

ХАРАКТЕРИСТИКА И ОСОБЕННОСТИ ПРОВОДИМОСТИ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ δ -ЛЕГИРОВАННЫХ СЛОЕВ В GaAs ПРИ ИЗМЕНЕНИИ КОНЦЕНТРАЦИИ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Котельников И. Н., Кокин В. А., Медведев Б. К., Мокеров В. Г.,
Ржанов Ю. А., Анохина С. П.

Проведены магнитотранспортные исследования при гелиевых температурах на двух типах структур: с одним δ -легированным слоем (Si), выращенным на расстоянии $L = 200 \text{ \AA}$ от поверхности GaAs, покрытой Al, и с двумя δ -слоями ($L_1 = 200$ и $L_2 = 500 \text{ \AA}$), содержащими одинаковое количество доноров $N \approx 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Для образца с одним δ -слоем измерены туннельные спектры и зависимости подвижности и концентрации двумерного электронного газа (ДЭГ) от напряжения V на затворе. Данные хорошо согласуются с результатами самосогласованных расчетов энергий и заполнения подзон в потенциальной квантовой яме (ПКЯ) для ширины δ -слоя $\Delta L = 50 \text{ \AA}$, а поведение подвижностей в подзонах с концентрацией n ДЭГ позволяет сделать вывод о проявлении эффектов межподзонного рассеяния. Обнаружено, что скорость роста с n подвижности μ_1 в возбужденной подзоне ПКЯ значительно превышает скорость изменения $\mu_0(n)$. Такое поведение можно связать с усилением (при возрастании V) пространственного разделения подвижных электронов возбужденной подзоны и ионизованных примесей δ -слоя, что характерно для асимметричных ПКЯ δ -слоев. Данные для структуры с двумя δ -слоями качественно подтверждают этот вывод.

Введение. Структуры с δ -легированными слоями (профиль легирования в виде δ -функции Дирака) в GaAs вызывают повышенный интерес в связи с возрастанием роли полупроводниковых систем с двумерным электронным газом (ДЭГ) в фундаментальных исследованиях, а также разработкой приборов на основе δ -легированного GaAs (см., например, [1]). Свойства ДЭГ в потенциальных квантовых ямах (ПКЯ) «глубоких» δ -слоев, расположенных на расстояниях $L \geq 1000 \text{ \AA}$ от поверхности GaAs, за последние несколько лет изучены достаточно подробно [2-4] при помощи анализа осцилляций Шубникова—де-Гааза (ОШГ). Менее исследованы системы с δ -слоями вблизи поверхности ($L \leq 300 \text{ \AA}$): ПКЯ при этом резко асимметрична, и на параметры ДЭГ может существенно влиять поверхность GaAs или граница GaAs/металл. С помощью металлического затвора в структуре с приповерхностной ПКЯ можно эффективно управлять концентрацией ДЭГ, что открывает дополнительные возможности для определения параметров δ -слоя и исследования зависимости транспортных свойств от концентрации ДЭГ. Наиболее значительных эффектов можно ожидать при заполнении первой возбужденной подзоны ДЭГ, когда квантовые свойства системы приводят к пространственному разделению ионизованных примесей и подвижных носителей заряда в ПКЯ δ -слоя. Именно в этом случае в работе [5] для глубокого δ -слоя в GaAs было обнаружено возрастание подвижности в возбужденной подзоне по сравнению с основным состоянием в 4 раза. Исследованию параметров приповерхностной ПКЯ δ -слоя посвящена работа [6], в которой методом туннельной спектроскопии анализировалась структура двумерных подзон (Ag/ δ -GaAs, $L = 200 \text{ \AA}$). В [6] был сделан вывод о хорошем соответствии данных эксперимента и результатов самосогласованного расчета. Однако в этой работе не изучались транспортные свойства ДЭГ, которые в квантовых структурах на δ -легированных

слоях имеют свою специфику (см., например, [5, 7]), что необходимо учитывать при создании на их основе полевых транзисторов [8, 9].

В настоящей работе проведены экспериментальные исследования эффекта Холла и осцилляций Шубникова—де-Гааза в зависимости от концентрации ДЭГ, измерены туннельные спектры переходов Al/ δ -GaAs, а также выполнены самоогласованные расчеты структуры подзон ДЭГ в асимметричных ПКЯ приповерхностных δ -легированных слоев в GaAs.

1. Образцы и условия измерений

Получение δ -легированных структур осуществлялось на полуизолирующих подложках GaAs методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) в режиме прерывания роста во время легирования Si. Концентрация вводимой донорной примеси контролировалась временем работы кремниевого источника (в это время заслонка источника Ga была закрыта). После введения заданной концентрации донорной примеси заслонка источника Si закрывалась, а источника Ga открывалась, и продолжался рост нелегированного GaAs. Для получения нескольких δ -слоев указанная процедура повторялась соответствующее количество раз. Температура подложки поддерживалась постоянной и составляла 570 °C. Формирование затвора Шоттки к δ -легированным слоям осуществлялось непосредственно в установке МЛЭ путем осаждения Al из ячейки Кнудсена в условиях сверхвысокого вакуума сразу после завершения роста полупроводниковой структуры и ее охлаждения. Это обеспечивало высокое качество барьерного контакта, в частности, отсутствие неконтролируемых переходных слоев.

Были изготовлены два типа структур с конфигурацией холловского мостика: с одним δ -слоем, выращенным на расстоянии $L \approx 200$ Å от поверхности GaAs, покрытой слоем Al (образец 1), и с двумя δ -слоями, с $L_1 \approx 200$ и $L_2 \approx 500$ Å, содержащими одинаковое количество доноров (образец 2). Концентрации N атомов Si в δ -слое для образцов 1 и 2 соответственно составляли $N \approx 5 \cdot 10^{12}$ и $6.6 \cdot 10^{12}$ см⁻². Величины N определялись по калибровочным зависимостям $n_x(t_{si})$, которые измерялись на контрольных образцах с глубокими δ -слоями (здесь n_x — холловская концентрация при $T = 300$ K, а t_{si} — время работы источника Si при δ -легировании). Магнитотранспортные измерения проводились при $T = 4.2$ и 2.2 K в магнитных полях $B < 12.5$ T. Величина тока, протекающего по каналу с ДЭГ, составляла 4 мкА, а ток через затвор в образце 1 не превышал 0.4 мкА. Анализ зависимости дифференциальной проводимости σ_T между затвором из Al и δ -слоем в GaAs от напряжения смещения V в образце 1 позволил сделать вывод о туннельном характере этой проводимости и определить высоту барьера $\Phi_b = 0.9$ эВ на границе GaAs/Al [10, 11]. Величина туннельного сопротивления R_T на 1 мм² площади затвора при $V = 0$ составляла ≈ 1 МОм.

2. Экспериментальные результаты

На рис. 1 представлены результаты измерения холловской концентрации n_x и удельной проводимости σ_H в образце 1 ($T = 4.2$ и 2.2 K) при различных напряжениях V на затворе [12]. Обращает на себя внимание, что $n_x \approx 2.2 \cdot 10^{12}$ см⁻² оказывается значительно меньше концентрации примесей $N \approx 5 \cdot 10^{12}$ см⁻², введенных во время роста. Это характерно для приповерхностных δ -слоев и обусловлено захватом свободных носителей из ПКЯ на поверхностные состояния на границе GaAs/металл. На рис. 1 также показана зависимость концентрации $n_1(V)$, определенная из ОШГ в магнитосопротивлении ρ_{xx} . Примеры экспериментально наблюдаемых ОШГ приведены на рис. 2: кривые $\partial \rho_{xx} / \partial V$ от $1/V$ для $V = +163$ и -236 мВ. Отметим значительную величину отрицательного магнитосопротивления (ОМС), причем ОМС усиливалось по мере обеднения

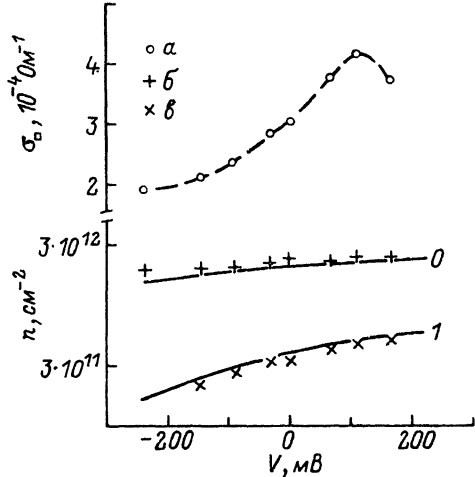


Рис. 1. Экспериментальные зависимости удельной проводимости σ_H (а) холловской концентрации n_H (б) и концентрации в первой возбужденной подзоне n_1 (в) от напряжения на затворе V для образца 1.

Сплошные линии — результаты самосогласованного расчета заполнения двумерных подзон для ПКЯ в структуре с одним δ -слоем: 0 — n_0 , 1 — n_1 .

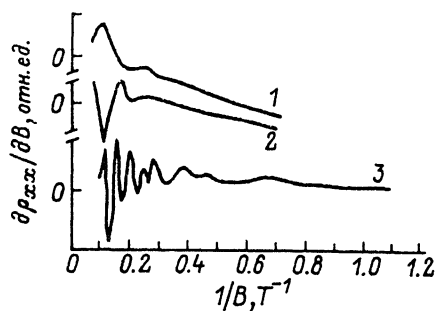


Рис. 2. Осцилляции Шубникова—де-Гааза в магнитосопротивлении ρ_{xx} . 1, 2 — образец 1, 3 — образец 2; V , мВ: 1 — -236, 2 — 163.

ПКЯ, и максимальное значение отношения $[\rho_{xx}(B) - \rho_{xx}(0)] / \rho_{xx}(0) \approx -0.33$ было получено для $V = -236$ мВ. В магнитном поле, параллельном δ -слою, осцилляции ρ_{xx} исчезали, что свидетельствует о двумерном характере проводимости в образце 1.

Поскольку $n_H \gg n_1$, можно предположить, что в ПКЯ оказываются заполненными по крайней мере две двумерные подзоны, одна из которых (n_0) не проявляется в ОШГ в исследованном диапазоне магнитных полей B из-за низкой подвижности носителей в ней. Наличие двух заполненных подзон в образце 1 подтверждают данные туннельной спектроскопии. На рис. 3 приведена полученная при $T = 4.2$ К зависимость дифференциальной туннельной проводимости $\sigma_T(V)$, измеренная на частоте 11 Гц (амплитуда модуляции на туннельном переходе Al/ δ -GaAs составляла 3 мВ). Хорошо видны типичные особенности, соответствующие двумерным подзонам ПКЯ δ -слоя [6] ($V > 0$ отвечают туннелированию из δ -GaAs в Al-затвор). Особенности на $\sigma_T(V)$ при положительных смещениях $V \approx 20$ и 65 мВ показывают наличие заполненных подзон с энергиями $E_1 \approx 20$ и $E_0 \approx 65$ (отсчет энергий от уровня Ферми в GaAs). Концентрации электронов мЭВ в подзоне i можно получить из известного выражения $n = mE_i / (\pi^2)$, что дает для эффективной массы $m = 0.067m_0$ значения $n_1 \approx 6 \cdot 10^{11}$ и $n_0 \approx 1.8 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$. Эти величины неплохо согласуются с приведенными выше данными магнитотранспортных измерений. Детальный анализ туннельного спектра перехода Al/ δ -GaAs выходит за рамки данной работы. Отметим только, что для $V < 0$, когда электроны туннелируют из металлического электрода в свободное состояние ПКЯ над уровнем Ферми GaAs, форма спектральных особенностей и их положения на шкале V заметно отличаются от ожидаемых.

Приведенные на рис. 1 данные демонстрируют сильную зависимость транспортных свойств ДЭГ от V : возрастание в ~ 2 раза проводимости, а следовательно, и холловской подвижности при изменении напряжения на затворе от -236 до $+163$ мВ [рис. 1, кривая $\sigma_H(V)$]. Обращает на себя внимание низкое значение

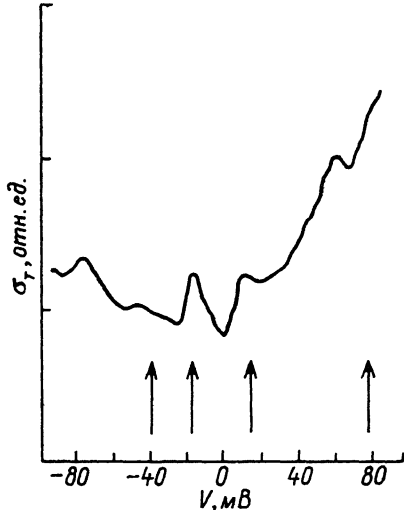


Рис. 3. Зависимость туннельной проводимости σ_T от напряжения на затворе V для туннельного перехода Al/ δ -GaAs. Образец 1.

Стрелками показаны ожидаемые в соответствии с самосогласованным расчетом положения двумерных подзон.

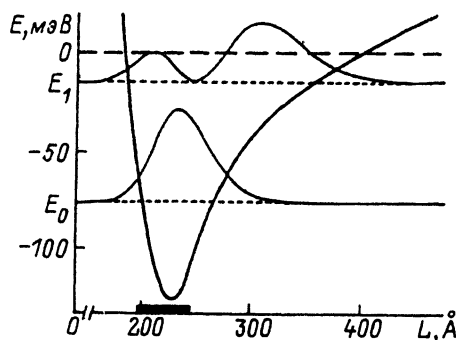


Рис. 4. Результаты самосогласованного расчета профиля потенциала (толстая сплошная линия), энергетических уровней двумерных подзон E_0 и E_1 (штриховые линии) и профилей электронной плотности в подзонах (тонкие сплошные линии) для GaAs с одним δ -слоем.

$V = 30$ мВ, остальные параметры расчета см. в тексте. Ось L направлена перпендикулярно плоскости δ -слоя, $L = 0$ на поверхности GaAs, $E = 0$ соответствует положению уровня Ферми в GaAs. Прямоугольник на оси L показывает положение δ -слоя ширины $\Delta L = 50$ А.

холловской подвижности $\mu_x \approx 700$ $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ для $V = 0$ в сравнении, например, с данными [13], где при близких уровнях δ -легирования получены значения $\mu_x \approx 2000$ $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ для глубоких δ -слоев.

На рис. 2 приведена также зависимость $\partial \rho_{xx} / \partial V$ от $1/V$ для образца 2, измеренная при $T = 2.2$ К, на которой видно несколько периодов осцилляций, соответствующих концентрациям $n_3 = 1.05$, $n_4 = 0.52$ и $n_5 = 0.25 \cdot 10^{12}$ см^{-2} . Как оказалось, для этого образца $n_x = 5.36 \cdot 10^{12}$ см^{-2} и $\mu_x = 2100$ $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Поскольку $\Sigma n_i < n_x$, можно предположить наличие в образце 2 других заполненных подзон, которые не проявляются в этом диапазоне V (для кривой 3 $V < 9$ Т).

3. Самосогласованный расчет структуры двумерных подзон и обсуждение результатов

Самосогласованный расчет профилей потенциала и плотности ДЭГ, а также энергетических уровней в ПКЯ выполнен на основе численного решения итерационным методом одномерных уравнений Пуассона и Шредингера (в последнем использовалось приближение эффективной массы) [14]. В общих чертах итерационная процедура расчета сводилась к следующему. На первом этапе находился затравочный потенциал $U^{(0)}(L)$, где L — координата в направлении, перпендикулярном плоскости δ -слоя. Для этого решалось уравнение Пуассона с заданными граничными условиями и начальной концентрацией $N^{(0)}$ доноров в δ -слое ширины ΔL , находящемся на расстоянии L_0 от поверхности GaAs (распределение акцепторов в GaAs предполагалось однородным). Затем рассчитывалась плотность $n^{(1)}(L)$ электронов в ПКЯ [из уравнения Шредингера с $U^{(0)}(L)$]. На следующем этапе $N^{(0)}$ изменялась до значения $N^{(1)}$, при котором новый потенциал $U^{(1)}$, полу-

ченный численным интегрированием уравнения Пуассона с учетом $n^{(1)}(L)$, давал ту же глубину ПКЯ, что и затравочный потенциал $U^{(0)}$. В результате повторения описанной процедуры потенциал $U^{(i)}$ сходил к функции $U(L)$, которой соответствовало определенное значение N , вообще говоря, не равное $N^{(0)}$. Подбирая величину $N^{(0)}$, можно было получить самосогласованное решение, отвечающее заданной концентрации N доноров в δ -слое.

В описанном выше расчете использовались параметры, значения которых для наших образцов или известны с точностью $10 \div 20\%$ (расстояние L от поверхности GaAs до середины легированного слоя, концентрация N примесей в δ -слое, высота барьера Φ_s), или не измерялись, как, например, ширина ΔL легированной области. ΔL мы рассматривали как свободный параметр, значение которого варьировалось до совпадения расчетной и измеренной кривых $n_1(V)$. Входящие в расчет параметры N и L были увеличены по сравнению с измеренными значениями в пределах точности экспериментального определения последних. Это вызвано тем, что холловские данные, которые были использованы для калировки времени работы источника Si при МЛЭ, должны давать значения, несколько заниженные по сравнению с концентрацией N примесей в δ -слое из-за захвата электронов из ПКЯ на поверхностные состояния и заполнения нескольких подзон ДЭГ с разными подвижностями. Увеличение L оправдывается условиями роста, которые способствовали смещению среднего положения δ -слоя в сторону от поверхности.

Мы обнаружили, что $n_1(V)$ довольно чувствительна к изменению параметров расчета и однозначно определяет заполнение двумерных подзон приповерхностной ПКЯ. Это позволяет использовать зависимость $n_1(V)$ (в случае невозможности экспериментального определения величины n_0) для характеристики асимметричной ПКЯ δ -слоя практически с такой же степенью определенности, как и при использовании измеренных значений n_0 и n_1 в случае симметричных ПКЯ δ -слоев при $L > 1000 \text{ \AA}$ [3].

Результаты самосогласованного расчета заполнения двумерных подзон для структуры с одним δ -легированным слоем при различных смещениях V показаны на рис. 1 сплошными линиями. На рис. 4 приведены профили потенциала и электронной плотности, а также энергии двумерных подзон для $V = 30 \text{ мВ}$. Основные параметры, использованные при расчете: $L = 220 \text{ \AA}$, $\Delta L = 50 \text{ \AA}$, $N = 6.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, концентрация акцепторов в GaAs $N_A = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\Phi_s = 0.9 \text{ эВ}$, $T = 4.2 \text{ К}$. Как видно из рис. 1 и 4, расчет показывает заполнение двух подзон ДЭГ, что согласуется с данными магнитотранспортных измерений (рис. 1) и туннельной спектроскопии (см. рис. 3, где стрелками отмечены ожидаемые согласно расчету положения двумерных подзон на туннельном спектре). Расчетная концентрация ДЭГ $n = n_0 + n_1 = 2.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (для $V = 0$) оказалась меньше N , что, как уже отмечалось, типично для приповерхностных δ -слоев, и близка к величине $n_0 + n_1 \approx 2.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, полученной из туннельного спектра. Величина $\Delta L = 50 \text{ \AA}$, подобранная для наилучшего описания экспериментальной зависимости $n_1(V)$, также согласуется с величиной уширения δ -слоя, полученной в работах [3, 5] по исследованию глубоких δ -слоев, выращенных при той же температуре. Таким образом, результаты расчетов демонстрируют неплохое согласие с данными измерений для асимметричной ПКЯ δ -слоя в GaAs.

Перейдем теперь к анализу зависимости подвижности ДЭГ в образце 1 от напряжения V . Если исходить из критерия $\omega_c \tau \approx 1$ (ω_c — циклотронная частота, τ — время релаксации импульса) для появления квантовых осцилляций на зависимости $\rho_{xx}(B)$, то анализ ОШГ, приведенных на рис. 2, показывает, что подвижность μ_1 в верхней подзоне составляет около $2000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, а $\mu_0 < 700 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ (для кривых 1 и 2 на рис. 2 максимальное $B = 12.5 \text{ Т}$), т. е. $\mu_0 < \mu_1$. В случае системы, проводимость которой определяется двумя подзонами с разными подвижностями, как известно,

$$n_x = (n_0\mu_0 + n_1\mu_1)^2 / (n_0\mu_0^2 + n_1\mu_1^2), \quad (1)$$

$$\sigma_{\square} = e(n_0\mu_0 + n_1\mu_1).$$

В нашем случае, согласно приведенным выше оценкам μ_i и n_i из ОШГ и туннельных спектров, должно быть $n_x < n_0 + n_1$, а $\mu_0 < \mu_x < \mu_1$, что согласуется с полученными данными.

Как уже отмечалось, используя экспериментальную зависимость $n_1(V)$, удастся однозначно описать ПКЯ δ -слоя и распределение электронов по подзонам. Поэтому можно использовать для расчета зависимостей $\mu_0(V)$ и $\mu_1(V)$ по формулам (1) значения $n_0(V)$ из самосогласованного расчета (рис. 1) вместе с экспериментальными зависимостями $n_1(V)$, $n_x(V)$ и $\sigma_{\square}(V)$, которые приведены на рис. 1 в виде непрерывных кривых.

Результаты вычислений по формулам (1) подвижностей в подзонах приведены на рис. 5. Обращает на себя внимание значительный рост μ_1 при небольшом увеличении полной концентрации ДЭГ $n = n_0 + n_1$, а также немонотонность $\mu_0(V)$ и $\mu_1(V)$. Насколько нам известно, для структур с δ -легированием данные об изменении подвижностей с ростом n получены впервые.

Эффекты экранирования и межподзонного рассеяния, которые определяют зависимость $\mu(n)$ при низких температурах, изучались в ряде теоретических и экспериментальных работ на гетероструктурах с ДЭГ. В [15, 16] наблюдались предсказанные в [17] возрастание с увеличением n за счет экранирования заряженных примесей μ и резкое уменьшение подвижности ДЭГ при заполнении возбужденной подзоны из-за включения межподзонного рассеяния, т. е. немонотонность $\mu(n)$. Для систем с δ -легированием нам известна только одна работа [18], где рассчитывалась зависимость подвижности в подзонах симметричной ПКЯ δ -слоя ($N = n$) от параметра $\nu = n \cdot a_B^2$ для $\nu \gg 1$ (a_B — боровский радиус в полупроводнике). К сожалению, для нашего случая относительно слабого δ -легирования и асимметричной ПКЯ результаты [18] неприменимы из-за того, что $\nu \approx 2$ и $N > n$, хотя величина отношения $\mu_1/\mu_0 \approx 2$, полученная для образца 1, неплохо согласуется с расчетом [18].

Для ПКЯ δ -слоя на поведении подвижностей с концентрацией ДЭГ должны сказываться специфические особенности этой системы. Во-первых, низкие по сравнению с гетероструктурами значения подвижностей приводят к уширению уровней двумерных подзон ($\hbar/\tau \approx 10$ мэВ), что должно расширять область n , на которой происходит включение эффектов межподзонного рассеяния. Последнее позволяет связать обнаруженную немонотонность зависимостей $\mu_0(n)$ и $\mu_1(n)$ в области $V > 0$ (рис. 5) с межподзонным рассеянием 0—2 и 1—2 с участием второй, возбужденной, подзоны. Действительно, приведенные на рис. 5 расчетные зависимости энергий подзон E_0 , E_1 и E_2 от V показывают, что в области насыщения зависимостей $\mu_0(V)$ и $\mu_1(V)$ уровень E_2 оказывается достаточно близким к уровню Ферми, и межподзонное рассеяние с участием этой подзоны может проявляться в транспортных свойствах ДЭГ. На это указывают данные [16], где были обнаружены насыщение и падение подвижности в нижней заполненной подзоне до начала заполнения возбужденной подзоны, что связывалось с наличием порога подвижности в последней. В нашем случае можно ожидать усиления эффектов, обусловленных локализованными состояниями вблизи дна второй, возбужденной, подзоны (из-за $\hbar/\tau \approx 10$ мэВ), и следовательно, более значительного сдвига начала спада подвижностей в нижних подзонах в сторону меньших значений n .

Во-вторых, локализация рассеивающих центров в узком слое GaAs (в нашем случае ширина δ -слоя $\Delta L \approx 50$ Å) приводит к уменьшению вклада рассеяния на ионизованных примесях в проводимость по первой возбужденной двумерной подзоне (см. [5]). Это может происходить как за счет экранирования кулоновского потенциала рассеивателей подвижными носителями, так и за счет смещения максимумов электронной плотности в возбужденной подзоне от области δ -слоя

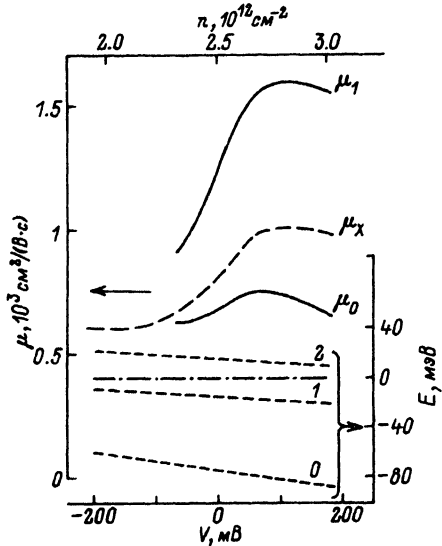


Рис. 5. Зависимости подвижностей μ_0 , μ_1 и μ_x от V (нижняя шкала) или концентрации ДЭГ $n = n_0 + n_1$ (верхняя шкала) — расчет по формулам (1) из экспериментальных данных для образца 1.

0, 1, 2 — результаты самосогласованного расчета энергий двумерных подзон E_0 , E_1 , E_2 соответственно. Отсчет энергий от уровня Ферми в GaAs (штрихпунктирная линия).

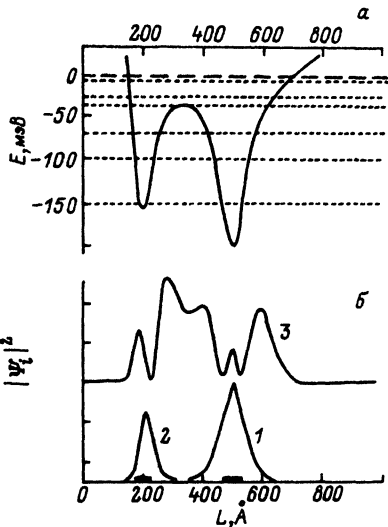


Рис. 6. Результаты самосогласованного расчета для GaAs с двумя δ -слоями ($\Delta L = 50$, $L_1 = 200$, $L_2 = 500$ Å, $N = 7.47 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$).

Прямоугольники на оси L показывают положения δ -слоев. a — зависимость потенциальной энергии от координаты L в направлении, перпендикулярном плоскостям δ -слоев. $L = 0$ на поверхности GaAs, $E = 0$ соответствует положению уровня Ферми в GaAs. Пунктирными линиями показаны уровни энергии подзон (заполнение подзон см. в таблице). b — распределение электронной плотности в подзонах: 1 — первая (нижняя по энергии) заполненная подзона, 2 — вторая подзона, 3 — суммарная плотность электронов для остальных четырех подзон.

(см. распределение электронной плотности для уровня E_1 на рис. 4). О значительном влиянии на транспорт ДЭГ взаимного расположения в пространстве плотности подвижных электронов и примесей в системах с δ -легированием свидетельствует обнаруженный недавно [5] эффект возрастания μ_1 (при $n = \text{const}$) с уменьшением ширины δ -слоя в области $\Delta L < 60$ Å. Скорость монотонного роста $\mu(n)$ за счет эффектов экранирования, как было показано в [17], существенно зависит от параметров двумерной системы. Этим, по-видимому, объясняется тот факт, что предсказанная в [17] зависимость $\mu \propto n^{0.5}$ для $n \geq 10^{12}$ см $^{-2}$ не наблюдалась в эксперименте (см. [15, 16]), где подвижность росла быстрее, чем $n^{0.5}$. В нашем случае подвижности μ_i также увеличиваются быстрее, чем $n^{0.5}$, и, кроме того, наблюдается значительная разница в скоростях роста с увеличением n подвижностей $\mu_0(n)$ и $\mu_1(n)$. Рост с концентрацией ДЭГ подвижности μ_0 в нижней подзоне согласуется с данными для гетеропереходов (в том же диапазоне изменения n), и его можно связать с экранировкой примесного потенциала. Однако изменение μ_1 с n оказалось намного сильнее. Самосогласованный расчет показал, что с ростом положительного напряжения на затворе максимумы электронной плотности для первой возбужденной подзоны смещаются в сторону границы раздела Al/GaAs. Для левого максимума на рис. 4 это соответствует удалению подвижного заряда от области δ -легирования на величину ≈ 10 Å с ростом V в диапазоне $(-100) \div (+100)$ мВ. Согласно данным работы [5], уменьшение ширины области δ -легирования с 60 до 30 Å приводило к росту подвижности μ_1 в 4 раза, и, следовательно, наблюдаемое в нашем случае усиление изменения μ_1 с n может

определяются вышеупомянутым пространственным разделением примесей и свободных носителей, зависящим от приложенного к затвору напряжения V .

Дальнейшие исследования позволяют проверить правильность наших представлений о механизмах, определяющих поведение μ_0 и μ_1 в зависимости от концентрации ДЭГ. Однако обнаруженные особенности в поведении μ_i (n) указывают на существенные отличия в транспортных свойствах ДЭГ в ПКЯ δ -слоя по сравнению с гетероструктурами. В частности, это проявляется в большей эффективности управления проводимостью канала с ДЭГ напряжением на затворе, что может оказаться важным при разработке транзисторных структур на δ -слоях.

Результаты самосогласованного расчета хода потенциала и структуры двумерных подзон для GaAs с двумя δ -слоями представлены на рис. 6 (пара-

Концентрации электронов в двумерных подзонах для структуры с двумя δ -легированными слоями

Параметр	Концентрация, 10^{12} см^{-2}	
	теория	эксперимент
n_0	4.16	—
n_1	2.83	—
n_2	1.94	—
n_3	1.04	1.05
n_4	0.75	0.52
n_5	0.23	0.25

метры расчета: $\Delta L = 50 \text{ \AA}$, $L_1 = 200 \text{ \AA}$, $L_2 = 500 \text{ \AA}$, $N = 7.47 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$). Видно, что в такой структуре возникает единая система двумерных подзон, причем подвижные носители в основном сосредоточиваются в окрестности δ -слоя, более далекого от поверхности GaAs. Значения концентраций в подзонах, приведенные в таблице, находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными значениями для тех подзон, которые удалось наблюдать в ОШГ в нашем диапазоне полей V . Оценка на основе полученных данных вклада верхних подзон с высокой подвижностью в полную проводимость структуры с двумя δ -слоями показывает, что в такой структуре он значительно возрастает и составляет $\approx 60\%$, в то время как в структуре с одним δ -слоем — 25% . Такую оценку легко получить, если предположить, что подвижность в двух самых нижних подзонах равна $700 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, т. е. равна μ_0 для структуры с одним δ -слоем, а число подзон и их заполнение соответствуют теоретическим значениям, приведенным в таблице. Это позволяет связать увеличение подвижности в образце 2 по сравнению с образцом 1 с ростом числа подвижных носителей, пространственно удаленных от областей δ -легирования (см. на рис. 6 распределение электронной плотности в подзонах 2÷5).

Заключение. Таким образом, на основании полученных данных можно сделать вывод о хорошем соответствии экспериментальных результатов и самосогласованных расчетов для асимметричных ПКЯ приповерхностных δ -легированных слоев в GaAs. Показано, что концентрации электронов в двумерных подзонах, полученные из туннельных спектров, хорошо согласуются с результатами магнитотранспортных измерений. Обнаруженный эффект значительного возрастания подвижности с увеличением напряжения на затворе, по-видимому, обусловлен асимметрией ПКЯ, характерной для приповерхностного δ -слоя, и объясняется совместным действием эффектов экранирования и усиления с ростом V пространственного разделения подвижных носителей и ионизованных примесей. Это подтверждается также данными, полученными на структуре с двумя δ -слоями. Возрастание подвижности ДЭГ при одновременном увеличении его концентрации

в δ -легированных структурах с металлическим затвором свидетельствует о возможности более эффективного управления проводимостью канала полевого транзистора на δ -слоях по сравнению с транзисторами на основе гетероструктур.

В заключение авторы выражают благодарность А. С. Рылику и В. Н. Луцкому за предоставленную возможность провести измерения $\rho_{xx}(B)$ в магнитных полях $9 \div 12.5$ Т, А. Я. Шиху за возможность ознакомиться с работой [18] до ее опубликования, а также А. Я. Шульману и В. А. Волкову за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ploog K., Hauser M., Fisher F. // Appl. Phys. A. 1988. V. 45. P. 233—244.
- [2] Koch F., Zrenner A., Ploog K. // Int. Conf. of High Magnetic Fields in Semiconductor Physics. Wurzburg, 1986. P. 308.
- [3] Zrenner A., Koch F., Ploog K. // Surf. Sci. 1988. V. 196. N 1-3. P. 671—676.
- [4] Koch F., Zrenner A. // Proc. Symp. E-MRS Spring Conf. Strasbourg, 1988. Amsterdam, 1989. P. XXI—XXVII.
- [5] Koenraad P. M., Blom F. A. P., Langerak C. J. G. M., Leys M. R., Perenboom J. A. A. J., Singleton J., Spermon S. J. R. M., van der Vleuten W. C., Voncken A. P. J., Wolter J. H. // Semicond. Sci. Techn. 1990. V. 5. N 8. P. 861—866.
- [6] Zachau M., Koch F., Ploog K., Roentgen P., Beneking H. // Sol. St. Commun. 1986. V. 59. N 8. P. 591—594.
- [7] Ye Qiu-yi, Zrenner A., Koch F., Sigg H., Heitmann D., Ploog K. // Surf. Sci. 1990. V. 228. N 1-3. P. 453—455.
- [8] Schubert E. F., Ploog K. // Japan. J. Appl. Phys. 1985. V. 24. N 8. P. L608—L610.
- [9] Гуляев Ю. В., Мокеров В. Г., Медведев Б. К., Родионов А. В., Слепнев Ю. В., Шмелев С. С. // Тр. VII Межд. конф. по микроэлектронике. Microelectronics'90. Минск, 1990. С. 261—265.
- [10] Анохина С. П., Котельников И. Н., Медведев Б. К., Мокеров В. Г. // Тез. докл. I Всес. конф. по физическим основам твердотельной электроники. Л., 1989. Т. А. С. 79.
- [11] Anokhina S. P., Kotel'nikov I. N., Medvedev B. K., Mokerov V. G. // Abstr. V Int. Conf. Superlatt. Microstruct. Berlin, 1990. Мо—Ро—5.
- [12] Анохина С. П., Кокин В. А., Котельников И. Н., Медведев Б. К., Мокеров В. Г., Ржанов Ю. А., Слепнев Ю. В. // Тез. докл. XII Всес. конф. по физике полупроводников. Киев. 1990. Ч. 1. С. 180.
- [13] Zrenner A. // Doct. Dis. Technische Universität. München, 1987. 99 p.
- [14] Ржанов Ю. А., Кокин В. А. // Тез. докл. Межд. сем. «Моделирование приборов и технологий в микроэлектронике». Новосибирск, 1990. С. 24.
- [15] Stormer H. L., Gossard A. C., Wiegmann W. // Sol. St. Commun. 1982. V. 41. N 10. P. 707—709.
- [16] Fletcher R., Zaremba E., D'Iorio M., Foxon C. T., Harris J. J. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 11. P. 7866—7869.
- [17] Mori S., Ando T. // J. Phys. Soc. Japan. 1980. V. 48. N 3. P. 865—873.
- [18] Mesrin O., Shik A. // Superlatt. Microstruct. 1991. V. 10. N 1. P. 107—112.

Институт радиотехники и электроники РАН
Москва

Получена 6.03.1992

Принята к печати 6.03.1992