

УДК 621.315.592

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ $p\text{-Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ С НОРМАЛЬНОЙ И ИНВЕРТИРОВАННОЙ ГЕТЕРОГРАНИЦАМИ

Н. Б. Брандт, Е. В. Богданов, А. А. Ильевский, В. Краак*), Н. Я. Минина
(кафедра физики низких температур)

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

В двойной гетероструктуре $p\text{-Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ с нормальной и инвертированной гетерограницами при низких температурах 1.7–160 К обнаружены эффекты отрицательной и положительной задержанной фотопроводимости. Показано, что отрицательная фотопроводимость возникает под освещением структуры красным светом, существует ниже ~ 70 К, связана с падением концентрации 2D-дырок и объясняется существованием вблизи гетерограницы слоя глубоких донороподобных ловушек с низкой величиной термоактивационного барьера $E_B = 6 \pm 0.9$ мэВ. Положительная задержанная фотопроводимость возникает после выключения освещения и релаксации отрицательной фотопроводимости, она определяет изменение концентрации 2D-дырок в области температур 70–140 К и связывается с электронными ловушками на инвертированной гетерогранице с активационным барьером 22 ± 2 мэВ. Влияние одноосного сжатия на величину термоактивационных барьеров не обнаружено.

Ранее было обнаружено, что при освещении одиночной модулированно-легированной Ве гетероструктуры $p\text{-GaAs}/\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ красным светодиодом с энергией фотона 1.96 эВ при температуре жидкого гелия возникает отрицательная фотопроводимость [1, 2], которая, как было показано в работе [2], существует ниже 6 К и имеет сильно термоактивационный характер, особенно под действием одноосного сжатия. При этом концентрация 2D-дырок и их подвижность сильно уменьшаются с температурой при $T < 6$ К, так что при $T = 1.5$ К и давлении $P = 4.4$ кбар сопротивление образцов возрастает в 200 раз относительно темного ненагруженного состояния при той же температуре. После выключения подсветки сопротивление системы релаксирует к темному значению. Так как энергия красного фотона 1.96 эВ меньше ширины запрещенной зоны $E_G = 2.1$ эВ в $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ (при 4.2 К), прямые переходы из валентной зоны в зону проводимости невозможны, однако эффект термоактивационной отрицательной фотопроводимости (ТОФП) количественно хорошо описывается переходом в квантовую яму (КЯ) электронов, возбужденных с глубоких донороподобных ловушек (ГДЛ), существующих ниже уровня Ферми (УФ) вблизи гетерограницы, если введен термоактивационный барьер $E_B = 3.0 \pm 0.5$ мэВ между основным и возбужденным состояниями ГДЛ [2].

В настоящей работе представлены результаты исследования низкотемпературной фотопроводимости,

возникающей при температуре жидкого гелия при облучении красным светодиодом в двойной гетероструктуре $p\text{-Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ с прямоугольной КЯ в GaAs, также легированной примесью Ве в активном слое. От описанной выше одиночной гетероструктуры $p\text{-GaAs}/\text{AlGaAs}$ она отличается прежде всего наличием второй инвертированной гетерограницы. При изучении сверхрешеток на основе GaAs/AlAs обнаружено сильное различие электронных свойств нормальной «AlGaAs на GaAs» и инвертированной «GaAs на AlGaAs» гетерограницы. Это связывают с сегрегацией примесей и возникновением внутренних дефектов вблизи инвертированной границы в процессе роста [3, 4], однако возможное влияние таких дефектов на фотопроводимость и переходные процессы, насколько нам известно, не исследовалось.

Структура $p\text{-Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ была выращена в Копенгагенском университете методом молекулярно-лучевой эпитаксии в направлении [001] и модулированно легирована Ве с концентрацией $2 \cdot 10^{24}$ м⁻³ в активном слое $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ по обе стороны от КЯ в GaAs шириной 100 Å. Методом фотолитографии на поверхности образцов, имеющих форму параллелепипедов, изготавливалась мезоструктура в холловской конфигурации. При температуре $T = 1.5$ К темновая концентрация и подвижность 2D-дырок составляли $p \approx (3 \div 4) \cdot 10^{15}$ м⁻², $\mu \approx 7.0$ м²/(В·с) соответственно. Для освещения использовался

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

красный светодиод с энергией фотона 1.96 эВ, который, как описано выше, приводил ранее [2] к появлению термоактивационной отрицательной фотопроводимости в треугольной КЯ на нормальной гетерогранице в p -GaAs/Al_{0.5}Ga_{0.5}As. Исследуемые в настоящей работе двойные гетероструктуры обладают слоями роста, легирующей примесью Ве и концентрацией 2D-дырок, идентичными соответствующим величинам для исследуемой в работе [2] одиночной гетероструктуры, поэтому влияние инвертированной гетерограницы на транспортные свойства дырок в прямоугольной КЯ должно проявиться достаточно очевидно. В настоящей работе исследована температурная зависимость концентрации 2D-дырок в интервале температур 4.2–200 К как в освещенном состоянии, так и после выключения освещения. Концентрация 2D-дырок, определенная с помощью эффекта Холла, при $T = 4.2$ К дополнительно контролировалась по осцилляциям Шубникова–де Гааза и квантовому эффекту Холла в темновом, метастабильном освещенном состоянии и состоянии ПЗФП. Согласие в пределах 2% данных, полученных из эффекта Холла и квантовых эффектов, подтверждает, что определяемая концентрация относится лишь к дыркам в КЯ и не связана с параллельной проводимостью, описанной в работе [5]. В качестве дополнительного внешнего воздействия на исследуемые гетероструктуры использовалось одноосное сжатие образцов до давления $P = 3.5$ кбар.

Обнаружено, что освещение красным светом при температурах жидкого гелия в указанных двойных гетероструктурах помимо отрицательной фотопроводимости (ОФП), характерной для одиночной гетероструктуры p -GaAs/Al_{0.5}Ga_{0.5}As:Ве и описанной выше, приводит также к положительной задержанной фотопроводимости (ПЗФП), к которой релаксирует состояние системы после выключения света (рис. 1). В состоянии отрицательной фотопроводимости концентрация 2D-дырок падает до $p = 1.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а в состоянии ПЗФП увеличивается до $4.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ по сравнению с величиной $p = 3.0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в исходном состоянии. Из рис. 1 также следует, что значение подвижности 2D-дырок в состоянии ПЗФП $\mu = 11.5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ заметно возрастает по сравнению с $\mu = 7.0 \cdot 10^4 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ до освещения. Состояние ПЗФП может быть разрушено либо повторным освещением, либо нагревом до 300 К.

Температурные зависимости концентрации 2D-дырок в КЯ, приведенные на рис. 2, исследованы для трех состояний образца: 1 — в темновом состоянии до включения диода, 2 — при непрерывном освещении с постоянной интенсивностью (ОФП), 3 — после выключения освещения и двух часов релаксации при 4.2 К (ПЗФП). Аналогичные зависимости сняты также при одноосном сжатии образца до давлений $P = 3.5$ кбар. Отметим, что все

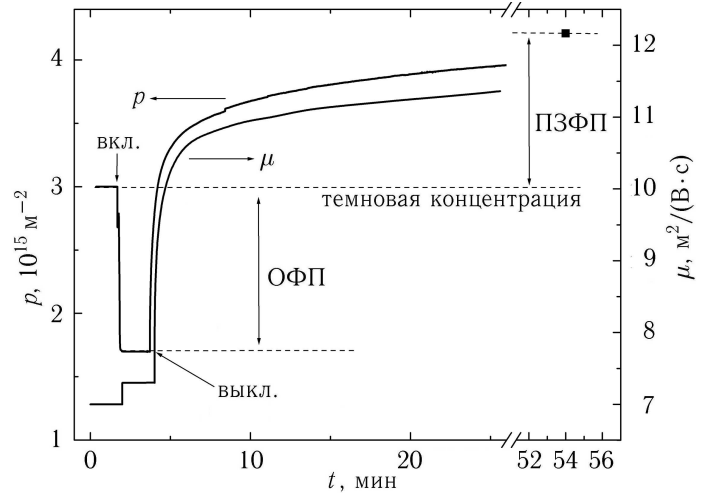


Рис. 1. Концентрация и подвижность 2D-дырок в зависимости от времени при включении и после выключения красного светодиода; $T = 4.2$ К

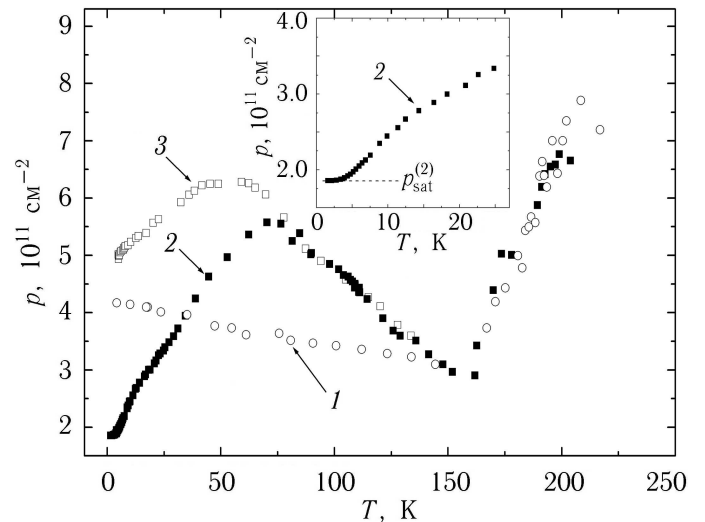


Рис. 2. Температурные зависимости концентрации 2D-дырок в квантовой яме в трех состояниях образца: 1 — темновое до освещения, 2 — под освещением, 3 — после выключения освещения и двух часов релаксации в жидком гелии. На вставке — низкотемпературный участок кривой 2

три перечисленные состояния имеют свою температурную зависимость концентрации дырок в КЯ при $T < 160$ К, однако при $T > 160$ К все три зависимости $p(T)$ сливаются в одну, характерную для темновой температурной зависимости неосвещенного образца. Ниже, при анализе наблюдаемых процессов, значения концентрации, относящейся к конкретным кривым 1, 2, 3 на рис. 2, будем обозначать как $p^{(1)}, p^{(2)}, p^{(3)}$.

Оставаясь и в случае двойной гетероструктуры в рамках описанной выше модели существования на нормальной гетерогранице ГДЛ, которые

ответственны за отрицательную фотопроводимость в p -GaAs/Al_{0.5}Ga_{0.5}As [2], мы предполагаем также существование вблизи инвертированной гетерограницы электронных ловушек, захватывающих возбужденные в процессе освещения электроны и удерживающих их при достаточно низких температурах (рис. 3). Тогда при низких температурах уменьшение концентрации 2D-дырок в КЯ за счет рекомбинации с электронами, возбужденными светом с ГДЛ, происходит на фоне ее роста в результате захвата части электронов электронными ловушками на инвертированной границе (рис. 3). В общем балансе зарядов в КЯ и вблизи нее это может привести к наблюдаемому при 4.2 К уменьшению под освещением концентрации 2D-дырок и их возрастанию после выключения освещения и завершения релаксации отрицательной фотопроводимости (рис. 1). Очевидно, что соотношение числа ловушек на обеих гетерограницах, их термоактивационных барьеров и исходной концентрации дырок в КЯ определяет величины ОФП и ПЗФП при 4.2 К. Так как число ловушек, возникающих в процессе роста, не контролируется в отличие от концентрации 2D-дырок в КЯ, относительные величины эффектов ОФП и ПЗФП могут изменяться от образца к образцу, что нами и наблюдалось. В силу симметрии прямоугольной КЯ (рис. 3), ГДЛ могут также существовать и вблизи инвертированной границы.

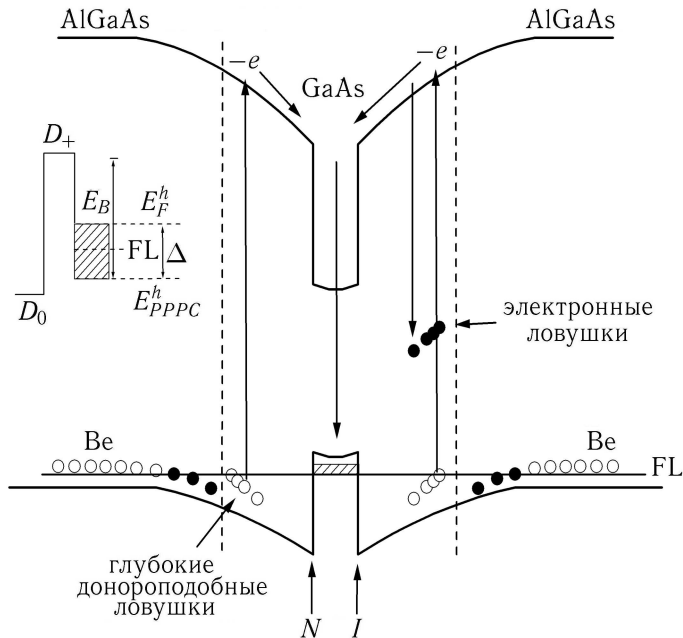


Рис. 3. Схематическое изображение процессов возбуждения светом электронов с ГДЛ в квантовую яму и их частичный захват ловушками на инвертированной границе. На вставке: представление барьера, препятствующего возврату неравновесных электронов на ГДЛ в эффекте ОФП. Заштрихована область изменения неравновесной энергии Ферми дырок в квантовой яме

На вставке (рис. 3) схематически изображены характерные энергии в КЯ и состояния D_0 (невозбужденные ГДЛ) и D_+ (возбужденные ГДЛ) вблизи нормальной гетерограницы. Считается, что уровень Ферми FL, связанный со всей системой зарядов в образце, не меняется при относительно небольшой вариации концентрации дырок в КЯ, тогда как неравновесная энергия Ферми E_F^h меняется в зависимости от освещения и температуры. Энергия E_{PRPC}^h соответствует максимальной концентрации дырок, когда релаксация ОФП уже завершена, а электронные ловушки вблизи инвертированной гетерограницы еще практически заполнены. Возврат на уровень D_0 в эффекте ОФП происходит через возбужденное состояние D_+ путем захвата термически возбужденного из КЯ электрона при переменном эффективном барьере Δ (вставка на рис. 3). Этот процесс подробно описан в работе [2]. После выключения освещения и завершения релаксации ОФП концентрация и энергия Ферми 2D-дырок в КЯ (рис. 1, 3) оказываются больше темновой, достигая максимума на уровне E_{PRPC}^h (рис. 3, вставка), от которого отсчитывается полная величина термоактивационного барьера E_B для возврата электронов в невозбужденные состояния D_0 . Дальнейший рост температуры приводит к выбросу электронов с электронных ловушек на инвертированной границе через активационный барьер (обозначим его $B1$), который сопровождается их опустошением, уменьшением концентрации 2D-дырок и приходом системы к равновесному темновому состоянию при $T > 160$ К (рис. 2, кривая 3).

В силу сказанного выше все упомянутые процессы должны иметь место также и для термоактивационных зависимостей $p(T)$ на рис. 2. Однако в области самых низких температур процесс ОФП под освещением метастабилен, переходной процесс после выключения освещения является релаксацией ОФП, а термоактивация с электронных ловушек на инвертированной границе практически отсутствует (рис. 1). Поэтому можно полагать, что под освещением (кривая 2 на рис. 2) до $T \sim 30$ К (пересечение с темновой кривой 1) возврат 2D-дырок в КЯ в эффекте ОФП определяется процессом захвата неравновесных электронов из КЯ обратно на возбужденные ГДЛ D_+ с соответствующим термоактивационным барьером E_B (вставка на рис. 3). В интервале 30–70 К на изменение концентрации $p^{(2)}$ и $p^{(3)}$ оказывают влияние, по-видимому, оба вида ловушек, а при $T > 70$ К (максимум на кривой 2) происходит явное уменьшение вероятности захвата электронов на ловушки вблизи инвертированной границы под освещением.

С другой стороны, зависимость $p(T)$, описывающую ПЗФП при отогреве (рис. 2, кривая 3), имеет смысл анализировать выше $T = 60$ К, когда процесс уменьшения концентрации 2D-дырок в КЯ контролируется уже только возвратом электронов

из ловушек на инвертированной границе. При этом значение концентрации на кривой 3 в максимуме $p_{\max}^{(3)} = 6.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, по-видимому, соответствует состоянию, когда ловушки на инвертированной границе еще предельно заполнены. Тогда разность $p_{\max}^{(3)} - p^{(3)}$ в интервале температур 80–140 К до слияния с темновой кривой определяется термоактивацией ловушек на инвертированной границе с величиной барьера E_{B1} , и соответственно $p_{\max}^{(3)} - p^{(3)} = p_0 e^{-E_{B1}/kT}$. Данные расчета приведены на рис. 4. Хорошая линейность зависимости $\ln(p_{\max}^{(3)} - p^{(3)})$ от $1/T$ наблюдается в интервале 80–140 К. Величина термоактивационного барьера в явлении ПЗФП, полученная для трех образцов, составляет $E_{B1} = 22 \pm 2 \text{ мэВ}$ и с давлением не меняется. Очевидно, что процесс $p(T)$ на кривой 3 нестационарный, однако очень большая длительность измерения каждой точки позволяет привести систему в квазистационарное равновесие, а концентрацию — в соответствие с температурой. Слияние кривых 1, 2, 3 на рис. 2 при $T > 160 \text{ К}$ означает полное окончание термоактивационных процессов ОФП и ПЗФП с ловушек на обеих гетерограницах.

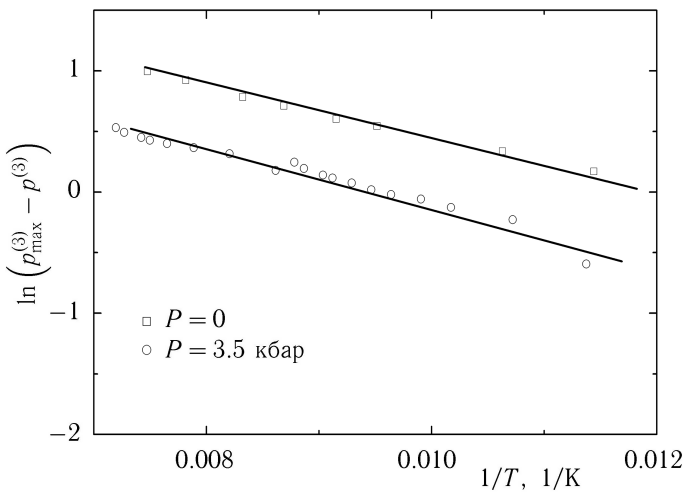


Рис. 4. Зависимость $\ln(p_{\max}^{(3)} - p^{(3)})$ от обратной температуры при различных величинах одноосного сжатия в интервале 80–140 К для определения термоактивационного барьера E_{B1} в эффекте ПЗФП

Процесс ОФП анализируется в метастабильном освещенном состоянии (рис. 2, кривая 2, $T < 30 \text{ К}$) с использованием принципа детального равновесия:

$$g(N_{D0} - n^*) = n^*/\tau,$$

где g — темп оптической генерации, N_{D0} — 2D-концентрация ГДЛ, n^* определяет число возбужденных ГДЛ и равно соответственно числу пришедших в КЯ с этих центров электронов, τ — время обратного захвата электронов, находящихся в КЯ ниже меняющегося с температурой неравновесного уровня Ферми E_F^h , на состояние D^+ (вставка на рис. 3).

С учетом увеличения концентрации 2D-дырок за счет захвата электронов ловушками на инвертированной границе $n^* = p_{\max}^{(3)} - p^{(2)}$. Так как насыщение зависимости $p(T)$ на кривой 2 рис. 2 при $T < 3 \text{ К}$ (вставка на рис. 2) можно интерпретировать как факт полной ионизации ГДЛ под действием освещения, концентрацию этих ловушек можно оценить как $N_{D0} = p_{\max}^{(3)} - p_{\text{sat}}^{(2)}$.

Применяя подход, разработанный для анализа кинетических явлений в материалах с ДХ-центрами [6], а также преобразования, детально описанные в работах [2, 7], запишем принцип детального равновесия в виде, удобном для анализа:

$$f(n^*, T) = \ln \left(\frac{(N_{D0} - n^*)}{n^{*2} \sqrt{p^{(2)}}} \right) - \frac{Bn^*}{kT} = -\ln C - \frac{E_B}{kT},$$

где $f(n^*, T)$ — спрямляющая функция; E_B — высота барьера, отсчитанная от неравновесной энергии Ферми в состоянии ПЗФП; C — коэффициент, определяющий интенсивность освещения; B — коэффициент пропорциональности, связывающий неравновесную энергию Ферми и концентрацию 2D-дырок в КЯ в параболическом изотропном приближении. Расчеты, проведенные в рамках предложенной выше модели, позволили вычислить величину барьера, препятствующего рекомбинации неравновесных электронов в КЯ с ионизованными ГДЛ в эффекте ОФП, которая составляет $E_B = 6 \pm 0.9 \text{ мэВ}$ (рис. 5). Заметной зависимости высоты барьера E_B от одноосного сжатия обнаружено не было.

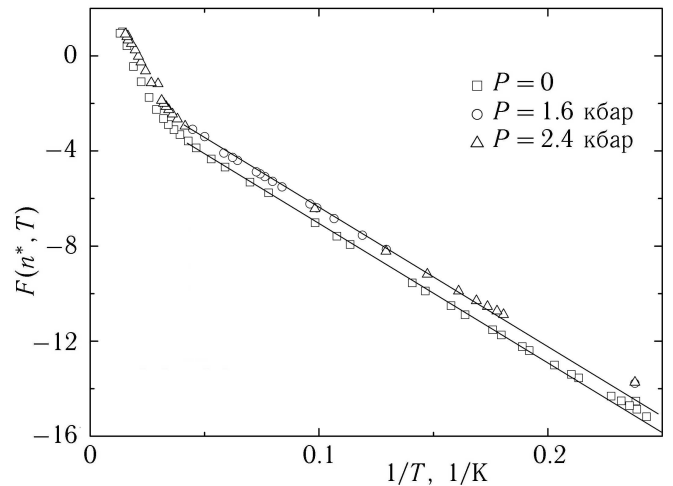


Рис. 5. Зависимость спрямляющей функции $f(n^*, T)$ от обратной температуры при различных значениях одноосного сжатия; наклон определяет величину барьера E_B в эффекте ОФП

Если высота барьера E_B отсчитывается от равновесного темнового уровня Ферми (FL на рис. 3), она составляет $E_B = 2 \text{ мэВ}$. Это значение хорошо согласуется с величиной термоактивационного барьера 3 мэВ в эффекте ОФП у $p\text{-GaAs}/\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ из

работы [7], определенного именно таким способом, что подтверждает уже высказанное предположение об идентичности ГДЛ в обеих структурах. С другой стороны, различие барьеров $E_B = 6 \pm 0.9$ мэВ и $E_{B1} = 22 \pm 2$ мэВ указывает на различную природу ловушек на нормальной и инвертированной гетерограницах. Кроме того, тот факт, что они разнесены по энергии, позволили определить их в различных температурных интервалах.

Детальное исследование подвижности и механизмов рассеяния в p -GaAs/Al_{0.5}Ga_{0.5}As в условиях термоактивированной ОФП в области гелиевых температур было проведено в работе [7], где показано, что основным механизмом рассеяния в освещенном состоянии является рассеяние на ионизованных ГДЛ в состоянии D^+ , и оценено их местоположение в структуре. Согласно [7], они находятся в спейсере Al_{0.5}Ga_{0.5}As на расстоянии 7 нм от гетерограницы и распространяются вглубь до активного слоя, легированного Ве. В связи с тем, что, согласно расчетам [7], распределение ГДЛ не начинается непосредственно с гетерограницы, а происходит со стороны активного слоя, предполагается, что они возникают в результате хорошо известной диффузии акцепторной примеси Ве из активного слоя. В поддержку этого предположения свидетельствуют данные работы [8], где в Al_xGa_{1-x}As, легированном Ве, обнаружено присутствие глубоких уровней, образование которых связано с межузельным положением Ве_{*i*}. Кроме того, спектроскопия глубоких уровней в материале p -Al_{0.5}Ga_{0.5}As с акцепторной примесью Ве [9] обнаружила серию глубоких ловушек с энергиями активации эмиссии дырок 0.14, 0.4 и 0.46 эВ, среди которых значение 0.14 эВ вполне подходит для описания обнаруженных в [2] и в настоящей работе ГДЛ состояний. Очевидно, что Ве_{*i*} может образовывать ГДЛ в исследуемой двойной гетероструктуре и на инвертированной гетерогранице.

Недавно методом релаксационной спектроскопии [4] была обнаружена серия из четырех глубоких уровней, которые характерны для инвертированной гетерограницы GaAs/Al_xGa_{1-x}As n -типа, выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии, и действуют как электронные ловушки. Так как возникновение электронных ловушек, описанных в работе [4], не связано с наличием или отсутствием примеси в Al_xGa_{1-x}As, а их концентрация зависит только от концентрации Al и условий роста, то можно предположить, что эти дефекты существуют и в Al_xGa_{1-x}As p -типа, а возникновение ПЗФП связано именно с ними. Однако идентифицировать их более определенно пока не представляется возможным.

Суммируя изложенные результаты, отметим следующее. В p -Al_{0.5}Ga_{0.5}As/GaAs/Al_{0.5}Ga_{0.5}As с акцепторной примесью Ве в активном слое при облучении красным светодиодом при температурах жидкого гелия обнаружена ОФП, связанная с падением концентрации 2D-дырок в КЯ, которая после выключения света релаксирует к положительной (концентрация 2D-дырок увеличивается) задержанной фотопроводимости. Измерения концентрации дырок в интервале температур 1.7–200 К в темновом, освещенном состоянии и после прекращения освещения, а также их анализ, показывают: 1) возникающая в освещенном состоянии ОФП объясняется в модели существования вблизи гетерограницы глубоких донороподобных ловушек с низким термоактивационным барьером между основным и возбужденным состояниями $E_B = 6 \pm 0.9$ мэВ, которые контролируют температурное изменение концентрации под освещением до $T \sim 30 \div 40$ К; 2) положительная задержанная фотопроводимость возникает вследствие захвата в процессе освещения при $T = 4.2$ К электронов ловушками на инвертированной гетерогранице квантовой ямы, термоактивационный барьер которых определен как $E_{B1} = 22 \pm 2$ мэВ. При $T > 160$ К оба типа ловушек перестают влиять на температурную зависимость 2D-дырок, которая следует начальному темновому состоянию образца. Предполагается, что глубокими донороподобными ловушками могут быть межузельные атомы Ве_{*i*}, диффундирующие в спейсере из активного слоя.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 04-02-16861) и программы «Ведущие научные школы» (грант НШ 1786.2003.2).

Литература

1. Chou M.J., Tsui D.C., Weinmann G. // Appl. Phys. Lett. 1985. **47**. P. 609.
2. Kraak W., Minina N.Ya., Ilievsky A.A. et al. // Phys. Stat. Sol. (b) 2003. **235**, N 2. P. 390.
3. Pfeifer L., Schubert E.F., West K.W. et al. // Appl. Phys. Lett. 1991. **58**. P. 2258.
4. Krispin P., Hey R., Kostial H. // J. Appl. Phys. 1995. **77**. P. 5773.
5. Kusters R.M., Janssen T.J.B.M., Langerak C.G.M. et al. // Semicond. Sci. Technol. 1992. **7**. P. 961.
6. Mooney P.M. // J. Appl. Phys. 1990. **67**. P. R1.
7. Минаева Н.Я., Ильевский А.А., Краак В. // Письма в ЖЭТФ. 2005. **8**, № 9. С. 734.
8. Morita M., Kobayashi K., Suzuki T., Okano Y. // Japan J. Appl. Phys. 1989. **28**. P. 553.
9. Szatkowski J., Placzek-Popko E., Sieranski K., Hansen O.P. // Crys. Res. Technol. 1996. **31**. P. 313.

Поступила в редакцию
02.11.05