процессов после выключения освещения, происходящих в принципиально иных условиях (например, при переменной концентрации 2D-дырок в квантовой яме), может уточнить

выдвинутую в работах [1–3] модель термоактивационной отрицательной фотопроводимости.

2. Эксперимент

Измерения транспортных свойств были выполнены на гетероструктуре GaAs/Al_{0.5}Ga_{0.5}As:Be, выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии на ориентированной в направлении [001] изолирующей GaAs-подложке. Структура имела следующую последовательность слоев: на подложку GaAs напылялись сверхрешетка GaAs/AlAs для предотвращения миграции дефектов из подложки, затем буферный слой — GaAs — толщиной 700 nm; спейсер (48 nm) — нелегированный Al_{0.5}Ga_{0.5}As; активный слой (40 nm) — Al_{0.5}Ga_{0.5}As, легированный Be ($1 \cdot 10^{18}$ cm⁻³); защитный слой — GaAs (10 nm), легированный Be ($2 \cdot 10^{18}$ cm⁻³). Получаемые скальванием прямоугольные образцы размером $0.5 \times 0.8 \times 3.0$ mm были ориентированы длинной стороной вдоль одного из направлений {110}. На поверхности образцов (001) путем травления изготавливалась меза стандартной холловской конфигурации. Контактные площадки получались с помощью диффузии Au:Zn, затем к ним подваривались ультразвуковой сваркой золотые проволочки. В качестве дополнительного фактора, оказывающего сильное влияние на спектр 2D-дырок в квантовой яме, использовалось одноосное сжатие до $P = 1.7$ kbar в направлении [110]. Методика создания одноосного сжатия при низких температурах описана в работе [4].

На рис. 1, а приведены временные зависимости концентрации 2D-дырок при различных значениях температуры. Как видно, после выключения освещения значение концентрации 2D-дырок p релаксирует к темновому значению $p = 3.1 \cdot 10^{11}$ cm⁻². Однако процессы релаксации концентрации 2D-дырок являются долговремен-

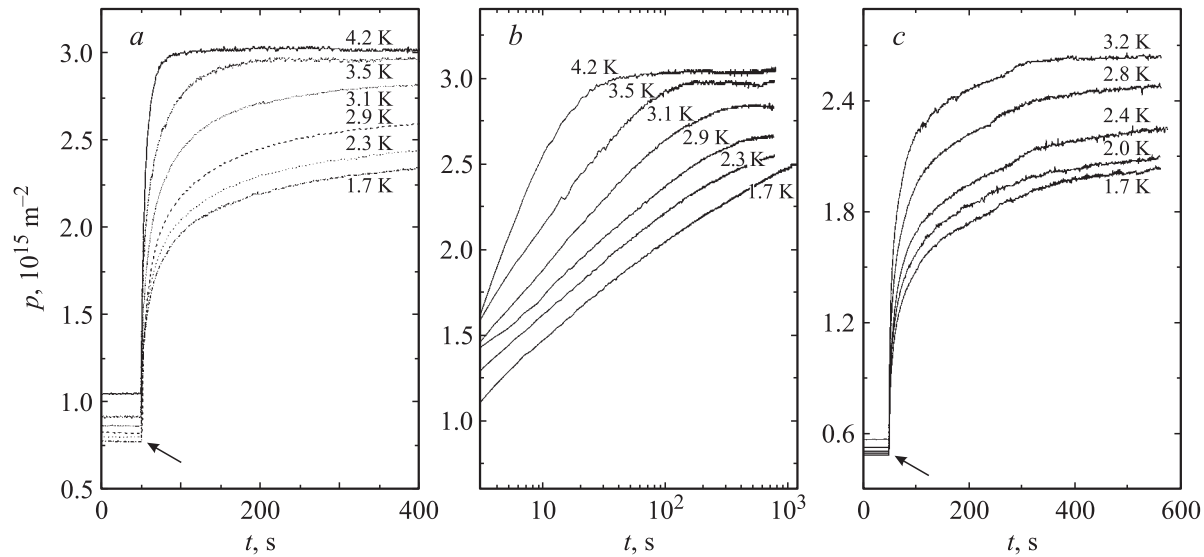


Рис. 1. Временная зависимость концентрации 2D-дырок p в линейном (а) и логарифмическом (b) масштабах по времени при $P = 0$. c — временная зависимость концентрации 2D-дырок p при давлении $P = 1.1$ kbar. Соответствующие температуры указаны около кривых. Стрелкой отмечен момент выключения освещения.

ными: при самых низких значениях температуры T (рис. 1, a) возвращения к темновому значению за время эксперимента вообще не происходит. Темп релаксации значительно увеличивается с ростом температуры. Так, при $T = 4.2$ K релаксационный процесс приводит к темновому значению концентрации уже примерно через 1 min после выключения светодиода. Все наблюдаемые релаксационные процессы существенно неэкспоненциальны, и, если представить зависимость $p(t)$ в логарифмическом масштабе по времени, большая часть наблюдаемых релаксационных кривых демонстрирует линейный участок (рис. 1, b). Вообще говоря, логарифмический характер релаксации указывает на сложную кинетику захвата носителей заряда в квантовой яме, которая определяется как меняющейся концентрацией, так и эффектом термоактивации. Приложение одноосного сжатия в целом не меняет характера релаксационного процесса (рис. 1, c).

3. Анализ результатов

Если высказанное в [1–3] предположение о наличии глубоких донороподобных ловушек вблизи гетерограницы справедливо, то происходящие в процессе освещения явления можно представить так, как показано на рис. 2. Ширина запрещенной зоны в $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ при $T = 4.2$ K составляет $E_g = 2.1$ eV, что больше, чем энергия кванта излучения $h\nu = 1.96$ eV, используемого в эксперименте, и прямое межзонное возбуждение электрон-дырочных пар в $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ невозможно. Однако благодаря наличию на гетерогранице разрыва зон, который для валентной зоны составляет примерно 0.25 eV, возбуждение возможно, если существуют глубокие донороподобные

ловушки в спейсере $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ вблизи гетерограницы, энергия D_0 которых расположена несколько ниже уровня Ферми по шкале энергий [1,2]. Во время освещения электроны с этих уровней возбуждаются в долину Γ зоны проводимости $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ (рис. 2, a), а затем под действием электрического поля, действующего на гетерогранице, попадают в квантовую яму, где рекомбинируют с 2D-дырками, что приводит к экспериментально наблюдаемому уменьшению концентрации 2D-дырок (рис. 1). После выключения освещения неравновесные электроны выше уровня Ферми (рис. 2, a, b) возвращаются обратно на ионизованные глубокие уровни и значение концентрации 2D-дырок в квантовой яме возрастает. (Этот же процесс можно интерпретировать как захват дырки из квантовой ямы и ее туннелирование обратно после выключения освещения).

Поскольку время туннелирования не зависит от температуры, оно не определяет низкий темп релаксационных процессов при $T < 4.2$ K, который, так же как и эффект термоактивации ОФП, связан, скорее всего, с наличием барьера E_B , препятствующего возврату неравновесных электронов на ионизованные глубокие донороподобные ловушки [2]. При этом величина барьера E_B отсчитывается от равновесного уровня Ферми E_F^0 (рис. 2, b).

Анализ релаксационных кривых позволяет оценить величину барьера E_B [2,5]. Для описания релаксации неравновесных электронов n^* воспользуемся уравнением

$$dn^*/dt = -n^*/\tau, \quad (1)$$

где τ — время захвата неравновесных электронов на ионизованный уровень D_+ (рис. 2, b), $n^* = p_d - p$ определяет число возбужденных центров D_+ и равно

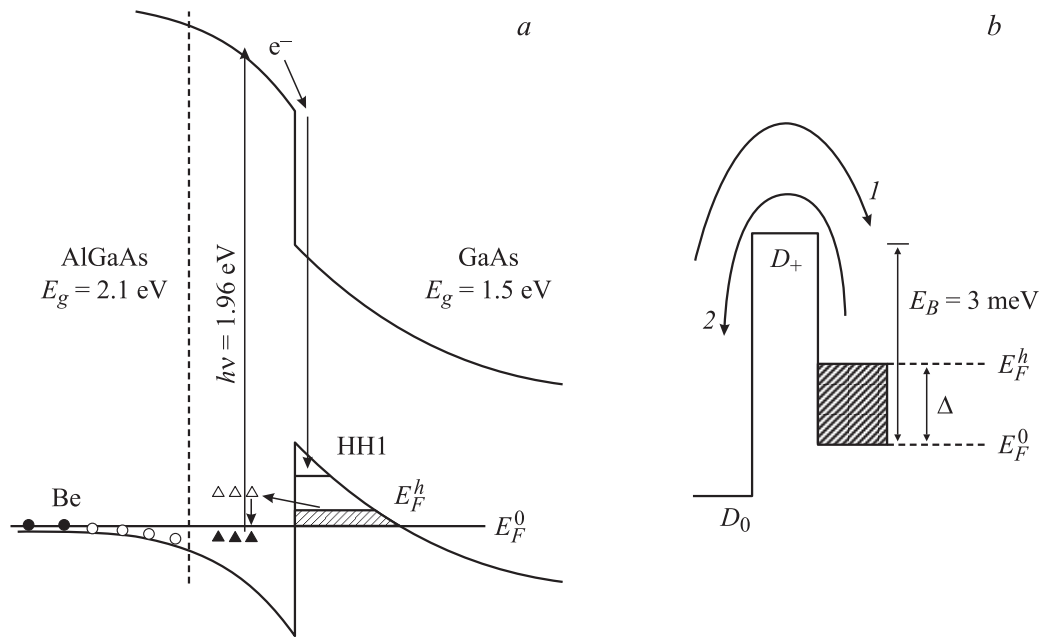


Рис. 2. Модельное представление эффекта термоактивационной отрицательной фотопроводимости. *a* — зонная структура на гетерогранице p -GaAs/Al_{0.5}Ga_{0.5}As:Be (e^- — фотовозбужденный электрон, NH1 — основное состояние дырок в квантовой яме, темные и светлые треугольники относятся к состояниям D_0 и D_+ соответственно); *b* — схематическое представление термоактивационного барьера E_B : 1 — процесс оптической генерации, 2 — термический заброс через барьер.

концентрации неравновесных электронов за барьером, если p_d — исходная темновая концентрация 2D-дырок, а p — изменяющаяся в процессе релаксации концентрация 2D-дырок в квантовой яме.

В подходе, разработанном для анализа кинетических явлений в материалах с глубокими DX -центрами, для постоянной времени при многофононном захвате неравновесных электронов [6] справедливо выражение

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

где $\sigma = \sigma_\infty \exp(-E_B/kT)$ — сечение захвата при конечной температуре, v_e — скорость неравновесных электронов. В изучаемом случае полагаем $v_e = v_F^h = A p^{1/2}$ ($A = \text{const}$, v_F^h — фермиевская скорость дырок в квантовой яме). При расчетах вместо E_B следует использовать эффективный барьер $E_C = E_B - \Delta$, где Δ представляет собой изменение в процессе релаксации неравновесного уровня Ферми E_F^h относительно E_F^0 (рис. 2, *b*), в параболическом изотропном приближении $\Delta = B n^*$ (B — константа, в которую входят эффективные массы дырок [7]). В результате уравнение (1) приводится к виду

$$g(n^*, T) = \ln \left(-\frac{dn^*}{dt} \frac{1}{n^{*2} p^{1/2}} \right) = \frac{B n^*}{kT} + \left[-\frac{E_B}{kT} + \ln(\sigma_\infty A) \right]. \quad (3)$$

Из выражения (3) следует, что наклон концентрационной зависимости функции $g(n^*)$ при фиксированной температуре, которую легко построить по экспериментальным данным рис. 1, позволяет получить величину B/kT , а отсечка по оси ординат — величину

$$h(T) = -\frac{E_B}{kT} + \ln(\sigma_\infty A). \quad (4)$$

Температурная зависимость $h(T)$, как видно, позволяет определить барьер E_B .

Полученная в результате обработки экспериментальных данных с помощью соотношения (3) величина $B = (5 \pm 0.2 \cdot 10^{-12} \text{ meV/cm}^2)$ оказывается весьма близкой к значению $B = 8 \cdot 10^{-12} \text{ meV/cm}^2$, рассчитанному теоретически в рамках приближения изотропного и параболического закона дисперсии 2D-дырок.

Температурные зависимости h , полученные для разных величин одноосного сжатия, приведены на рис. 3. Согласно соотношению (4), величина, отсекаемая функцией $h(T^{-1})$ на оси ординат, будет определять $\ln(\sigma_\infty A)$, а тангенс угла наклона — величину барьера E_B . Полученное таким образом для случая $P = 0$ значение высоты барьера E_B составляет $2 \pm 0.3 \text{ meV}$, что хорошо согласуется с высотой барьера $E_B = 3 \pm 0.5 \text{ meV}$, определенной из данных измерений ОФП в режиме непрерывной подсветки [2].

Следует заметить, что формально возможен анализ временных зависимостей концентрации 2D-дырок и при одноосной нагрузке $P \neq 0$ (рис. 1, *c*). Однако приложение одноосного сжатия приводит к сильному увеличению анизотропии поверхности Ферми 2D-дырок [8], в

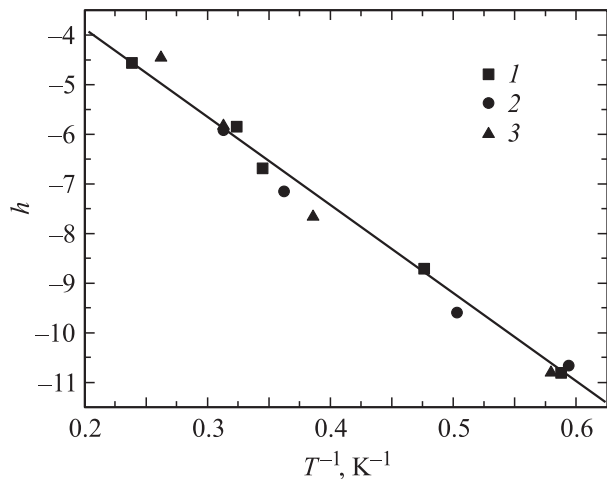


Рис. 3. Температурная зависимость отсечки h при различных значениях одноосного сжатия. P , kbar: 1 — 0, 2 — 1.1, 3 — 1.7.

результате чего полученные под давлением величины барьера E_B могут не соответствовать реальности. При этом, как видно из рис. 3, приложение одноосного сжатия в используемой схеме расчета не вызывает заметного изменения высоты барьера E_B .

4. Заключение

Таким образом, при температурах ниже 6 К и давлениях до 1.7 kbar исследован переходный релаксационный процесс из состояния ОФП. Темп этого процесса существенно падает с понижением температуры так, что при температурах ниже 4 К концентрация дырок не возвращается к темновому значению за время проведения эксперимента. Процесс неэкспоненциален по времени в результате увеличения по мере релаксации концентрации 2D-дырок и соответствующего движения уровня Ферми в квантовой яме. Анализ временных зависимостей концентрации неравновесных носителей заряда после выключения освещения с учетом только термоактивационного механизма позволяет оценить величину термоактивационного барьера $E_B = 2 \pm 0.3$ meV, что хорошо согласуется с данными работы [2] и подтверждает справедливость выбранной модели термоактивационной ОФП с глубокими донороподобными ловушками в p -GaAs/Al_{0.5}Ga_{0.5}As:Be. Изменения высоты барьера E_B при одноосном сжатии до 1.7 kbar не обнаружено.

Список литературы

- [1] M.J. Chou, D.C. Tsui, G. Weinmann. Appl. Phys. Lett. **47**, 609 (1985).
- [2] Н.Я. Минина, А.А. Ильевский, В. Краак. Письма в ЖЭТФ **82**, 729 (2005).
- [3] I.V. Berman, E.V. Bogdanov, A.A. Ilievsky, N.Ya. Minina, W. Kraak. Phys. Stat. Sol. (b) **241**, 3410 (2004).

- [4] Н.Б. Брандт, В.С. Егоров, М.Ю. Лавренюк, Н.Я. Минина, А.М. Савин. ЖЭТФ **89**, 2257 (1985).
- [5] V. Mosser, S. Conteras, J.L. Robert. Phys. Rev. Lett. **66**, 1737 (1991).
- [6] P.M. Mooney. J. Appl. Phys. **67**, R 1 (1990).
- [7] T. Ando. J. Phys. Soc. Jap. **54**, 1528 (1985).
- [8] K.I. Kolokolov, A.M. Savin, S.D. Beneslavski, N.Ya. Minina, O.P. Hansen. Phys. Rev. B **59**, 7537 (1999).