

## Малосигнальный эффект поля в квантово-размерных гетероструктурах GaAs/InAs

© С.В. Тихов<sup>†</sup>

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 29 февраля 2012 г. Принята к печати 13 марта 2012 г.)

Квантовые точки InAs, встроенные в область пространственного заряда эпитаксиальной пленки  $n$ -GaAs на разные расстояния от поверхности (5–300 нм), уменьшают потенциальный барьер для электронов, локализованных в  $n$ -GaAs. Для туннельно-тонких покровных слоев это связано с туннелированием через энергетические уровни квантовых точек, а для толстых слоев — с отрицательным зарядом уровней квантования и дефектов, локализуемых вблизи квантовых точек. Уменьшение барьера увеличивает захват электронов на поверхностные состояния и смещает частотную дисперсию подвижности в эффекте поля, связанную с этим захватом, в сторону более высоких частот. При встраивании квантовых точек вблизи подножия барьера они проявляются в релаксации слабосигнального эффекта поля. Определены некоторые параметры уровней квантования. Обнаружено дефектообразование в слоях, прилегающих к квантовым точкам.

### 1. Введение

Известно, что квантово-размерные гетероструктуры на основе GaAs с квантовыми ямами (КЯ) из InGaAs и квантовыми точками (КТ) из InAs, а также с комбинированными слоями КЯ и КТ могут быть использованы для создания высокоэффективных лазеров на 1.3 и 1.55 мкм [1,2]. Для разработки таких лазеров необходимо изучать энергетическую структуру квантовых уровней, их расположение относительно краев разрешенных зон GaAs, а также параметры этих уровней как центров рекомбинации и прилипания. Энергетическая структура квантовых уровней, внутренние переходы между ними и рекомбинационные процессы могут быть эффективно изучены по спектрам фотолюминесценции, электролюминесценции и фоточувствительности [1,3,4]. Для определения расположения квантовых уровней относительно краев разрешенных зон GaAs и их параметров как уровней прилипания предприняты не очень многочисленные попытки, основанные на измерениях емкостных эффектов в диодах Шоттки или  $p$ – $n$ -переходах с КТ [5–8]. Такие измерения вызывают значительные трудности, связанные с необходимостью точного расположения КТ на границе квазинейтральной области GaAs с приповерхностной областью пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника. Трудно также отделять отклик квантово-размерных слоев от эффектов перезарядки большого количества глубоких центров, локализованных в области  $p$ – $n$ -перехода или барьера Шоттки [6]. В настоящей работе показано, что КТ из InAs, встраиваемые в ОПЗ GaAs на разном расстоянии от поверхности, оказывают существенное влияние на частотную зависимость и величину дифференциального эффекта поля. Это обстоятельство открывает дополнительные возможности для изучения КТ как центров прилипания.

### 2. Образцы и методика измерений

Квантово-размерные гетероструктуры выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии на основе полупроводящей  $s$ -GaAs или сильно проводящей  $n^+$ -GaAs подложек с ориентацией (100). Толщина буферных эпитаксиальных слоев  $n$ -GaAs составляла  $\sim 0.6$  мкм, а концентрация равновесных электронов  $n_0$  в них варьировалась в интервале  $3 \cdot 10^{15} - 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Квантовые точки встраивались в пределах ОПЗ на разном расстоянии от поверхности  $d_c$  (5, 20, 100, 300 нм). Использовались слои КТ из 5 монослоев InAs [3]. Измерения на атомном силовом микроскопе показали, что средняя высота КТ составляла 6 нм, латеральный размер у основания — 40 нм, а плотность КТ была  $\sim 6 \cdot 10^9$  см<sup>-2</sup>. Изготавливались также структуры  $n$ -GaAs/ $s$ -GaAs и  $n$ -GaAs/ $n^+$ -GaAs, не содержащие квантово-размерных слоев.

Для измерения эффекта поля к буферному слою  $n$ -GaAs на  $s$ -GaAs создавались планарные омические контакты путем сплавления олова электрическим разрядом. Длина контактов составляла обычно 3–5 мм, а расстояние между ними было порядка их длины. Измерительная ячейка для осуществления эффекта поля на реальной поверхности полупроводника формировалась путем прижимания управляющего полевого электрода к этой поверхности между токовыми контактами через прослойку из слюды. Изготавливались аналогичные измерительные ячейки на основе МДП-структуры Ni/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/ $n$ -GaAs и структуры Ni/анодный окисел/ $n$ -GaAs. Пленка Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> толщиной 0.9 нм получалась в них методом электронно-лучевого распыления в вакууме. Пленка анодного оксида (АО) толщиной 0.2 мкм в структурах с толстым покровным слоем ( $d_c = 300$  нм) формировалась путем жидкостного окисления полупроводника в электролите состава водный раствор пентабората аммония в этиленгликоле. Создавались также диодные структуры (ДС) Шоттки Pd/ $n$ -GaAs/ $n^+$ -GaAs с аналогичными расположениями КТ в ОПЗ. Пленки Ni и Pd получались методом термического напыления в вакууме.

<sup>†</sup> E-mail: Tikhov@phys.unn.ru

Таблица 1. Свойства МДП-структур Ni/диэлектрик/n-GaAs

Тип структуры	№	Слой GaAs	$d_c$ , нм	$\mu_{F0}$ , $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$\mu_{F\infty}$ , $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$\mu_n$ , $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$n_0$ , $\text{см}^{-3}$	$d_{sc}$ , нм
AO/n-GaAs	5318	буфер	0	4350	4180	4100	$3.3 \cdot 10^{16}$	165
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /n-GaAs	4878	буфер	0	6320	4240	5000	$4 \cdot 10^{15}$	447
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /n-GaAs	4871	с КТ	5	3150	3500	4730	$5 \cdot 10^{15}$	398
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /n-GaAs	4872	с КТ	20	1510	1680	4440	$1.2 \cdot 10^{16}$	257
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /n-GaAs	4873	с КТ	100	760	2400	4800	$1.7 \cdot 10^{16}$	219
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /n-GaAs	4875	с КТ	300	60	800	5620	$3 \cdot 10^{15}$	501

Все управляющие электроды задерживали меньше 10% интенсивности освещения.

На изготовленных таким образом ячейках с прижимным полевым электродом и в МДП-структурах на s-GaAs измерялась частотная зависимость подвижности в эффекте поля (ЭП) на частотах  $f = 18 - 1.8 \cdot 10^6$  Гц малосигнальным методом Монтгомери–Эгрейна [9,10], модифицированным добавлением схемы постоянного управляющего напряжения  $V_g$ . Измерения были сделаны в интервале температур  $T = 77 - 460$  К. Метод конденсаторной фотоэдс насыщения  $V_{IS}$  [11] использовался для определения величины поверхностного барьера  $\phi_s$ . Для увеличения достоверности интерпретации явлений в эффекте поля в ДС Шоттки были измерены вольт-амперные характеристики (ВАХ), зависимости параллельной емкости и проводимости от напряжения ( $CV$ - и  $GV$ -характеристики) на анализаторе полупроводниковых приборов Agilent B1500A в интервале частот  $f = 1$  КГц–1 МГц.

### 3. Результаты эксперимента

На рис. 1 показаны зависимости отношения подвижности в эффекте поля  $\mu_F/\mu_0$  ( $\mu_0$  — подвижность в эффекте поля в образце без КТ) от частоты в МДП-структурах

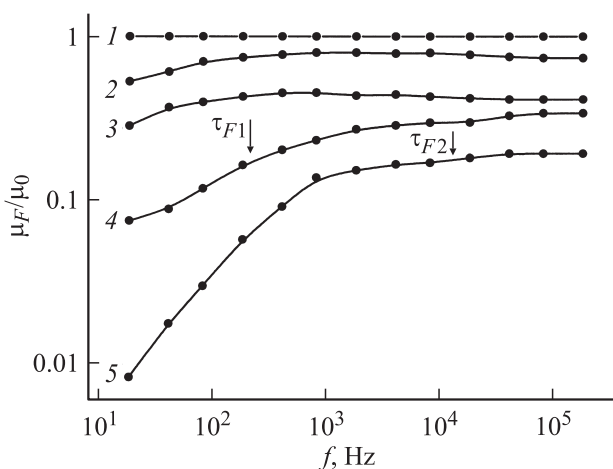


Рис. 1. Зависимость отношения  $\mu_F/\mu_0$  от частоты для разных структур Ni/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/n-GaAs.  $d_c$ , нм: 1 — 0, 2 — 5, 3 — 20, 4 — 100, 5 — 300.

с пленкой оксида алюминия на основе буферного слоя n-GaAs (кривая 1) и слоев n-GaAs с КТ с разной толщиной покровного слоя  $d_c$  (кривые 2–5). Зависимости были получены из измерений малосигнального эффекта поля при отсутствии постоянного напряжения на полевым электроде  $V_g$ . Было установлено, что убывающая частотная дисперсия  $\mu_F$  в МДП-структуре с буфером обусловлена частотной зависимостью емкости диэлектрика. Поэтому, чтобы исключить эту зависимость, на рис. 1 приведено отношение  $\mu_F/\mu_0$ . Подвижность в эффекте поля в слое без КТ не зависела от частоты, совпадала с дрейфовой подвижностью и была близка к подвижности электронов в эффекте Холла  $\mu_n$  (см. табл. 1), что исключает явления захвата носителей в этих условиях. При встраивании в ОПЗ n-GaAs слоя КТ с ростом толщины покровного поля уменьшались значения высокочастотной полевой подвижности  $\mu_{F\infty}$  (на частоте  $\sim 1$  МГц). Появлялась также возрастающая частотная дисперсия полевой подвижности (кривые 2–5), связанная с электронным захватом [9,10]. Наиболее сильное воздействие на частотную зависимость  $\mu_F$  (табл. 1) оказывали КТ, локализованные вблизи границы ОПЗ и квазинейтрального объема n-GaAs (рис. 1, кривые 4, 5). Толщина ОПЗ  $d_{sc}$  определялась для каждого образца по известному уровню легирования и высоте барьера на поверхности GaAs. Максимальный эффект воздействия КТ наблюдался при толщине покровного слоя 300 нм и соответствовал увеличению захвата, характеризуемого фактором захвата  $\theta = \mu_{F0}/\mu_{F\infty}$  ( $\mu_{F0}$  — подвижность на частоте 18 Гц), почти на 2 порядка величины по сравнению со случаем отсутствия КТ. Значение высокочастотной подвижности, равное дрейфовой подвижности, при этом падало в 5 раз ( $\sim 800 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ) и оказывалось значительно меньше холловской подвижности электронов в слое n-GaAs. Как показал теоретический расчет по формуле [12]

$$\mu_F = \mu_{F\infty} - (\mu_{F\infty} - \mu_{F0}) / (1 + \omega^2 \tau^2), \quad (1)$$

где  $\omega = 2\pi f$ ,  $\tau$  — время релаксации эффекта поля (ЭП), релаксационные кривые не описывались дискретным лувущечным уровнем.

Время релаксации ЭП, определяемое из частотной зависимости по формуле [13,14]

$$\tau_{F1} = 1 / (2\pi f_{0.7}), \quad (2)$$

где  $f_{0.7}$  — частота, соответствующая значению  $\theta = 0.7$ , уменьшалась на 2 порядка величины (до  $\sim 10^{-4}$  с).

Таким образом, введение КТ в ОПЗ GaAs вызывало появление электронного захвата, уменьшение величин  $\mu_{F\infty}$  и  $\tau_{F1}$ . Наряду с этими эффектами при больших величинах толщины покровного слоя (кривые 4, 5) появлялась более высокочастотная дисперсия  $\mu_F$ , которую можно было охарактеризовать временем релаксации  $\tau_{F2}$ . Участки релаксации, характеризующиеся временами  $\tau_{F1}$  и  $\tau_{F2}$ , отмечены на рис. 1 стрелками. Аналогичные кривые наблюдались в структурах с прижимным электродом и в МДП-структурах с анодным оксидом. Некоторые данные для таких структур с АО приведены в табл. 1. Однако в последних структурах по разным причинам не удавалось значительно управлять поверхностным изгибом зон  $Y_S$  с помощью напряжения на полевом электроде  $V_g$ , что значительно снижало информативность эксперимента.

Для выявления природы частотной дисперсии были измерены частотные зависимости  $CV$ - и  $GV$ -характеристик в диодных структурах и  $\mu_F(f)$  при разных значениях потенциала поверхности  $\phi_s$ , который задавался постоянным напряжением смещения на полевом электроде в МДП-структурах с  $Al_2O_3$  при разных температурах.

На рис. 2 показаны частотные зависимости  $CV$ - и  $GV$ -характеристик, измеренные при разных истощающих напряжениях  $V$  в диодной структуре с КТ и толстым покровным слоем. Видно, что величины  $C$  и  $G/\omega$  растут с увеличением частоты, что обычно объясняется перезарядкой глубоких уровней [15] в ОПЗ полупроводника. В ДС без КТ и с тонкими покровными слоями (5 и 20 нм) не наблюдалось частотной дисперсии  $CV$ - и  $GV$ -характеристик в том же диапазоне частот и напряжений. Это можно понять, если предположить, что глубокие дефекты создаются КТ и локализованы вблизи КТ. Судя по характеру зависимостей без четких максимумов (максимум емкости вблизи 0, кажущийся, и связан с резким ростом активной составляющей проводимости), эти дефекты имеют некоторое энергетическое и пространственное распределение. При частоте  $10^3$  Гц

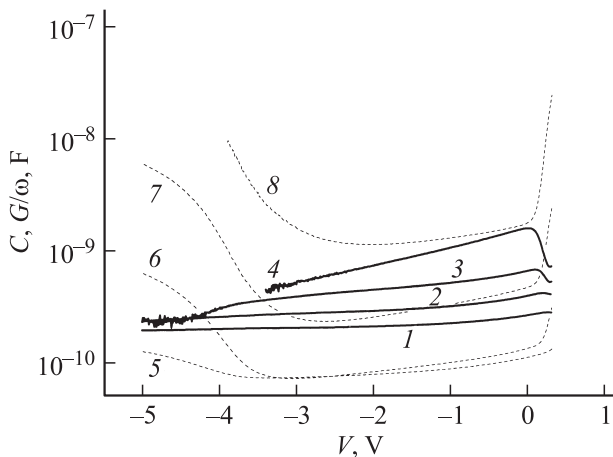


Рис. 2. Зависимости  $C$  (1–4) и  $G/\omega$  (5–8) для диодной структуры Au/n-GaAs/n<sup>+</sup>-GaAs с КТ с  $d_c = 300$  нм.  $f$ , Гц: 1, 5 —  $10^6$ ; 2, 6 —  $10^5$ ; 3, 7 —  $10^4$ ; 4, 8 —  $10^3$ .

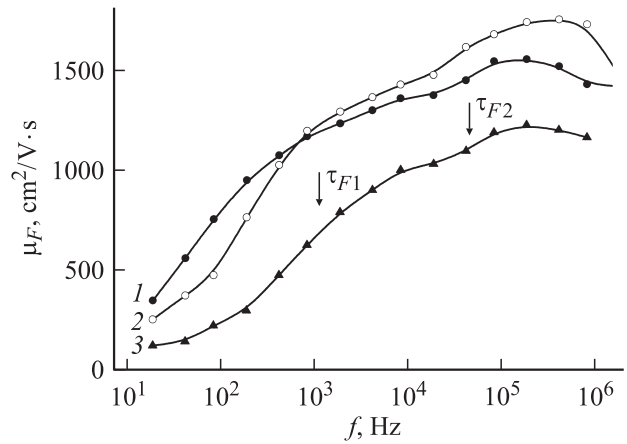


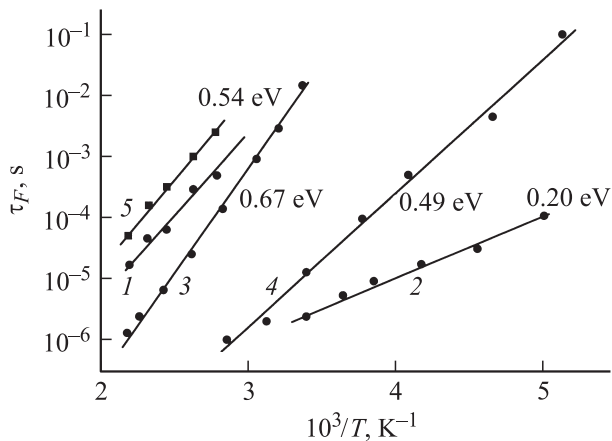
Рис. 3. Частотная зависимость подвижности в ЭП для структуры Ni/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/GaAs с КТ при разных значениях  $V_g$ . Образец 4873,  $d_c = 100$  нм,  $V_g$ , В: 1 — 0, 2 — 7, 3 — 15.

активная составляющая проводимости  $G$  превышала емкостную и приближалась к проводимости, определенной дифференцированием ВАХ. Это можно объяснить эффектом шунтирования емкости канальной проводимостью по слою точек из-за заполнения его электронами в образцах с толстыми покровными слоями.

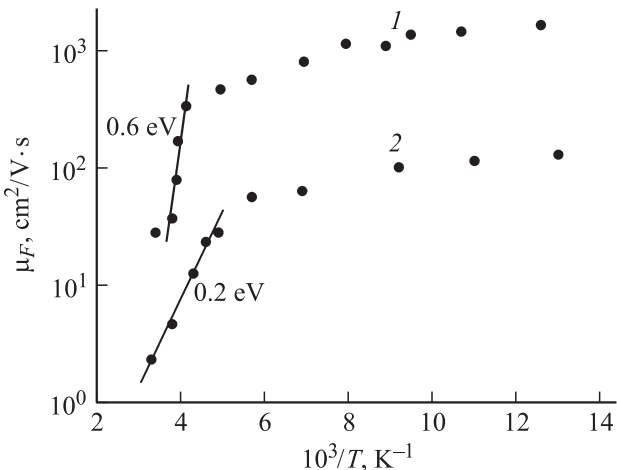
На рис. 3 показаны частотные зависимости  $\mu_F$ , измеренные при разных напряжениях  $V_g$  в МДП-структуре с КТ и толстым покровным слоем. Видно две области возрастающей частотной дисперсии, связанные с захватом на ловушки, соответствующие временам  $\tau_{F1}$  и  $\tau_{F2}$  (отмечено стрелками на рис. 3). Небольшой изгиб частотных зависимостей в области высоких частот ( $> 2 \cdot 10^5$  Гц) обусловлен убывающей частотной дисперсией в диэлектрике. Наблюдалось уменьшение величины  $\tau_{F1} \propto [(kT/q \cdot Y_S) - V_g]$  при увеличении обогащающего напряжения. Величина  $\tau_{F2}$  практически не зависела от напряжения. С ростом температуры происходило смещение обеих областей частотной дисперсии в сторону более высоких частот.

По результатам температурных измерений для этих структур были получены зависимости величин  $\tau_{F1}$  и  $\tau_{F2}$  от  $10^3/T$  при разных напряжениях на управляющем электроде, которые показаны на рис. 4. Из рисунка видно, что эти зависимости носили экспоненциальный характер. Для структур без КТ при  $V_g = 0$  зависимость  $\lg \tau_{F1}(1/T)$  характеризовалась энергией активации  $E_{T1}$  (кривые 1, 3, 5). В разных образцах значения этой энергии изменялись в пределах от 0.5 до 0.75 эВ. С ростом обогащающего напряжения энергия  $E_{T1}$  уменьшалась (ср. кривые 3, 4). В образце с КТ на краю ОПЗ наблюдались два процесса с временами  $\tau_{F1}$  (кривая 1) и  $\tau_{F2}$  (кривая 2). Энергия активации температурной зависимости  $\tau_{F2}$  практически не зависела от напряжения и была  $\approx 0.2$  эВ.

В МДП-структурах удалось измерить подвижность в эффекте поля на постоянном сигнале ( $f = 0$ ). Температурные зависимости этой величины для разных МДП-структур показаны на рис. 5. Анализ этих зависимостей



**Рис. 4.** Температурные зависимости  $\tau_{F1}$  (1, 3, 4) и  $\tau_{F2}$  (2) для структуры Ni/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/GaAs с КТ. 1, 2 — образец 4873,  $d_c = 100$  нм; 3, 4 — образец 4872,  $d_c = 20$  нм; 5 — образец 4878, буфер *n*-GaAs.  $V_g$ , В: 1–3 — 0; 4 — 20; 5 — 0.



**Рис. 5.** Зависимость подвижности  $\mu_{F0}$ , измеренной на постоянном напряжении, от обратной температуры для разных МДП-структур. 1 — образец 4878 Ni/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/*n*-GaAs, буфер. 2 — образец 4760 Ni/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/*n*-GaAs с КТ,  $d_c = 300$  нм.

на экспоненциальных участках также дал значения энергии активации подвижности 0.2 эВ для структур с КТ (кривая 2), если они располагались на краю ОПЗ, и ~ 0.6 эВ для структур с буфером GaAs (кривая 1).

### 4. Обсуждение результатов

Из-за крайне низкой концентрации дырок в исследованных слоях *n*-GaAs эффект поля носит монополярный характер, связанный с захватом электронов [16,17]. В этих условиях величину  $\theta = \mu_{F0}/\mu_{F\infty}$  можно трактовать как фактор захвата электронов на состоянии на поверхности или в объеме полупроводника. Учитывая высокую плотность поверхностных состояний (ПС) на поверхности GaAs, вызывающую закрепление („пиннинг“) на ней уровня Ферми, частотная дисперсия поле-

вой подвижности с  $\tau_{F1}$  может быть объяснена захватом на ПС через поверхностный барьер. Предполагаемый механизм захвата подтверждался характером температурной зависимости частотной дисперсии и уменьшением величины  $E_{\tau_1}$  из-за относительного спрямления зон на поверхности GaAs при приложении обогащенного управляющего напряжения на управляющий электрод. Как показал расчет по формуле

$$\tau_0/\tau_{20} = \exp[(E_0 - E_{20})/kT], \tag{3}$$

где  $\tau_0, \tau_{20}$  — времена релаксации в эффекте поля в МДП-структуре с буферным слоем *n*-GaAs при захвате на ПС при  $V_g = 0$  и +20 В соответственно при комнатной температуре, а  $E_0$  и  $E_{20}$  — соответствующие энергии активации, наблюдается количественное согласие теории и эксперимента в этом случае (ср. кривые 3, 4 на рис. 4). Энергия активации подвижности на постоянном сигнале также определялась величиной поверхностного барьера в структуре без КТ (рис. 5, кривая 1).

Для установления соотношения энергии активации  $\tau_{F1}$  и высоты поверхностного барьера в слое *n*-GaAs в МДП-структурах были проведены прямые измерения  $\phi_s$  по величине — сильно сигнальной (при потоке квантов ~ 10<sup>20</sup> фот/см<sup>2</sup>с) конденсаторной фотоэдс  $V_{IS}$ . Как известно [11], при достаточно большом уровне фотовозбуждения эта фотоэдс достигает насыщения и равна темновому поверхностному потенциалу в полупроводнике. Однако ввиду малой толщины буферного слоя, сравнимой с толщиной ОПЗ, не удалось исключить влияние барьера в *s*-GaAs, включенного навстречу  $\phi_s$ . Значения конденсаторной фотоэдс оказались ниже значений  $E_{\tau_1}/q$ .

Тогда была предпринята попытка определения значения  $\phi_s$  по значению высоты барьера Шоттки  $\phi_b$  в ДС:

$$\phi_s = \phi_b - (E_c - F)/q. \tag{4}$$

В (2)  $q$  — заряд электрона,  $E_c$  — край *c*-зоны,  $F$  — положение уровня Ферми в GaAs.

Возможность такой попытки вытекает из „пиннинга“ положения уровня Ферми на поверхности GaAs [11]. Значения  $\phi_s$ , найденные по значениям  $\phi_b$ , полученным методом экстраполяции прямой ветви ВАХ при комнатной температуре [18] для ДШ на *s*-GaAs, приведены в табл. 2. Из табл. 2 следует, что значения  $\phi_s$  могут расходиться со значениями  $E_{\tau_1}/q$  особенно сильно для ДШ с буферным слоем GaAs. Такое расхождение может быть объяснено некоторым несоответствием значений  $E_{\tau_1}/q$  высоте поверхностного барьера из-за изменения плотности ПС при изменении температуры [16]. В табл. 3 приведены данные по высотам барьеров и величине  $V_{IS}$  для ДШ на *n*<sup>+</sup>-GaAs.

Обнаружилось весьма сильное уменьшение высоты барьера  $\phi_b$ , определенное из ВАХ, после встраивания КТ в ОПЗ, которое зависело от толщины покровного слоя. Как видно из табл. 2, при толщине  $d_c = 5$  нм значение  $\phi_b$  уменьшалось на 0.18 В. Максимальное уменьшение на (0.38 В) наблюдалось, когда КТ располагались

**Таблица 2.** Некоторые характеристики диодных структур на *s*-GaAs и ЭП в структуре Ni/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/*n*-GaAs

№ образца	<i>d<sub>c</sub></i> , нм	<i>φ<sub>b</sub></i> , В	<i>m</i>	<i>n<sub>0</sub></i> , см <sup>-3</sup>	<i>E<sub>c</sub></i> - <i>F</i> , эВ	<i>φ<sub>s</sub></i> , В	<i>E<sub>T1</sub></i> , эВ
4878 (буфер)	0	0.94	1.17	4.0 · 10 <sup>15</sup>	0.118	0.82	0.54
4871	5	0.76	1.25	5.0 · 10 <sup>15</sup>	0.112	0.65	0.73
4872	20	0.62	1.70	1.2 · 10 <sup>16</sup>	0.090	0.53	0.67
4873	100	0.61	3.30	1.7 · 10 <sup>16</sup>	0.081	0.52	0.53
4875	300	0.56	1.90	3.0 · 10 <sup>15</sup>	0.125	0.44	0.52

**Таблица 3.** Некоторые характеристики диодных структур Au/*n*-GaAs/*n*<sup>+</sup>-GaAs

№ и тип образца	<i>d<sub>c</sub></i> , нм	Из ВАХ		<i>n<sub>0</sub></i> , см <sup>-3</sup>	<i>(E<sub>c</sub></i> - <i>F</i> )/ <i>q</i> , В	<i>φ<sub>s</sub></i> , В	<i>V<sub>IS</sub></i> , В
		<i>φ<sub>b</sub></i> , В	<i>m</i>				
Без КТ		0.90	1.02	1.0 · 10 <sup>16</sup>	0.095	0.80	0.76
4879 с КТ	0	0.79	1.05	5.5 · 10 <sup>15</sup>	0.110	0.68	0.68
4880 с КТ	5	0.79	1.05	5.0 · 10 <sup>15</sup>	0.114	0.67	0.66
4881 с КТ	20	0.76	1.36	6.0 · 10 <sup>15</sup>	0.108	0.65	0.62
4882 с КТ	100	0.71	3.50	2.4 · 10 <sup>15</sup>	0.130	0.58	0.64
4883 с КТ	300	0.63	4.67	3.0 · 10 <sup>15</sup>	0.125	0.50	0.58

практически на краю ОПЗ (*d<sub>c</sub>* = 300 нм). Этот результат удовлетворительно согласовался с результатами измерения фотоэдс насыщения в исследованных ДС (табл. 3).

Можно предположить, что эффективная высота потенциального барьера на поверхности полупроводника при туннельных толщинах покровного слоя понижается из-за возможности прямого туннелирования через КТ. Очевидно, это понижение составляет величину, близкую к энергетическому положению основного электронного уровня квантования КТ *E<sub>e0</sub>* относительно *E<sub>c</sub>* (0.2 эВ). Уровни квантования для дырок в ОПЗ находятся под уровнем Ферми и заполнены электронами. Если допустить, что эти уровни являются акцепторами, то они заряжены отрицательно. Для толстых покровных слоев, когда КТ приближаются к квазинейтральному объему, электронные уровни КТ заполняются электронами, так как опускаются под равновесный уровень Ферми (≤ 0.1 эВ для исследованных образцов) и становятся нейтральными. Это приводит к увеличению суммарного отрицательного заряда. Возможно возрастание отрицательного заряда и на дефектах, которые, как показали *CV*- и *GV*-измерения в диодных структурах, окружают КТ. При экранировке отрицательного заряда поверхностными состояниями или в металле происходит уменьшение поля в ОПЗ и понижение поверхностного барьера, которое возрастает с ростом толщины покровного слоя.

Релаксация эффекта поля со временем *τ<sub>F2</sub>*, вероятно, определяется перезарядкой КТ, когда они приближаются к краю ОПЗ. По аналогии с теорией для ПС [12,19,20] в этом случае можно записать

$$\tau_{F_2} = 1/\nu_t s \{n_0 \exp(-q\phi_{sq}/kT) + N_c \exp(E_{e0} - E_c)/kT\}, \quad (5)$$

где *v<sub>t</sub>* — тепловая скорость электронов, *s* — сечение захвата, *k* — постоянная Больцмана, *E<sub>e0</sub>* — энергетическое положение основного уровня квантования в запрещенной зоне GaAs, *N<sub>c</sub>* — плотность состояний в *s*-зоне, *φ<sub>sq</sub>* — кулоновский барьер для захвата в КТ. Так как практически не наблюдается зависимости *τ<sub>F2</sub>* от напряжения *V<sub>g</sub>*, в выражении (3) преобладает эмиссионный член. Таким образом, энергия активации времени *τ<sub>F2</sub>* дает величину эмиссионного барьера для электронов ≈ *E<sub>e0</sub>* - *E<sub>c</sub>* (0.2 эВ). Это значение удовлетворительно согласуется со значением, полученным по прямой ветви ВАХ (табл. 2; 0.18 эВ). Также это значение близко к известному в литературе из емкостных измерений [5]. В исследованных образцах с КТ энергия основного перехода, определенная по спектрам фотоэдс при комнатной температуре, составляла 0.95 эВ. Следовательно, для дырочного основного уровня квантования относительно края валентной зоны получается значение 0.28 эВ. Определение сечения захвата по формуле (5) при *T* = ∞ и с использованием экстраполяции экспериментальной зависимости к 1/*T* = 0 (рис. 4, кривая 2) дало величину ~ 2 · 10<sup>-17</sup> см<sup>2</sup>. Последнее значение соответствует акцепторному центру с небольшим кулоновским отталкивающим барьером. Интересно, что на постоянном сигнале энергия активации подвижности в ЭП в структуре с толстым покровным слоем также определялась основным уровнем квантования для электронов и составляла 0.2 эВ (рис. 5, кривая 2).

Предполагая, что КТ, встроенные в ОПЗ, захватывают электроны, как ПС, по значениям *θ* можно для частотной дисперсии с *τ<sub>F2</sub>* оценить концентрацию захваченного заряда *N<sub>S</sub>* соответственно этому эффекту. Согласно теории эффекта поля [10,13,14],

$$\Theta = \frac{C_{sc}}{C_{sc} + C_{ss}}, \quad (6)$$

где *C<sub>sc</sub>* — дифференциальная емкость ОПЗ полупроводника, а *C<sub>ss</sub>* — дифференциальная емкость заряда, захваченного в КТ. Используя эту формулу, можно оценить плотность заряда, захваченного на КТ *n<sub>ss</sub>*, приходящегося на 1 эВ, по значению *C<sub>ss</sub>*, как это обычно делается для равномерно распределенных по энергии ПС [12]:

$$n_{ss} = \frac{C_{ss}}{q^2 S}. \quad (7)$$

В формуле (7) *q* — заряд электрона, *S* — площадь полевого электрода. Значение фактора захвата определяется по частотной зависимости полевой подвижности. Значение *C<sub>sc</sub>* рассчитывается теоретически для известного значения изгиба зон *Y<sub>S</sub>*, соответствующего

истощению электронами, и безразмерного уровня легирования  $\lambda$  [12]:

$$C_{sc} = -\frac{2q^2}{kT} n_i L_D \frac{\lambda^{-1}(e^{Y_s} - 1)}{\sqrt{Y_s(\lambda - \lambda^{-1})}}, \quad (8)$$

где  $n_i$  — концентрация собственных носителей в GaAs,  $L_D$  — длина Дебая в собственном GaAs. Как было показано выше, в исследованных структурах захват на ПС в эффекте поля является преобладающим, поэтому используется (6), не учитывающее захвата по объемным ловушкам. Получилось значение  $n_{ss} \approx 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ В}^{-1}$ , которое соответствует геометрической плотности КТ с учетом интервала отклика от них в спектрах фотоэдс и фотолюминисценции в  $0.3 \text{ эВ} \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^2$ . Превышение этого значения по сравнению со значениями, полученными с помощью атомного силового микроскопа, можно объяснить возможностью принимать уровнями квантования до 6 электронов [21].

Как показали измерения, при понижении температуры от 300 до 77 К практически не происходило изменения высокочастотной полевой подвижности в ОПЗ GaAs с КТ, расположенными вблизи границы с квазинейтральным объемом пленки  $n$ -GaAs. Она менялась в пределах  $700\text{--}1000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . В то же время при 77 К увеличение размеров ОПЗ при приложении  $V_g < 0$  на Ni и, следовательно, отодвигание подножия ОПЗ за точки в квазинейтральный объем увеличивало значение подвижности до  $\sim 3000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . К аналогичному эффекту приводило уменьшение размеров ОПЗ и отодвигание подножия ОПЗ от КТ ближе к поверхности  $n$ -GaAs. В дифференциальном эффекте поля значения подвижности измеряются на краю ОПЗ. Следовательно, малые значения  $\mu_{F\infty}$  не связаны с захватом, а определяются слоевым уменьшением дрейфовой подвижности электронов вблизи КТ. Это явление может быть обусловлено наличием дефектов, окружающих КТ и приводящих к слоевой неоднородности в ОПЗ пленки  $n$ -GaAs. О наличии такой неоднородности, согласно [18], свидетельствуют очень большие значения коэффициентов идеальности  $m$  (до 4.7, как видно из табл. 3) в ДС с КТ.

## 5. Заключение

Показано, что встраивание в ОПЗ слоя  $n$ -GaAs квантовых точек InAs оказывает значительное влияние на характеристики малосигнального эффекта поля. Квантовые точки уменьшают потенциальный барьер для электронов на поверхности GaAs. Для туннельно-тонких покровных слоев это связано с туннелированием через энергетические уровни квантовых точек, а для толстых слоев — с отрицательным заряджением уровней квантования и дефектов, локализованных вблизи квантовых точек. Уменьшение барьера увеличивает захват электронов на поверхностные состояния и смещает частотную дисперсию подвижности в эффекте поля, связанную с этим захватом, в сторону более высоких частот. При

встраивании КТ вблизи края потенциального барьера ОПЗ обнаруживается их непосредственное участие в релаксации эффекта поля. Показана возможность определения из анализа этой релаксации некоторых параметров уровней квантования: энергетического расположения в запрещенной зоне GaAs, сечения захвата для электронов и плотности заряда, захватываемого на них. Обнаружено сильное уменьшение дрейфовой подвижности в слоях, прилегающих к КТ, обусловленное дефектностью этой области.

Автор благодарен Б.Н. Звонкову за предоставленные для создания измерительных образцов полупроводниковые эпитаксиальные структуры, А.В. Ершову за нанесение диэлектрика и И.А. Карповичу за обсуждение и полезные замечания.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 06-02-16159) и Министерства образования и науки РФ (грант РНП.2.1.1.2741).

## Список литературы

- [1] Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Шукин, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, Д. Бимберг. *ФТП*, **32**, 385 (1998).
- [2] M. Grudmann. *Physika E*, **5**, 167 (2000).
- [3] И.А. Карпович, Б.Н. Звонков, С.Б. Левичев, Н.В. Байдусь, С.В. Тихов, Д.О. Филатов, А.П. Горшков, С.Ю. Ермаков. *ФТП*, **38**, 448 (2004).
- [4] С.В. Тихов, Е.Л. Шоболов, С.Б. Левичев, Н.В. Байдусь. *ЖТФ*, **73**, 69 (2003).
- [5] P.N. Brunkov, A. Patane, A. Levin, L. Eaves, P.C. Main. *Phys. Rev. B*, **65**, 085 326 (2002).
- [6] М.М. Соболев, А.Р. Ковш, В.М. Устинов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, А.В. Максимов, Н.Н. Леденцов. *ФТП*, **31**, 1249 (1997).
- [7] Б.Н. Звонков, И.Г. Малкина, Е.Р. Линькова, В.Я. Алешкин, И.А. Карпович, Д.О. Филатов. *ФТП*, **31**, 1001 (1997).
- [8] М.М. Соболев, А.Р. Ковш, В.М. Устинов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, Ю.Г. Мусихин. *ФТП*, **33**, 184 (1999).
- [9] Г.П. Пека. *Физика поверхности полупроводников* (Киев, Изд-во Киев. ун-та, 1967).
- [10] H.C. Montgomery. *Phys. Rev.*, **106**, 441 (1957).
- [11] С.В. Тихов. *ФТП*, **29**, 742 (1995).
- [12] В.Н. Овсюк. *Электронные процессы в полупроводниках с областями пространственного заряда* (Новосибирск, Наука. Сиб. отд-ние, 1984).
- [13] А.Э. Юнович. *ФТТ*, **1**, 1092 (1959).
- [14] Н.Л. Дмитрук, В.И. Ляшенко, О.И. Маева. *УФЖ*, **19**, 1375 (1974).
- [15] Л.С. Берман, А.А. Лебедев. *Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках* (Л., Наука. Ленингр. отд-ние, 1981).
- [16] Б.И. Бедный, М.В. Шилова, С.В. Тихов, И.А. Карпович. *ФТП*, **14**, 2134 (1980).
- [17] С.В. Тихов, В.В. Мартынов. *Изв. вузов. Физика*, **4**, 61 (1986).
- [18] Э.Х. Родерик. *Контакты металл-полупроводник* (М., Радио и связь, 1982).
- [19] E.H. Nicollian, A. Goetzberger. *Bell Syst. Tech.*, **46**, 1055 (1967).



- [20] A. Zenling, E. Klausmann, A. Goetzberger. Sol. St. Electron., **15**, 559 (1972).  
[21] B.J. Warburton. Phys. Rev. Lett., **79** (26), 5282 (1997).

Редактор Л.В. Беляков

## Small-signal field effect in quantum-mechanical heterostructures GaAs/InAs

S.V. Tikhov

Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia

**Abstract** It is established, that built in area of a spatial charge epitaxial films  $n$ -GaAs on different distances from a surface (5–300 nm) quantum dots InAs reduce a potential barrier for electrons, localised in  $n$ -GaAs. For tunnel thin integumentary layers it is connected with tunneling through electronic levels of quantum dots, and for thick layers with negative loading of levels of quantization and the defects localised near to quantum dots. Barrier reduction increases capture electron by superficial conditions and displaces a frequency dispersion of mobility in effect of the field, connected with this capture, aside higher frequencies. At embedding of quantum dots near to bottom of a barrier they are shown in a relaxation of is weak-alarm effect of a field. Some parameters of levels of quantization are defined. It is revealed defect formation in the layers adjoining to quantum dots.