

ЭЛЕКТРОННЫЕ ПОДВИЖНОСТИ В ИЗОМОРФНЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ НА InP

В. А. Кульбачинский^{a}, Р. А. Лунин^a, Н. А. Юзеева^{a,c},
И. С. Васильевский^b, Г. Б. Галиев^c, Е. А. Климов^c*

^a *Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119991, Москва, Россия*

^b *Национальный ядерный университет «МИФИ»
115409, Москва, Россия*

^c *Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук
117105, Москва, Россия*

Статья написана по материалам доклада
на 36-м Совещании по физике низких температур
(Санкт-Петербург, 2–6 июля 2012 г.)

Исследовано влияние уровня легирования, освещения и ширины изоморфных квантовых ям $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, выращенных на подложках InP , на подвижность электронов. Обнаружена замороженная фотопроводимость при низких температурах. Рассчитаны зонные диаграммы и найдены оптимальные параметры для получения максимальной электронной подвижности. Из данных по эффекту Шубникова – де Гааза получены квантовые и транспортные величины подвижности электронов в подзонах размерного квантования. Рассчитаны подвижности электронов в подзонах размерного квантования при рассеянии на ионизованных примесях с учетом межподзонных переходов. Показано, что рассеяние на ионизованных примесях в исследуемых образцах является при низких температурах доминирующим.

DOI: 10.7868/S0044451013050066

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время возник большой интерес к исследованию и применению в СВЧ-электронике гетероструктур $\text{InAlAs}/\text{InGaAs}$ на подложках InP . Такие структуры можно использовать в более широком интервале частот, и они меньше шумят [1, 2]. В этих структурах можно увеличить мольную долю InAs в слоях InGaAs до 70% и даже выше, что в принципе увеличивает не только подвижности и концентрации электронов, но и их дрейфовые скорости. Такие структуры называются НЕМТ (High Electron Mobility Transistor) и они исследуются особенно для слоев $\text{InAlAs}/\text{InGaAs}$. Для разных целей используются как псевдоморфные, так и изоморфные структуры на подложках InP . Предельная частота усиле-

ния по току и коэффициент шума НЕМТ зависят как от геометрических параметров прибора (ширины затвора, расстояния от затвора до канала), так и от параметров двумерного электронного газа (подвижности и концентрации носителей заряда). Высокая предельная частота (до 2.5 ТГц [3]) и низкий коэффициент шума достигаются, преимущественно, в НЕМТ на гетероструктурах $\text{InAlAs}/\text{InGaAs}$, так как электроны в них имеют меньшую эффективную массу, существует больший разрыв зоны проводимости и большее пространственное разделение долин Γ и L по сравнению с другими гетероструктурами. Гетероструктуры $\text{InAlAs}/\text{InGaAs}$ НЕМТ могут изготавливаться как на подложке GaAs — псевдоморфные (pseudomorphic НЕМТ, или РНЕМТ) и метаморфные (metamorphic НЕМТ, или МНЕМТ) —, так и на подложке InP — согласованные по параметру решетки (изоморфные) и псевдоморфные. На подложках InP возможно создать структуры с согласованными с подложкой параметрами решетки

*E-mail: kulb@mig.phys.msu.ru

ки для барьерных слоев $\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ и квантовой ямы $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Это достигается при составах слоев со значениями $y = 0.52$ и $x = 0.53$. Отсутствие напряжения между слоями снимает ограничения на толщину выращиваемых слоев в таких НЕМТ-структурах [4].

Несмотря на большое число публикаций по НЕМТ-структурам, до настоящего времени не исследовались подвижности электронов в разных зонах размерного квантования и их зависимости от уровня легирования и ширины квантовых ям (КЯ). Нет данных по эффекту Шубникова–де Гааза (ШдГ) в изоморфных НЕМТ-структурах $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$.

В этой работе теоретически и экспериментально исследуются зонный спектр и подвижности электронов в подзонах размерного квантования в изоморфных квантовых ямах $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ на подложках InP в зависимости от уровня легирования, освещения ($\lambda = 668$ нм) и ширины квантовой ямы. Для получения численных значений концентраций и подвижностей электронов использовался эффект ШдГ. Кроме того, рассчитаны подвижности электронов в подзонах размерного квантования при рассеянии на ионизованных примесях с учетом межподзонных переходов.

2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Образцы выращивались молекулярно-пучковой эпитаксией на подложках InP (100). Использовался изоморфный к InP буфер $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$. С одной стороны образцы легировались дельта-слоем кремния. Дельта-слой отделялся от КЯ спейсером размером 4.3–6.0 нм. Покровным слоем был нелегированный $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$. Схематическая структура образцов представлена ниже:

$i\text{-In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$
$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, барьер
$\delta\text{-Si}$
$i\text{-In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, спейсер
$i\text{-In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, 145–260 Å
КЯ
$i\text{-In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, 2400 Å, буфер
InP (100)

Температурные зависимости сопротивления и эффект Холла измерялись при температурах $4.2 \text{ K} < T < 300 \text{ K}$. При $T = 4.2 \text{ K}$ во всех структурах исследовался эффект ШдГ в магнитных полях

Таблица 1. Параметры образцов: ширина КЯ d , холловские концентрации n_H и подвижности μ_H при $T = 4.2 \text{ K}$, концентрации электронов n_1 (n_2) в двух подзонах размерного квантования из эффекта ШдГ

№	d , нм	n_H , 10^{12} см^{-2}	μ_H , $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	n_1 (n_2), 10^{12} см^{-2}
1	26	3.2	40000	2.49 (0.70)
2	18.5	2.6	45800	2.00 (0.59)
3	16	1.95	53500	1.67 (0.26)
4	14.5	1.6	45000	1.55 (–)

до 6 Тл, создаваемых с помощью сверхпроводящего соленоида. Некоторые параметры образцов приведены в табл. 1.

Уменьшение легирования связано с тем, что при уменьшении ширины КЯ верхняя подзона размерного квантования имеет более высокую энергию, и волновая функция сильнее проникает в барьер, увеличивая рассеяние электронов верхней подзоны на удаленных ионизованных примесях кремния. По той же причине в образцах с наиболее узкой КЯ спейсер был несколько увеличен.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Во всех образцах кроме № 4 (в нем наименьшая концентрация электронов) в эффекте ШдГ наблюдаются две частоты, соответствующие двум заполненным электронами подзонам размерного квантования (рис. 1а). Концентрации электронов в подзонах размерного квантования n_i получены из частот осцилляций. Фурье-спектры осцилляций для образца № 2 приведены на рис. 1б. При освещении частоты осцилляций увеличиваются (см. рис. 1) и, следовательно, концентрации электронов в двух заполненных подзонах размерного квантования также растут.

При низких температурах во всех образцах наблюдается замороженная фотопроводимость, которая исчезает при $T > 160 \text{ K}$. На рис. 2 в качестве примера приведены температурные зависимости сопротивления для образцов № 2 и № 4.

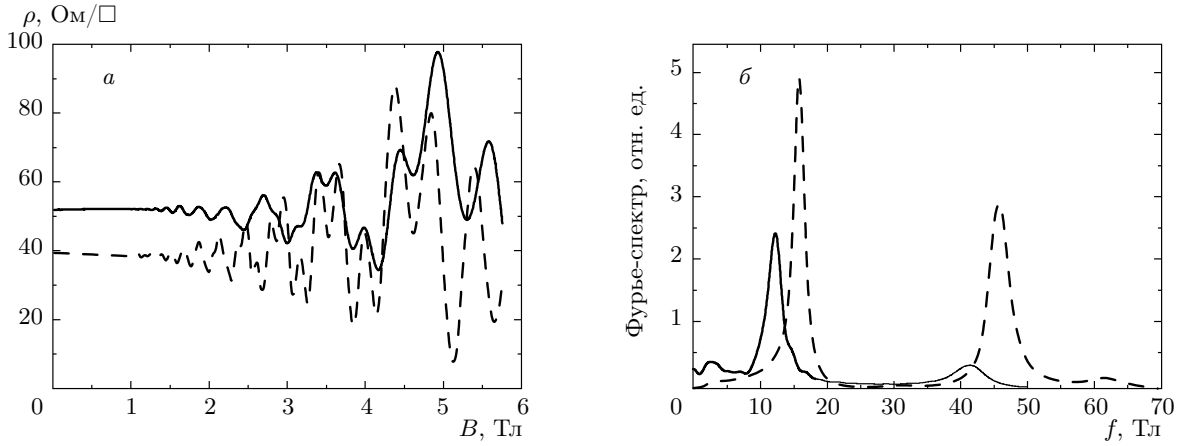


Рис. 1. а) Осцилляции магнитосопротивления образца № 2 при $T = 4.2$ К в темноте (сплошная линия) и при освещении (штриховая линия); б) фурье-спектр осцилляций в темноте (сплошная линия) и при освещении (штриховая линия), f — частота в Тл

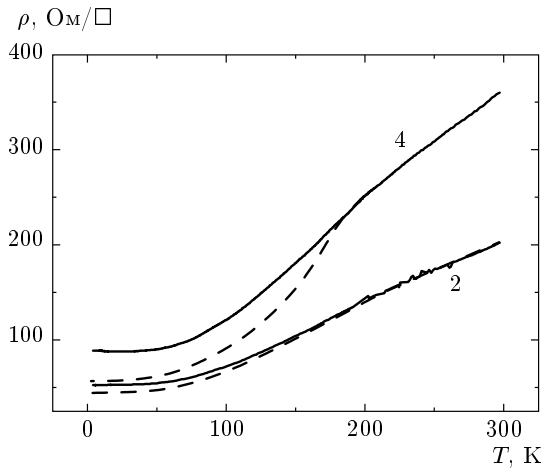


Рис. 2. Температурная зависимость сопротивления на квадрат для образцов № 2, № 4 в темноте (сплошные линии) и при освещении (штриховые линии)

Замороженная фотопроводимость связана с пространственным разделением носителей заряда, что подтверждается ее логарифмическим затуханием в начальный момент времени по закону $\sigma(0) - \sigma(t) = A \ln(1 + t/\tau)$ [5, 6] с величиной τ порядка десятков секунд.

Из осцилляций магнитосопротивления можно рассчитать квантовые μ_q и транспортные μ_t подвижности электронов в каждой подзоне размерного квантования. Из осциллирующей части плотности состояний $\Delta g(E)$

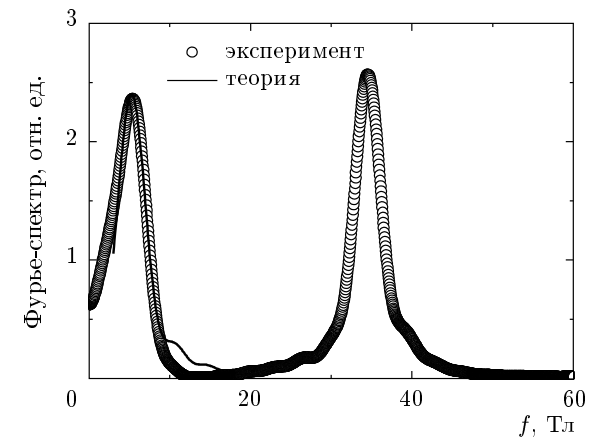


Рис. 3. Экспериментальный и подогнанный фурье-спектры осцилляций Шубникова – де Гааза образца № 3

$$\frac{\Delta g(\varepsilon_F)}{g_0} = 2 \sum_{s=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{\pi s}{\mu_q B}\right) \times \cos\left[\frac{2\pi s(E_F - E_i)}{\hbar\omega_c} - s\pi\right] \frac{2\pi^2 s k_B T / \hbar\omega_c}{\text{sh}(2\pi^2 s k_B T / \hbar\omega_c)}$$

можно написать компоненты тензора проводимости

$$\sigma_{xx} = \frac{en_s \mu_t}{1 + \mu_t^2 B^2} \left[1 + \frac{2\mu_t^2 B^2}{1 + \mu_t^2 B^2} \frac{\Delta g(\varepsilon_F)}{g_0} \right],$$

$$\sigma_{xy} = -\frac{en_s \mu_t^2 B}{1 + \mu_t^2 B^2} \left[1 - \frac{3\mu_t^2 B^2 + 1}{\mu_t^2 B^2 (1 + \mu_t^2 B^2)} \frac{\Delta g(\varepsilon_F)}{g_0} \right],$$

где g_0 — плотность состояний в нулевом магнитном поле, n_s — концентрация двумерных электронов.

Таблица 2. Сопротивление на квадрат ρ ; квантовая μ_q и транспортная μ_t подвижности электронов при $T = 4.2$ К в подзонах размерного квантования в исследованных образцах

№	$\rho, \Omega/\square$	$\mu_q, \text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	$\mu_t, \text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$
1	47.4	4300 8300	23000 21000
2	52.5	2200 4400	28000 25000
3	59.9	3200 3200	35000 30000
4	88.7	2100	22000

Подгонка фурье-спектра осцилляций с использованием в качестве параметров μ_q и μ_t позволяет получить обе подвижности в каждой подзоне. В качестве примера на рис. 3 приведены экспериментальные и расчетные кривые для образца №3. Полученные при такой подгонке подвижности приведены в табл. 2. Как видно в табл. 2, транспортные подвижности существенно больше квантовых, что свидетельствует о малоугловом характере рассеяния, характерном для рассеяния на заряженных центрах, из-за пространственного разделения электронов в квантовой яме от ионизованной примеси дельта-слоя. Освещение образцов увеличивает не только концентрации электронов в подзонах, но и подвижности.

Был проведен также расчет подвижностей в подзонах размерного квантования при рассеянии электронов на ионизованных примесях при учете межподзонных переходов, по теории, развитой в работах [7–10].

Когда несколько подзон размерного квантования заполнены, τ_t определяется системой линейных уравнений

$$P_n(E)\tau_n(E) - \sum_{n \neq n'} P_{nn'}(E)\tau_{n'}(E) = 1,$$

где коэффициенты $P_n(E)$ суть вероятности соответствующих межзонных переходов:

$$P_n(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^3} \int_0^\pi d\varphi (1 - \cos \varphi) \left| \tilde{V}_{nn}(q) \right|^2 + \frac{m^*}{\pi \hbar^3} \sum_{n \neq n'} \theta(E - E_{n'}) \int_0^\pi d\varphi \left| \tilde{V}_{nn'}(q') \right|^2,$$

$$P_{nn'}(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^3} \theta(E - E_{n'}) \left(\frac{E - E_{n'}}{E - E_n} \right)^{1/2} \times \int_0^\pi d\varphi \cos \varphi \left| \tilde{V}_{nn'}(q') \right|^2,$$

где $q = 2k(1 - \cos \varphi)^{1/2}$, $q' = (k^2 - 2kk' \cos \varphi + k'^2)^{1/2}$, $k = [2m^*(E - E_n)/\hbar^2]^{1/2}$, $k' = [2m^*(E - E_{n'})/\hbar^2]^{1/2}$ и $\theta(x)$ — функция Хевисайда.

В эффективном рассеивающем потенциале $\tilde{V}_{nn'}(q')$ учитывается распределение ионизованных примесей:

$$\left| \tilde{V}_{nn'}(q) \right|^2 = \int dz_i N(z_i) \left| \tilde{V}_{nn'}(q, z_i) \right|^2,$$

где $N(z_i)$ — трехмерная плотность примесей в точке z_i . Поскольку заряженные примеси экранируются свободными электронами всех заполненных подзон, матричный элемент неэкранированного кулоновского потенциала

$$V_{ll'}(q, z_i) = \frac{e^2}{2\epsilon\epsilon_0 q} \int \psi_l(z) \exp(-q|z - z_i|) \psi_{l'}(z) dz$$

связан с экранирующим потенциалом $\tilde{V}_{nn'}(q, z_i)$ через диэлектрическую функцию

$$\tilde{V}_{nn'}(q, z_i) = \sum_{l, l'} \epsilon_{nn', ll'}^{-1}(q) V_{ll'}(q, z_i),$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, ϵ — диэлектрическая проницаемость среды, а $\psi_l(z)$ — волновые функции подзон, считавшиеся одновременно с зонной диаграммой. В приближении случайных фаз функция диэлектрической проницаемости имеет вид

$$\epsilon_{ll', nn'}(q) = \delta_{ln} \delta_{l'n'} + \frac{e^2}{2\epsilon\epsilon_0 q} F_{ll', nn'}(q) \Pi_{nn'}(q),$$

где формфактор $F_{ll', nn'}$ определяется из уравнения

$$F_{ll', nn'}(q) = \int dz \int dz' \psi_l(z) \psi_{l'}(z) \times \exp(-q|z - z'|) \psi_n(z') \psi_{n'}(z'),$$

$$\Pi_{nn'}(q, E_F) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \left[1 - \frac{C_+}{2} \left\{ \left(\frac{E_{ij}}{E_q} + 1 \right)^2 - \left(\frac{2k_{Fi}}{q} \right)^2 \right\}^{1/2} + \frac{C_-}{2} \left\{ \left(\frac{E_{ij}}{E_q} - 1 \right)^2 - \left(\frac{2k_{Fi}}{q} \right)^2 \right\}^{1/2} \right]$$

Таблица 3. Теоретические квантовая μ_q и транспортная μ_t подвижности для образца № 3 при $T = 4.2$ К в темноте и при освещении

№ 786	№ подзоны	$N_{SDH}, 10^{12} \text{ см}^{-2}$ эксп.	$\mu_q, \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	$\mu_t, \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$
В темноте	2	0.26	3900	72000
	1	1.67	2100	86900
При освещении	2	0.53	6700	183000
	1	1.87	2700	138000

— поляризационные компоненты при $T = 0$, где $E_{ij} = E_i - E_j$, $E_q = \hbar^2 q^2 / 2m^*$, $C_{\pm} = \text{sign}(E_{ij} \pm E_q)$, k_{F_i} — волновой вектор, соответствующий энергии Ферми i -й подзоны [11].

Транспортная подвижность n -й подзоны выражается формулой

$$\mu_t = \frac{e}{m^*} \langle \tau_n(E) \rangle,$$

$$\langle \tau_n(E) \rangle = \int \tau_n(E) E \frac{\partial f_0(E)}{\partial E} dE \left\{ \int E \frac{\partial f_0(E)}{\partial E} dE \right\}^{-1},$$

где f_0 — функция распределения Ферми–Дирака. Квантовая подвижность n -й подзоны $\mu_q = e\tau_n^q/m^*$, где τ_n^q — квантовое время жизни на уровне Ферми, величина, обратная сумме всех вероятностей рассеяния с соответствующими весами:

$$\frac{1}{\tau_n^q} = \frac{m^*}{\pi \hbar^3} \sum_{n'} \int_0^{\pi} d\varphi \left| \tilde{V}_{nn'}(q') \right|^2.$$

В качестве примера в табл. 3 представлены результаты прямых расчетов квантовой и транспортной подвижностей для образца № 3 при рассеянии на ионизованных примесях и при учете межзонных переходов. При расчете брались значения концентраций в подзонах, определенные по эффекту Шубникова–де Гааза. Как видно в табл. 3, под освещением электронные концентрации, как и подвижности заметно возросли. Видно, что подвижность электронов в нижней подзоне выше электронных подвижностей в верхней подзоне, что связано с большим распространением волновой функции в дельта-слой для подзон с большими номерами. Транспортные подвижности существенно превышают квантовые, что свидетельствует о малоугловом характере рассеяния электронов на ионизованных примесях из-за пространственного разделения электронов в квантовой яме от ионизованной примеси дельта-слоя. Прямые расчеты хорошо согласуются с экспериментально определенными по эффекту ШдГ подвижностями. Максимальные подвижности получены при ширине квантовой ямы 16 нм.

Таким образом, в работе были исследованы электронные подвижности в изоморфных квантовых ямах $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ на подложках InP . Максимальная подвижность электронов наблюдается в квантовых ямах шириной $d = 16$ нм. Из данных по эффекту ШдГ получены квантовые и транспортные подвижности электронов в подзонах размерного квантования. Рассчитаны зонные диаграммы и подвижности электронов в подзонах размерного квантования при рассеянии на ионизованных примесях с учетом межподзонных переходов. Расчеты хорошо совпадают с экспериментальными данными. Показано, что рассеяние на ионизованных примесях является основным в исследованных структурах. При низких температурах обнаружена замороженная фотопроводимость. Исследование релаксации фотопроводимости показывает, что она обусловлена пространственным разделением носителей заряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Mimura, S. Hiyamizu, T. Fujii, and K. Nanbu, Jpn. J. Appl. Phys. **19**, L225 (1980).
2. Dong Xu, H. G. Heiß, S. A. Kraus et al., IEEE Trans. Electron Dev. **45**, 21 (1998).
3. A. E. Fatimy, N. Dyakonova, Y. Meziani et al., J. App. Phys. **107**, 024504 (2010).
4. P. R. Berger, P. K. Bhattacharya, and J. Singh, J. Appl. Phys. **61**, 2856 (1987).
5. В. А. Кульбачинский, Р. А. Лунин, В. Г. Кытин и др., ЖЭТФ **120**, 933 (2001).
6. H. J. Queisser and D. E. Theodorou, Phys. Rev. B **33**, 4027 (1986).
7. E. D. Siggia and P. C. Kwok, Phys. Rev. B **2**, 1024 (1970).
8. В. А. Кульбачинский, Р. А. Лунин, В. Г. Кытин и др., ЖЭТФ **110**, 1517 (1996).
9. P. T. Coleridge, Phys. Rev. B **44**, 3793 (1991).
10. G. Fishman and D. Calecki, Phys. Rev. B **29**, 5778 (1984).
11. K. Inoue and T. Matsuno, Phys. Rev. B **47**, 3771 (1993).