

Глубокие уровни и электронный транспорт в гетероструктурах AlGaIn/GaN

© И.В. Антонова, В.И. Поляков*, А.И. Руковишников*,
В.Г. Мансуров, К.С. Журавлев

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

* Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
103907 Москва, Россия

(Получена 18 апреля 2007 г. Принята к печати 24 апреля 2007 г.)

На основе измерений вольт-амперных, вольт-фарадных характеристик и спектроскопии глубоких уровней проведено сравнение концентрации центров с глубокими уровнями и проводимости канала гетероструктур AlGaIn/GaN, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии с использованием аммиака в качестве источника азота. Обнаружены два типа центров с глубокими уровнями, одни из которых предположительно связаны с точечными дефектами, локализованными вблизи дислокаций, а вторые собственно с дислокациями. Увеличение концентрации центров с глубокими уровнями коррелирует с увеличением удельного сопротивления канала. Плотность центров с глубокими уровнями может достигать значений $\sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и приводить к компенсации электронного канала на гетерогранице.

PACS: 73.20.Nb, 73.40.Lq, 73.61.Ey

1. Введение

В настоящее время гетероструктуры AlGaIn/GaN являются предметом интенсивного изучения, в первую очередь благодаря возможностям их практического применения [1]. Качество получаемых гетероструктур этого типа значительно возросло за последние несколько лет, что позволяет проводить систематические исследования двумерного электронного газа (2ДЭГ) и транспорта электронов. Важными особенностями гетероперехода AlGaIn/GaN, отличающими его от широко изучаемых гетероструктур AlGaAs/GaAs, является большой разрыв зон и наличие встроенного электрического поля, связанного с различием спонтанной и пьезоэлектрической поляризации материалов гетероструктуры. Это приводит к высоким плотностям электронного газа в типичных гетероструктурах, $n_s \geq 10^{13} \text{ см}^{-2}$ [2,3].

Цель данной работы заключалась в исследовании глубоких уровней в гетероструктурах AlGaIn/GaN в сравнении с электронным транспортом в слое 2ДЭГ. Это представляет интерес с точки зрения совершенствования технологического процесса выращивания гетероструктур и оптимизации гетероструктур для СВЧ транзисторов. Исследования с использованием спектроскопии глубоких уровней (DLTS) показали присутствие центров, связанных с дислокациями. Исследованы вольт-амперные и вольт-фарадные характеристики структур с различной плотностью 2ДЭГ. В структурах с низкой плотностью 2ДЭГ и соответственно с высокой плотностью дислокаций обнаружены осцилляции тока с постоянным периодом, наблюдаемые в интервале температур $T = 80\text{--}400 \text{ К}$.

2. Детали эксперимента

Структуры AlGaIn/GaN выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на установке СВЕ-32Р фирмы „Рибер“. В качестве подложек использовались сапфировые пластины с ориентацией (0001). Использовались твердотельные источники галлия и алюминия, а также газообразный аммиак производства фирмы „Хорст“ (Россия) в качестве источника активного азота. Толщина буферного слоя GaN была $\sim 2 \text{ мкм}$, толщина барьерного слоя AlGaIn — $d_{\text{AlGaIn}} = 25\text{--}30 \text{ нм}$ (рис. 1). Структуры выращивались при температуре подложки $\sim 900^\circ\text{C}$ и эквивалентном давлении аммиака $(1\text{--}5) \cdot 10^{-4} \text{ Торр}$. В структурах варьировались толщина и состав слоя AlGaIn. Исследования проводились на двух типах структур: нелегированные структуры (структура А1) и гетероструктуры со слоем AlGaIn, легированным кремнием (структуры типа В: В1–В3). Во втором случае у гетерограницы формировался нелегированный спейсер толщиной $\sim 3 \text{ нм}$. По условиям роста уровень легирования слоя AlGaIn должен составлять

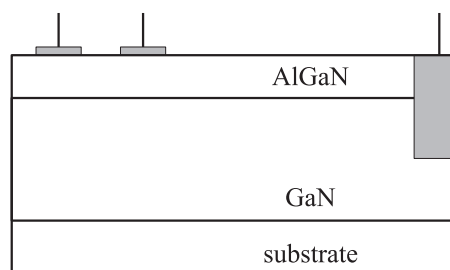


Рис. 1. Схематичное изображение гетероструктуры AlGaIn/GaN с барьерами к слою AlGaIn и контактом к GaN.

Параметры исследованных гетероструктур $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$

Структура	x	$d_{\text{AlGaN}}, \text{нм}$	$\rho, \text{Ом} \cdot \text{см}$
A1	0.30	25	$1.3 \cdot 10^7$
B1	0.31	25	$1.4 \cdot 10^9$
B2	0.30	30	$3.3 \cdot 10^8$
B3	0.22	30	$2.2 \cdot 10^7$

Примечание. d_{AlGaN} — толщина слоя AlGaN, ρ — удельное сопротивление структур, определенное по начальному участку прямой ветви вольт-амперной характеристики, измеренной в конфигурации рис. 1 при одинаковом расстоянии между контактами к слою AlGaN и GaN.

10^{19}см^{-3} . Уровень легирования AlGaN выбирался в соответствии с калибровочной зависимостью концентрации электронов от температуры источника кремния, полученной на серии слоев GaN толщиной 1 мкм. Концентрация электронов определялась методами Холла и вольт-фарадных характеристик. Более подробно параметры исследованных структур представлены в таблице. Для исследований были выбраны структуры с разным уровнем проводимости канала.

Для проведения электрических измерений на поверхность гетероструктур напылялся Ni для создания барьера к AlGaN и Al для создания контакта к слою GaN, площадь варьировалась от $2.5 \cdot 10^{-4}$ до $2.5 \cdot 10^{-3} \text{см}^2$ (см. рис. 1). Измерялись вольт-амперные (ВАХ) и вольт-фарадные характеристики гетероструктур Ni-AlGaN/GaN-Al в интервале температур от 80 до 400 К. Кроме того, были проведены исследования структур методом зарядовой спектроскопии глубоких уровней Q -DLTS. Установка Q -DLTS, использованная для исследований, позволяла проводить измерения изменения заряда ΔQ при постоянной температуре, варьируя значение временного окна τ_m [4]. В целом в данной установке реализован циклический алгоритм измерений, аналогичный стандартным методикам C -DLTS. Изменение заряда $\Delta Q = Q(t_1) - Q(t_2)$ определяется путем измерения величины Q в два момента времени t_1 и t_2 , отсчитываемые от конца заполняющего импульса. Временное окно определяется как $\tau_m = (t_2 - t_1) / \ln(t_2/t_1)$. Так как токи (I) в структуре были относительно высокие даже при отрицательном напряжении U (обратная полярность смещения структуры), для Q -DLTS измерения проводились при нулевом постоянном смещении с использованием положительных заполняющих импульсов. Такая схема подачи импульсов напряжения будет приводить к обычной зарядке центров с глубокими уровнями во время подачи заполняющего импульса и к выбросу носителей заряда (электронов) с уровней после его окончания.

3. Результаты

На рис. 2 представлены токи I в структуре A1, измеренные в интервале температур 80–300 К. Видно, что токи через структуру A1 практически не зависят

от температуры для $T < 300$ К. Это означает, что туннелирование через слой AlGaN (с участием дефектов) определяет протекание тока через гетероструктуру. Температурные зависимости вольт-амперных характеристик структуры B3 оказались аналогичными наблюдаемым для структуры A1. Удельные сопротивления ρ структур A1 и B3, определенные по начальному участку прямой ветви вольт-амперной характеристики и приведенные в таблице, близки между собой. Удельные сопротивления структур B1 и B2 (см. таблицу) существенно выше сопротивлений структур A1 и B3. На ВАХ структур B1 и B2 появляются осцилляции тока практически в интервале температур 77–300 К. На рис. 3, а представлены вольт-амперные характеристики структуры B1, измеренные при разных температурах, из которых видно, что шаг осцилляций составляет 0.7–0.9 В, они воспроизводятся при разных температурах и имеют большую амплитуду при отрицательной полярности напряжения. Зависимости тока от времени его протекания $I(t)$ при отрицательной полярности приложенного напряжения приведены на рис. 3, б. При отрицательной полярности ток убывает со временем и на зависимости $I(t)$ наблюдаются заметные осцилляции. Увеличение времени не приводит к исчезновению осцилляций. В случае положительного смещения осцилляции тока также имеют место, но ток не уменьшается со временем и на фоне больших значений тока осцилляции заметны слабее. На вольт-амперных характеристиках структуры B2, так же как для структуры B1, наблюдаются осцилляции тока, но с меньшей амплитудой. Таким образом, структура B2, сопротивление которой является промежуточным между сопротивлениями структур B1 и A1, B3, имеет и промежуточную ВАХ.

На рис. 4 представлены типичные вольт-фарадные характеристики $C(U)$ структур A1 и B3. На вольт-фарадной характеристике структуры A1 наблюдается „полка“ почти постоянной емкости, связанная с выбросом носителей из ямы, формируемой в гетероструктурах

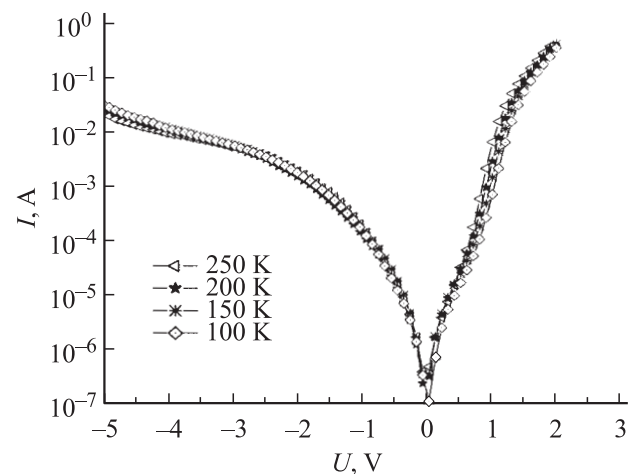


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики структуры A1, измеренные в интервале температур 80–300 К.

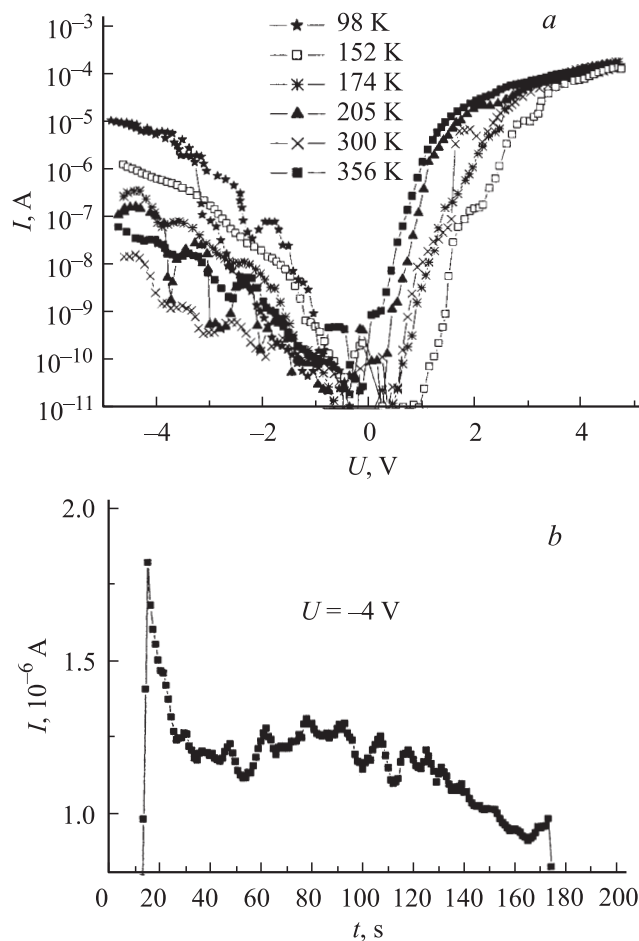


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики гетероструктуры В1 при разных температурах в интервале 80–370 К (а) и зависимость тока через гетероструктуру от времени при напряжении, приложенном к Ni-барьеру, $U = -4$ В (б).

AlGaIn/GaN. Оценка слоевой концентрации электронов в яме (канале) по выражению $n_s = C^* \Delta U^* q S$, где C^* — значение емкости на „полке“, ΔU^* — интервал напряжений, в котором наблюдается постоянная емкость, q — заряд электрона, а S — площадь структуры, дает величину $1.3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Дополнительное легирование слоя AlGaIn во всех структурах типа В (В1–В3) приводит к появлению дополнительной области модуляции емкости при положительных напряжениях, которая соответствует формированию области пространственного заряда в слое AlGaIn. В легированных структурах типа В оценить плотность электронного газа из вольт-фарадных характеристик не представляется возможным.

Вольт-фарадные характеристики на рис. 4 позволяют выбрать интервал напряжений, который нужно использовать для тестирования центров с глубокими уровнями, локализованных в области канала гетероструктуры. Это напряжения из интервала, когда наблюдаются максимальные величины емкости для структур типа В (и „полка“ постоянной емкости в структуре А1) и модуляция емкости, связанная с формированием области простран-

ственного заряда в слое GaN. Для всех исследованных структур эти напряжения лежали в интервале от $-(2-3)$ до $+(2-3)$ В.

Спектры Q -DLTS для структур В1 и В3, снятые при нулевом постоянном смещении, положительном перезаряжающем импульсе и разных температурах, представлены на рис. 5. Видно, что в спектрах наблюдаются по крайней мере два пика — $E1$ и $E2$. В случае снижения температуры измерения до 250 К или ниже пиков в спектрах Q -DLTS не наблюдается. Для центра с фиксированным значением энергии уровня спектр Q -DLTS описывается выражением

$$\Delta Q = \Delta Q_0 [\exp(-t_1/\tau) - \exp(-t_2/\tau)], \quad (1)$$

где ΔQ_0 — изменение заряда, произошедшее за время заполняющего импульса,

$$\tau^{-1} = \gamma T^2 \sigma \exp[-(E_c - E_a)/kT], \quad (2)$$

γ — константа, не зависящая от температуры, для GaN $\gamma = 7.15 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{К}^{-2}$, T — температура, k — постоянная Больцмана, σ — сечение захвата на уровень, $E_c - E_a$ — энергетическое положение глубокого

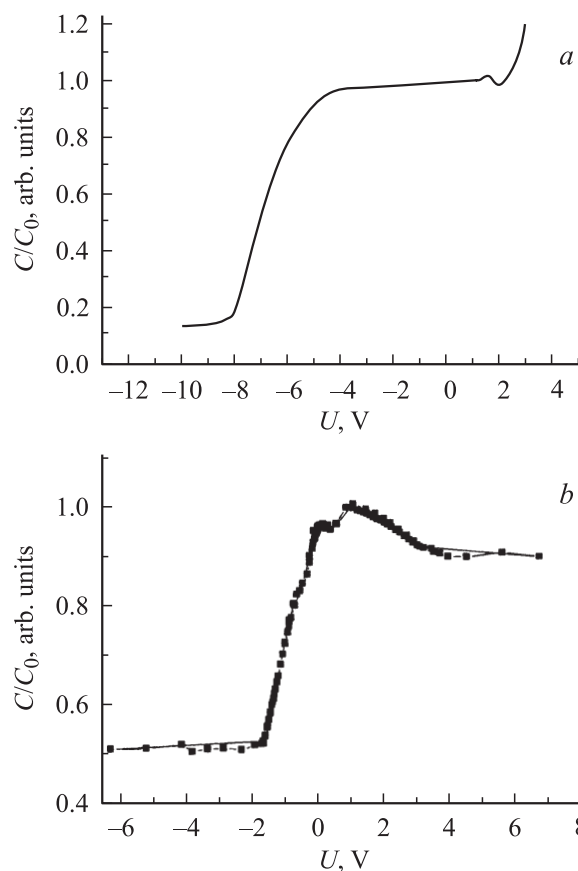


Рис. 4. Вольт-фарадные характеристики структур типа В3 (а) и А1 (б). Характеристики нормированы: для структуры А1 на значение емкости C_0 в области почти постоянной емкости, для структуры В3 на максимальное значение емкости C_0 .

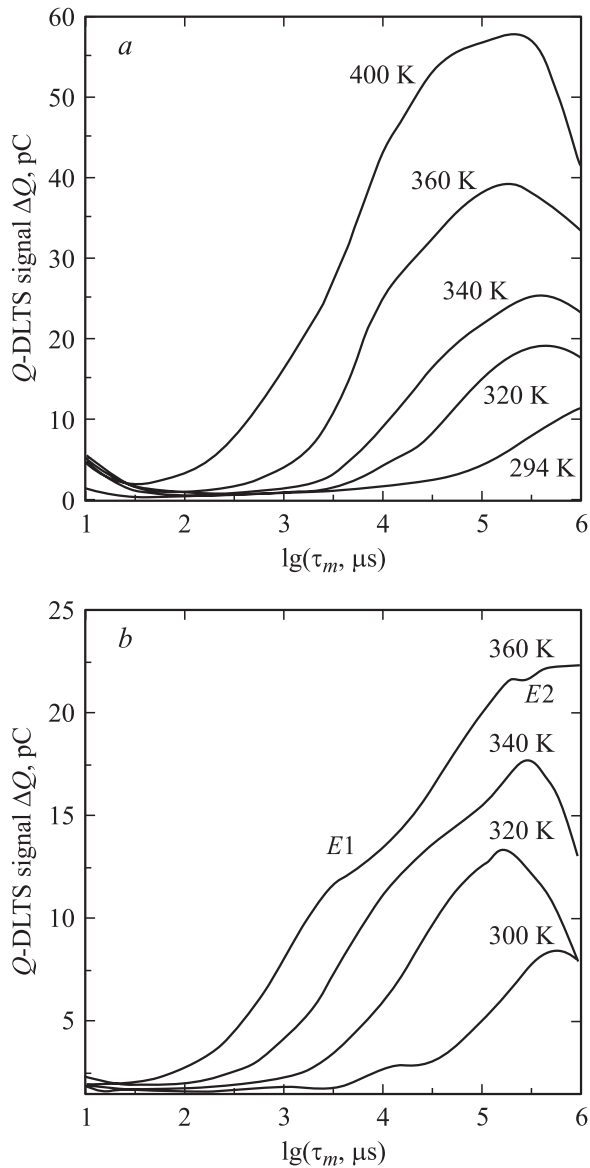


Рис. 5. Спектры Q -DLTS для структур В1 (а) и В3 (б) при разных температурах. Амплитуда заполняющего импульса $\Delta U = 0.5$ В.

уровня, отсчитанное от зоны проводимости. Анализ формы спектров Q -DLTS показал, что оба пика соответствуют центрам, имеющим некоторые полосы энергий в запрещенной зоне, а не центрам с фиксированными значениями параметров. Такое утверждение основано на том, что пик, построенный с использованием выражения для ΔQ и значений t_1 , t_2 , взятых из эксперимента, при использовании τ как подгоночного параметра, был существенно уже экспериментально наблюдаемого пика.

В спектрах Q -DLTS для структуры А1 наблюдается только один пик $E2$, причем его аппроксимация выражением для ΔQ показывает, что экспериментально наблюдаемый пик незначительно шире расчетного пика с близким значением параметра τ по сравнению с величиной τ для структур В1 и В3.

В силу взаимного наложения пиков $E1$ и $E2$ и в силу того, что они связаны с некоторыми полосами энергий в запрещенной зоне, построение аррениусовских зависимостей для определения энергий и сечений захвата на уровни затруднено. Способ определения параметров уровней будет изложен далее.

На рис. 6, а представлены спектры Q -DLTS, снятые при разной длительности заполняющего импульса τ_c . Пики $E1$ и $E2$, как следует из рис. 6, б, имеют разные типы зависимости амплитуды пиков A от τ_c . Кинетика заполнения центра $E1$ описывается выражением, типичным для центров с фиксированными значениями энергии

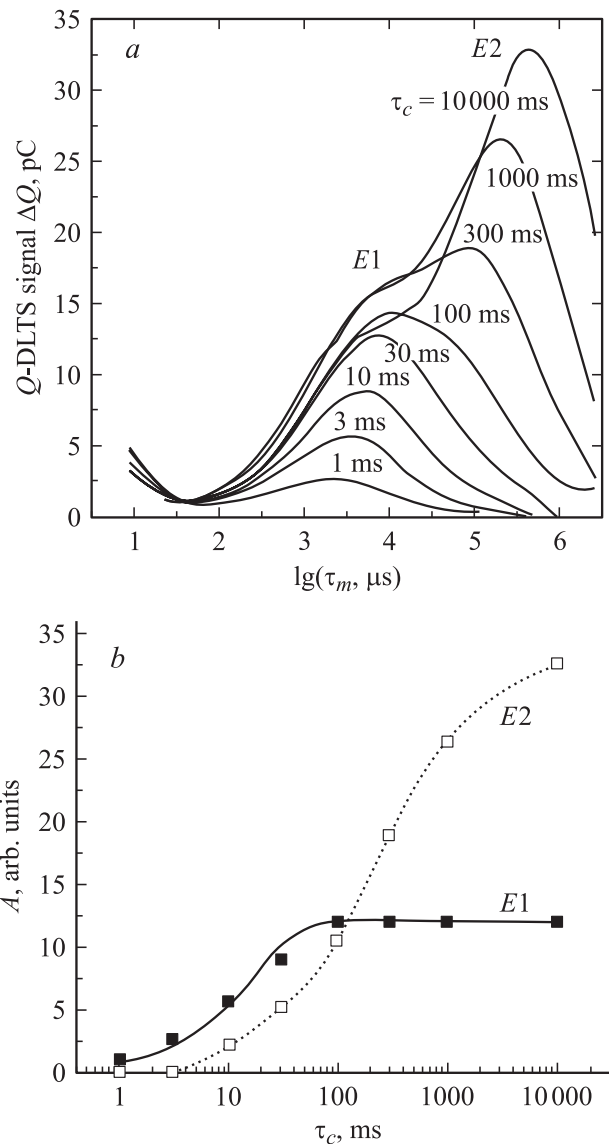


Рис. 6. Спектры Q -DLTS для структуры В1 при $T = 360$ К, амплитуде заполняющего импульса $\Delta U = 1$ В и различной длительности заполняющего импульса τ_c (а), а также амплитуды A пиков $E1$, $E2$ в зависимости от длительности заполняющего импульса τ_c (б). б — сплошная линия ($E1$) соответствует уравнению $A = A_0[1 - \exp(-c_p \tau_c)]$ с $A_0 = 12$, $c_p = 60 \text{ c}^{-1}$.

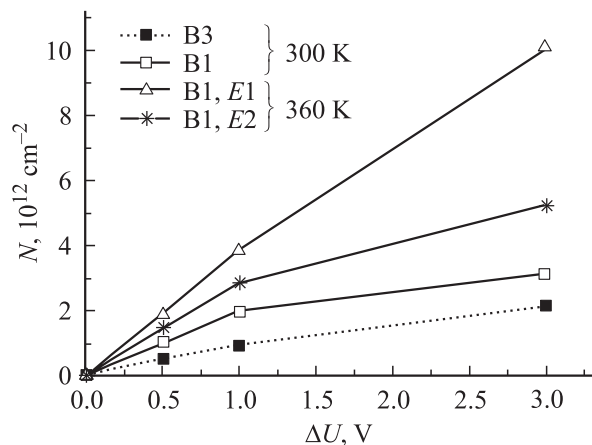


Рис. 7. Слойные концентрации центров, рассчитанные из амплитуд пиков в спектрах Q -DLTS структур В1, В3 в зависимости от амплитуды заполняющего импульса. Для $T = 300$ К рассчитана концентрация для суммарного пика, а для $T = 360$ К — отдельно для пиков $E1$ и $E2$.

и сечения захвата на уровень [5],

$$A = A_0[1 - \exp(-c_p \tau_c)], \quad (3)$$

где A — амплитуда пика, A_0 — варьируемый параметр, имеющий смысл максимально возможной амплитуды пика (т.е. пропорциональный полной концентрации ловушек); c_p — скорость захвата носителей на глубокие уровни, $c_p = v_T \sigma n$, где v_T — тепловая скорость электронов, n — концентрация свободных носителей (электронов). Сплошная линия на рис. 6, b соответствует уравнению $A(\tau_c)$ для значений $A_0 = 12$ и $c_p = 60$ с. В отличие от $E1$ кинетика заполнения для $E2$ не приводит к насыщению вплоть до высоких значений длительности заполняющего импульса τ_c .

По амплитуде пиков для структур В1 и В3 были рассчитаны слойные концентрации электронов в зависимости от амплитуды заполняющего пика и, следовательно, соответствующие концентрации глубоких центров N (рис. 7). Видно, что плотность ловушек в образце В3 меньше, чем в В1.

4. Обсуждение

Центр $E2$ имеет ряд особенностей, которые характерны для центров с глубокими уровнями, связанных с протяженными дефектами или границами раздела. Прежде всего это отсутствие насыщения на зависимости концентрации центров от длительности заполняющего импульса (рис. 6) [6,7]. Кинетика перезарядки центров $E2$, представленная на рис. 6, не описывается зависимостью (3). Другой особенностью данного уровня является факт, что он связан с полосой состояний в запрещенной зоне. Оценка энергии данного уровня по аррениусовской зависимости для максимума пика дает величину ~ 0.8 эВ. Из сравнения с литературными данными

находим, что в слоях GaN и структурах AlGaIn/GaN наблюдают уровни с энергией $E_a = 0.8-0.9$ эВ и сечением захвата носителей на уровень $\sigma = 2 \cdot 10^{-14}$ см² [8,9], которые связывают с дислокациями. Взяв данную величину сечения захвата и выражение (2), мы можем перейти от τ_m к энергии, воспользовавшись подходом, развитым в [10] для сплошных спектров. Энергия центров, которые при данных температуре T и временном окне τ_m дают основной вклад в DLTS-сигнал, определяется выражением $E_c - E_a = kT \ln(\sigma T^2 \gamma \tau_m)$. Результаты представлены на рис. 8 для структур А1, В1 и В3. Пик $E2$ соответствует некоторой полосе энергий с максимумом на глубине 0.79–0.80 эВ (в приближении, что сечение захвата носителей составляет $\sigma = 2 \cdot 10^{-14}$ см²).

В спектрах Q -DLTS структуры В1 появляется еще один пик — $E1$. Центр, ответственный за пик $E1$, скорее всего, имеет другое сечение захвата, но, так как явно пик $E1$ виден только при высоких температурах, больших амплитуде и длительности заполняющего импульса, определить параметры пика $E1$ отдельно от $E2$ не представляется возможным. Как следует из рис. 8, в приближении, что сечение захвата составляет $\sigma = 2 \cdot 10^{-14}$ см², центр $E1$ имеет энергию 0.68 эВ.

Уширение пиков DLTS, как это наблюдается для центра $E1$, характерно для протяженных дефектов, когда захват одного носителя на локализованное состояние влияет на заполнение и энергетическое положение уровня второго состояния [7]. Кроме того, как показано в [11], локализация глубоких уровней тех же дефектов в слоях AlGaIn приводит к смещению энергии уровней по сравнению с уровнями в GaN. Выбирая напряжения для проведения Q -DLTS-измерений, мы пытались ограничиться величинами, при которых происходит перезарядка уровней, локализованных на гетерогранице и в слое AlGaIn. Однако, например, для структуры А1 из-за высокой плотности двумерного газа уровни на гете-

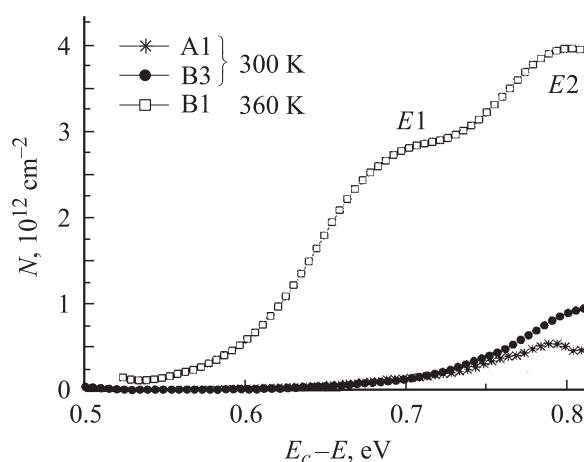


Рис. 8. Распределение центров с глубокими уровнями в запрещенной зоне структур AlGaIn/GaN. Энергия E отсчитывается от дна зоны проводимости E_c . Амплитуда заполняющего импульса, перезаряжающего центры: $\Delta U = 1$ В для В1 и В3; $\Delta U = 2$ В для А1.

рограниче практически не должны были перезаряжаться при используемых напряжениях.

Наблюдаемое насыщение зависимости плотности центров $E2$ от амплитуды заполняющего импульса (рис. 7) в сочетании с кинетикой заполнения уровня позволяет утверждать, что центры $E2$ локализованы преимущественно в некотором ограниченном по толщине слое, а не равномерно во всей структуре. Можно предположить, что данные центры связаны с дислокациями, локализованными в области гетерограницы AlGaIn/GaN.

В противоположность этому плотность центров $E1$ линейно растет при увеличении амплитуды заполняющего импульса, что позволяет говорить о равномерном распределении центров в исследуемом материале. Кинетика заполнения уровня соответствует кинетике заполнения точечных центров. При этом относительно высокие значения длительности заполняющего импульса, необходимые для выхода на насыщение (рис. 6, *b*), скорее всего, связаны с локализацией данных центров вблизи протяженных дефектов, например, прорастающих дислокаций. Кроме того, энергия центра 0.68 эВ получена в приближении, что его сечение захвата составляет $2 \cdot 10^{-14}$ см². Центр с такой энергией часто наблюдается в структурах AlGaIn/GaN и GaN и действительно связывается с точечными дефектами, локализованными вблизи дислокаций [12]. В работе [13] проведено моделирование данных, полученных методом высокоразрешающей электронной микроскопии, и показано, что в GaN существует новый тип дислокаций, у которых оборванные связи отсутствуют. Такие дислокации электрически неактивны. Однако, как показали авторы, благодаря высоким локальным напряжениям в сочетании с небольшой постоянной решетки данного материала вблизи дислокаций должны возникать центры с глубокими уровнями. Пик $E1$, возможно, связан именно с такими глубокими центрами, формируемыми вблизи дислокации.

Прорастающие дислокации и дислокации, локализованные вблизи гетерограницы, как правило, присутствуют в слоях GaN и структурах AlGaIn/GaN с плотностью $10^8 - 10^{10}$ см⁻² [14]. В слоях AlN, используемых в качестве промежуточного слоя толщиной ~ 10 нм в исследованных образцах, плотность дислокаций варьировалась в тех же пределах [15]. В образцах, полученных в близких по параметрам роста условиях, плотность дислокаций, наблюдаемая методом просвечивающей электронной микроскопии, составляла $10^9 - 10^{10}$ см⁻². Таким образом, в структурах, исследованных в данной работе, плотность дислокаций варьировалась, скорее всего, от 10^9 см⁻² для структуры A1 до сетки дислокаций или микротрещин в структуре B1.

Большее удельное сопротивление структуры B1 и в некоторой степени B2 (см. таблицу) должно быть связано с несформировавшимся каналом двумерного электронного газа на гетерогранице. Как было обнаружено, высокое удельное сопротивление совпадает с

самой высокой плотностью центров с глубокими уровнями, связанными с дислокациями, а также с формированием сетки микротрещин. Нужно также отметить, что в структуре B1 с максимальным сопротивлением и микротрещинами при Q -DLTS-исследованиях удается перезарядить $\sim 10^{13}$ см⁻² центров с глубокими уровнями, т.е. плотность центров с глубокими уровнями и плотность электронов в канале на гетерогранице, ожидаемая исходя из условий роста на гетерогранице, близки между собой. Это позволяет сделать вывод, что отсутствие проводящего канала на гетерогранице в структуре B1 связано, скорее всего, с захватом электронов на глубокие уровни дислокаций.

Из изложенного выше можно сделать вывод, что осцилляции тока, наблюдаемые в структурах B1 и B2 с максимальными сопротивлениями, связаны с протеканием тока в каналах с низкой концентрацией электронов в условиях неоднородно распределенных в структуре вблизи дислокаций центров с глубокими уровнями. Захват электронов на данные центры вызывает исчезновение канала в месте выхода дислокации на гетерограницу. Протекание тока в условиях крупных флуктуаций потенциала на гетерогранице приводит к появлению осцилляций на ВАХ.

5. Заключение

Проведен анализ электрических свойств гетероструктур AlGaIn/GaN, выращенных методом МЛЭ с использованием аммиака, базирующийся на измерении вольт-амперных, вольт-фарадных характеристик и спектроскопии глубоких уровней. Обнаружены два типа центров, $E1$ и $E2$, первые из которых предположительно связаны с точечными дефектами, локализованными вблизи дислокаций, а вторые собственно с дислокациями. Показано, что плотность центров с глубокими уровнями может достигать значений $\sim 10^{13}$ см⁻² и приводить к компенсации электронного канала на гетерогранице. Протекание тока в условиях крупных флуктуаций потенциала на гетерогранице приводит к возникновению осцилляций тока.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, гранты № 05-02-17259 и 06-02-08209.

Список литературы

- [1] H.X. Jiang, J.Y. Lin. Opto-Electronics Rev., **10**, 271 (2002).
- [2] O. Ambacher, B. Foutz, J. Smart, J.R. Shealy, N.G. Weinman, K. Chu, M. Murphy, A.J. Sierakowski, W.J. Schaff, L.F. Eastman, R. Dimitrov, A. Mitchell, M. Stutzmann. J. Appl. Phys., **87**, 334 (2000).
- [3] A. Asgari, M. Kalafi, L. Faraone. J. Appl. Phys., **95**, 1185 (2004).
- [4] В.И. Поляков, П.И. Перов, О.Н. Ермакова, М.Г. Ермаков, А.И. Руковишников, В.И. Сергеев. ФТП, **23**, 76 (1989).

- [5] V.D. Lang. J. Appl. Phys., **45**, 3023 (1974).
- [6] D. Poss. Appl. Phys. Lett., **37**, 413 (1980).
- [7] W. Schroter, H. Cerva. Sol. St. Phenomena, **85&86**, 64 (2002).
- [8] Z.-Q. Fang, D.C. Look, X.-L. Wang, J. Han, F.A. Khan, I. Adesida. Appl. Phys. Lett., **82**, 1562 (2003).
- [9] L. Lee, F.C. Chang, H.M. Chung, M.C. Lee, W.H. Chen, W.K. Chen. Chinese J. Phys., **40**, 424 (2002).
- [10] K. Hofmann, M. Schulz. J. Electrochem. Soc., **132**, 2201 (1985).
- [11] J. Osaka, Y. Ohno, S. Kishimoto, K. Maezawa, T. Mizutani. Appl. Phys. Lett., **87**, 222 112 (2005).
- [12] A. Hierro, A.R. Arehart, B. Heying, M. Hansen, J.S. Speck, U.K. Mishra, S.P. DenBaars, S.A. Ringel. Phys. Status Solidi B, **228**, 309 (2001).
- [13] L. Lympirakis, J. Neugebauer, M. Albrecht, T. Remmele, H.P. Strunk. Phys. Rev. Lett., **93**, 196 401 (2004).
- [14] Н.А. Черкашин, Н.А. Берг, Ю.Г. Мусихин, С.В. Новиков, T.S. Cheng, C.T. Foxon, ФТП, **34**, 903 (2000).
- [15] V.G. Mansurov, A.Yu. Nikitin, Yu.G. Galitsyn, S.N. Svitashva, K.S. Zhuravlev, Z. Osvath, L. Dobos, Z.E. Horvath, B. Pecz. J. Cryst. Growth, **300**, 145 (2007).

Редактор Л.В. Шаронова

Deep levels and electron transport in AlGaIn/GaN heterostructures

I.V. Antonova, V.I. Polyakov, A.I. Rukovishnikov*, V.G. Mansurov, K.S. Zhuravlev*

Institute of Semiconductor Physics,
Russian Academy of Sciences, Siberian Branch,
630090 Novosibirsk, Russia

* Institute of Radio Engineering & Electronics,
Russian Academy of Sciences,
103907 Moscow, Russia

Abstract Comparison of deep center concentrations and channel conductivity of different molecular-beam epitaxy grown AlGaIn/GaN heterostructures has been made based on the capacitance–voltage, current–voltage measurements and deep level spectroscopy. Two types of deep levels observed in the present study are attributed to dislocation-related centers and to point centers located near the dislocations. Increase in deep level concentration correlates with increase in resistivity of the channel. Density of deep levels in the case of high dislocation concentration was found to be as high as $\sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ leading to channel compensation.