

ВЛИЯНИЕ ТОЛЩИНЫ ВЕРХНЕГО УЗКОЗОННОГО СЛОЯ НА КОНЦЕНТРАЦИЮ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ИНВЕРТИРОВАННЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

$\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$

Берт Н. А., Воробьева В. В., Воронцова М. В., Крещук А. М.,
Новиков С. В., Погребницкий К. Ю., Савельев И. Г.,
Сайфидинов Д. Ж., Сошников И. П., Шик А. Я.

При низких температурах исследованы селективно легированные гетероструктуры $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ инвертированного типа как в равновесии — исходном состоянии, так и в режиме замороженной фотопроводимости (ЗФП). Обнаружено, что при уменьшении толщины верхнего узкозонного слоя от 2 до 0.15 мкм концентрация двумерных электронов в исходном состоянии снижается, а в состоянии насыщения ЗФП практически не изменяется. Предложена теоретическая модель, учитывающая перезарядку поверхностных состояний, связанную с влиянием гетерограницы и освещения. Сопоставление с экспериментом показало, что эта модель качественно и количественно описывает изменение параметров гетероструктуры $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ при уменьшении толщины верхнего узкозонного слоя как в исходном состоянии, так и в режиме ЗФП при величине энергии пиннинга уровня Ферми $E_s = (0.3 \pm 0.05)$ эВ на поверхности InGaAs .

Экспериментально и теоретически определена критическая толщина слоя InGaAs , ниже которой двумерная проводимость в гетероструктуре отсутствует. Рассчитана зависимость этой критической толщины от параметров слоев гетероструктуры.

Селективно легированные гетероструктуры (СЛГС) с двумерным электронным газом (2МЭГ) представляют большой интерес как с научной, так и с практической точек зрения. В настоящее время широко изучены и применяются в качестве сверхбыстродействующих полевых транзисторов (ПТ) СЛГС в системе $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ [1]. Однако теоретические оценки [2] показывают, что для канала ПТ предпочтительней использовать изопериодичный с InP твердый раствор $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$. Это связано с меньшей эффективной массой электронов и большим разделением Γ - и L -минимумов в зоне проводимости $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ по сравнению с GaAs . В связи с этим перспективной основой для быстродействующих ПТ являются СЛГС InP/InGaAs с 2МЭГ, локализованным в $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$. Дополнительными преимуществами будут обладать инвертированные СЛГС, в которых верхним является слой узкозонного материала. Это связано с возможностью уменьшения расстояния между затвором и проводящим каналом, т. е. толщины верхнего слоя, что должно привести к увеличению крутизны ПТ, а также с упрощением технологии создания низкоомных омических контактов к слою InGaAs .

Данная работа посвящена исследованию инвертированных ГС с различной толщиной верхнего слоя L с целью оптимизации структур под ПТ. Нами обнаружено, что по мере уменьшения L концентрация 2МЭГ в канале n , постепенно убывает и, начиная с некоторой критической толщины L_1 , зависящей от параметров слоев, проводимость в канале исчезает. Далее подробно исследуется это явление.

1. Теория

Рассмотрим инвертированную ГС (рис. 1, а), в которой 2МЭГ располагается в верхнем узкозонном слое полупроводника p -типа проводимости с низкой кон-

центрацией акцепторов N_A , а источником электронов служат доноры в широкозонном слое с концентрацией N_D (здесь и далее под N_A и N_D будем понимать нескомпенсированную концентрацию, т. е. фактически разницу концентраций соответствующих доноров и акцепторов). Пусть на поверхности уровень Ферми привязан к поверхностным состояниям с энергией связи E_s . По мере уменьшения L зонная диаграмма эволюционирует, как показано на рис. 1, б, в. Рассмотрим, как при этом меняется n_s .

Будем считать, что, пока существует 2МЭГ, уровень Ферми привязан к точке А (рис. 1). Иными словами, мы пренебрегаем энергией квантования E_1 и энергией Ферми 2МЭГ $E_F - E_1$ по сравнению с разрывом зоны проводимости на гетерогранице ΔE_c . При необходимости их можно учесть путем перенормировки ΔE_c , поскольку, как будет показано далее, изменением E_F при изменении n_s можно пренебречь. Начнем со случая массивного узкозонного слоя ($L \rightarrow \infty$). Изгиб

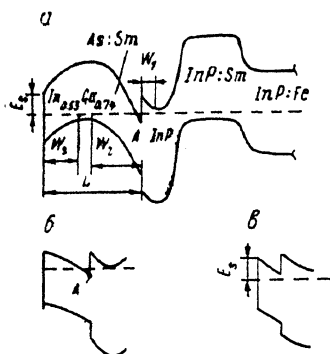


Рис. 1. Энергетическая диаграмма исследованных гетероструктур с различной толщиной L слоя

$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$.

а — $L > L_1$, $n_s = \text{const}(L)$; б — $L_1 < L < L_2$, $n_s = f(L)$; в — $L < L_1$, $n_s = 0$.

зон в этом слое у гетерограницы равен $\epsilon_g + \xi_h$, при этом поверхностная концентрация заряда равна

$$N_A W_2 = \sqrt{(x(\epsilon_g + \xi_h) N_A / 2\pi e^2)}.$$

Из уравнения нейтральности получаем

$$n_s(L \rightarrow \infty) \equiv n_{s0} = N_D W_1 - N_A W_2^* = \sqrt{\frac{x}{2\pi e^2}} (\sqrt{N_D \Delta\Phi} - \sqrt{N_A (\epsilon_g + \xi_h)}), \quad (1)$$

где W_1 и W_2 — ширина ОПЗ в широкозонном и узкозонном слоях у гетерограницы; $\Delta\Phi = \Delta E_c - E_1 - (E_F - E_1) + \xi_s$ — изгиб зон в широкозонном полупроводнике у гетерограницы; ξ_s и ξ_h — положения уровня Ферми относительно дна зоны проводимости широкозонного материала и дна валентной зоны узкозонного материала соответственно; x — диэлектрическая проницаемость.

В случае малых L ОПЗ у поверхности и у гетерограницы сливаются и ход края зоны проводимости в слое узкозонного полупроводника может быть записан в виде

$$\epsilon_c(z) = E_s + \frac{4\pi e}{x} Qz - \frac{2\pi e^2 N_A z^2}{x}$$

(Q — заряд поверхностных состояний). Из условия $\epsilon_c(L) = 0$ имеем

$$Q = \frac{e N_A L}{2} - \frac{x E_s}{4\pi e L}. \quad (2)$$

Для облегчения дальнейших расчетов покажем, что изменение концентрации 2МЭГ Δn_s сопровождается очень малым изменением ширины ОПЗ W_1 . Действи-

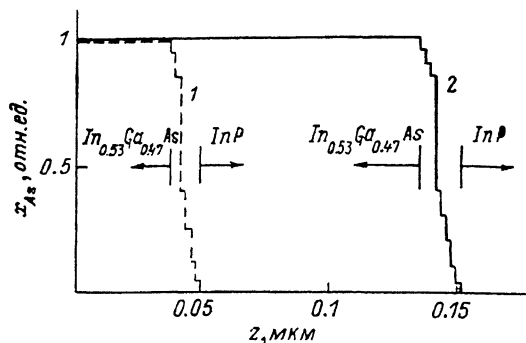


Рис. 2. Профили распределения As по толщине исследованных структур с-121 (1) и с-122 (2), измеренные методом ОРФЭС.

тельно, Δn_s отвечает сдвигу уровня Ферми на $\delta = \pi \hbar^2 \Delta n_s / m$. На эту же величину изменится и изгиб зон в широкозонном полупроводнике $\Delta \Phi$, что изменит ширину ОПЗ на $\Delta W_1 \simeq (\chi \delta^2 / 8 \pi N_D e^2 \Delta \Phi)^{1/2}$. Соответствующее изменение заряда в ОПЗ $\Delta n_{s1} = N_D \Delta W_1$. Легко показать, что $\Delta n_s / \Delta n_{s1} = 4 W_1 / a_B \gg 1$ ($a_B = \chi \hbar^2 / m e^2$ — эффективный боровский радиус). Таким образом, изменение заряда в ОПЗ пренебрежимо мало. Это позволяет считать изгиб зон в широкозонном полупроводнике $\Delta \Phi$ постоянным и подтверждает предположение о фиксации уровня Ферми на гетерогранице.

Пренебрегая Δn_1 , находим n_s из уравнения нейтральности

$$n_s(L) = N_D W_1 + \frac{Q}{e} - N_A L = \sqrt{\frac{\chi N_D \Delta \Phi}{2 \pi e^2}} - \chi \frac{E_s}{4 \pi e^2 L} - \frac{N_A L}{2}. \quad (3)$$

Эта формула работает в интервале $L_1 < L < L_2$. Здесь

$$L_2 = \sqrt{\frac{\chi}{2 \pi e^2 N_A}} (\sqrt{\epsilon_g - E_s + \xi_h} + \sqrt{\epsilon_g + \xi_h}) \quad (4)$$

— значение, при котором в узкозонном полупроводнике появляется нейтральная область, и мы переходим к рассмотренному выше случаю массивного слоя, где $n_s = n_{s0}$. Величина L_1 — критическая толщина узкозонного слоя, при которой концентрация двумерных носителей в канале, определяемая выражением (3), обращается в нуль и нарушается условие закрепления уровня Ферми на гетерогранице.

Уменьшение толщины верхнего узкозонного слоя должно существенно влиять не только на концентрацию 2МЭГ, но и на другие свойства СЛГС. В связи с этим интересным, на наш взгляд, представляется анализ эффекта замороженной фотопроводимости (ЗФП) в структурах с малыми L . ЗФП наблюдается при низких температурах и заключается в том, что концентрация 2МЭГ возрастает при освещении и не изменяется при выключении света. Дополнительные порции света приводят к последовательному росту концентрации вплоть до насыщения на величине $n_s^{3\text{ФП}}$. В СЛГС GaAs/AlGaAs : Si основной причиной ЗФП считается ионизация D_X -центров, связанных с примесью кремния в твердом растворе AlGaAs [3]. В исследуемых образцах InP/InGaAs такие центры отсутствуют и причиной наблюдавшейся ЗФП [4, 5] является, скорее всего, разделение электрон-дырочных пар встроенным электрическим полем в p -InGaAs. В результате электроны падают в потенциальную яму на гетерогранице и увеличивают n_s , а дырки высаживаются на ионизованные акцепторы в слое ОПЗ в InGaAs, а при $L < L_2$ — на поверхностные состояния. При этом изгиб зон и соответственно электрическое поле в слое InGaAs уменьшаются и концентрация 2МЭГ в режиме ЗФП насыщается на величине $n_s^{3\text{ФП}}$, когда зоны спрямляются. В этом состоянии уравнение электронейтральности записывается в следующем виде:

$$n_s^{3\text{ФП}} = N_D W_1 = \sqrt{\frac{\chi \Delta \Phi N_D}{2 \pi e^2}}. \quad (5)$$

Из выражений (1), (3), (5) следует, что для $L > L_2$

$$n_s^{3\text{ФП}} - n_{s0} = N_A W_2 \simeq \sqrt{\frac{\chi N_A (\epsilon_g + \xi_h)}{2 \pi e^2}}, \quad (6)$$

а по мере уменьшения $L < L_2$ величина $n_s^{3\text{ФП}} - n_s$ возрастает по закону

$$n_s^{3\text{ФП}} - n_s = \frac{\chi E_s}{4 \pi e^2 L} + \frac{N_A L}{2}. \quad (7)$$

Таким образом, $n_s^{3\text{ФП}}$ определяется только параметрами широкозонного слоя, $n_s^{3\text{ФП}} - n_s$ — только параметрами узкозонного слоя.

2. Эксперимент

Экспериментальное исследование влияния толщины узкозонного слоя на параметры СЛГС с 2МЭГ проводилось на примере гетероструктур InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As. Структуры были получены методом жидкофазной эпитаксии

в сдвиговой кассете на полужолирующих подложках InP : Fe по технологии, аналогичной описанной ранее [5, 6], при температурах эпитаксии ~640 °С. СГЛС состояли из трех эпитаксиальных слоев: буферного слоя p-InP : Sm (толщиной 2 ÷ 3 мкм, с концентрацией $p \leq 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при $T=300 \text{ K}$), источника электронов — специально не легированного слоя n-InP ($d \approx 0,5 \text{ мкм}$, $n \sim 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) и верхнего слоя твердого раствора p-In_{0,53}Ga_{0,47}As : Sm [$p = (1 \div 5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$]. В последнем слое в потенциальной яме на гетерогранице с InP локализовался 2МЭГ (рис. 1, а). Данная технология позволила получить структуры InP/InGaAs со значениями подвижности 2МЭГ вплоть до $\mu = 1,02 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при 4,2 К, что является на настоящий момент рекордным для метода ЖФЭ.

Толщина слоя InGaAs варьировалась от 500 Å до 3 мкм за счет изменения температурного интервала и времени контактирования раствора-расплава с подложкой [5]. При получении слоев толщиной в несколько сотен ангстрем раствор-расплавы, кроме того, предварительно перед нанесением на рабочую подложку приводился в контакт со вспомогательной подложкой для снятия пересыщения.

Толщина слоя InGaAs экспериментально определялась путем изучения декорированного в селективном травителе [6 г KOH + 4 г K₃Fe(CN)₆ + 50 мл H₂O] скола выращенной структуры на электронном микроскопе EM-420 («Филипс») в режиме регистрации электронной эмиссии при ускоряющем напряжении 60 кВ и диаметре электронного пучка 70 Å (погрешность определения толщины слоя при этом 70 Å). Результаты измерений для нескольких исследованных структур приведены в таблице.

№ образца	L, мкм	$n_s \cdot 10^{-11}, \text{ см}^{-2}$	$\mu \cdot 10^{-3}, \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	ЗФП	
				$n_s \cdot 10^{-11}, \text{ см}^{-2}$	$\mu \cdot 10^{-3}, \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$
c-117	1.7	1.23	52.3	1.7	76
c-120	0.3	1.0	25	1.7	69
c-121	0.055	$R_n > 10^7 \text{ Ом}$		1.7	69
c-122	0.14			$R_n > 10^8 \text{ Ом}$	1.47
c-130	0.17	0.54	7	1.85	59
c-133	0.38	0.9	19.8	1.5	72
c-146	0.3	0.77	27	1.4	72
c-157	2.5	1.08	19.3	1.6	45.7
c-164	2	1.4	34	1.75	74

Для образцов с $L < 1500 \text{ Å}$ методом отношения разностей фотоэмиссии электронов на скачках рентгенового поглощения (ОРФЭС) [7] было проведено исследование профилей состава по глубине слоя и определены размеры переходных областей InP/InGaAs. Метод обладает следующими характеристиками: диапазон максимальной чувствительности (ДМЧ) 80 ÷ 1500 Å от поверхности, точность по глубине в ДМЧ 10 ÷ 30 Å, чувствительность по составу в ДМЧ 5—20 отн%, в регистрируемую ширину переходного слоя включается неоднородность слоя по площади засветки образца зондирующим пучком 1 × 2 мм. При исследовании образцов регистрировались сигналы элементов In и As. Анализ распределения In подтвердил результаты проводившихся ранее люминесцентных измерений состава верхнего слоя In_xGa_{1-x}As $x=0.53$. Профили по As для образцов c-121 и c-122 приведены на рис. 2. Из этих данных видно, что толщина верхнего слоя для структуры c-121 составляет $440 \pm 60 \text{ Å}$, а для структуры c-122 — $1460 \pm 160 \text{ Å}$, что хорошо согласуется с результатами, полученными на электронном микроскопе (см. таблицу). Переходная область InP/InGaAs представлена на рис. 2 в виде ступеней-ламель, что отражает шаг интегрирования в методе ОРФЭС.

Представленные на рисунке профили позволяют оценить толщину переходной области InP/InGaAs: $120 \pm 20 \text{ Å}$ для c-121 и $160 \pm 20 \text{ Å}$ для c-122. Эти величины являются оценкой сверху, так как включают в себя также непланарность гетерограницы и неоднородность толщины слоя InGaAs в пятне засветки 1 × 2 мм. Иными словами, толщина переходной области в исследованных структурах не

превышает $140 \pm 40 \text{ \AA}$, с другой стороны, флуктуации толщины верхнего слоя на площади $1 \times 2 \text{ мм}$ также не превышают этой величины.

На выращенных структурах методом фотолитографии с последующим химическим травлением в $1 \text{ НВг} : 1 \text{ К}_2\text{Cr}_2\text{O}_7 (10 \%)$ формировались образцы в виде двойного холловского креста. Омические контакты к 2МЭГ создавались вжиганием капель In в вакууме при температуре 400°C . На полученных образцах проводились низкотемпературные гальваномагнитные измерения по стандартной методике. Освещение образцов для исследования ЗФП осуществлялось GaAs-светодиодом, помещенным на штоке непосредственно у образца.

Значения концентрации и подвижности 2МЭГ при 4.2 К для типичных исследований структур приведены в таблице для двух состояний: до засветки образца (исходное состояние) и в режиме насыщения ЗФП. Из таблицы следует, что при толщине верхнего слоя InGaAs , большей 1 мкм , концентрация 2МЭГ лежит в диапазоне $(1.1 \div 1.4) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и заметной зависимости n_s от L не наблю-

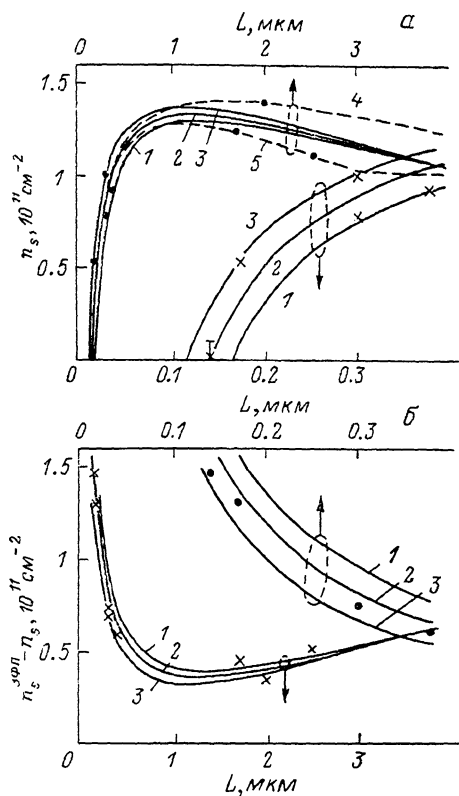


Рис. 3. Зависимости концентрации 2МЭГ в исходном состоянии (а), максимального возрастания концентрации 2МЭГ после освещения GaAs-светодиодом (б) от толщины верхнего слоя $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$.

Точки — эксперимент, кривые — расчет на основе выражений (3) и (7). E_s , эВ: 1 — 0.25; 2 — 0.35; 3, 4, 5 — 0.3. $N_d \cdot 10^{-14}$, см^{-3} : 1 — 2 — 3; 4 — 2; 5 — 4.

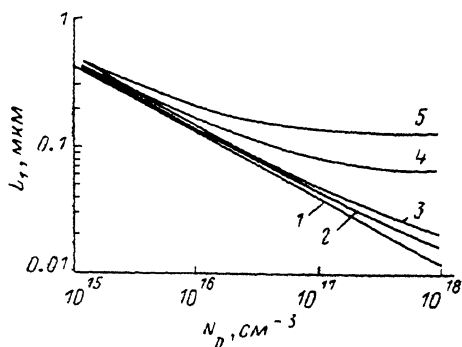


Рис. 4. Зависимость критической толщины, при которой $n_s = 0$, от концентрации доноров в слое InP .

d_{sp} , Å : 1 — 0, 2 — 50, 3 — 100, 4 — 500, 5 — 1000.

дается. При уменьшении L до значений, меньших 1 мкм , наблюдается монотонное снижение концентрации двумерных носителей (рис. 3, а), сопровождающееся уменьшением их подвижности, и при $L < 0.15 \text{ мкм}$ сопротивление образцов возрастает настолько, что измерить параметры 2МЭГ не удается. Освещение образцов приводит к возрастанию концентрации и подвижности 2МЭГ до значений $n_s^{\text{ЗФП}} \approx 1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu \approx 60 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$; причем параметры 2МЭГ в режиме насыщения ЗФП практически не зависят от толщины верхнего слоя InGaAs . Из этого следует, что изменение свойств структур при засветке максимально для образцов с тонким верхним слоем узкозонного материала (рис. 3, б). Особо наглядно это проявляется для образца с-122, сопротивление которого при засветке уменьшается более чем на 3 порядка. Однако для образца с минимальной толщиной $\sim 500 \text{ \AA}$ явление ЗФП не наблюдается.

Теоретические и экспериментальные результаты [зависимость $n_s(L)$], приведенные в разделах 1 и 2, качественно согласуются. Для количественного сопоставления теоретической зависимости (3) с экспериментом необходимо знать величины изгиба зон в слое $\text{InP } \Delta\Phi$ и концентрацию примесей в слоях (N_A и N_D). Величина $\Delta\Phi$ рассчитана в работе [6] и составляет 0,24 эВ при $n_s \sim 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Величины N_D и N_A независимо определялись из выражений (5) и (6) по экспериментальным значениям $n_s^{3\Phi\Pi}$ и $n_s^{3\Phi\Pi} - n_s$ для образцов с толстым ($L > 1 \text{ мкм}$) верхним слоем InGaAs . Получены значения $N_A = (3 \pm 1) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $N_D = (8 \pm 1) \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, согласующиеся с приведенными выше значениями. На рис. 3, а представлены теоретические кривые, полученные на основе выражения (3) с использованием указанных параметров для ряда значений энергии пиннинга уровня Ферми на поверхности $\text{InGaAs } E_s$ и при значениях N_A , изменяемых в пределах погрешности определения. Из рисунка следует, что при малых L концентрация 2МЭГ сильно зависит от величины E_s и практически не меняется при варьировании N_A и указанных выше пределах. При больших L ситуация кардинально меняется: существенным параметром становится N_A , а величина E_s слабо сказывается на n_s . Поэтому сопоставление экспериментальных результатов с теоретическими зависимостями позволяет независимо определить величину E_s при малых L и величину N_A для больших L . Из рис. 3, а видно, что вся совокупность экспериментальных данных (точки) описывается теорией при величинах $E_s = (0.3 \pm 0.05) \text{ эВ}$ и $N_A = (3 \pm 1) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Определенное таким образом значение энергии пиннинга уровня Ферми на поверхности твердого раствора $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ подтверждается результатами исследования спектра фотопроводимости барьеров Шоттки $\text{Au}-\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, созданных на слоях твердого раствора, выращенных в тех же условиях, что и слои в гетероструктурах.

Рассмотрим свойства гетероструктур в режиме ЗФП. На рис. 3, б представлены зависимости $n_s^{3\Phi\Pi} - n_s$ от L , рассчитанные на основе выражения (7) с использованием определенных выше параметров. Видно, что теоретические кривые хорошо описывают экспериментальные точки.

Таким образом, предложенная теоретическая модель хорошо качественно и количественно описывает изменение параметров гетероструктур $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ при уменьшении толщины верхнего узкозонного слоя как в исходном состоянии образца, так и в режиме ЗФП.

Как уже отмечалось, при создании ПТ с 2МЭГ целесообразно уменьшение толщины верхнего слоя для улучшения основных приборных параметров, в частности увеличения крутизны ПТ [1]. С другой стороны, приведенный выше теоретический и экспериментальный анализ показывает, что существует принципиальное ограничение на толщину верхнего узкозонного слоя, ниже которой двумерные носители в канале отсутствуют. Величина критической толщины L_1 может быть найдена из выражения (3) при условии $n_s(L_1) = 0$. Пренебрегая рядом акцепторов в объеме InGaAs при $L \simeq L_1$, можно получить

$$L_1 \simeq \frac{\chi E_s}{4\pi e^2 N_D W_1} = \sqrt{\frac{\chi E_s^2}{8\pi N_D \Delta\Phi}}. \quad (8)$$

Из этого выражения следует, что предельная величина толщины верхнего узкозонного слоя падает с увеличением легирования широкозонного слоя — источника электронов. Зависимость L_1 от N_D для СЛГС InP/InGaAs показана на рис. 4 (кривая 1). Видно, что при $N_D = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ толщина слоя InGaAs может быть уменьшена до величины $\sim 100 \text{ \AA}$, что может дать существенное возрастание крутизны ПТ с 2МЭГ . Однако при такой высокой концентрации доноры, расположенные непосредственно у гетерограницы, будут сильно рассеивать двумерные электроны и снижать их подвижность. Чтобы избежать этого, основные слои гетероструктуры обычно разделяют спейсером — тонким чистым слоем широкозонного материала, т. е. в нашем случае InP . При этом на спейсере падает потенциал $F d_{\text{сп}}$ (F — электрическое поле у гетерограницы, $d_{\text{сп}}$ — толщина спейсера). На эту величину уменьшается изгиб зон в легированном слое InP . При этом зависимость L_1 от N_D изменяется:

$$L_1 \simeq \left(\frac{\alpha E_g^2}{8\pi N_D (\Delta\Phi - E_g d_{sp}/L_1)} \right)^{1/2}. \quad (9)$$

Решение этого уравнения для различных величин d_{sp} показано кривыми 2—5 на рис. 4. Из рисунка следует, что, например, при $d_{sp}=100 \text{ \AA}$ толщина верхнего слоя СЛГС, а значит, и расстояние между затвором и каналом ПТ не могут быть меньше 200 \AA при $N_D=10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, дальнейшее совершенствование технологии должно быть направлено на создание СЛГС с сильно легированным слоем InP, тонким спейсером и тонким верхним слоем InGaAs.

Заключение. В работе исследованы полученные методом жидкофазной эпитаксии СЛГС InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As инвертированного типа с 2МЭГ и различной толщиной верхнего слоя InGaAs. Обнаружено, что концентрация 2МЭГ падает по мере уменьшения толщины слоя InGaAs. Предложена теоретическая модель этого эффекта, основанная на перезарядке локализованных состояний на поверхности полупроводника по мере ее приближения к гетерогранице. Сопоставление расчета с экспериментом, проведенным как в темноте, так и в режиме ЗФП, подтвердило справедливость предложенной модели для описания исследованных инвертированных СЛГС InGaAs/InP и позволило определить энергию пиннинга уровня Ферми $0.3 \pm 0.05 \text{ эВ}$ на поверхности In_{0.53}Ga_{0.47}As.

Экспериментально и теоретически показано, что существует некоторая критическая толщина L_1 верхнего слоя InGaAs, при которой двумерная проводимость исчезает. Рассчитана зависимость L_1 от параметров гетероструктуры.

Авторы выражают благодарность Ю. В. Шмарцеву, С. Г. Конникову, Т. А. Полянской, И. И. Сайдашеву за постоянный интерес и полезные обсуждения результатов работы, а также Л. В. Шароновой за измерения фотопроводимости в поверхностно-барьерных структурах.

Список литературы

- [1] Drummond T. J., Masselink W. T., Morcos H. // Proc. IEEE. 1986. V. 74. P. 773—822.
- [2] Cappy A., Carnez B., Fraugnembregues R., Salmer G., Constant E. // IEE Trans. Electron. Dev. 1980. V. ED-27. P. 2158—2160.
- [3] Kastalsky A., Hwang J. C. M. // Sol. St. Commun. 1984. V. 51. N 5. P. 317—322.
- [4] Kane M. J., Anderson D. A., Taylor L. L. // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. N 2. P. 657—664.
- [5] Воробьева В. В., Егорова М. В., Крещук А. М., Новиков С. В., Савельев И. Г., Сайдашев И. И. // Письма ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 11. С. 73—77.
- [6] Голубев Л. В., Крещук А. М., Новиков С. В., Полянская Т. А., Савельев И. Г., Сайдашев И. И. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 11. С. 1948—1954.
- [7] Конников С. Г., Коваленков О. В., Погребницкий К. Ю., Синицын М. А., Фалеев Н. Н., Флакс Л. Н., Явич Б. С. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 10. С. 1745—1749.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 31.10.1989
Принята к печати 14.11.1989