

07

Эффективная масса и время релаксации импульса электронов в односторонне δ -легированных РНЕМТ квантовых ямах AlGaAs/InGaAs/GaAs с высокой электронной плотностью

© Д.А. Сафонов¹, А.Н. Виниченко^{1,2}, Н.И. Каргин¹,
И.С. Васильевский¹

¹ Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“,
Москва, Россия

² Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Калининград,
Россия

E-mail: safonov.dan@mail.ru

Поступило в Редакцию 20 августа 2018 г.

По эффекту Шубникова–де Гааза определены зависимости эффективной массы электронов m^* , транспортного и квантового времени релаксации импульса в псевдоморфных квантовых ямах Al_{0.25}Ga_{0.75}As/In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs с односторонним δ -легированием кремнием от концентрации электронов в интервале $(1.1–2.6) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Коэффициент непараболичности m^* в линейном приближении оказался равен $0.133 m_0/eV$. Как транспортное, так и квантовое время релаксации импульса немонотонно зависит от холловской концентрации электронов n_H , что связано с конкуренцией механизмов роста фермиевского импульса и увеличением вклада рассеяния на большие углы при увеличении концентрации доноров.

DOI: 10.21883/PJTF.2018.24.47039.17501

В настоящее время псевдоморфные РНЕМТ квантовые ямы (КЯ) Al_xGa_{1-x}As/In_yGa_{1-y}As/GaAs с высокой электронной плотностью остаются одними из наиболее массово используемых структур в сверхвысокочастотной электронике. Важнейшими величинами, определяющими параметры электронного транспорта, в таких КЯ являются проводимость двумерного электронного газа (ДЭГ), подвижность μ и концентрация n электронов, дрейфовая скорость в сильном электричес-

ком поле. Увеличение подвижности ДЭГ при сохранении его высокой концентрации представляет собой актуальную задачу. Поскольку для обеспечения высокой концентрации ДЭГ в РНЕМТ КЯ спейсерный слой имеет умеренную толщину $\sim 2-6$ nm [1,2], рассеяние электронов на ионизированной примеси ограничивает максимально достижимые значения подвижности электронов в слабом электрическом поле.

Эффективная масса электронов m^* влияет как на подвижность электронов в слабом электрическом поле, так и на дрейфовую скорость насыщения электронов в сильном электрическом поле. Снижение m^* за счет увеличения содержания In в КЯ приводит к увеличению граничных частот транзисторов с высокой подвижностью электронов (НЕМТ) [3]. С другой стороны, увеличение эффективной массы должно приводить к снижению энергии размерного квантования и увеличенной плотности состояний. Вследствие этих факторов возрастает эффективная глубина КЯ, должна снижаться вероятность переходов горячих электронов в широкозонный барьер, что может приводить к увеличению дрейфовой скорости насыщения [4].

В гетероструктурных КЯ на эффективную массу электронов в квантовой яме оказывают влияние состав и толщина слоев, механическое напряжение кристаллической решетки и концентрация электронов в структуре. При увеличении содержания индия y в $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ эффективная масса электронов уменьшается. Однако узкозонные КЯ при увеличении концентрации ДЭГ демонстрируют заметную непараболичность энергетического спектра электронов. Например, при холловской концентрации электронов $n_H = 1.7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ наблюдались значения $m^* \sim 0.073$, что превышает значения в GaAs на дне зоны проводимости [2].

Несмотря на широкую распространенность РНЕМТ КЯ, систематические исследования их квантовых магнетотранспортных свойств недостаточно освещены в литературе. В известных работах для варьирования концентрации электронов, как правило, используются различные внешние воздействия (подсветка, затворное напряжение, одноосная деформация) [5,6]. Исследования образцов одинаковой слоевой структуры с большим интервалом изменения концентрации доноров кремния прежде не проводились. В настоящей работе представлены результаты исследования квантовых магнетотранспортных свойств РНЕМТ КЯ, полученных изменением концентрации доноров кремния, в широком диапазоне концентрации электронов $(1.1-2.6) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

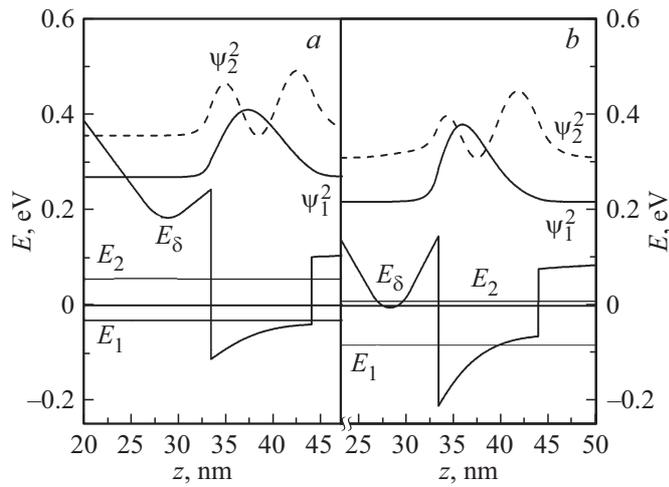


Рис. 1. Поперечные профили зоны проводимости для концентрации доноров $N_D = 1.6 \cdot 10^{12}$ (a) и $1.6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ (b). E_1 и E_2 — энергии первой и второй подзон размерного квантования соответственно, ψ_1^2 и ψ_2^2 — квадраты их волновых функций, E_δ — энергия дна зоны проводимости в центре δ -слоя.

Серия образцов РНЕМТ с односторонним δ -легированием кремнием имела толщины КЯ $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ и спейсера $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ 10.5 и 5.3 nm соответственно. Образцы различались только концентрацией донорного легирования кремнием в диапазоне от $N_D = 1.6 \cdot 10^{12}$ до $1.6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$.

Расчет профиля дна зоны проводимости при помощи численного решения уравнений Шредингера и Пуассона для Γ -электронов при различной концентрации доноров N_D и температуре 300 K показывает, что при увеличении N_D потенциал зоны проводимости в окрестности δ -слоя E_δ заметно снижается (рис. 1). Снижение потенциала в области доноров достигает 90 meV при увеличении концентрации доноров с $N_D = 1.6 \cdot 10^{12}$ до $1.6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, что приводит к увеличению амплитуды волновой функции основного состояния ψ_1 в области δ -легированного барьера. Вероятность туннелирования электрона в область δ -слоя, определенная как ψ_1^2 , увеличивается в ~ 12 раз для максимальной рассматриваемой концентрации N_D . Отметим, что в данном случае подразумеваются квантовые состояния, волновая функция

которых имеет значительную амплитуду в области V -образной потенциальной ямы, сформированной в широкозонном барьере в окрестности δ -слоя, а не водородоподобный уровень примеси кремния. Расчет также показал, что с ростом N_D увеличивается встроенное электрическое поле в КЯ и уменьшается ее эффективная ширина. Из-за этого разность энергии первой и второй подзон $E_2 - E_1$ размерного квантования увеличивается с ростом N_D (на ~ 50 meV).

Измерения тензора магнетосопротивления в образцах проводились в темноте в магнитных полях до 6 Т при температурах 2.1, 4.2 и 8.4 К на мостах Холла. Холловская концентрация электронов n_H оказалась в интервале значений $(1.1 - 2.6) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

Во всех образцах наблюдался эффект Шубникова–де Гааза (ШдГ) (рис. 2). Определенная на основе фурье-анализа осцилляций ШдГ при температурах 2.1–8.4 К концентрация электронов в основной подзоне КЯ совпадает с холловской концентрацией электронов во всех образцах, кроме образца с максимальной концентрацией электронов $n_H = 2.58 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Кроме того, монотонная часть зависимостей холловского сопротивления $\rho_{xy}(B)$ имела превосходную линейность во всем исследованном диапазоне магнитного поля. Это указывает на то, что в РНЕМТ КЯ с односторонним δ -легированием при низких температурах заполнена только одна подзона вплоть до $n_H \approx 2.2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ в отличие от двусторонне легированных РНЕМТ, поэтому межподзонное рассеяние в исследуемых образцах не является причиной немонотонной зависимости $\tau(n_H)$.

Эффективная масса электронов вычислялась на основе температурной зависимости амплитуды осцилляций ШдГ по формуле [7]:

$$m^* = \hbar e B \text{ Arch}[\Delta R(T_2, B) / \Delta R(T_1, B)] / (2\pi^2 k T_2),$$

где $T_1 = 2T_2$, $\Delta R = R_{xx} - R_0$, R_{xx} — амплитуда осцилляций сопротивления, R_0 — сопротивление при $B = 0$ Т. Квантовое время релаксации импульса τ_q также рассчитывается из пиков осцилляций ШдГ [8] методом Дингла по наклону зависимости $\ln(\Delta R \text{ sh}(A_T)) / 4R_0 A_T$ от $1/B$, где $A_T = 2\pi^2 k T / \hbar \omega_c$, $\omega_c = eB / m^*$.

По температурным изменениям амплитуды осцилляций были определены эффективные массы электронов в КЯ (рис. 3, а). Наблюдается увеличение m^* в КЯ при увеличении n_H , которое обусловлено непараболичностью закона дисперсии. В линейном приближении коэффициент непараболичности равен $0.133 m_0 / \text{eV}$. Погрешность определения

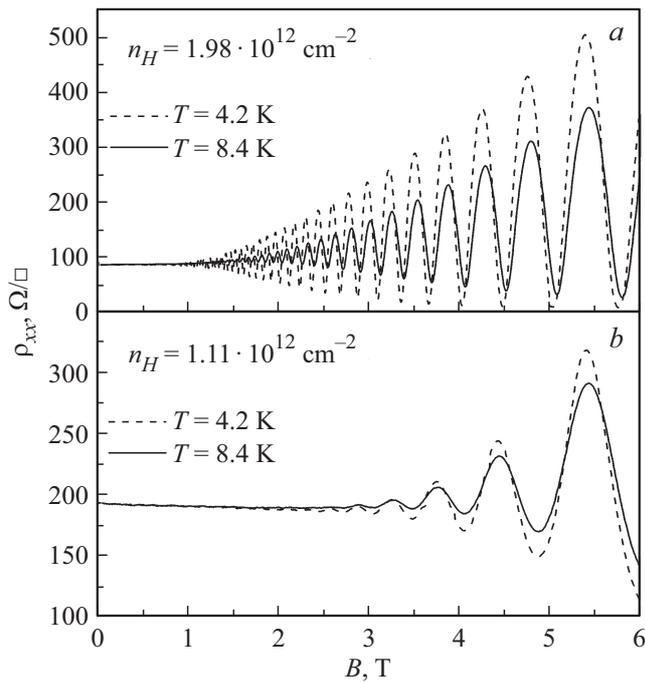


Рис. 2. Магнетосопротивление $\rho_{xx}(B)$ и осцилляции Шубникова–де Гааза при температурах 4.2 и 8.4 К в образце с сильным (а) и умеренным (b) легированием.

m^* зависит от количества осцилляций. В образце с концентрацией $n_H = 1.11 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ погрешность оказывается почти вдвое выше, чем в образцах с $n_H \geq 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

Квантовое τ_q и транспортное τ_t времена релаксации импульса немонотонно зависят от концентрации электронов n_H (рис. 3, b). При увеличении n_H до $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ наблюдается возрастание τ_t и τ_q , а при $n_H > 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ наблюдается их убывание. Возрастание связано с увеличением импульса Ферми (аналогично НЕМТ КЯ AlGaAs/GaAs). Уменьшение τ_q и τ_t сопровождается снижением отношения τ_t/τ_q , что означает увеличение вклада рассеяния электронов на удаленной ионизированной примеси на большие углы [9,10]. Эффективная глубина

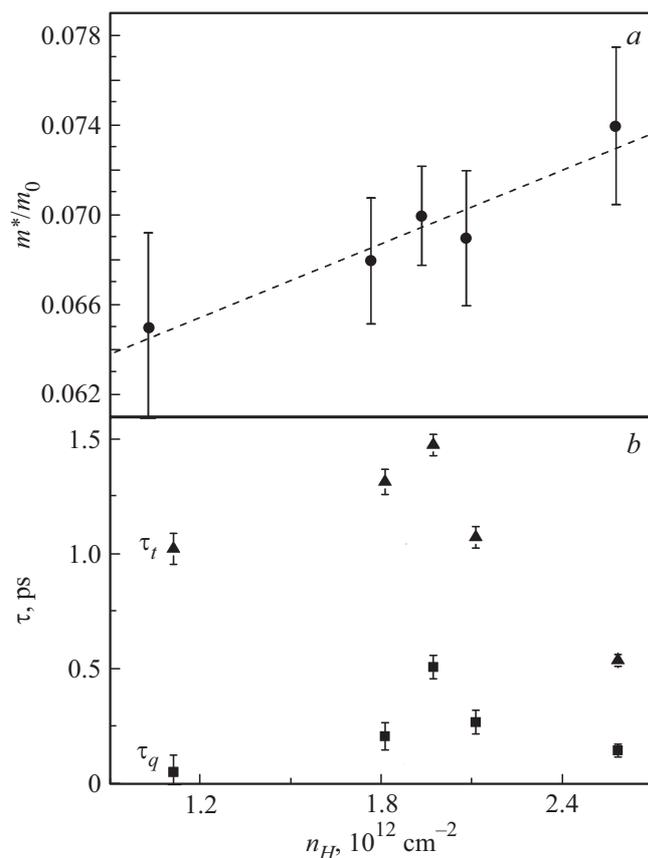


Рис. 3. Зависимости эффективной массы электронов (a) и квантового (квадраты) и транспортного (треугольники) времен релаксации (b) от холловской концентрации.

КЯ, оцененная согласно расчетам как разность $E_\delta - E_1$, уменьшается на 136 meV, что соответствует $\sim 38\%$ от глубины нелегированной РНЕМТ КЯ. Таким образом, туннельная проницаемость спейсера увеличивается. Однако даже при максимальных значениях концентрации n_H электронная плотность в окрестности δ -слоя не превышает $\sim 5\%$.

В структурах же с $n_H < 2.2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ в V-образной потенциальной яме в окрестности δ -слоя находится меньше 1.5% от всех электронов в структуре. При этом важно отметить, что доля электронной плотности в окрестности δ -слоя доноров, оценка которой приведена выше, не является независимым каналом проводимости, а рассчитана из волновой функции электронов в основном состоянии квантовой системы.

Отношение времен релаксации оказалось $\tau_t/\tau_q \gg 1$ для всех образцов, что характерно для структур с высоким кристаллическим совершенством и высокой электронной подвижностью. Однако в отличие от НЕМТ КЯ AlGaAs/GaAs в области низкой концентрации электронов τ_t/τ_q имеет большие значения из-за микросплавного рассеяния электронов в КЯ In_{0.2}Ga_{0.8}As, что сильно уменьшает значение τ_q .

Таким образом, в работе исследованы квантовые электронные транспортные свойства псевдоморфных односторонне δ -легированных кремнием КЯ Al_{0.25}Ga_{0.75}As/In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs. Наблюдается увеличение эффективной массы электронов с ростом концентрации. Показано, что уменьшение эффективной ширины КЯ с увеличением легирования приводит к тому, что даже при высоких концентрациях электронов в структуре ($n_H = 2.6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) остается заполненной только одна подзона размерного квантования.

Исследование проводилось в рамках научно-исследовательской работы по выполнению государственного задания (№ 8.3887.2017/ПЧ).

Список литературы

- [1] Cao X., Zeng Y., Kong M., Pan L., Wang B., Zhu Z., Wang X., Chang Y., Chu J. // *J. Cryst. Growth*. 2001. V. 231. N 4. P. 520–524.
- [2] Litwin-Staszewska E., Kobbi F., Kamal-Saadi M., Dur D., Skierbiszewski C., Sibari H., Zekentes K., Mosser V., Raymond A., Knap W., Robert J.L. // *Solid-State Electron*. 1994. V. 37. N 4-6. P. 665–667.
- [3] Ahmed S., Holland K.D., Paydavosi N., Rogers C.M.S., Alam A.U., Neophytou N., Kienle D., Vaidyanathan M. // *IEEE Transact. Nanotechnol*. 2012. V. 11. N 6. P. 1160–1173.
- [4] Пашковский А.Б. // *ФТП*. 1991. Т. 25. В. 12. С. 2179–2183.
- [5] Babiński A., Siwiec-Matuszyk J., Baranowski J.M., Li G., Jagadish C. // *Appl. Phys. Lett*. 2000. V. 77. N 7. P. 999–1001.

- [6] *Dmowski L.H., Zduniak A., Litwin-Staszewska E., Contreras S., Knap W., Robert J.L.* // *Phys. Status Solidi B*. 1996. V. 198. N 1. P. 283–288.
- [7] *Кульбачинский В.А., Овешников Л.Н., Лукин Р.А., Юзеева Н.А., Галиев Г.Б., Климов Е.А., Мальцев П.П.* // *ФТП*. 2015. Т. 49. В. 2. С. 204–213.
- [8] *Diez E., Chen Y.P., Avesque S., Hilke M., Peled E., Shahar D., Cerveró J.M., Sivco D.L., Cho A.Y.* // *Appl. Phys. Lett.* 2006. V. 88. N 5. P. 052107.
- [9] *Сафонов Д.А., Виниченко А.Н., Каргин Н.И., Васильевский И.С.* // *ФТП*. 2018. Т. 52. В. 2. С. 201–206.
- [10] *Protasov D.Yu., Zhuravlev K.S.* // *Solid-State Electron*. 2017. V. 129. P. 66–72.