

ВЛИЯНИЕ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ НА ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕТЕРОСТРУКТУРНЫХ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ С СЕЛЕКТИВНЫМ ЛЕГИРОВАНИЕМ

Ершов В. С., Зайцевская З. А., Кальфа А. А.,
Крюков А. Р., Матыцын С. В., Пашковский А. Б., Федоров Ю. Ю.

Разработана модель полевого транзистора на гетероструктуре с селективным легированием (ПТ ГСЛ), учитывающая глубокие энергетические уровни, размерное квантование электронов в канале и их нестационарный дрейф при субмикронной длине затвора. Расчетные вольт-амперные характеристики (ВАХ) хорошо совпали с экспериментальными. На основе расчетов и качественного анализа ВАХ исследовано влияние глубоких уровней, локализованных в объеме широкозонного полупроводника и на границе гетероперехода, на статические характеристики ПТ ГСЛ. В образцах с аномальными ВАХ методом емкостной спектроскопии вблизи границы гетероперехода обнаружены $DХ$ -центры.

Введение. Свойства полевых транзисторов на GaAs/AlGaAs-гетероструктурах с селективным легированием (ГСЛ) во многом определяются глубокими уровнями в тройном соединении и на границе гетероперехода. С ними связывают гистерезис на вольт-амперных характеристиках, чувствительность к освещению, температурные нестабильности и т. д. Принято считать, что в $Al_xGa_{1-x}As$ глубокие уровни создаются так называемыми $DХ$ -центрами, природа которых, по-видимому, окончательно не установлена (см. обзор [1]). Наиболее признана точка зрения, согласно которой $DХ$ -центры вообще присущи легированному $Al_xGa_{1-x}As$ и их концентрация не может быть произвольно уменьшена без уменьшения концентрации доноров или мольной доли алюминия в тройном соединении [2].

Далее мы покажем, что, кроме перечисленных эффектов, глубокие уровни при их высокой концентрации в слое $Al_xGa_{1-x}As$ или на границе гетероперехода $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ могут привести к отсутствию перекрытия канала полевых транзисторов даже при очень больших отрицательных напряжениях на затворе.

Экспериментальные образцы и их характеристики

Экспериментальные образцы полевых транзисторов формировались на основе $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ ГСЛ с $x=(0.23 \div 0.25)$, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке «Цна». Типичная ГСЛ содержала p^- -GaAs-буфер толщиной $0.8 \div 1$ мкм с концентрацией остаточных акцепторов $(10^{14} \div 10^{15})$ см⁻³ на полуизолирующей подложке, нелегированный слой $Al_xGa_{1-x}As$ (спейсер) толщиной 3 нм, легированный $Al_xGa_{1-x}As$ толщиной $(30 \div 38)$ нм с концентрацией доноров $N_D=(7 \div 9) \cdot 10^{17}$ см⁻³ и контактный слой n^+ -GaAs с $N_D=2 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Некоторые из структур содержали тонкий (≈ 20 нм) слой p^- -GaAs между n^+ -GaAs и n^+ - $Al_xGa_{1-x}As$, что упрощало технологическое травление канала под затвором и (или) буфер на $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ -сверхрешетке. Однако эти особенности не влияли на исследуемые эффекты. Интегральная подвижность электронов в структуре достигала $(4 \div 5.8) \cdot 10^3$ см²/В·с при температуре $T=300$ К и $(5 \div 8) \cdot 10^4$ см²/В·с при $T=77$ К. Соответствующим

щие значения поверхностной плотности электронов составляли $(1 \div 1.5) \cdot 10^{12}$ и $(0.8 \div 1) \cdot 10^{12}$ см⁻².

Экспериментальные образцы полевых транзисторов формировались по технологии, подробно описанной ранее [3]. После предварительной обработки стандартными методами с помощью фотолитографии и травления формировались области меза-структур. Непосредственно перед нанесением контактной композиции AuGeNi—Au с помощью лимонно-перекисного травителя удалялся нарушенный слой n^+ -GaAs. Вжигание омических контактов производилось импульсами некогерентного излучения галогенных ламп накаливания в потоке азота. Затвор длиной $(0.8 \div 1)$ мкм формировался с использованием ультрафиолетовой литографии в предварительно вскрытых областях после травливания верхнего слоя GaAs до заданной (достаточно малой) толщины. Травление производилось в несколько этапов с контролем тока насыщения после

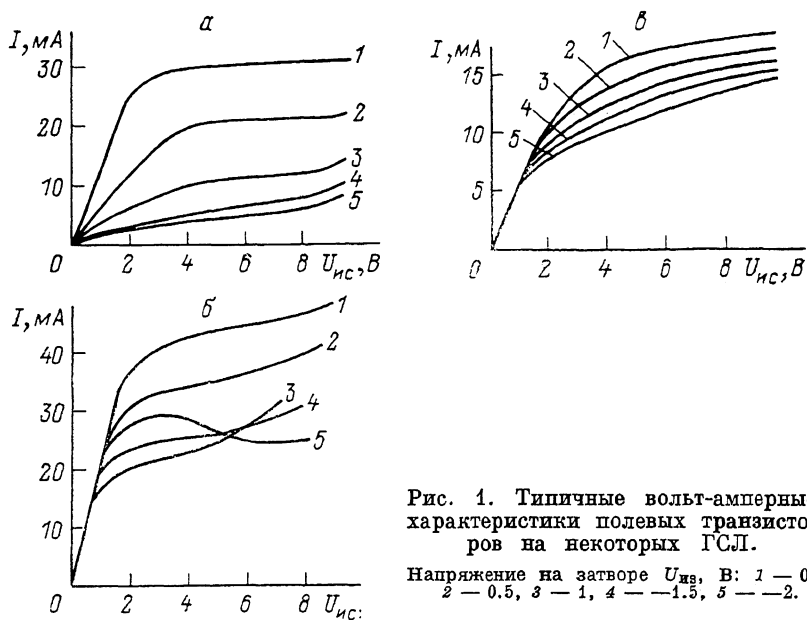


Рис. 1. Типичные вольт-амперные характеристики полевых транзисторов на некоторых ГСЛ.

Напряжение на затворе $U_{гс}$, В: 1 — 0, 2 — 0.5, 3 — 1, 4 — -1.3, 5 — -2.

каждого из них. В качестве затворной металлизации использовалась композиция TiAl. После химической обработки в органических растворителях методом «взрывной» фотолитографии формировалась топология межсоединений. Исследование вольт-амперных характеристик (ВАХ) полевых транзисторов на ГСЛ показало, что у всех приборов, изготовленных на некоторых из структур, или у группы транзисторов, образующих на поверхности структуры локальную область достаточно больших размеров, ВАХ могут иметь вид, представленный на рис. 1, а—в. Для них характерны отсутствие полного перекрытия канала и плохое управление током (малая крутизна). Корреляция между видом ВАХ и электрофизическими параметрами ГСЛ не отмечалась. Подобные ВАХ наблюдались в том числе и у транзисторов, сформированных на ГСЛ с достаточно выраженными осцилляциями Шубникова—де-Гааза, высокими значениями подвижности и поверхностной плотности электронов.¹ Наблюдаемые эффекты нельзя было связать с утечкой тока по подложке, так как ток между отдельными меза-структурами практически отсутствовал.

Объяснение наблюдаемых закономерностей, на наш взгляд, лежит в самом принципе управления током полевого транзистора на ГСЛ, если в $Al_xGa_{1-x}As$ или на границе гетероперехода $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ присутствуют глубокие уровни. Действительно, если глубоких уровней нет, то увеличение отрицательного напряжения на затворе «поднимает» край зоны проводимости

¹ Параметры двумерного электронного газа измерялись И. М. Гродненским с сотрудниками.

в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ относительно дна потенциальной ямы. При этом яма расширяется и «мелеет», уровень Ферми опускается, а поверхностная плотность электронов в яме уменьшается. За счет этого уменьшается и ток между истоком и стоком. В присутствии глубоких уровней «подъем» края зоны проводимости $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ приводит к тому, что во все большей части этого материала глубокие уровни оказываются выше уровня Ферми, т. е. все большее число уровней ионизируется (рис. 2). Это вызывает дополнительный приток электронов в канал, препятствуя его обеднению. Сходная ситуация имеет место и в том случае, когда глубокие уровни расположены на границе гетероперехода. И в этом случае понижение уровня Ферми приводит к их ионизации.

Для подтверждения предложенной гипотезы исследуем ее с помощью математической модели транзистора на ГСЛ с глубокими уровнями.

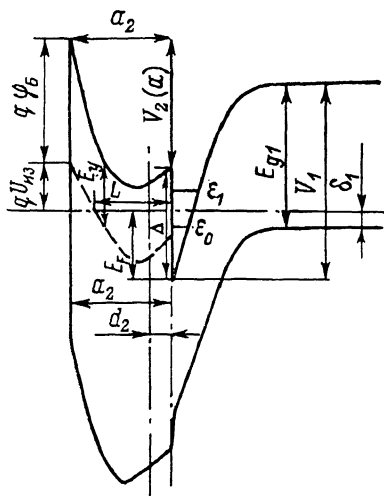


Рис. 2. Зонная диаграмма структуры металл— $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ с селективным легированием и с глубокими уровнями.

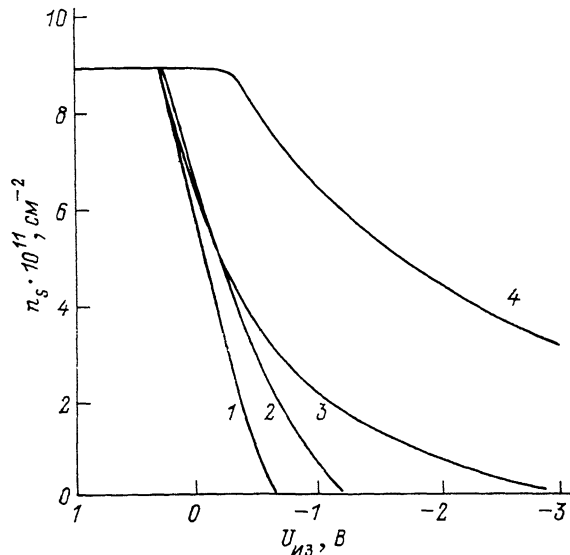


Рис. 3. Зависимость поверхностной плотности электронов n_s от напряжения на затворе $U_{из}$ при: 1 — $N_y=0$, 2 — $N_y=10^{18}$ см^{-3} , $\epsilon_y=0.8$ эВ, 3 — $N_y=10^{18}$ см^{-3} , $\epsilon_y=0.4$ эВ, 4 — $N_y=10^{19}$ см^{-3} , $\epsilon_y=0.4$ эВ.

Математическая модель ПТ ГСЛ с глубокими уровнями

Используемая модель полевого транзистора на ГСЛ учитывает две существенные особенности электронного газа в канале — размерное квантование его энергетического спектра и нестационарный дрейф при субмикронной длине затвора. Соответственно расчет характеристик транзистора разбивается на две части — определение поверхностной плотности электронов в двумерной потенциальной яме и вычисление тока, протекающего в канале. Первая часть расчета выполняется в приближении треугольной потенциальной ямы [4], а вторая — в гидродинамическом приближении [5].

Система уравнений для определения поверхностной плотности электронов имеет вид [4]

$$\epsilon_i = \left[\frac{\hbar^2}{2m^*} \right]^{1/3} \left[\frac{3}{2} \pi q E_{y1} \left(i + \frac{3}{4} \right) \right]^{2/3}, \quad (1)$$

$$E_{y1} = \frac{q}{\kappa_1} (n_s + N_{A1} l_1), \quad (2)$$

$$V_1 = \frac{q^2}{2\kappa_1} N_{A1} l_1^2 + \frac{2}{3} \frac{q}{\kappa_1 E_{y1}} \sum_i n_{si} \epsilon_i, \quad (3)$$

$$n_{si} = \frac{m^* k T}{\pi \hbar^2} \ln [1 + \exp((E_F - \epsilon_i)/kT)], \quad (4)$$

$$\kappa_1 E_{y1} = \kappa_2 E_{y2}, \quad (5)$$

$$E_F = V_2 - q(\varphi_B - U_{вз} + \varphi(x)) + \Delta, \quad (6)$$

$$V_1 = \Delta + V_2 + q(\varphi_B - U_{вз} + \varphi(x)) + E_{g1} - \delta_1. \quad (7)$$

Здесь и далее q — заряд электрона, m^* — его эффективная масса, $V_{1, 2}$ — изгиб зон проводимости (индекс 1 относится к узкозонному материалу, а 2 — к широкозонному), ε_i — собственные значения энергии ($i=0, 1, \dots$), соответствующие дну двумерных подзон, N_{D2} , N_{D2} — концентрация примесей в соответствующих материалах, N_{sp} — концентрация доноров в нелегированной части широкозонного материала (спейсера), l_1 , a_2 , d_2 — ширина потенциальной ямы, широкозонного материала и спейсера, $\kappa_{1, 2}$ — диэлектрическая проницаемость, n_{s_i} — поверхностная плотность электронов в i -состоянии ($n_s = \sum_i n_{s_i}$), kT — тепловая энергия, E_F — энергия Ферми, φ_B — высота барьера Шоттки, $U_{вз}$ — напряжение на затворе, $\varphi(x)$ — текущий потенциал в канале транзистора, $E_{y1, 2}$ — поперечное поле на границе гетероперехода, E_{g1} — ширина запрещенной зоны, δ_1 — положение дна валентной зоны относительно уровня Ферми, Δ — разрыв зоны проводимости на границе гетероперехода. Отличие от системы уравнений, использованной в работе [4], заключается в том, что изгиб зоны проводимости в широкозонном материале рассчитывается с учетом глубоких уровней. Рассматриваются две ситуации.

1. Глубокие уровни с концентрацией N_y и энергией ионизации ε_y равномерно распределены по слою $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Тогда выражение для расчета изгиба зоны проводимости в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ принимает вид

$$V_2 = \frac{q^2}{2\kappa_2} [N_{D2}(a_2 - d_2)^2 + N_{sp}(2a_2 - d_2)d_2 + N_y(a_2 - L)^2] - qE_{y2}a_2. \quad (8)$$

Здесь L — расстояние от границы гетероперехода, на котором глубокие уровни не ионизованы (рис. 2). При выводе (8) все глубокие уровни, находящиеся над уровнем Ферми, считались ионизованными, а тепловым размытием на границе пересечения зоны глубоких уровней с уровнем Ферми пренебрегалось, поскольку в этой области все характерные энергии намного превосходят kT при $T=300$ К.

Координатная зависимость энергии глубоких уровней, отсчитанной от дна потенциальной ямы, описывается выражением

$$V_y(x) = V_2(x) + \Delta - \varepsilon_y, \quad (9)$$

а величину L можно определить из условия $V_y(L) = E_F$, которое с учетом (5) приводит к квадратному уравнению

$$\frac{q^2 L^2}{2\kappa_2} (N_y - N_{D2}) + L \left[qE_{y2} + \frac{q^2}{\kappa_2} (N_{D2}d_2 - N_y a_2 - N_{sp} d_2) \right] + \frac{q^2}{2\kappa_2} [N_{D2}(a_2^2 - 2a_2 d_2) + 2N_{sp} a_2 d_2 + N_y a_2^2] + \varepsilon_y - q(\varphi_B - U_{вз}) - qE_{y2}a_2, \quad (10)$$

закрывающему систему уравнений, полностью описывающих задачу.

2. Глубокие уровни с поверхностной плотностью n_y^{s0} сосредоточены на границе гетероперехода. В этом случае изгиб зоны проводимости в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ определяется как

$$V_2 = \frac{q^2}{2\kappa_2} [N_{D2}(a_2 - d_2)^2 + N_{sp}(2a_2 - d_2)d_2] - qE_{y2}a_2 + \frac{q^2}{\kappa_2} n_y^s a_2, \quad (11)$$

где поверхностная плотность ионизованных доноров находилась по формуле [5]

$$n_y^s = n_y^{s0} \left\{ 1 - \left[1 + \frac{1}{g} \exp((E_F - V_{s0})/kT) \right]^{-1} \right\}, \quad (12)$$

а фактор вырождения g в дальнейшем полагается равным 2. На границе гетероперехода

$$V_y = \Delta - \varepsilon_y, \quad (13)$$

что с учетом (5) также позволяет получить замкнутую систему уравнений.

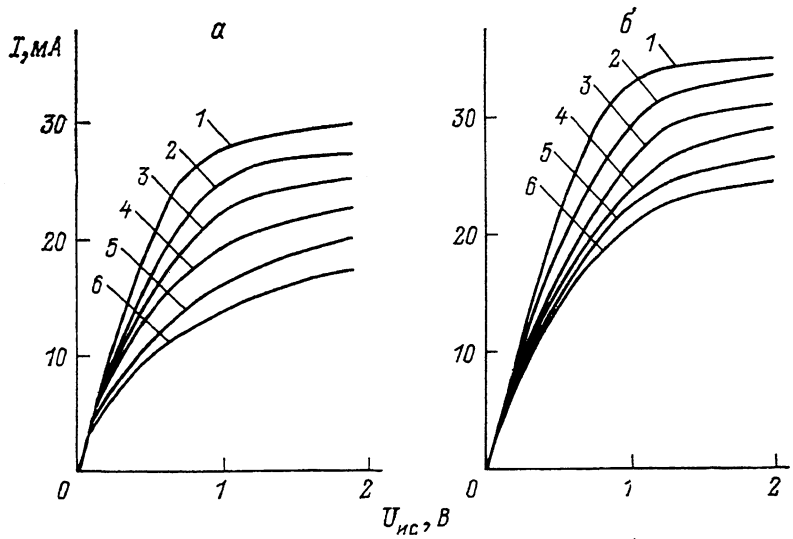


Рис. 4. Расчетные вольт-амперные характеристики ПТ ГСЛ с глубокими уровнями в объеме $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ при $\varepsilon_y = 0.4$ эВ и $N_y, \text{см}^{-3}$: а — $5 \cdot 10^{18}$, б — 10^{19} .
Напряжения на затворе $U_{гз}, \text{В}$: 1 — 0, 2 — -0.2 , 3 — -0.4 , 4 — -0.6 , 5 — -0.8 , 6 — -1 .

Результаты расчетов и их обсуждение

Анализировались ВАХ ПТ ГСЛ с типичными параметрами: $N_{D2} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_{sp} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $a = 43 \text{ нм}$, $d_2 = 3 \text{ нм}$. Концентрация остаточных акцепторов в GaAs полагалась равной 10^{14} см^{-3} , подвижность электронов в двумерном канале — $5000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, длина и ширина затвора в транзисторе — 1 и 150 мкм соответственно.

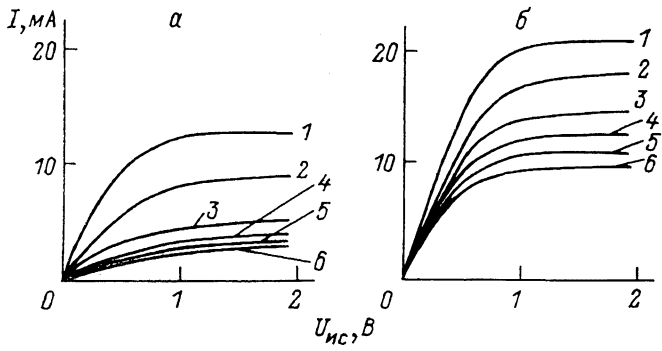


Рис. 5. Расчетные вольт-амперные характеристики ПТ ГСЛ с глубокими уровнями на границе гетероперехода $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ при поверхностной плотности глубоких уровней 10^{13} см^{-2} и их энергии ионизации $\varepsilon_y, \text{эВ}$: а — 0.3, б — 0.2.

На рис. 3 представлена зависимость поверхностной плотности электронов в канале n_s от напряжения на затворе $U_{гз}$ при напряжении на стоке $U_{гс} = 0$. Расчет проведен для различных значений концентрации глубоких уровней N_y и энергий их ионизации в предположении, что глубокие уровни равномерно распределены в слое $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Как видно из рисунка, превышение N_y над

N_{D2} приводит к увеличению поверхностной плотности электронов в канале, тем более значительному, чем больше концентрация глубоких уровней и меньше энергия их ионизации. Однако нетрудно видеть, что должна существовать критическая энергия ϵ_k , при которой увеличение n_s максимально. Действительно, в двух предельных случаях как очень малой (в этом случае уровни перестают быть глубокими), так и очень большой энергии ионизации глубоких уровней их заселенность не зависит от $U_{вз}$. В первом случае они ионизованы даже при $U_{вз}=0$, а в последнем не ионизируются даже при больших отрицательных значениях $U_{вз}$.

На рис. 4, а, б приведены расчетные ВАХ ПТ ГСЛ с глубокими уровнями, равномерно распределенными по толщине слоя $Al_xGa_{1-x}As$ и имеющими энергию ионизации $\epsilon_y=0.4$ эВ. Как видно из рисунка, при $N_y \geq N_{D2}$ они качественно имеют тот же вид, что и экспериментальные (рис. 1).

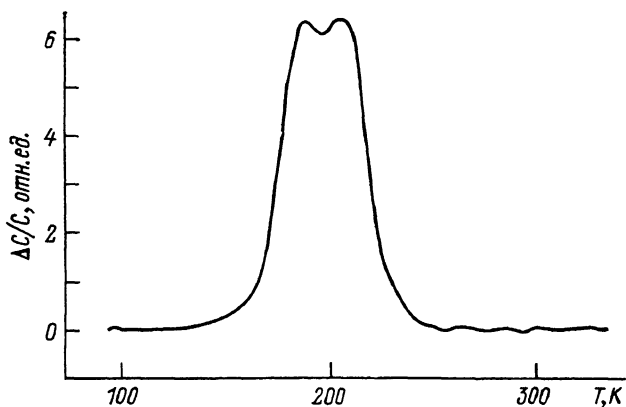


Рис. 6. Типичный спектр глубоких уровней, измеренный методом емкостной спектроскопии.

К аналогичному виду ВАХ приводят и глубокие уровни, локализованные на границе гетероперехода $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ (рис. 5, а, б). И в этом случае ВАХ зависят как от глубины уровней, так и от их поверхностной плотности. В обоих случаях присутствие глубоких уровней увеличивает ток в канале и напряжение перекрытия, а крутизну уменьшает. Таким образом, теоретический расчет подтверждает высказанные качественные соображения о влиянии глубоких уровней на ВАХ гетероструктурных полевых транзисторов.

Измерение концентрации и спектров глубоких уровней

Прямое подтверждение теоретических расчетов получено при исследовании ПТ ГСЛ с различными видами ВАХ методом емкостной спектроскопии глубоких уровней. Предварительно контролировалась зависимость емкости и тангенса угла потерь барьера Шоттки от величины обратного напряжения смещения $U_{вз}$. Для измерения спектра глубоких уровней выбирался диапазон значений $U_{вз}$, в котором влиянием сопротивления необедненной части канала можно пренебречь. Типичный спектр глубоких уровней представлен на рис. 6. Он состоит из двух пиков, соответствующих уровням с энергиями ионизации 0.38 и 0.42 эВ, что хорошо согласуется с энергиями ионизации DX -центра в $Al_xGa_{1-x}As$, легированном кремнием [7].

В структурах некоторых полевых транзисторов обнаружен также уровень с энергией ионизации 0.25 эВ и концентрацией $(0.5 \div 1) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Однако его присутствие не коррелировало с особенностями ВАХ транзисторов.

Иная ситуация имела место с DX -центрами. Их концентрация в образцах различных транзисторов изменялась от $2 \cdot 10^{16}$ до 10^{18} см^{-3} . При этом с ростом концентрации наблюдались искажения формы ВАХ — увеличивался ток канала при постоянном напряжении на затворе, крутизна падала, а перекрытие канала ухудшалось.

Для анализа пространственного распределения глубоких уровней в ГСЛ их спектры измерялись при фиксированной величине $U_{\text{вз}}$ и различных значениях напряжения импульсов заполнения. С ростом напряжения этих импульсов амплитуда пиков спектра насыщалась, что свидетельствовало о локализации DX -центров вблизи границы раздела гетероперехода.

В заключение можно сделать следующие выводы.

Проведенные теоретические и экспериментальные исследования позволили установить связь основных параметров ВАХ полевых транзисторов на ГСЛ (величины тока насыщения, крутизны, напряжения перекрытия канала, тока утечки) с концентрацией глубоких уровней в объеме $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и на границе гетероперехода $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ (эффект проявляется в структурах с высокими электрофизическими параметрами). Обнаружена корреляция между видом ВАХ и концентрацией глубоких уровней в том случае, когда концентрация (или поверхностная плотность, если глубокие уровни локализованы на границе гетероперехода) последних сравнима с концентрацией (поверхностной плотностью) легирующей примеси в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Установлено, что энергия ионизации глубоких уровней совпадает с энергией ионизации DX -центров в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, легированном кремнием, причем уровни локализованы вблизи границы гетероперехода $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$. Предложенная модель и численные расчеты с использованием квазидвумерной модели полевого транзистора хорошо объясняют экспериментально наблюдаемые закономерности. Результаты работы показывают, что высокие значения подвижности и поверхностной плотности электронов в ГСЛ недостаточны для обеспечения высоких статических параметров полевых транзисторов, изготовленных на основе этих структур. Необходима также сравнительно невысокая концентрация DX -центров и других глубоких уровней с энергией ионизации, сравнимой с величиной разрыва зон на границе гетероперехода.

Авторы благодарны А. С. Тагеру и А. П. Сеничкину за внимание к работе.

Список литературы

- [1] Денисов А. А., Доржин Г. С., Лактюшин В. Н., Садофьев Ю. Г. // Обзоры по электронной технике. Сер. 7. Технология, организация производства и оборудование. М., 1986. С. 56.
- [2] Theis T. N., Mooney P. M., Wright S. L. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N 4. P. 361—364.
- [3] Белоусов П. С., Кальфа А. А., Крюков А. Р., Матыцын С. В., Михайлов В. А., Пашковский А. Б. // Электрон. техн. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1990. № 1 (425). С. 20—23.
- [4] Кальфа А. А. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 3. С. 468—471.
- [5] Кальфа А. А., Пашковский А. Б. // Электрон. техн. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1988. № 9 (413). С. 42—46.
- [6] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М., 1984. Т. 1. 455 с.
- [7] Dhar S., Hong W.-P., Bhattacharya P. K., Nashimoto Y., Juang F.-Y. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1986. V. 33. N 5. P. 698—706.

Научно-производственное объединение

«Исток»

Фрязино

Получена 20.11.1990

Принята к печати 5.12.1990