

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПОДВИЖНОСТЬ 2МЭГ И КАЧЕСТВО ГЕТЕРОГРАНИЦЫ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ InGaAs/InP, ВЫРАЩЕННЫХ ЖИДКОФАЗНОЙ ЭПИТАКСИЕЙ

Крещук А. М., Новиков С. В., Савельев И. Г.

В диапазоне концентраций двумерного электронного газа n_s от $2 \cdot 10^{10}$ до $8 \cdot 10^{10}$ см⁻² детально проанализирована экспериментальная зависимость низкотемпературной (4.2 К) подвижности 2МЭГ от n_s в селективно легированных гетероструктурах In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP, выращенных методом жидкофазной эпитаксии. Показано, что качество гетерограницы в большой степени определяет величину низкотемпературной подвижности 2МЭГ в исследованных гетероструктурах. Независимо друг от друга определена концентрация ионизованных дефектов на гетерогранице $N_z = (9 \pm 3) \cdot 10^9$ см⁻², вносящих существенный вклад в рассеяние при малых n_s и характерные размеры шероховатостей — мелкомасштабных пространственных флуктуаций гетерограницы (высота $\delta = 7-10$ Å, размер в плоскости гетерограницы $\Lambda \approx 50$ Å), определяющих подвижность 2МЭГ в исследуемых гетероструктурах при больших n_s .

Активная область большинства современных приборов микроэлектроники располагается в непосредственной близости от гетерограницы (ГГ). В связи с этим параметры этих приборов во многом определяются качеством ГГ. В предыдущей работе [1] мы исследовали гетерограницу в выращенных жидкофазной эпитаксией селективно легированных гетероструктурах In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP с помощью комплексной методики, включающей в себя метод отношения разностей фотоэмиссии электронов на скачках рентгеновского поглощения, микроскопическую эллипсометрию, а также изучение анизотропии слабополевого магнитосопротивления двумерного электронного газа на ГГ. Применение этого комплекса методик позволило определить размытие скачка состава на ГГ, а также характеристики крупно- и мелкомасштабных пространственных флуктуаций ГГ. Причем для крупномасштабных флуктуаций мы определили как их характерную амплитуду (80 Å), так и характерный период в плоскости ГГ (≈ 100 мкм). В случае же мелкомасштабных флуктуаций была определена только их характерная амплитуда $\delta = 7-10$ Å, а про характерный период этих флуктуаций в плоскости ГГ — Λ — было известно только то, что он меньше длины когерентности двумерных электронов, т. е. $\Lambda < l_p = 0.2$ мкм. Целью данной работы является преодоление этого недостатка, т. е. определение всех характерных размеров мелкомасштабных пространственных флуктуаций гетерограницы In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP с двумерным электронным газом (2МЭГ).

В качестве метода исследования выбраны изучение и анализ зависимости низкотемпературной подвижности двумерных электронов от концентрации 2МЭГ в селективно легированных гетероструктурах In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP, выращенных жидкофазной эпитаксией. Этот выбор определяется тем, что отличие гетерограницы от идеальной плоскости, т. е. шероховатость ГГ, должна приводить к снижению подвижности двумерных носителей, локализованных у ГГ. Причем потенциал такого рассеяния пропорционален произведению встроенного электрического поля F на характерную амплитуду пространственных флуктуаций δ . Электрическое поле на гетерогранице, а значит, и потенциал рассеяния быстро возрастают с увеличением концентрации двумерных носителей n_s . Впервые это

авление было обнаружено и исследовано в двумерном электронном газе в кремниевых МДП структурах [2], а в селективно легированных гетероструктурах ранее экспериментально не исследовалось.

Образцы и результаты измерений

Методика выращивания методом жидкофазной эпитаксии селективно легированных гетероструктур (СЛГС) $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ с 2МЭГ описана ранее в работе [3]. Образцы, выращенные по этой технологии, состоят из буфера — слоя InP ($p < 10^{15} \text{ см}^{-3}$), слоя InP — источника электронов с концентрацией доноров $N_D = (1-2) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и слоя $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ p -типа проводимости с концентрацией дырок при 300 К не выше $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Для получения чистых слоев InP и $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ p -типа проводимости использовались растворы-расплавы, легированные редкоземельным элементом — Sm. В таких структурах в слое $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ у гетерограницы существует двумерный электронный газ с концентрацией $n_s = (1-2) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью при 4.2 К $\mu = (4.5-5.2) \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Для получения образцов с широким набором концентраций 2МЭГ использовались два технологических метода:

а) для увеличения концентрации 2МЭГ в качестве слоя — источника электронов — выращивался слой фосфида индия с большей концентрацией доноров вплоть до $4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При этом толщина этого слоя варьировалась за счет изменения времени контактирования раствора-расплава с подложкой. В результате были получены структуры с концентрацией 2МЭГ до $8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$;

б) для уменьшения концентрации 2МЭГ выращивались гетероструктуры со спейсером — тонким слоем InP — с низкой концентрацией примеси, разделяющим 2МЭГ и слой — источник электронов. Методика выращивания таких структур описана в работе [4]. Использование спейсера большой толщины вплоть до 1500 Å позволило снизить n_s до $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

Гальваномагнитные измерения проводились на образцах в форме двойного холловского креста. Омические контакты создавались вжиганием капель In в вакууме при 400 °С.

На рис. 1 показана измеренная при 4.2 К зависимость холловской подвижности двумерных носителей от их концентрации в селективно легированных гетероструктурах $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$. Здесь кресты соответствуют образцам, выращенным путем увеличения легирования слоя InP . Видно, что возрастание концентрации 2МЭГ при этом сопровождается падением подвижности от $5.2 \cdot 10^4$ до $1.8 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Введение спейсера (квадраты на рис. 1) приводит к значительному снижению концентрации 2МЭГ, но в отличие от случая СЛГС $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ не приводит к существенному увеличению подвижности двумерных носителей. Более того, как это видно из рисунка, подвижность даже падает до величин порядка $3 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$.

Методика анализа эксперимента

Сравнение экспериментальных величин подвижности 2МЭГ в СЛГС $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ (рис. 1) с расчетом для электрон-фононного рассеяния (см., например, [5]) показывает, что при 4.2 К рассеяние при взаимодействии электронов с акустическими фононами вносит вклад в суммарную величину μ не более 1%. Еще менее значим при этой температуре вклад рассеяния на оптических фононах. Это позволяет не принимать во внимание рассеяние электронов на колебаниях решетки при анализе подвижности 2МЭГ в СЛГС $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ при 4.2 К.

Для учета рассеяния на ионизованных примесях воспользуемся аналитическими выражениями, полученными в [6] для случая сильно вырожденного двумерного электронного газа. Известно, что в исследуемых структурах

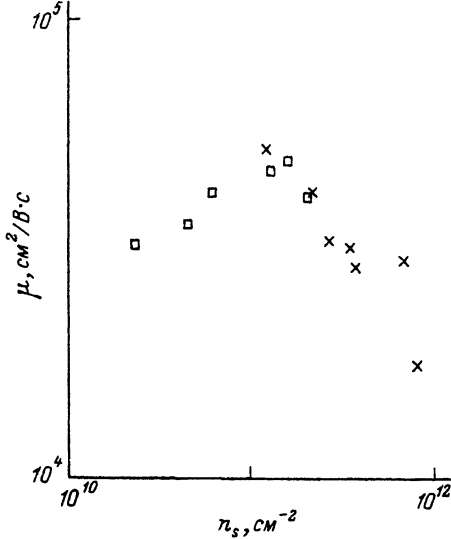


Рис. 1. Экспериментальная зависимость подвижности двумерных электронов от их концентрации в селективно-легированных гетероструктурах $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$.

Квадраты соответствуют образцам, полученным с использованием спейсера различной толщины, кресты — образцам с различной концентрацией доноров в слое InP — источнике электронов.

$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 2МЭГ расположен в слое $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ у гетерограницы, причем центр волновой функции двумерных электронов находится на расстоянии z_0 от ГГ. В связи с этим отдельно рассмотрим рассеяние на ионизованных примесях с концентрацией N_D , расположенных в InP и удаленных от 2МЭГ на расстояние от $L_1 = z_0 + d_{\text{sp}}$ до $L_2 = z_0 + d_{\text{sp}} + W_1$ (где d_{sp} — толщина спейсера, а W_1 — ширина области пространственного заряда в слое InP). Выражение для подвижности двумерных носителей, заполняющих одну подзону размерного квантования, приведено далее:

$$\mu_{11} = \frac{64\pi\hbar^3\kappa^2 (2\pi n_s)^{1.5}}{e^3 m^2 N_D (L_1^{-2} - L_2^{-2})}, \quad (1)$$

где m — эффективная масса двумерных электронов, κ — диэлектрическая проницаемость материала, в котором локализован 2МЭГ, e — заряд электрона.

Двумерные носители должны испытывать также сильное рассеяние на ионах, расположенных непосредственно в области локализации 2МЭГ. Это могут быть заряженные дефекты, локализованные на гетерогранице с двумерной концентрацией N_z , и ионизованные остаточные примеси с концентрацией N_A , локализованные в потенциальной яме шириной $2z_0$ в слое $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$. Таким образом, двумерная концентрация ионов, расположенных непосредственно в области локализации 2МЭГ, равна $N_s = N_z + 2N_A z_0$, а подвижность, определяемая рассеянием на этих ионах, может быть записана в следующем виде [6]:

$$\mu_{12} = \frac{16\pi^2\hbar^3\kappa^2 n_s}{e^3 m^2 N_s} \frac{1}{I_1(q_s/2q_F)}, \quad (2)$$

где q_s — константа экранирования, а q_F — волновой вектор Ферми. Аналитическая аппроксимация функции $I(\beta)$ приведенна в [6]:

$$\frac{1}{I(\beta)} = 1.26\beta^2 + 2.21\beta + 0.74. \quad (3)$$

В исследуемых гетероструктурах 2МЭГ локализован в твердом растворе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с составом $x=0.53$. Это приводит к необходимости учитывать так называемое сплавное рассеяние, связанное с неоднородным распределением атомов Ga и In. Для случая некоррелированного распределения этих атомов выражение для подвижности 2МЭГ, определяемой этим механизмом, может быть записано в следующем виде [7]:

$$\mu_{\text{Al}} = \frac{16e\hbar^2}{3m^2\Omega x(1-x)V_{\text{Al}}^2b}, \quad (4)$$

где V_{Al} — сплавной потенциал, определяемый как разница химического сродства бинарных соединений, составляющих твердый раствор, для InGaAs $V_{\text{Al}} = 0.54$ эВ, $\Omega = \frac{4}{3}\pi\left(\frac{3}{4}a_0\right)^3$ — объем элементарной ячейки, a_0 — постоянная кристаллической решетки, b — вариационный параметр, $b = 3/z_0$ при использовании вариационной функции Фанга—Ховарда.

Если 2МЭГ локализован на границе раздела, имеющей пространственные флуктуации с характерными размерами δ (высотой) и Λ (периодом), то подвижность, определяемая рассеянием на этих шероховатостях, может быть записана следующим образом [8]:

$$\mu_s = \frac{\hbar^3}{2m^2e(\delta\Lambda F)^2 I_2(q_F\Lambda/2)}. \quad (5)$$

Здесь $F = e(n_s + N_A W_2)/\kappa$ — встроенное электрическое поле на гетерогранице, W_2 — толщина области пространственного заряда в слое $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$. Функция $I_2(\beta)$ определена в [8] и в случае слабого экранирования может быть записана в следующем виде:

$$I_2(\beta) = 0.5 \int_0^1 \sqrt{1-x^2} \exp(-(1-x^2)\beta^2) dx. \quad (6)$$

Суммарная зависимость $\mu(n_s)$ рассчитывалась путем аддитивного сложения вкладов от различных механизмов рассеяния:

$$\mu^{-1} = \sum_i \mu_i^{-1}, \quad (7)$$

где различные i соответствуют различным механизмам рассеяния.

Везультаты анализа экспериментальных данных

Анализ приведенных теоретических выражений показывает, что для проведения сопоставления экспериментальных величин подвижности с расчетными значениями необходимо знать как параметры слоев, составляющих гетероструктуру, так и параметры, характеризующие гетерограницу.

В качестве узкозонного слоя исследуемых гетероструктур использовались слои $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, выращенные из раствора-расплава, легированного Sm. В работе [9] было показано, что выращенные по этой методике слои $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ обладают p -типом проводимости с концентрацией примеси $N_A = (2-4) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Концентрация примеси в легированном слое InP варьировалась от $2 \cdot 10^{16}$ до

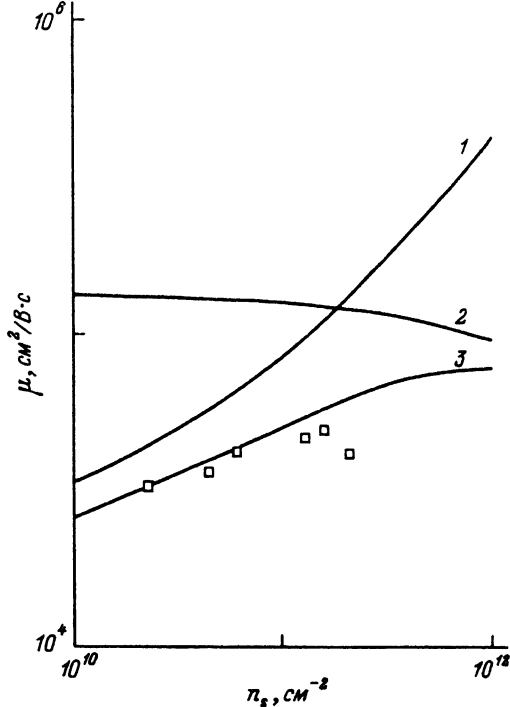


Рис. 2. Сопоставление экспериментальных данных при малых n_s (точки) с расчетными зависимостями $\mu(n_s)$, определяемыми сплавным рассеянием $V_{AJ}=0.54$ эВ — 1, рассеянием на ионах в области локализации 2МЭГ $N_A=3 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ — 2 и с суммарной зависимостью — 3.

$4 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ и определялась на специальных слоях-спутниках, выращенных в тех же режимах, что и слои в гетероструктурах.

Таким образом, при сопоставлении теории и эксперимента неизвестными — подгоночными параметрами — остаются только параметры, характеризующие гетерограницу: концентрация заряженных дефектов на гетерогранице N_z и характерные размеры шероховатостей гетерограницы δ и Λ . Сопоставляя теоретические выражения (1), (2) и (5), легко видеть, что с увеличением n_s вклад в суммарную расчетную подвижность, определяемый рассеянием на ионизованных примесях, быстро уменьшается, а вклад, определяемый рассеянием на шероховатостях, наоборот, быстро возрастает. Это дает возможность разделить переменные при сопоставлении расчетных и экспериментальных зависимостей $\mu(n_s)$ и определить подгоночные параметры по отдельности.

Для этого, анализируя зависимость подвижности от концентрации 2МЭГ в области малых n_s , будем пренебрегать вкладом рассеяния на шероховатостях, а также, учитывая наличие толстого спейсера, — вкладом рассеяния на ионах в слое InP. В результате, как это видно из рис. 2, основными механизмами остаются сплавное рассеяние (кривая 1) и рассеяние на ионах в квантовой яме (кривая 2). Это позволяет, добившись согласия суммарной расчетной кривой $\mu(n_s)$ (кривая 3) с экспериментом при малых n_s , найти концентрацию ионов в квантовой яме. Из рис. 2 видно, что все экспериментальные точки при малых n_s удается описать теоретической зависимостью при $N_s=1.5 \cdot 10^{10}$ см $^{-2}$ (кривая 3). Считая, что концентрация остаточной ионизованной примеси в слое In $_{0.53}$ Ga $_{0.47}$ As $N_A=(3 \pm 1) \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$, можно определить концентрацию заряженных центров на гетерогранице в исследованных структурах: $N_z=(9 \pm 3) \cdot 10^9$ см $^{-2}$. Эта величина выше, чем в одиноч-

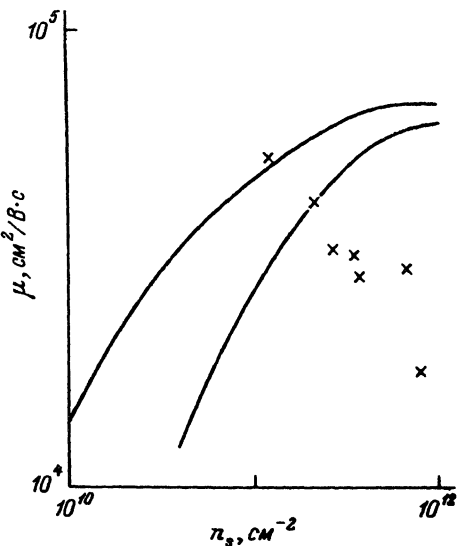


Рис. 3. Сопоставление экспериментальных значений подвижности 2МЭГ при больших n_D (точки) с расчетными суммарными зависимостями $\mu(n_D)$ при учете сплавного рассеяния, рассеяния на ионах в области локализации 2МЭГ и ионах в слое InP с концентрацией $N_D = 2 \cdot 10^{16}$ верхняя кривая и $4 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ нижняя.

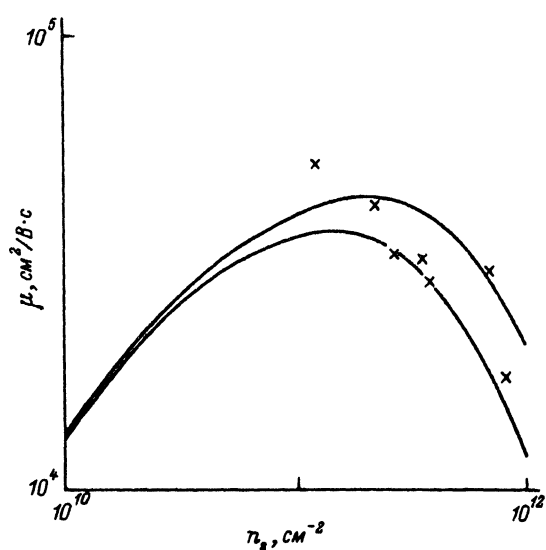


Рис. 4. Сопоставление экспериментальных значений подвижности 2МЭГ при больших n_D с расчетными суммарными зависимостями $\mu(n_D)$ при учете рассеяния на шероховатостях с характерными размерами: периодом $\Lambda = 50$ Å и высотой $\delta = 7$ и 10 Å верхняя и нижняя кривые соответственно.

ных гетероструктурах AlGaAs/GaAs, выращенных молекулярно-лучевой эпитаксией (см., например, [6]), где $N_z \approx 2 \cdot 10^9$ см $^{-2}$, но одного порядка с концентрацией поверхностных дефектов в выращенных этим же методом селективно легированных квантовых ямах AlGaAs/GaAs/AlGaAs [8], где $N_z \approx (0.7-6) \cdot 10^{10}$ см $^{-2}$.

На рис. 3 приведены экспериментальные точки для образцов с высокой концентрацией 2МЭГ и суммарные расчетные кривые $\mu(n_D)$, полученные при учете рассеяния на сплавном потенциале, на ионах в InP [$N_D = 2 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ и $4 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$] и на ионах в потенциальной яме ($N_A = 3 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$ и $N_z = 7 \cdot 10^9$ см $^{-2}$).¹ Кривые соответствуют крайним точкам диапазона концентрации доноров в слое InP, используемого для получения гетероструктур с n_D от 1 до $8 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$. Видно, что расчетные и экспериментальные зависимости носят качественно различный характер, причем возрастание концентрации рассеивателей в слое InP не позволяет объяснить сильное уменьшение μ при возрастании n_D . Более того, видно, что изменение N_D вносит несущественный вклад в величину экспериментальной подвижности при высоких концентрациях, и для упрощения дальнейших расчетов будем пренебрегать тем, что экспериментальные данные, приведенные на рис. 3, соот-

¹ Необходимо отметить, что используемые при анализе теоретические выражения не учитывают межподзонное рассеяние, которое имеет место при появлении носителей во второй подзоне размерного квантования [при $n_D > (4-5) \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$]. Однако исследование подвижности 2МЭГ в образце, у которого в исходном состоянии заполнена одна подзона, а в режиме замороженной фотопроводимости — две, показало отсутствие существенного изменения холловской подвижности при появлении носителей во второй подзоне. Это позволяет считать, что межподзонное рассеяние вносит несущественный вклад в суммарную подвижность, а подвижность носителей в двух подзонах различается незначительно и таким образом обосновывает правомерность использования для анализа эксперимента теоретических выражений, полученных для случая одной заполненной подзоны.

ветствуют образцам с различными N_D , т. е. во всех дальнейших расчетах будем принимать $N_D = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Из рис. 3 видно, что учтенные при расчете механизмы рассеяния не обеспечивают согласия расчетных и экспериментальных величин μ , и различие растет при возрастании n_s . Это приводит к необходимости учесть рассеяние на шероховатостях гетерограницы. Теоретическое выражение (6) для подвижности, определяемой этим механизмом, содержит два неизвестных подгоночных параметра: δ — характерную высоту пространственных флуктуаций гетерограницы и Λ — характерный размер флуктуаций в плоскости гетерограницы. Для уменьшения числа неизвестных воспользуемся результатами нашей ранней работы [1], в которой исследовалась анизотропия низкотемпературного слабополювого магнитосопротивления в изучаемых нами структурах $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ с 2МЭГ. В этой работе было показано, что наблюдаемое в исследуемых СЛГС слабое отрицательное магнитосопротивление в магнитном поле, параллельном гетерогранице, определяется подавлением магнитным полем слабой локализации двумерных электронов из-за наличия пространственных флуктуаций положения центра волновой функции 2МЭГ с характерной высотой 7—10 Å для различных образцов. Это в свою очередь означает наличие пространственных флуктуаций гетерограницы с характерной высотой $\delta = 7$ —10 Å. Использование этой величины при расчете подвижности, определяемой рассеянием на шероховатостях гетерограницы, позволяет производить сопоставление расчета с экспериментом с одним подгоночным параметром — Λ . Анализ показывает, что согласование суммарной величины подвижности, рассчитанной при учете рассеяния на шероховатостях с характерной высотой $\delta = 7$ —10 Å, с экспериментальными значениями μ при больших n_s достигается при характерном периоде пространственных шероховатостей на ГГ $\Lambda \approx 50$ Å. Это наглядно представлено на рис. 4, где показаны экспериментальная зависимость подвижности от концентрации 2МЭГ при больших n_s и расчетные кривые $\mu(n_s)$ для $\Lambda = 50$ Å и $\delta = 7$ и 10 Å. Таким образом, можно заключить, что в исследуемых селективно легированных гетероструктурах $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$, выращенных жидкофазной эпитаксией, существуют пространственные мелкомасштабные флуктуации гетерограницы с характерными размерами: высотой $\delta = 7$ —10 Å и периодом $\Lambda \approx 50$ Å.

Заключение. Используя различные технологические приемы (выращивание структур с различной толщиной спейсера и с различным уровнем легирования слоя — источника электронов) методом жидкофазной эпитаксии были получены селективно легированные гетероструктуры $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ с широким диапазоном концентраций двумерного электронного газа — от $2 \cdot 10^{10}$ до $8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Это дало возможность детально проанализировать экспериментальную зависимость подвижности 2МЭГ от n_s и показать, что качество гетерограницы сильно сказывается на величине низкотемпературной подвижности 2МЭГ в исследованных гетероструктурах $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$. При этом независимо друг от друга были исследованы вклады от рассеяния на ионизованных дефектах на гетерогранице и рассеяния на шероховатостях гетерограницы. Путем согласования расчета и экспериментальных результатов при малых n_s определена концентрация ионизованных дефектов на гетерогранице $N_z = (9 \pm 3) \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$. Анализ же зависимости $\mu(n_s)$ при больших n_s , вместе с результатами изучения анизотропии слабополювого магнитосопротивления двумерного электронного газа в этих гетероструктурах [1] позволил определить характерные размеры мелкомасштабных флуктуаций на гетерогранице: высоту $\delta = 7$ —10 Å и размер в плоскости гетерограницы $\Lambda \approx 50$ Å.

Авторы благодарят Ю. В. Шмарцева, А. Я. Шика, Т. А. Полянскую за всестороннюю поддержку в работе и обсуждение результатов, а также В. В. Воробьеву и О. Н. Нащекину за помощь в подготовке образцов.

- [1] Воробьева В. В., Крещук А. М., Макарова Т. Л., Новиков С. В., Погребницкий К. Ю., Савельев И. Г. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 6. С. 1026—1030.
- [2] Ando T., Fowler A. B., Stern F. // Rev. Mod. Phys. 1982. V. 54. N 2. P. 437—671.
- [3] 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.
- [4] 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.
- [5] Takeda Y., Sasaki A. // Japan. J. Appl. Phys. 1985. V. 24. N 10. P. 1307—1311.
- [6] Lee K., Shur M. S., Drummond T. J., Morcos H. // J. Appl. Phys. 1984. V. 54. N 11. P. 6432—6438.
- [7] Walukiewicz W., Ruda H. E., Lagowski J., Garos H. C. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. N 8. P. 4571—4582.
- [8] Guillemot C., Baudet M., Gauneau M., Regreny A. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 6. P. 2799—2807.
- [9] Воробьева В. В., Егорова М. В., Крещук А. М., Новиков С. В., Савельев И. Г. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 9. С. 1699—1701.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Получена 14.01.1992
Принята к печати 15.01.1992