

Электронный транспорт в квантовых ямах AlGaAs/InGaAs/GaAs РНЕМТ при различных температурах: влияние одностороннего дельта-легирования Si

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

¹ Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“,
115409 Москва, Россия

² Балтийский федеральный университет им. И. Канта,
236016 Калининград, Россия

E-mail: safonov.dan@mail.ru

(Получено 20 апреля 2017 г. Принята к печати 15 мая 2017 г.)

Исследовано влияние концентрации δ -легирования кремнием на электронные транспортные свойства псевдоморфных квантовых ям $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}/\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ в широком интервале температур 4.2–300 К. Обнаружено снижение эффективности легирования при концентрации электронов $> 1.8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, обусловленное эффектами неполной ионизации примеси, что отражается также на температурной зависимости концентрации электронов. Наблюдается немонокотное изменение подвижности электронов с ростом концентрации доноров, не связанное с заполнением верхней подзоны размерного квантования. Возрастание подвижности связано с ростом импульса Ферми и экранированием, а последующий ее спад при увеличении концентрации кремния обусловлен туннельной деградацией спейсерного слоя при понижении потенциала зоны проводимости в области δ -слоя Si.

DOI: 10.21883/FTP.2018.02.45444.8621

1. Введение

Одними из наиболее распространенных промышленно выпускаемых гетероструктур для СВЧ транзисторов сегодня остаются РНЕМТ-структуры с квантовой ямой (КЯ) AlGaAs/InGaAs/AlGaAs благодаря сочетанию технологичности и высоких параметров электронного транспорта. С другой стороны, в отличие от НЕМТ (high electron mobility transistor) с КЯ AlGaAs/GaAs практика прикладного использования РНЕМТ (pseudomorphic high electron mobility transistor) опережает развитие фундаментального базиса описания электронных процессов при высокой холловской электронной плотности $n_H > 1.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Проводимость двумерного электронного газа в КЯ является одной из практически значимых величин. Повышение проводимости и плотности тока в таких системах определяется зависимостью холловской подвижности μ_H от концентрации n_H двумерного электронного газа (ДЭГ) в канале InGaAs. Концентрация электронов в КЯ РНЕМТ традиционно увеличивается за счет сильного донорного легирования, в том числе перехода от одностороннего к двустороннему δ -легированию в КЯ. При этом уже при $n_H \approx (1.5-2.5) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ в КЯ типичных односторонне легированных РНЕМТ начинается заполнение второй подзоны размерного квантования [1], а эффекты кулоновского взаимодействия электронов приводят к значительным изменениям поперечного зонного профиля в структуре. Это в свою очередь изменяет структуру электронных состояний и условия рассеяния электронов.

Анализ существующих работ показывает неоднозначность наблюдаемой в КЯ РНЕМТ с одним δ -слоем зависимости подвижности электронов от концентрации

легирования. Так, в области малых концентраций доноров ($n_H < 10^{12} \text{ см}^{-2}$) во всех работах отмечалась возрастающая зависимость $\mu_H(n_H)$ [2–4], выходящая на насыщение. В работе [2] это объясняется рассеянием носителей заряда на легирующих примесях. В работе [3] концентрация электронов увеличивалась за счет подсветки, и было показано, что для слабого легирования, $N_D < 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, также преобладает рассеяние на ионизованных примесях.

Убывание подвижности ДЭГ при высоких значениях n_H наблюдалось в работах [5–7]. При низких температурах снижение подвижности тоже объясняется рассеянием на удаленных ионизованных примесях, а также заполнением следующей подзоны размерного квантования [6,7] и вкладом рассеяния на большие углы, связанным с флуктуациями состава сплава в КЯ [7]. Также отмечено, что начало заполнения второй подзоны размерного квантования совпадает с максимальным значением транспортной подвижности [7].

В работах [4,5,7] наблюдалась немонокотная зависимость $\mu_H(n_H)$, однако физическая интерпретация такого поведения и слоевая геометрия гетероструктур различаются. В работе [4] уменьшение подвижности объяснено возникновением параллельной проводимости по широкозонному слою при насыщении концентрации n_H , при малых же концентрациях преобладает рассеяние на удаленных примесях. В работе [7] рост подвижности совместно с концентрацией электронов объясняется уменьшением рассеяния на удаленных примесях, а также изменением профиля дна квантовой ямы на более плоский; уменьшение же подвижности, предположительно, обусловлено тем, что межподзонное рассеяние в этой области оказывает большее влияние на

подвижность носителей, чем удаленные заряды. В работе [5] исследовались образцы с разной концентрацией носителей, которая в каждом из них изменялась за счет подсветки. Уменьшение электронной подвижности с ростом концентрации объясняется разрушением корреляций в пространственном распределении зарядов и рассеянием на мелкомасштабных неоднородностях состава. Также предполагалось, что на уменьшение подвижности оказывает влияние заполнение верхних подзон, однако с помощью измерений эффекта Шубникова–де Гааза (ШдГ) показано, что при гелиевых температурах даже при максимальном освещении во всех образцах заполнена только одна подзона размерного квантования.

Абсолютные значения электронной подвижности в различных работах имеют достаточно большой разброс вследствие сильного влияния слоевой структуры конкретной серии, поэтому совместный их анализ не проясняет характер зависимости $\mu_n(n_D)$. Кроме того, отсутствуют работы, в которых исследовалась бы серия одинаковых образцов РНЕМТ-структур в широком диапазоне концентраций легирующей примеси $N_D = (1-20) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

В целом в большинстве работ зависимость подвижности электронов в квантовой яме от концентрации доноров объясняется доминирующим механизмом рассеяния электронов на удаленных примесях. Однако не дается обоснования возможности как возрастающего, так и убывающего характера данной зависимости в рамках единого механизма рассеяния. Кроме того, недостаточно данных о детальном исследовании температурных зависимостей электронной концентрации и подвижности в широком интервале температур в КЯ РНЕМТ с высокой концентрацией электронов, анализ которых позволил бы определить особенности доминирующих механизмов рассеяния электронов.

Подводя итог, можно утверждать, что в различной литературе как рост электронной подвижности, так и спад при увеличении легирования интерпретируются в рамках модели рассеяния на ионизованной примеси. Таким образом, характер зависимости $\mu_n(n_D)$ в КЯ РНЕМТ при изменении концентрации доноров в широких пределах в настоящее время не имеет однозначного физического обоснования. Поэтому задача исследования электрофизических характеристик таких гетероструктур в широком диапазоне концентраций легирующей примеси остается актуальной, в том числе для оптимального легирования приборных РНЕМТ-структур, что и является основой настоящей работы.

Для ее решения проведено комплексное исследование влияния концентрации доноров кремния в КЯ РНЕМТ на структуру электронных состояний, процессы рассеяния электронов в слабом поле в широком интервале концентраций двумерного электронного газа и в температурном интервале 4.2–300 К.

2. Эксперимент

Для исследования особенностей электронного транспорта была выращена серия образцов РНЕМТ с одно-

| | |
|---|---------|
| <i>i</i> -GaAs | 8 nm |
| Al _{0.25} Ga _{0.75} As | 20 nm |
| δ-Si | |
| Al _{0.25} Ga _{0.75} As (spacer) | 5.3 nm |
| In _{0.2} Ga _{0.8} As | 10.5 nm |
| GaAs (buffer 2) | 0.33 μm |
| Al _{0.25} Ga _{0.75} As/GaAs SL | 25 nm |
| GaAs (buffer 1) | 43 nm |
| (100) GaAs substrate | |

Рис. 1. Слоевая схема исследуемых образцов.

сторонним δ-легированием кремнием. Все образцы были выращены на подложках полужолирующего GaAs (100) методом молекулярно-лучевой эпитаксии в Наноцентре НИЯУ МИФИ на установке Riber Compact 21-T. Для улучшения структурного качества буфера вблизи подложки выращивалась сверхрешетка (SL) AlGaAs/GaAs. Слоевая конструкция активной области структуры совпадала, образцы различались только концентрацией донорного легирования кремнием. Все образцы имели одностороннее δ-легирование кремнием через спейсер Al_{0.25}Ga_{0.75}As, который также является барьером для квантовой ямы In_{0.2}Ga_{0.8}As. Содержание AlAs в барьере, с одной стороны, выбрано достаточно большим, чтобы увеличить глубину КЯ и снизить явления „параллельной проводимости“ в широкозонном слое. С другой стороны, при содержании AlAs 25% уровень DX-центров Si(AlGaAs) примерно соответствует энергии ионизации мелкого водородоподобного уровня Si [8]. Общая структура исследуемых образцов схематически показана на рис. 1.

Концентрация доноров кремния в легирующем слое изменялась в широком интервале значений, ($N_D = 1.64-15.8) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (на один порядок). Концентрация кремния калибровалась по измерению концентрации электронов в объемно-легированном GaAs(Si). Состав и толщины слоев в серии были охарактеризованы при помощи рентгеновской дифрактометрии высокого разрешения. Анализ дифракционных данных показал, что воспроизводимость состава и толщины слоев структуры имеют относительные отклонения не более 2%.

Температура роста слоя In_{0.2}Ga_{0.8}As составляла 490°C, остальных слоев — 610°C. Эквивалентное давление потока мышьяка As₄ при росте слоев и формировании δ-слоя кремния составляло $2 \cdot 10^{-5}$ Торр. Для проведения измерений на выращенных структурах формировались мезы типа „мост Холла“ с помощью фотолитографии и жидкостного травления. Для получения надежных омических контактов использовался

сплав $\text{In}_{0.5}\text{Sn}_{0.5}$ с последующим быстрым термическим отжигом при 380°C в течение 3 мин, после чего контролировалась линейность вольт-амперных характеристик контактов. Измерения подвижности и концентрации электронов проводились на установке CryoFree 404 в темноте в магнитных полях до B 6 Тл в интервале температур $T = 2.1\text{--}300$ К.

3. Результаты и обсуждение

Для всех образцов в слабом магнитном поле наблюдается линейная зависимость холловского сопротивления от индукции магнитного поля во всем исследованном температурном интервале. Зависимость измеренной холловской концентрации электронов (n_H) в КЯ от концентрации введенного в δ -слой Si (N_D) приведена на рис. 2.

Увеличение времени легирования кремнием в δ -слое приводит к увеличению концентрации электронов, определяемой из эффекта Холла. При малых значениях N_D концентрация носителей заряда в КЯ возрастает резко, однако при сильном легировании наклон зависимости $n_H(N_D)$ снижается в ~ 10 раз, и при дальнейшем легировании n_H увеличивается всего на 45% при $T = 300$ К, несмотря на увеличение N_D более чем в 4 раза. Причинами такого эффекта могут быть как снижение эффективности активации доноров кремния [9] (частичное встраивание в узлы мышьяка, переход к амфотерности), так и снижение ионизации доноров, связанное с зонным профилем гетероструктурной КЯ. Анализ данных факторов будет проведен далее.

Зависимость холловской подвижности электронов μ_H от концентрации кремния, приведенная на рис. 3, является немонотонной во всем исследованном интервале температур. При слабом легировании $\mu_H(N_D)$ возрастает, затем при увеличении легирования убывает приблизительно как линейная функция N_D . Максимум зависимости $\mu_H(N_D)$ при увеличении температуры немного смещается в сторону меньших концентраций доноров.

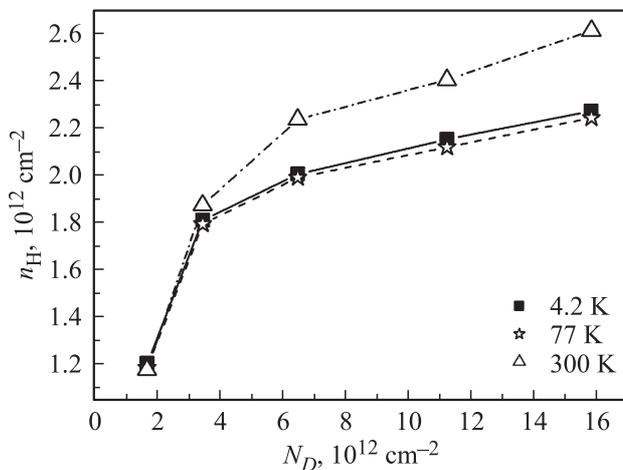


Рис. 2. Зависимости холловской концентрации электронов n_H от концентрации кремния N_D в δ -слое.

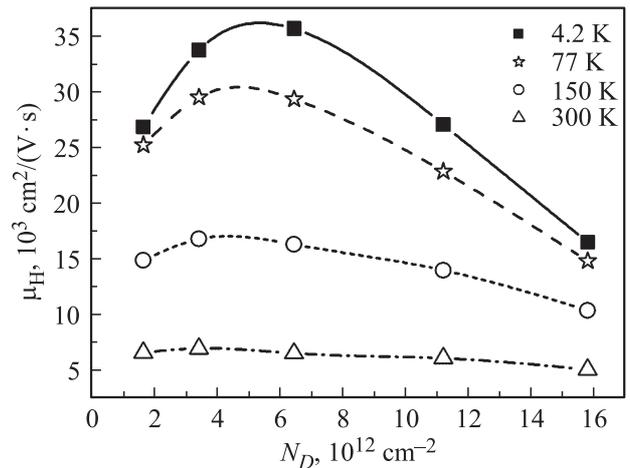


Рис. 3. Зависимости холловской подвижности электронов в PHEMT от концентрации кремния в δ -слое при температурах 300, 150, 77 и 4.2 К.

Рост подвижности в НЕМТ-структурах мы связываем с увеличением импульса Ферми и экранирования при основном вкладе удаленных ионизованных примесей в рассеяние электронов [10]. Переход к снижению подвижности электронов может быть связан с возрастанием вероятности рассеяния носителей тока на ионизованных примесях на большие углы. Такой механизм обусловлен ростом туннельной прозрачности спейсерного слоя за счет уменьшения энергии зоны проводимости в области расположения δ -слоя Si при увеличении концентрации доноров, подобно механизму, рассматриваемому в работе [11].

Известно, что заполнение второй подзоны размерного квантования и проводимость с участием двух и более групп электронов с различной концентрацией и подвижностью можно выявить по анализу компонент тензора магнетосопротивления, в частности по нелинейному участку компоненты $\rho_{xy}(B)$. В исследованных образцах зависимость $\rho_{xy}(B)$ остается линейной даже при высоких температурах. При низких температурах в сильном магнитном поле B во всех образцах наблюдаются осцилляции Шубникова–де Гааза. Для определения концентрации носителей в подзонах размерного квантования с помощью фурье-преобразования зависимости $\rho_{xx}(1/B)$ были определены частоты осцилляций. Во всех образцах при $T = 4.2$ К наблюдается одна частота осцилляций, соответствующая одной нижней заполненной подзоне размерного квантования в КЯ. Концентрация электронов, определенная из эффекта ШдГ, хорошо соответствует холловской концентрации электронов. Таким образом, изменение характера зависимости подвижности электронов от концентрации доноров не связано с заполнением верхней подзоны размерного квантования.

Расчет зонной структуры показывает, что при увеличении концентрации Si в одностороннем δ -легировании при ширине КЯ ~ 10 нм возникает сильное электрическое поле, поэтому форма потенциала КЯ становится

ближе к треугольной. В отличие от КЯ с двусторонним δ -легированием, в КЯ РНЕМТ шириной ~ 10 нм с одним δ -слоем заметное заполнение второй подзоны размерного квантования ожидается при концентрациях электронов в КЯ $> 2.7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Таким образом, в рассматриваемых КЯ снижение подвижности не связано с заполнением верхней подзоны размерного квантования в КЯ (первого возбужденного состояния).

Максимальная проводимость наблюдается в образце #283 благодаря сочетанию высокой подвижности и концентрации электронов в КЯ.

Температурные зависимости электронной подвижности, $\mu_n(T)$, и двумерной концентрации, $n_n(T)$, редко исследуются в широком интервале температур ($< 77\text{--}100$ К). С увеличением температуры подвижность носителей уменьшается [12]. Это связано с преобладанием различных механизмов рассеяния: при низких температурах доминирующим является рассеяние на шероховатостях границы, удаленных примесях и неоднородностях состава [13]. При высоких же температурах подвижность ограничена рассеянием на оптических фононах.

В диапазоне температур $T \approx 100\text{--}300$ К концентрация электронов, как правило, увеличивается с ростом температуры. При температурах < 100 К зависимость $n_n(T)$ слабо выражена [13,14]. Однако при низких температурах (< 10 К) может наблюдаться небольшое уменьшение концентрации с уменьшением температуры [13]. Это может быть связано с захватом электронов на ловушки или меньшей эффективностью ионизации доноров.

На рис. 4, *a* и *b* приведены температурные зависимости холловской подвижности $\mu_n(T)$ и холловской концентрации электронов $n_n(T)$ для образцов #258, 283 и 285. Поведение обеих величин типично для структур такого типа [13]. Подвижность электронов монотонно уменьшается с ростом температуры во всем исследованном температурном диапазоне, наиболее сильное снижение наблюдается при $T > 60$ К в связи с ростом рассеяния электронов на оптических фононах. Характер зависимости подвижности электронов от их концентрации в КЯ сохраняется в широком интервале температур. Это связано с тем, что вклад рассеяния электронов на удаленных донорах в РНЕМТ-структурах с сильным легированием является одним из основных [15], и для него наиболее сильно выражена концентрационная зависимость подвижности электронов, тогда как вклад рассеяния электронов на деформационном потенциале и оптических фононах слабее зависит от концентрации электронов в КЯ.

Температурная зависимость холловской концентрации электронов имеет сложную зависимость. В области низких температур ($T \lesssim 100\text{--}200$ К) отмечается слабое уменьшение холловской концентрации с увеличением температуры. В литературе мы не встретили обсуждения данного факта, хотя снижение n_n регистрировалось многими исследователями. В области температур $T > 100$ К наблюдается переход к резкому увеличению n_n .

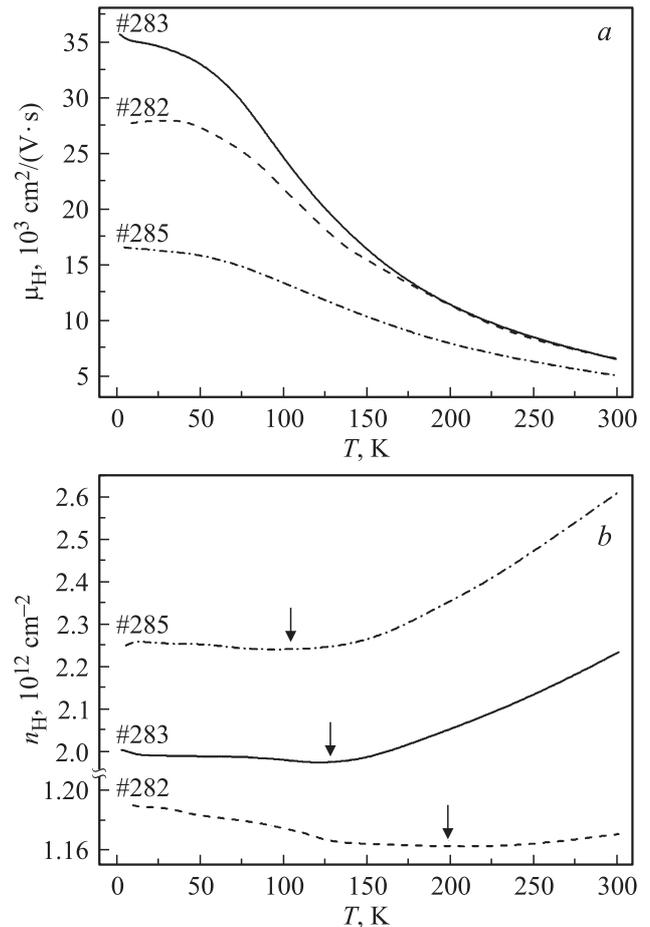


Рис. 4. Температурные зависимости холловской подвижности электронов (*a*) и холловской концентрации электронов (*b*) в образцах #282, 283 и 285. Для образца #282 масштаб по вертикальной шкале в 3 раза больше, чем для остальных образцов. Стрелками указано начало перехода к возрастающей зависимости.

Слабое снижение $n_n(T)$ может быть связано с возрастающим вкладом деформационного потенциала в рассеяние электронов при увеличении температуры и небольшим изменением холл-фактора. Переход к возрастанию $n_n(T)$ в серии образцов происходит при различной температуре и имеет различную величину. В образце с относительно низким легированием возрастание начинается при $T \approx 200$ К и составляет всего 2% относительно низкотемпературного значения n_n . С увеличением концентрации доноров переход к возрастанию заметен при более низкой температуре, а величина прироста концентрации n_n становится выше.

Такой характер температурной зависимости холловской концентрации можно объяснить исходя из зонной структуры РНЕМТ. Наблюдаемая зависимость $n_n(T)$, как мы считаем, не характерна для механизма неполного встраивания кремния в подрешетку металлов и амфотерного поведения примеси. В AlGaAs с содержанием Al 25% донорный уровень Si связан с DX-центром, энергия которого относительно дна зоны проводимости по разным данным составляет $-(15\text{--}25)$ мэВ [16,17].

При слабом легировании в PHEMT с относительно тонким спейсером донорные уровни DX-центров находятся достаточно высоко над уровнем Ферми, поэтому ионизация доноров оказывается более полной и слабо зависящей от температуры. С возрастанием концентрации легирования кремнием энергия дна зоны проводимости вблизи δ -слоя снижается вследствие кулоновского потенциала заряженных ионизированных доноров. При сильном легировании уровень DX-центров в области δ -легированного Si барьера приближается к уровню Ферми, ионизация доноров становится неполной и зависящей от температуры. При высоких температурах возрастает термоактивация электронов с донорного уровня, зависящая в том числе от концентрации введенной примеси кремния. Необходимо также отметить, что δ -слой имеет сложную пространственную конфигурацию, при которой в центральной его части с высокой локальной плотностью доноров формируется примесная полоса и водородоподобное приближение для оценки уровня ионизации доноров перестает действовать. Однако поперечное размытие концентрации доноров вследствие естественного уширения создает на „хвостах“ донорные состояния, энергия которых следует за краем зоны проводимости и оказывается выше уровня Ферми. Таким образом, можно объяснить прирост концентрации электронов при увеличении плотности доноров даже в случае пиннинга уровня Ферми на донорном состоянии в окрестности центра δ -слоя.

4. Заключение

Таким образом, в работе исследованы электронные транспортные свойства PHEMT-структур с КЯ $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}/\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ шириной 10.5 нм с односторонним δ -легированием кремнием и увеличенным содержанием алюминия, что позволило обеспечить высокую подвижность электронов при их концентрации в КЯ $> 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Одностороннее δ -легирование позволяет достичь концентраций электронов в КЯ вплоть до $n_H \approx 2.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, однако эффективность легирования резко снижается при $n_H > 1.8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, что обусловлено особенностями зонного профиля гетероструктуры и снижением ионизации доноров.

Особенности зонного профиля PHEMT-структуры определяют температурную зависимость холловской концентрации электронов: при слабом легировании $n_H(T)$ изменяется слабо, при сильном же легировании наблюдается возрастание n_H начиная с некоторой температуры, которая уменьшается с ростом концентрации доноров. Эффект связан с изменением термоактивации электронов с доноров кремния при снижении потенциала дна зоны проводимости.

При одностороннем δ -легировании Si, в отличие от двустороннего легирования, в исследованном диапазоне концентраций электронов заполнена только одна подзона размерного квантования, что обусловлено ростом

асимметрии профиля КЯ за счет увеличения встроенного электрического поля.

Наблюдается немонотонная зависимость холловской подвижности электронов от их концентрации. Рост электронной подвижности при повышении концентрации доноров обусловлен увеличением импульса Ферми; спад начинается в связи с переходом к прямому рассеянию на ионизированных примесях на большие углы из-за увеличения туннельной прозрачности спейсерного слоя за счет уменьшения энергии дна зоны проводимости в области расположения δ -слоя при большом увеличении концентрации доноров кремния.

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

Список литературы

- [1] M. Van Der Burgt, V.C. Karavolas, F.M. Peeters, J. Singleton, R.J. Nicholas, F. Herlach, J.J. Harris, M. Van Hove, G. Borghs. *Phys. Rev. B*, **52**, 12218 (1995).
- [2] H. Ohno, J.K. Luo, K. Matsuzaki, H. Hasegawa. *Appl. Phys. Lett.*, **54**, 36 (1989).
- [3] M.G. Greally, M. Hayne, A. Usher, G. Hill, M. Hopkinson. *J. Appl. Phys.*, **79**, 8465 (1996).
- [4] Y. Cordier, P. Lorenzini, J.-M. Chauveau, D. Ferre, Y. Androussi, J. Dipersio, D. Vignaud, J.-L. Codron. *J. Cryst. Growth*, **251**, 822 (2003).
- [5] E. Litwin-Staszewska, T. Suski, C. Skierbiszewski, F. Kobbi, J.L. Robert, V. Mosser. *J. Appl. Phys.*, **77**, 405 (1995).
- [6] И.С. Васильевский, Г.Б. Галиев, Е.А. Климов, В.Г. Мокеров, С.С. Широков, Р.М. Имамов, И.А. Субботин. *ФТП*, **42** (9), 1102 (2008).
- [7] Adam Babiński, J. Siwiec-Matuszyk, J.M. Baranowski, G. Li, C. Jagadish. *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 999 (2000).
- [8] A. Zrenner, F. Koch, R.L. Williams, R.A. Stradling, K. Ploog, G. Weimann. *Semicond. Sci. Technol.*, **3**, 1203 (1988).
- [9] E.A.B. Cole, T. Boettcher, C.M. Snowden. *Semicond. Sci. Technol.*, **12**, 100 (1997).
- [10] W. Walukiewicz, H.E. Ruda, J.I. Agowski, H.C. Gatos. *Phys. Rev. B*, **30** (8), 4571 (1984).
- [11] А.Н. Виниченко, В.П. Гладков, Н.И. Каргин, М.Н. Стриханов, И.С. Васильевский. *ФТП*, **48** (12), 1660 (2014).
- [12] M.K. Mahata, S. Ghosh, S. Jana, P. Mukhopadhyay, A. Bag, S.M. Dinara, R. Kumar, S. Das. *Proc. 2014 IEEE TechSym*, p. 390.
- [13] V.V. Vainberg, A.S. Pylypchuk, N.V. Baidus, B.N. Zvonkov. *Semicond. Phys., Quant. Electron. Optoelectron.*, **16** (2), 152 (2013).
- [14] C. Kadow, H.-K. Lin, M. Dahlstrom, M. Rodwell, A.C. Gossard, B. Brar, G. Sullivan. *J. Cryst. Growth*, **251**, 543 (2003).
- [15] D.Yu. Protasov, K.S. Zhuravlev. *Solid-State Electron.*, **129**, 66 (2017).
- [16] T. Ishikawa, J. Saito, S. Sasa, S. Hiyamizu. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **21** (11), L675 (1982).
- [17] E.F. Schubert, K. Ploog. *Phys. Rev. B*, **30** (12), 7021 (1984).

Редактор Л.В. Шаронова

Electronic transport in PHEMT quantum wells AlGaAs/InGaAs/GaAs at different temperatures: influence of one-side δ -Si doping

D.A. Safonov¹, A.N. Vinichenko^{1,2}, N.I. Kargin¹, I.S. Vasil'evskii¹

¹ National Research Nuclear University „MEPhI“,
115409 Moscow, Russia

² Immanuel Kant Baltic Federal University,
236041 Kaliningrad, Russia

Abstract The effect of Si δ -doping concentration on electron transport properties of pseudomorphic quantum well Al_{0.25}Ga_{0.75}As/In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs was studied in the temperature range of 4.2–300 K. Reduced doping efficiency has been revealed for electron concentration $> 1.8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ and connected with the partial donor ionization, also accompanied by increased temperature dependence of electron concentration. Nonmonotonic behavior of electron mobility–concentration dependence is observed irrelative to the second subband population. Electron mobility increase was caused by an increase of Fermi momentum and screening effects. Subsequent fall of electron mobility with donor concentration increasing was caused by spacer tunnel degradation when the conduction band potential decreased at δ -Si layer.