

Подвижность двумерного электронного газа в DA-*p*HEMT гетроструктурах с различной шириной профиля δ -*n*-слоев

© Д.Ю. Протасов^{1,2}, А.К. Бакаров^{1,3}, А.И. Торопов^{1,3}, Б.Я. Бер⁴, Д.Ю. Казанцев⁴, К.С. Журавлев^{1,3}

¹ Институт физики полупроводников им. Академика А.В. Ржанова
Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный технический университет,
630073 Новосибирск, Россия

³ Новосибирский государственный университет,
630090 Новосибирск, Россия

⁴ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: protasov@isp.nsc.ru

(Получена 12 апреля 2017 г. Принята к печати 24 апреля 2017 г.)

Исследовано влияние профиля распределения атомов кремния в донорных δ -слоях гетроструктур AlGaAs/InGaAs/AlGaAs с донорно-акцепторным легированием на подвижность двумерного электронного газа. Параметры профилей δ -слоев определялись путем аппроксимации нормальным распределением пространственных распределений атомов кремния, измеренных методом вторичной ионной масс-спектрографии. Показано, что соответствующим выбором условий роста значение стандартного отклонения σ профиля δ -слоев было уменьшено с 3.4 до 2.5 нм. Измерения магнитолевых зависимостей эффекта Холла и проводимости позволили установить, что в результате такого уменьшения σ подвижность двумерного электронного газа в гетроструктурах возросла на $4000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при 77 К и $600 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при 300 К. Проведенный расчет подвижности с учетом заполнения двух первых подзон размерного квантования показал, что возрастание подвижности хорошо объясняется ослаблением кулоновского рассеяния на ионизированных донорах вследствие увеличения эффективной толщины спейсерного слоя при уменьшении значения σ профиля δ -слоев.

DOI: 10.21883/FTP.2018.01.45318.8610

1. Введение

Псевдоморфные гетроструктуры AlGaAs/InGaAs/AlGaAs широко применяются для создания мощных высокочастотных транзисторов с высокой подвижностью электронов (pseudomorphic high electron mobility transistor, *p*HEMT). Со времени первой демонстрации *p*HEMT транзисторов [1] ключевые параметры *p*HEMT значительно улучшены в результате совершенствования конструкции и технологии роста гетроструктур. Двухстороннее δ -легирование позволило повысить концентрацию двумерного электронного газа (ДЭГ) до $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ [2], получение резких и гладких гетерограниц GaAs/InGaAs квантовой ямы (КЯ) — канала транзистора [3,4], установление оптимального расстояния между δ -слоями и КЯ [5,6], применение составных спейсеров [7,8], использование широкозонных AlAs вставок в КЯ [9,10] позволили уверенно получать подвижность электронов свыше $7000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при комнатной температуре. Несмотря на все эти значительные усилия, удельная выходная мощность *p*HEMT — p_{out} долгое время не могла преодолеть порог 1 Вт/мм в частотном диапазоне 10–30 ГГц [11–13]. Кардинальное увеличение p_{out} произошло после создания гетроструктур с донорно-акцепторным легированием (donor-acceptor doped *p*HEMT, DA-*p*HEMT) [14], которые позволили увеличить p_{out} до 1.7 Вт/мм [15].

Дополнительное легирование DA-*p*HEMT гетроструктур приводит к понижению подвижности электронов до $4500 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при концентрации $4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при 300 К [16]. Основным механизмом, понижающим подвижность электронов, является кулоновское рассеяние на ионизированных донорах (кремнии) [16], концентрация которых велика — $(7-8) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, и которые попадают в КЯ из-за размытия δ -слоев во время роста гетроструктуры вследствие процессов диффузии и сегрегации [17,18].

В данной работе для оптимизации DA-*p*HEMT гетроструктуры вычислено и экспериментально изучено влияние параметров пространственного распределения атомов кремния в δ -слоях на подвижность электронов.

2. Образцы и экспериментальные методики

DA-*p*HEMT гетроструктуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии. На подложках GaAs выращивался буферный слой, состоящий из слоя GaAs толщиной 0.4 мкм и сверхрешетки GaAs/AlAs, затем растилась гетроструктура, конструкция которой приведена на рис. 1, а. Скорость роста и температура роста для слоев $(\text{Al}_{0.25})\text{GaAs}$ и InGaAs составляли $0.28 \text{ нм} \cdot \text{с}^{-1}$ и 620°C , $0.24 \text{ нм} \cdot \text{с}^{-1}$ и $500-520^\circ\text{C}$

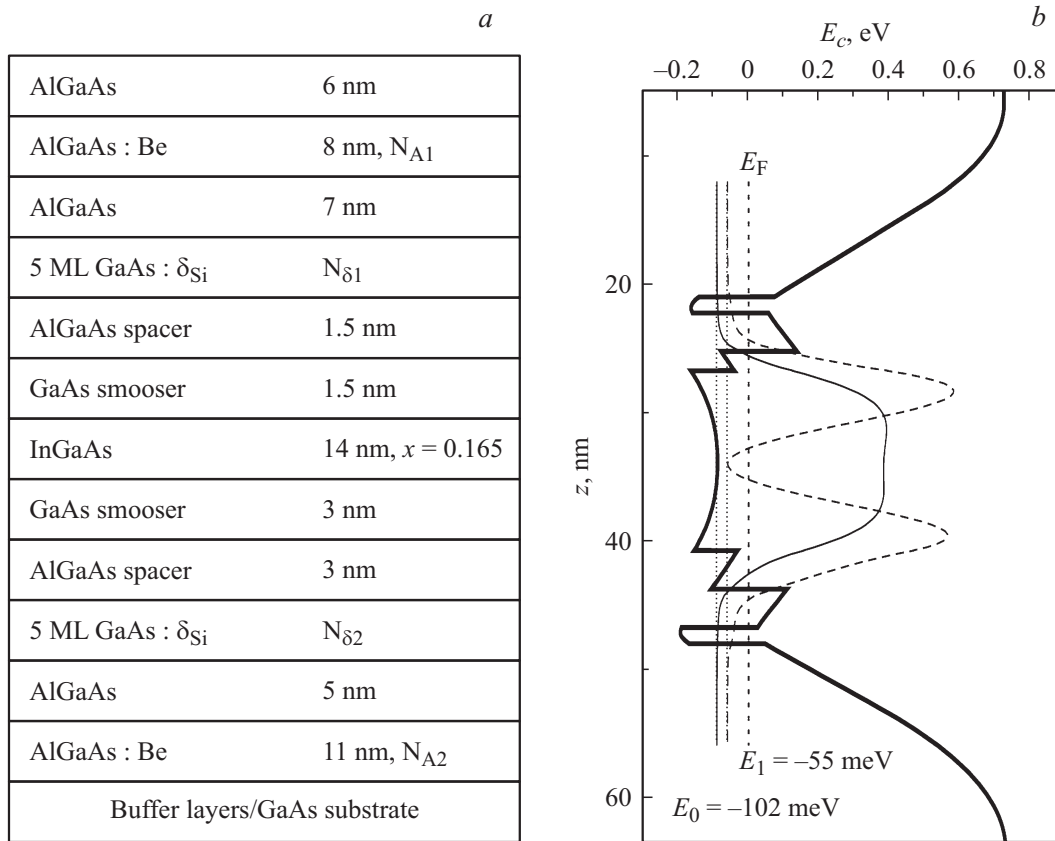


Рис. 1. DA-pHEMT гетроструктура: *a* — конструкция гетроструктуры; *b* — потенциальный профиль и плотности вероятности нахождения электронов для двух заполненных подзон размерного квантования для образца 1.

соответственно. Осаждение δ -слоев происходило при температуре 530°C. Исследовалось два образца (1 и 2), различающихся условиями роста спейсерных слоев.

Подвижность и концентрация электронов определялись из измерений магнитопольных зависимостей эффекта Холла и магнитосопротивления, которые проводились методом Ван дер Пау на образцах размером 5×5 мм. Эффект Холла и магнитосопротивление измерялись в диапазоне индукции магнитного поля 0–2 Тл при температурах 300 и 77 К при пропускании постоянного тока через образец. Максимальная величина тянущего электрического поля при этом не превышала 0.5 В/см. Для определения значений концентрации и подвижности разных типов электронов измеренные магнитопольные зависимости эффекта Холла и магнитосопротивления анализировались с использованием метода спектра подвижности [19] в сочетании с многозонной подгонкой [20]. В этом методе непрерывное распределение концентрации носителей заряда от их подвижности описывается некоторой функцией $s(\mu)$, с помощью которой определяются компоненты тензора проводимости $\sigma_{xx}(B)$ и $\sigma_{xy}(B)$ в виде

$$\sigma_{xx}(B) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{s(\mu)d\mu}{1 + \mu^2 B^2}, \quad \sigma_{xy}(B) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{s(\mu)\mu B d\mu}{1 + \mu^2 B^2}. \quad (1)$$

Этот метод позволяет найти функцию $s(\mu)$ следующим образом:

$$s(\mu) = \sum_{i=1}^n \sigma_i \delta(\mu - \mu_i), \quad (2)$$

где σ_i — проводимость носителей заряда с подвижностью μ_i , $\delta(\mu - \mu_i)$ — δ -функция. Число типов носителей заряда определяется по числу пиков в спектре подвижности, а их концентрация — по величине пика. Подвижность электронов имеет отрицательный знак, а подвижность дырок — положительный. Для повышения точности определения концентрации и подвижности различных типов носителей заряда используется аппроксимация экспериментальных значений $\sigma_{xx}(B)$ и $\sigma_{xy}(B)$ теоретическими выражениями для компонент тензора проводимости. В нашей работе такая аппроксимация выполнялась методом наименьших квадратов с минимизацией функции Ψ способом Хука–Дживса [21]. При обработке результатов измерений эффекта Холла и магнитосопротивления для DA-pHEMT гетроструктур минимизируемая функция Ψ в общем случае зависела от четырех переменных: концентрации n_1 и подвижности μ_{n1} ДЭГ и концентрации n_2 и подвижности μ_{n2} электронов в слое, параллельном каналу. Минимизируемая

функция в этом случае имеет вид

$$\Psi = \sum_i \left(\left(\frac{\sigma_{xx}^{\text{Exp}}(B_i) - \sigma_{xx}^{\text{Theo}}(B_i)}{\sigma_{xx}^{\text{Exp}}(B_i) + \sigma_{xx}^{\text{Theo}}(B_i)} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{xy}^{\text{Exp}}(B_i) - \sigma_{xy}^{\text{Theo}}(B_i)}{\sigma_{xy}^{\text{Exp}}(B_i) + \sigma_{xy}^{\text{Theo}}(B_i)} \right)^2 \right), \quad (3)$$

где магнитополевые зависимости компонент тензора проводимости рассчитываются по формулам:

$$\sigma_{xx}^{\text{Theo}}(B) = \sum_{i=1}^2 \frac{q n_i \mu_i}{1 + \mu_i^2 B^2},$$

$$\sigma_{xy}^{\text{Theo}}(B) = \sum_{i=1}^2 \frac{S_i q n_i \mu_i^2 B}{1 + \mu_i^2 B^2}, \quad (4)$$

где S_i равно $+1$ (для дырок) и -1 (для электронов). Подобные уравнения справедливы при времени релаксации по импульсу, независящем от энергии носителей заряда. В этом случае величина холл-фактора равна точно 1.

Профили распределения по толщине структур основных (Al, Ga, In) и примесных (Be, Si) атомов определялись методом динамической ВИМС с помощью прибора CAMECA IMS-7f. Профили Al, Ga и In определялись при бомбардировке образцов первичными ионами $^{133}\text{Cs}^+$ и регистрации вторичных аналитических двухатомных ионов вида $^{133}\text{CsX}^+$ ($X = ^{27}\text{Al}, ^{69}\text{Ga}, ^{115}\text{In}$). Профили распределения Be определялись при бомбардировке образцов первичными ионами $^{16}\text{O}_2^+$ и регистрации вторичных аналитических ионов $^9\text{Be}^+$. Профили распределения Si определялись при бомбардировке образцов первичными ионами $^{133}\text{Cs}^+$ и регистрации вторичных аналитических ионов $^{28}\text{Si}^-$, при этом использовалось высокое массовое разрешение $M/\Delta M \approx 4000$ для исключения масс-интерференции сигнала аналитических ионов и вторичных ионов $^{27}\text{Al}^1\text{H}^-$. Количественный анализ проводился с использованием образцов сравнения GaAs, легированных Si и Be.

3. Теоретическая модель

В DA-*p*HEMT гетероструктурах заполнены две подзоны размерного квантования (см. рис. 1, *b*). Поэтому для расчета подвижности ДЭГ в исследуемых образцах учитывалось межзонное рассеяние. В этом случае время релаксации носителей заряда по импульсу при упругом рассеянии в каждой подзоне размерного квантования выражалось через компоненты тензора рассеяния \mathbf{K} и положения энергетических уровней подзон E_i ($i = 0, 1$) относительно уровня Ферми E_F . Для двух заполненных подзон эти выражения имеют вид [22]

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{K_{00}K_{11} - K_{01}K_{10}}{E_{F0}K_{11} - E_{F1}K_{01}}, \quad \frac{1}{\tau_1} = \frac{K_{00}K_{11} - K_{01}K_{10}}{E_{F1}K_{00} - E_{F0}K_{10}}, \quad (5)$$

где $E_{Fi} = E_F - E_i$, а компоненты тензора рассеяния равны:

$$K_{ij} = \delta_{ij} \sum_i K_{il}^{(1)} - K_{ij}^{(2)}, \quad (6)$$

$$K_{ij}^{(1)} = \frac{k_{Fi}^2}{2\pi\hbar} \int_0^\pi d\theta |V_{ij}(q_{ij})|^2, \quad (7)$$

$$K_{ij}^{(2)} = \frac{k_{Fi}k_{Fj}}{2\pi\hbar} \int_0^\pi d\theta \cos(\theta) |V_{ij}(q_{ij})|^2, \quad (8)$$

где изменение квазиимпульса при рассеянии $q_{ij} = (k_{Fi}^2 + k_{Fj}^2 - 2k_{Fi}k_{Fj}\cos(\theta))^{1/2}$ и $|V_{ij}(q)|^2$ — квадрат матричного элемента соответствующего механизма рассеяния, выражения для которых приведены в [18]. Так как выражения (5)–(8) справедливы только для упругих механизмов рассеяния, расчет производился для температуры 77 К, когда влиянием рассеяния на полярных оптических фононах можно пренебречь. Учитывалось только рассеяние на заряженных донорах, на деформационном потенциале и на неоднородностях сплава. Остальные механизмы рассеяния (на заряженных акцепторах, пьезоэлектрические рассеяния, рассеяние на шероховатостях гетерограницы) достаточно слабы, их вклад в результирующую подвижность меньше неоднозначности, возникающей при выборе параметров более сильных механизмов рассеяния (величин деформационного и сплавного потенциалов) [18]. Для всех механизмов рассеяния (дальнодействующих и короткодействующих) учитывалось экранирование в приближении хаотических фаз.

При расчете подвижности сначала по правилу Матиссена рассчитывалась результирующая подвижность в подзонах μ_i , а затем результирующее значение подвижности с учетом заселенности подзон N_0 и N_1 :

$$\mu = \frac{N_0\mu_0 + N_1\mu_1}{N_0 + N_1}. \quad (9)$$

Потенциальные диаграммы и волновые функции электронов в КЯ рассчитывались методом самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шрёдингера при помощи программы nextnano [23]. Результаты подобных расчетов для образца 1 при 77 К представлены на рис. 1, *b*.

4. Результаты

4.1. Определение параметров профилей распределения легирующих примесей

Профили концентрации атомов основных элементов и атомов легирующих примесей по толщине гетероструктуры для исследуемых образцов приведены на рис. 2, *a* и *b*. Расположение КЯ идентифицируется по распределению атомов индия, слои GaAs и AlGaAs отличаются по концентрации атомов Ga и Al. Полученная картина распределения основных элементов хорошо соответствует

конструкции гетроструктур, показанной на рис. 1. Концентрация атомов бериллия в области КЯ не превышает $4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, что позволяет говорить о практически полном отсутствии этой примеси в канале гетроструктур DA-pHEMT. Профили распределения атомов кремния в δ -слоях и атомов бериллия в слоях AlGaAs достаточно сильно уширены и несимметричны — ближняя к поверхности сторона более резкая, чем сторона со стороны подложки. Уширение профилей обусловлено сегрегацией и диффузией примесей при росте гетроструктур, а затянутый профиль обусловлен смещением атомов примеси во время распыления материала первичными ионами, так называемым „knock-on“ эффектом, и не соответствует реальному профилю примеси.

Полученные распределения атомов примеси аппроксимировались гауссовыми кривыми:

$$N_i(z) = N_i / \sqrt{2\pi\sigma_i^2} \exp(-(z - z_{ci})^2 / (2\sigma_i^2)), \quad (10)$$

где σ_i — стандартное отклонение и z_{ci} — максимум распределения атомов в i -м легирующем слое, N_i — ин-

Таблица 1. Параметры профилей распределения доноров

Параметр	Образец 1		Образец 2	
	Верхний δ -слой	Нижний δ -слой	Верхний δ -слой	Нижний δ -слой
Интегральная концентрация N_i , 10^{12} см^{-2}	6.3	6.1	5.8	5.9
Стандартное отклонение σ_i , нм	5.0	3.4	3.9	2.5
Положение максимума профиля z_{ci} , нм	92	116	91	112

тегральная концентрация атомов примеси. С целью исключения влияния „knock-on“ эффекта анализировались лишь передние фронты распределений. Выражение (10) содержит три подгоночных параметра. Для уменьшения числа одновременно определяемых переменных и повышения точности аппроксимации концентрация N_i находилась независимо путем численного интегрирования представленных на рис. 2 зависимостей. Кроме того, интегрирование позволило устранить влияние на величину N_i как „knock-on“ эффекта, так и неравномерности травления образца. Затем с помощью выражения (10) конструировалась целевая функция, подобная выражению (3), которая минимизировалась методом наименьших квадратов по алгоритму Хука–Дживса [21] с использованием σ_i и z_{ci} в качестве варьируемых параметров. Полученные таким образом параметры профилей распределения доноров в δ -слоях исследуемых образцов приведены в табл. 1.

Для оценки достоверности полученных значений параметров сравнивались заданные и измеренные расстояния между легируемыми слоями. Согласно рис. 1, а, расстояние между δ -слоями в гетроструктурах должно быть 25.8 нм (при толщине монослоя GaAs 0.28 нм), а между центрами акцепторных слоев — 49.2 нм. Для исследуемых образцов расстояние между δ -слоями было вычислено с использованием параметров распределения примесей, приведенных в табл. 1. Для образцов 1 и 2 полученные расстояния равны 24 и 21 нм. Расстояния между центрами акцепторных слоев, определенные по рис. 2, а и б, равны 46 нм для обоих образцов. Эти значения достаточно хорошо согласуются с заданными. Результаты исследования образца 1 методом высокоразрешающей просвечивающей микроскопии, приведенные в работе [16], дают расстояние между δ -слоями 26.8 нм, которое близко к приведенным выше значениям. Концентрация кремния в δ -слоях для обоих образцов также хорошо совпадает с заданным значением $(6-7) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Следовательно, коэффициент электрической активации кремния составляет почти 100%, что согласуется с результатами работы [24], в которой полная активация кремния наблюдалась вплоть до концентрации атомов 10^{13} см^{-2} .

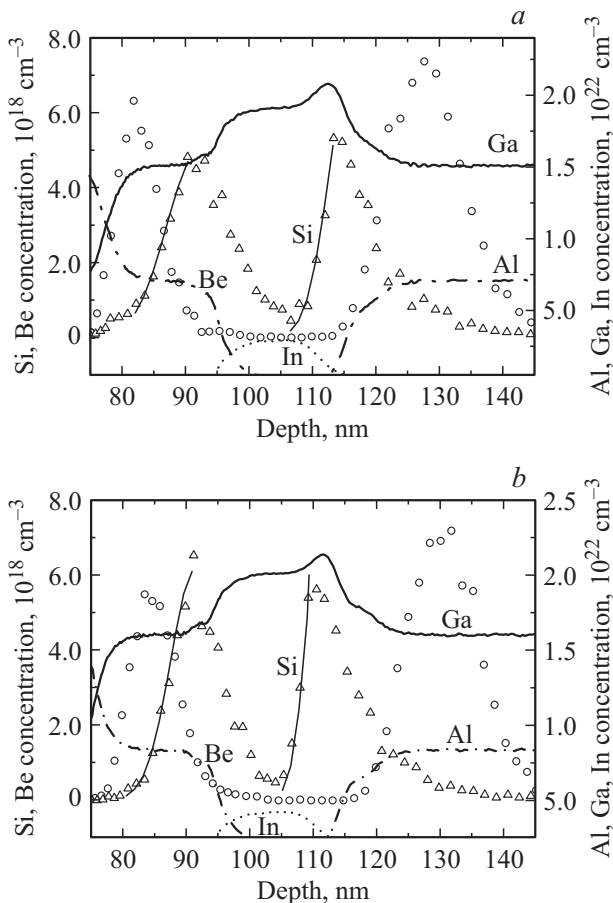


Рис. 2. Зависимость концентрации атомов основных элементов (Ga — сплошная линия, Al — штрихпунктирная линия, In — пунктирная линия) и атомов легирующих примесей (Be — кружки, Si — треугольники и тонкая сплошная линия) от глубины. Аппроксимация гауссовой кривой для кремния показана сплошными тонкими линиями: а — образец 1; б — образец 2.

Оценить достоверность определения стандартных отклонений σ достаточно сложно. Простая оценка по полуширине профиля на половине высоты (ПШПВ) дает для верхнего и нижнего акцепторных слоев величины 3.7 нм/5.9 нм и 3.4 нм/5.9 нм для образцов 1 и 2 соответственно. При использовании нормального распределения для аппроксимации профилей акцепторов получаются величины стандартных отклонений 3.1 нм/5.4 нм и 3.7 нм/5.6 нм для верхнего и нижнего слоев образцов 1 и 2 соответственно. ПШПВ связана со стандартным отклонением простым соотношением: $h = \sqrt{2 \ln 2} \sigma \approx 1.177 \sigma$. Следовательно, данные оценки σ по ПШПВ и данные подгонки для акцепторных слоев неплохо согласуются между собой. Для δ - n -слоев такая простая оценка дает сильно отличающиеся результаты: 4.3 нм/2.5 нм и 3.4 нм/2.3 нм для верхнего и нижнего δ -слоев образцов 1 и 2 соответственно. Такое отличие от приведенных в табл. 1 значений можно объяснить тем, что достаточно сложно определить положение максимума распределения примеси в очень тонком слое, так как оно сильнее искажается во время измерений вследствие „knock-out“ эффекта. Максимальное различие результатов простой оценки и подгонки позволяет оценить величину диапазона возможных значений стандартного отклонения профиля δ -слоя как ± 0.4 нм от представленных в табл. 1 значений.

Как известно, на подвижность ДЭГ большее влияние оказывают ионизированные атомы, расположенные ближе к КЯ. Такие атомы находятся на правом склоне верхнего профиля и на левом склоне нижнего профиля распределения атомов кремния в δ -слоях. Стандартное отклонение σ_i было, однако, определено только для левых склонов нижних δ -слоев. Из рис. 2, *a* и *b* и табл. 1 следует, что σ_i для левого склона верхнего δ -слоя для обоих образцов имеет большее значение, чем для соответствующего склона нижнего δ -слоя. Так как рост этих слоев осуществлялся при одинаковой температуре, причина такого явления непонятна. Между тем распределение атомов примеси в δ -слое должно быть несимметричным, так как распространение атомов примеси против направления роста (правые склоны) происходит только вследствие диффузии, а по направлению роста (левые склоны) — вследствие как диффузии, так и сегрегации примеси. Следовательно, можно предположить, что стандартное отклонение для правого склона верхнего δ -слоя не превосходит значения, полученного для левого склона нижнего δ -слоя. Поэтому в дальнейшем для расчета подвижности ДЭГ использовались одинаковые значения стандартного отклонения для обоих δ -слоев, равные σ_i для левого склона нижнего δ -слоя.

4.2. Определение концентрации и подвижности электронов

Для определения экспериментальных значений подвижности ДЭГ в исследуемых образцах необходимо отделить вклад в проводимость канала параллельной

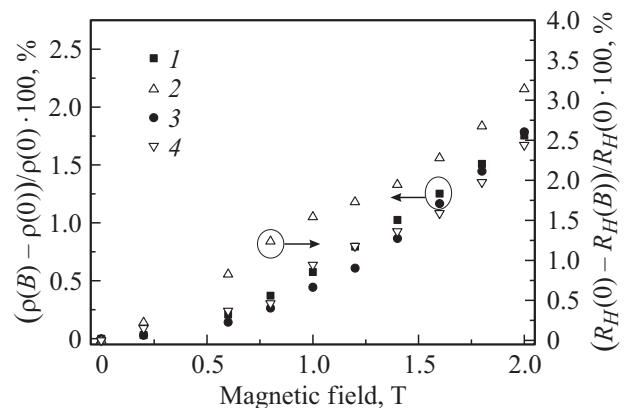


Рис. 3. Относительные изменения коэффициента Холла и удельного сопротивления в магнитном поле для образца 2. Цифрами обозначены: 1 — $\Delta\rho$, 2 — ΔR_H , 3 — $\Delta\rho$, 4 — ΔR_H для 77 и 300 К соответственно.

проводимости. Это даст возможность корректно сравнивать экспериментальные и расчетные значения подвижности ДЭГ. Для этого были измерены магнитопольные зависимости эффекта Холла и удельного сопротивления. В исследованных DA- p -HEMT гетероструктурах как величина эффекта Холла, так и удельное сопротивление изменяются незначительно при увеличении индукции магнитного поля от 0 до 2 Тл. На рис. 3 показаны относительные изменения коэффициента Холла R_H и удельного сопротивления ρ в образце 2 при 77 и 300 К. Как можно видеть из этого рисунка, изменение для этих величин не превышает 3.5%. В обычных p -HEMT гетероструктурах величина магнитосопротивления на порядок больше [16].

К положительному магнитосопротивлению и нелинейности коэффициента Холла в магнитном поле могут приводить следующие причины: 1) зависимость времени релаксации импульса от энергии, 2) существование нескольких групп носителей заряда, 3) несферичность поверхности постоянной энергии, 4) наличие нескольких эквивалентных энергетических минимумов, 5) присутствие посторонних включений (в том числе магнитных), 6) влияние геометрии образца [25,26]. Поскольку GaAs прямозонный однодолинный полупроводник со сферической поверхностью Ферми, технология выращивания которого хорошо отработана, существенными являются только первые два фактора. Первый фактор играет роль в невырожденных полупроводниках, где носители заряда подчиняются статистике Больцмана, и их энергии лежат в относительно широком интервале значений. Из-за зависимости времени релаксации импульса от энергии носители заряда имеют разную подвижность (или дрейфовую скорость), поэтому холловское электрическое поле не в состоянии скомпенсировать действие силы Лоренца. В вырожденных полупроводниках, подчиняющихся статистике Ферми–Дирака, в проводимости участвуют носители заряда с энергиями, лежащими в достаточно узком промежутке $\pm k_B T$ вблизи уровня Ферми. Вследствие этого различие в величинах подвижности таких носителей заряда мало и положительное

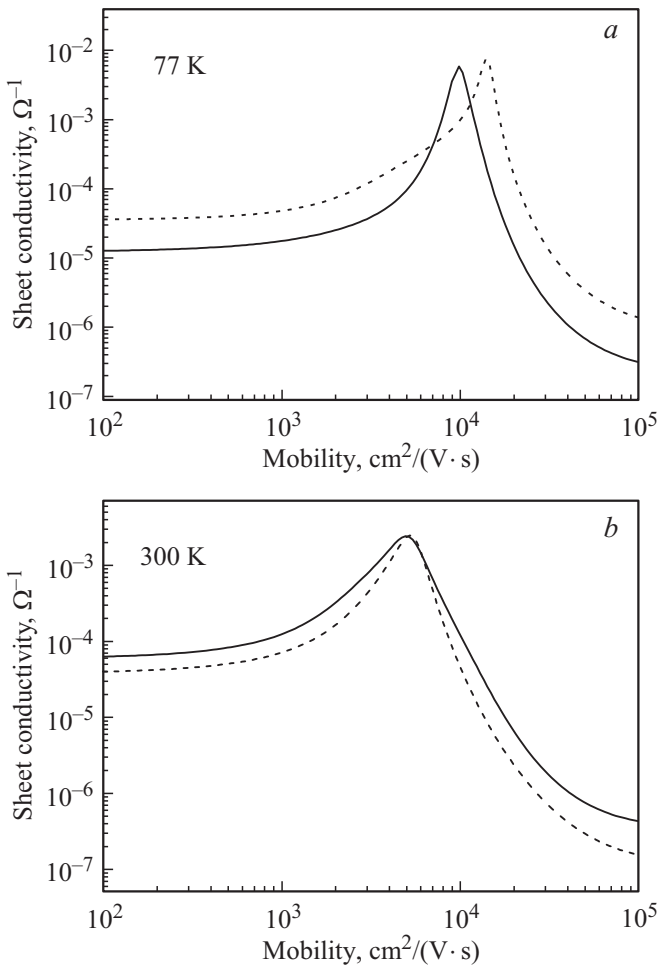


Рис. 4. Спектры подвижностей для электронов в образцах 1 (сплошные линии) и 2 (пунктирные линии) при температурах 77 (a) и 300 К (b).

магнитосопротивление также мало. Его величину можно оценить при помощи выражения [27]

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\pi^2}{12} \frac{(\mu B)^2}{1 + (\mu B)^2} \left(\frac{k_B T}{E_F} \right)^2, \quad (11)$$

где ρ_0 — удельное сопротивление в отсутствие магнитного поля. В исследуемых образцах ДЭГ является вырожденным даже при комнатной температуре, так как его концентрация порядка $4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, что существенно превышает условие вырождения $m^* kT / \pi \hbar^2 \approx 7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Расчет по выражению (11) для подвижности $\mu = 15000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, индукции магнитного поля $B = 2 \text{ Тл}$, температуре 77 К и положении уровня Ферми $E_F = 100 \text{ мэВ}$ дает величину относительного магнитосопротивления 0.3%. Магнитосопротивление в исследованных образцах значительно больше — 1.5–2.0% (см. рис. 3), поэтому эти изменения удельного сопротивления и коэффициента Холла мы связываем со слабой параллельной проводимостью, которую принято относить к проводимости по области δ -слоев [28].

Для оценки величины параллельной проводимости магнитопольные зависимости эффекта Холла и удельного сопротивления (или проводимости) были обработаны методом спектра подвижности. На рис. 4, a и b приведены рассчитанные спектры подвижностей для электронов при 77 и 300 К соответственно.

На всех спектрах отчетливо виден один пик, расположенный в области подвижностей, характерных для подвижности ДЭГ. Дополнительные пики, отражающих влияние параллельной проводимости, на спектрах подвижностей не видно. Отметим, что в обычных pHEMT гетроструктурах пики от параллельной проводимости на спектрах подвижности явно выражены [16]. Как видно из рисунков, подвижность ДЭГ при 77 К в образце 1 $\mu_1 = 10000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ заметно меньше подвижности в образце 2, которая равна $\mu_2 = 14000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. При повышении температуры до 300 К разница между подвижностями исследуемых образцов становится заметно меньшей: $\mu_1 = 4900 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ для образца 1 и $\mu_2 = 5300 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ образца 2. Величина проводимости в области спектра подвижности, соответствующей дыркам, менее 10^{-5} Ом^{-1} , что говорит об отсутствии проводимости по p^+ -слоям.

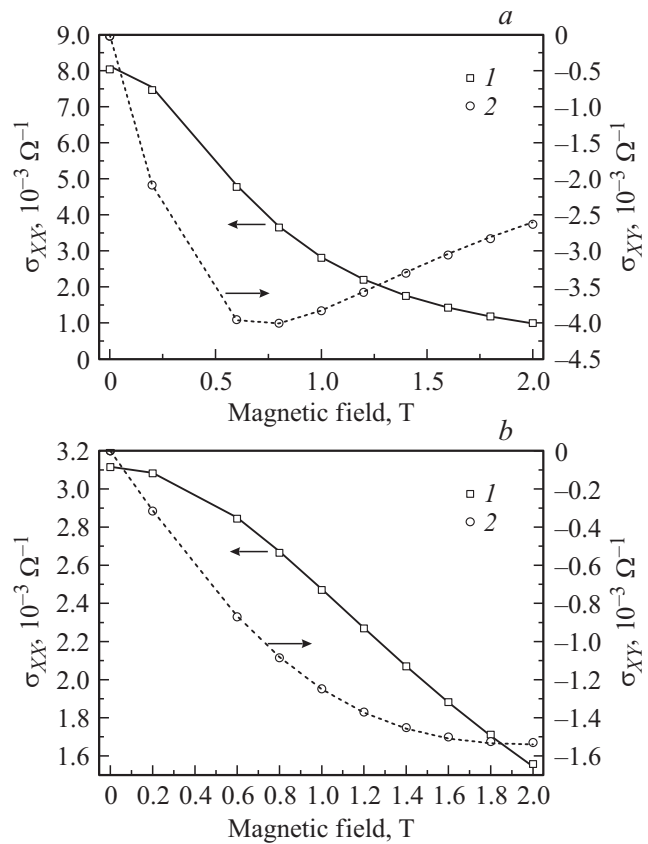


Рис. 5. Зависимость компонент тензора проводимости от магнитного поля для образца 2 при температурах 77 (a) и 300 К (b). Цифрами обозначены экспериментальные значения: 1 — σ_{xx} , 2 — σ_{xy} . Линии представляют результаты двухзонной подгонки: сплошная линия — для σ_{xx} , штриховая — для σ_{xy} .

Таблица 2. Концентрация и подвижность электронов в слоях DA-pHEMT гетероструктур

№ образца	Температура, К	ДЭГ		Слой параллельной проводимости	
		$\mu, \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$10^{12}n, \text{см}^{-2}$	$\mu, \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$10^{12}n, \text{см}^{-2}$
1	77	10070 ± 50	3.87 ± 0.02	2800 ± 200	0.33 ± 0.03
	300	4600 ± 50	4.01 ± 0.06	1700 ± 420	0.39 ± 0.05
2	77	14030 ± 65	3.52 ± 0.03	5600 ± 810	0.34 ± 0.03
	300	5200 ± 40	3.59 ± 0.04	1900 ± 350	0.42 ± 0.02

Таблица 3. Рассчитанные значения подвижности ДЭГ в DA-pHEMT гетероструктурах при 77 К

№ образца	Подзона	Механизмы рассеяния, ограничивающие подвижность			Результирующая подвижность, $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$
		заряженные доноры, $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	деформационный потенциал, $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	неоднородности сплава, $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	
1	1 подзона	11334	82267	84883	8825
	2 подзона	12044	78584	106930	9420
					9070
2	1 подзона	17375	80385	82773	12184
	2 подзона	18828	75402	103836	13356
					12648

Для определения более точных значений концентраций и подвижностей ДЭГ и электронов в слое параллельной проводимости минимизировалась целевая функция (3). Соответствие между экспериментальными и вычисленными в результате такого анализа магнитопольными зависимостями компонент тензора проводимости $\sigma_{xx}(B)$ и $\sigma_{xy}(B)$ для образца 2 представлены на рис. 5, *a* и *b* для температур 77 и 300 К соответственно. Аналогичные результаты получены для образца 1.

Как можно видеть, использование двух типов электронов позволяет адекватно описать магнитопольные зависимости компонент тензора проводимости. Полученные значения концентраций и подвижностей электронов приведены в табл. 2. Значения погрешностей полученных параметров были определены статистически по результатам не менее 300 минимизаций, поэтому они отражают только погрешность минимизации целевой функции (3).

4.3. Расчет подвижности ДЭГ

Для расчета подвижности ДЭГ использовались следующие значения среднеквадратичного отклонения для профиля распределения атомов кремния в δ -слоях: 3.4 нм для образца 1 и 2.5 нм для образца 2. Результаты расчета подвижности при температуре 77 К представлены в табл. 3.

Результаты расчета показывают, что при низкой температуре в DA-pHEMT гетероструктурах подвижность ДЭГ ограничена рассеянием на заряженных донорах.

Подвижность электронов, находящихся в двух заполненных подзонах, различается слабо. Поэтому при анализе магнитопольных зависимостей эффекта Холла и магнитосопротивления эти электроны не проявляются в виде отдельных пиков на спектре подвижности.

5. Обсуждение

Подвижность ДЭГ в образце 2 при уменьшении температуры от 300 до 77 К увеличилась больше, чем в образце 1. Поэтому можно утверждать, что в образце 2 уменьшилось влияние рассеяния на заряженных донорах, которое доминирует при низких температурах. Это связано с увеличением эффективной ширины спейсера, поскольку величина стандартного отклонения профиля δ -слоев равна в образце 2 2.5 нм, а в образце 1 — 3.4 нм. Тогда при одинаковой толщине спейсера расстояния от δ -слоев до ДЭГ в образце 2 будут больше, чем в образце 1. При комнатной температуре рассеяние на ионизированных донорах является вторым по величине после рассеяния на полярных оптических фононах [18], поэтому его влияние выражено слабее и разница между подвижностями ДЭГ в образцах 2 и 1 меньше.

Расчетные значения суммарной подвижности ДЭГ (см. табл. 3), которые были получены с использованием параметров δ -слоев, хорошо согласуются с экспериментальными значениями подвижности ДЭГ из табл. 2 для $T = 77$ К. Таким образом, и экспериментально, и теоретически показано, что уменьшение расплывания δ -слоев DA-pHEMT гетероструктур приводит к увеличению по-

движности ДЭГ. Конечно, можно было бы попытаться добиться полного соответствия между теоретическими и экспериментальными значениями подвижности ДЭГ, варьируя величину стандартного отклонения δ -слоев в пределах оцененного выше диапазона ± 0.4 нм. Приведенная в [18] зависимость подвижности ДЭГ от величины стандартного отклонения показывает, что для образца 1 при таком варьировании σ подвижность может быть увеличена на $1000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, а для образца 2 — на $2000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. С другой стороны, рассчитанные подвижности могут быть также согласованы с экспериментальным выбором величин деформационного потенциала D и сплавного потенциала E_D , определяющим интенсивность рассеяния на деформационном потенциале и сплавного рассеяния соответственно. Например, при изменении величины сплавного потенциала в диапазоне 0.51 – 1.15 эВ, который приводится для InGaAs в литературе [29], подвижность, ограниченная рассеянием на неоднородностях сплава, будет меняться от $23\,000$ до $45\,000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Аналогично большой разброс имеют и значения деформационного потенциала: от -6.3 до -18.3 эВ для GaAs и от -5.1 до -11.7 эВ для InAs [30]. Поэтому подобное согласование подвижностей выходит за рамки данной статьи.

6. Заключение

В данной работе исследовано влияние пространственного распределения атомов легирующих примесей в δ -слоях DA-pHEMT гетроструктур на подвижность ДЭГ в целях оптимизации данных гетроструктур. Пространственное распределение легирующих примесей (кремний и бериллий) в DA-pHEMT гетроструктурах было определено методом ВИМС. Интегральная концентрация кремния в δ -слоях и их расположение достаточно хорошо совпадают с задаваемыми во время роста. Для определения ширины профиля δ -слоев распределения атомов кремния в них аппроксимировались нормальным распределением, в результате чего были определены величины стандартных отклонений σ . Показано, что значение σ было уменьшено с 3.4 до 2.5 нм выбором условий роста. Концентрация атомов бериллия в области КЯ не превышает $4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, что на грани чувствительности ВИМС, поэтому они практически не проникают в канал DA-pHEMT гетроструктур.

Подвижность ДЭГ в DA-pHEMT гетроструктурах была определена из анализа магнитопольевых зависимостей эффекта Холла и проводимости методом спектра подвижности и уточнена с использованием двухзонной модели смешанной проводимости. Следует отметить, что, несмотря на высокую концентрацию ДЭГ (около $4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$), параллельная проводимость практически отсутствует в DA-pHEMT гетроструктурах — концентрация электронов в слое параллельной проводимости не превышает 11% от концентрации ДЭГ, а их подвижность более чем в 2.5 раза меньше подвижности ДЭГ.

Обнаружено, что при уменьшении ширины δ -слоев подвижность ДЭГ возрастает на $4000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при 77 К и $600 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при 300 К . Проведенный расчет подвижности ДЭГ, учитывающий заполнение двух зон размерного квантования в DA-pHEMT гетроструктурах, позволяет утверждать, что это различие связано с ослаблением рассеяния на заряженных донорах вследствие уменьшения стандартного отклонения профиля δ -слоев от 3.4 до 2.5 нм.

Измерения методом ВИМС проводились в ЦКП „Материаловедение и диагностика в передовых технологиях“ (ФТИ им. А.Ф. Иоффе), поддерживаемом Министерством образования и науки России.

Список литературы

- [1] A. Ketterson, M. Moloney, W.T. Masselink, C.K. Peng, J. Klem, R. Fischer, W. Kopp, H. Morkoc. *IEEE Electron Dev. Lett.*, **6** (12), 628 (1985).
- [2] M. Kudo, T. Mishima, T. Tanimoto, M. Washima. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **33**, 971 (1994).
- [3] K.-J. Chao, N. Liu, C.-K. Shih, D.W. Gotthold, B.G. Streetman. *Appl. Phys. Lett.*, **75** (12), 1703 (1999).
- [4] H. Toyoshima, T. Niwa, J. Yamazaki, A. Okamoto. *J. Appl. Phys.*, **75** (8), 3908 (1994).
- [5] Y.C. Chen, P.K. Bhattacharya. *J. Appl. Phys.*, **73** (11), 7389 (1993).
- [6] B. Jogai. *Appl. Phys. Lett.*, **66** (4), 436 (1995).
- [7] K. Inoue, H. Sakaki, J. Yoshino, Y. Yoshioka. *Appl. Phys. Lett.*, **46** (10), 973 (1985).
- [8] А.Н. Виниченко, В.П. Гладков, Н.И. Каргин, М.Н. Стриханов, И.С. Васильевский. *ФТП*, **48** (12), 1660 (2014).
- [9] J. Požela, V. Juciene, K.J. Požela. *Semicond. Sci. Technol.*, **10**, 1076 (1995).
- [10] В.Г. Мокеров, Г.Б. Галиев, Ю. Пожела, К. Пожела, В. Юцене. *ФТП*, **36** (6), 713 (2002).
- [11] C.H. Lin, H.Z. Liu, C.K. Chu, H.K. Huang, Y.H. Wang, C.C. Liu, C.H. Chang, C.L. Wu, C.S. Chang. *Compound Semiconductor Integrated Circuit Symposium* (San-Antonio, Texas, Usa, Nov. 12–15, 2006) p. 165.
- [12] H. Amasuga, Seiki Goto, T. Shiga, M. Totsuka. *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest* (Long Beach, California, USA, June 11–17, 2005) p. 831.
- [13] D.C. Dumka, Ming-Yih Kao, Edward Beam, Tso-Min Chou, Hua-Quen Tserng, D.M. Fanning. *Compound Semiconductor Integrated Circuit Symposium* (Monterey, California, USA, Oct. 3–6, 2010) p. 188.
- [14] В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, К.С. Журавлев, А.И. Торопов, В.Г. Лапин, А.Б. Соколов. *Письма ЖТФ*, **38** (17), 84 (2012).
- [15] В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, К.С. Журавлев, А.И. Торопов, В.Г. Лапин, Е.И. Голант, А.А. Капралова. *ФТП*, **48** (5), 684 (2014).
- [16] D.V. Gulyaev, K.S. Zhuravlev, A.K. Bakarov, A.I. Toropov, D.Yu. Protasov, A.K. Gutakovskii, B.Ya. Ber, D.Yu. Kazantsev. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **49**, 095108 (2016).
- [17] E.H. Hwang, S. Das Sarma. *Phys. Rev. B*, **77**, 235437 (2008).
- [18] D.Yu. Protasov, K.S. Zhuravlev. *Sol. St. Electron.*, **129**, 66 (2017).
- [19] W.A. Beck, J.R. Anderson. *J. Appl. Phys.*, **62** (2), 541 (1987).

- [20] D.Yu. Protasov, A.V. Trifanov, V.Ya. Kostyuchenko. Eur. Phys. J. Appl. Phys., **62** (3), 30104 (2013).
- [21] Т.Е. Шуп. *Решение инженерных задач на ЭВМ: Практическое руководство* (М., Мир, 1982).
- [22] R. Fletcher, E. Zaremba, M. D'Iorio, C.T. Foxon, J.J. Harris. Phys. Rev. B, **41**, 10649 (1990).
- [23] www.nextnano.de Software for semiconductor nanodevices (25.04.2017).
- [24] E.F. Schubert, Loren Pfeiffer, K.W. West, H.S. Luftman, G.J. Zydzik. Appl. Phys. Lett., **64** (17), 2238 (1994).
- [25] Е.В. Кучис. *Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования* (М., Радио и связь, 1990).
- [26] A.C. Beer. *Galvanomagnetic effects in semiconductors* (N.Y.-London, Academic Press, 1963).
- [27] П.С. Киреев. *Физика полупроводников* (М., Высш. шк., 1975).
- [28] Г.Б. Галиев, И.С. Васильевский, Е.А. Климов, В.Г. Мокеров, А.А. Черечукин. ФТП, **40** (12), 1479 (2006).
- [29] D. Chattopadhyay, S.K. Sutradhar, B.R. Nag. J. Phys. C: Sol. St. Phys., **14**, 891, (1981)
- [30] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan. J. Appl. Phys., **89** (11), 5815 (2001).

Редактор Г.А. Оганесян

The mobility of two-dimensional electron gas in DA-*p*HEMT heterostructures with various width of δ -*n*-layers profile

D.Yu. Protasov^{1,2}, A.K. Bakarov¹, A.I. Toropov¹,
B.Ya. Ber⁴, D.Yu. Kazantsev⁴, K.S. Zhuravlev^{1,3}

¹ Rzhanov Institute of Semiconductors Physics,
Siberian Branch of Russian Academy of Science,
630090 Novosibirsk, Russia

² Novosibirsk State Technical University,
630073 Novosibirsk, Russia

³ Novosibirsk State University,
630090 Novosibirsk, Russia

⁴ Ioffe Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg Russia

Abstract The influence of profile of silicon atoms distribution in donor δ -layers on twodimensional electron gas mobility was investigated for AlGaAs/InGaAs/AlGaAs heterostructures with donor-acceptor doping. The parameters of δ -layer profiles were determined by normal approximation of spatial distributions acquired by secondary ion mass spectroscopy. It was shown that the choice of relevant growth conditions led to decreasing of standard deviation σ of δ -layer profiles from 3.4 to 2.5 nm. The variable-field Hall measurement established that the two-dimensional electron gas mobility grew up by 4000 cm²/V · s at 77 K and by 600 cm²/V · s at 300 K as the result of above-mentioned σ decreasing. The calculation of mobility taking into account of two-subband filling shown that the obtained mobility growth explained very well by weakening of coulomb scattering on ionized donors. Such weakening occurs due to increment of effective spacer thickness at decrease of σ value for δ -layer profiles.