

# Емкостная спектроскопия дырочных ловушек в высокоомных структурах арсенида галлия, выращенных жидкофазным методом

© А.В. Мурель<sup>1</sup>, В.Б. Шмагин<sup>1</sup>, В.Л. Крюков<sup>2</sup>, С.С. Стрельченко<sup>2</sup>, Е.А. Суroveгина<sup>¶</sup>, В.И. Шашкин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур Российской академии наук, 603087 Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup> ООО „МеГа Эпитех“, 248033 Калуга, Россия

<sup>¶</sup> E-mail: suroveginaka@ipmras.ru

(Получена 27 марта 2017 г. Принята к печати 12 мая 2017 г.)

В выращенных методом жидкофазной эпитаксии GaAs-структурах с дырочным типом проводимости методами емкостной спектроскопии (адмиттанс-спектроскопии и нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней) обнаружены три глубоких акцепторных уровня с энергиями активации  $\sim 0.7$ ,  $\sim 0.41$  и  $\sim 0.16$  эВ. Первые два уровня известны как *HL2*, *HL5* и связываются с особенностями роста слоев GaAs методом жидкофазной эпитаксии. Они являются эффективными рекомбинационными центрами, определяющими обратные токи в *p-i-n*-диодах, что подтверждается изучением температурных зависимостей обратных токов. Уровень с энергией  $E_v + 0.16$  эВ может быть связан с двухзарядным акцепторным уровнем собственного антиструктурного дефекта Ga<sub>As</sub>, который в однозарядном состоянии определяет уровень легирования структур.

DOI: 10.21883/FTP.2017.11.45107.21

## 1. Введение

Одним из направлений развития компонентной базы силовой электроники является разработка высоковольтных быстродействующих переключающих диодов на основе многослойных эпитаксиальных GaAs-*p-i-n*-структур, изготовленных методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) [1]. Особенностью данной технологии является совместное легирование выращиваемых слоев атомами кремния и кислорода, что позволяет в одном эпитаксиальном слое сформировать *p-i-n*-структуру с протяженной высокоомной областью. Силовые диоды, изготовленные на основе GaAs *p-i-n*-структур, выращенных методом ЖФЭ, обладают рядом существенных достоинств: малое время обратного восстановления, рабочая температура до 250°C, высокая радиационная стойкость [1].

Установлено, что в процессе ЖФЭ, в отличие от газовой и молекулярно-лучевой эпитаксии, атомы кремния и кислорода, а также комплексы на их основе образуют в запрещенной зоне арсенида галлия „неклассические“ глубокие уровни (ГУ) с большой энергией ионизации, которые оказывают значительное влияние на переходные характеристики арсенид-галлиевых диодов (время жизни неравновесных носителей заряда и время нарастания напряжения) [2]. Дефекты и интерфейсные состояния, образующиеся в процессе эпитаксиального роста на *p-i-n*-структур GaAs, интенсивно изучались [3–7], и было показано, что при выращивании эпитаксиальных слоев GaAs методом ЖФЭ из ограниченного объема раствора–расплава при низкой температуре начала кристаллизации,  $T_b = 650–800^\circ\text{C}$ , в слоях GaAs преимущественно формируются дефекты с ГУ: *HL2* ( $E_v + 0.72$  эВ) и *HL5* ( $E_v + 0.42$  эВ).

Отметим, что вышеприведенные исследования проводились на биполярных *p-i-n*-структурах, где наличие двух переходов (интерфейсов) затрудняет интерпретацию данных, получаемых методами емкостной спектроскопии. В данной работе приведены результаты исследований изотипных структур *p-p<sup>+</sup>* и *n-n<sup>+</sup>* с контактом Шоттки.

## 2. Эксперимент

Исследуемые в данной работе *n-n<sup>+</sup>*- и *p-p<sup>+</sup>*-структуры на основе GaAs выращивались методом ЖФЭ на сильно легированных подложках GaAs *n*- и *p*-типа проводимости соответственно. Жидкофазная эпитаксия осуществлялась в графитовом устройстве прокачного типа из ограниченного раствора–расплава Ga–As, процесс проводился в кварцевом реакторе в атмосфере водорода (проток 300 л/ч, точка росы  $-80^\circ\text{C}$ ). В качестве легирующих компонентов в исходный раствор–расплав добавлялись примеси Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, SiO<sub>2</sub>, соотношение которых определяло тип проводимости эпитаксиального слоя арсенида галлия и уровень легирования [8]. Так, для получения электронного типа проводимости требуется повышенное содержание в расплаве компонента Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и наоборот. Структура *p-p<sup>+</sup>*-типа содержала слабо легированный слой *p*-GaAs толщиной 110 мкм, а структура *n-n<sup>+</sup>*-типа — слабо легированный слой *n*-GaAs толщиной 50 мкм. Также по этой технологии были изготовлены высоковольтные *p-i-n*-диоды со структурой *p<sup>+</sup>-p(20–40 мкм)-i(20–50 мкм)-n(40–60 мкм)-n<sup>+</sup>*.

Омические и барьерные контакты формировались электронно-лучевым испарением на вакуумной напылительной установке фирмы Angstrom Engineering. Омический контакт (Ti/Au, 20/100 нм) напылялся на тыль-

ную сторону образца при комнатной температуре. Затем формировался контакт Шоттки напылением алюминия ( $\sim 150$  нм) при комнатной температуре. Размер барьерных контактов составлял  $3000 \times 3000$  мкм.

Вольт-фарадные характеристики (ВФХ) и адмиттанс-спектры регистрировались с помощью прецизионного LCR-измерителя E4980A (Keysight Technologies, USA) в диапазоне частот 20 Гц–2 МГц. Для измерений методом нестационарной спектроскопии глубоких уровней (НЕСГУ) использовалась автоматизированная установка с рабочей частотой 400 кГц и возможностью автоподстройки измерительного моста по активной и емкостной компонентам проводимости исследуемых структур. Низкотемпературные измерения проводились в гелиевом транспортном дьюаре. Температура измерялась платиновым термометром сопротивления и регулировалась перемещением измерительной штанги с образцом относительно уровня жидкого гелия в транспортном дьюаре.

Измерение вольт-амперных характеристик (ВАХ) проводилось на установке Keithley Instruments 4200-SCS с применением термостатированной ячейки.

Концентрации свободных носителей заряда, определенные по данным ВФХ, составили  $\sim 2 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$  для образца с электронным и  $\sim (2-4) \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$  для образца с дырочным типом проводимости при комнатной температуре.

Предварительные исследования показали, что в GaAs-структурах с электронным типом проводимости ( $n-n^+$ ) отсутствуют ГУ с концентрацией  $> 10^{13}$  см $^{-3}$ . Вероятно, это связано с малой концентрацией комплексов Si–O, что требуется для получения арсенида галлия электронного типа. Поэтому все дальнейшие исследования были направлены на изучение GaAs структур с дырочным типом проводимости.

### 3. Результаты и их обсуждение

Методы емкостной спектроскопии, в частности адмиттанс-спектроскопия и НЕСГУ, являются наиболее информативными методами исследования электрически активных примесей и дефектов (ловушек) в полупроводниках. В основе метода адмиттанс-спектроскопии лежит регистрация перезарядки примеси (дефекта) под воздействием переменного напряжения относительно малой амплитуды [9,10]. В этом методе регистрируются частотные и температурные зависимости емкостной ( $C$ ) и активной ( $G$ ) компонент адмиттанса (комплексной проводимости) исследуемой диодной структуры. При наличии в запрещенной зоне полупроводника одного или нескольких глубоких уровней в адмиттанс-спектрах возникают особенности: ступеньки в зависимости  $C(T)$  и пики в зависимости  $G(T)$ . Анализ температурных зависимостей адмиттанс-спектров позволяет оценить глубину залегания ГУ и сечение захвата носителей на них.

Адмиттанс-спектры структуры  $p-p^+$ , зарегистрированные при нулевом смещении на структуре, приведены

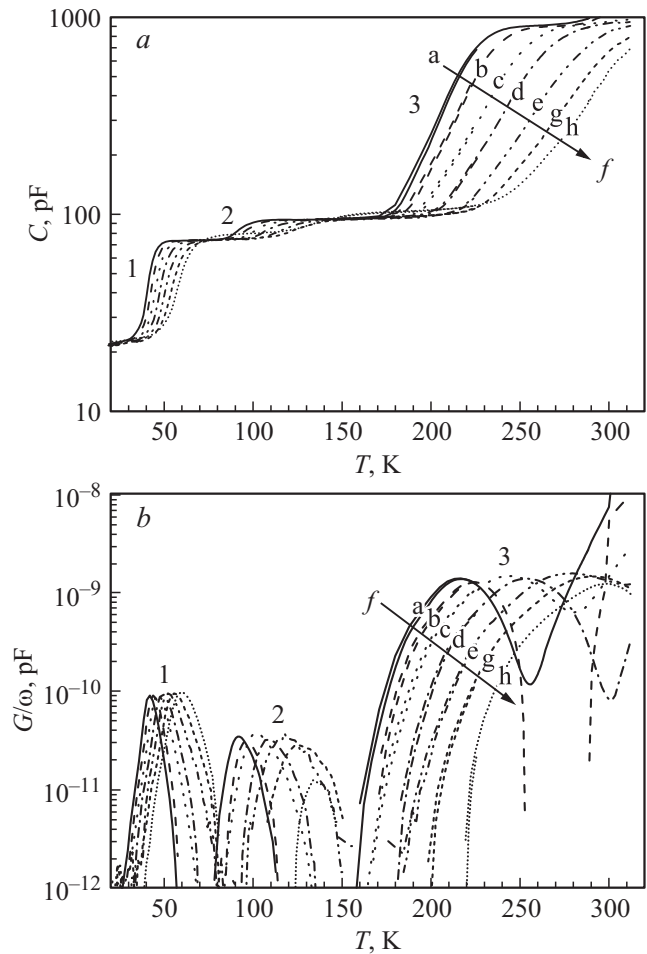
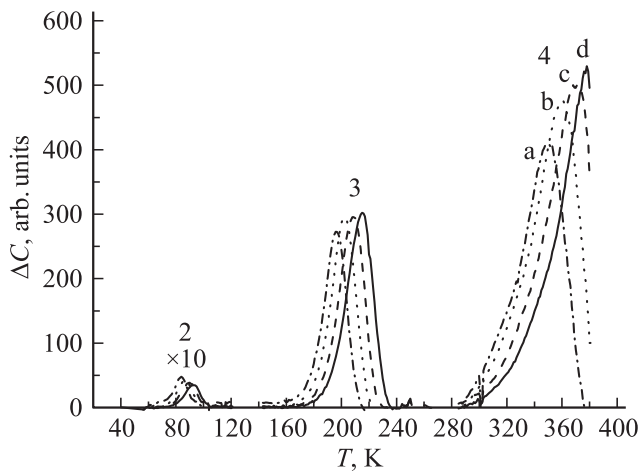


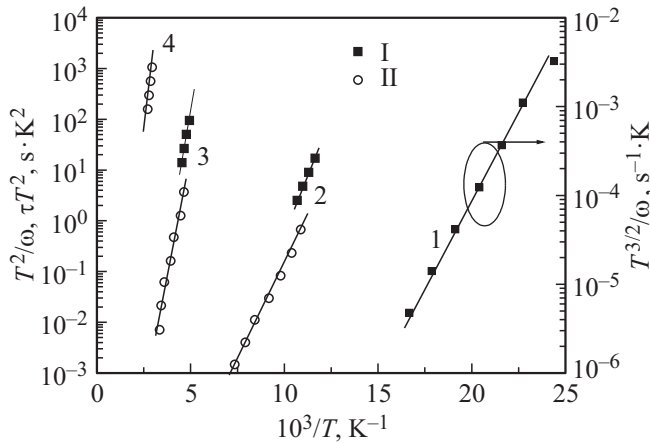
Рис. 1. Зависимость емкости  $C$  (a) и высокочастотной проводимости  $G$  (b) структуры  $p-p^+$  от температуры на разных частотах  $f$ , кГц: а — 2, б — 6.3, с — 20, d — 63, e — 200, g — 630, h — 2000.

на рис. 1, a, b —  $C(T)$  и  $G(T)/\omega$ . При сканировании температуры в диапазоне  $T = 20-320$  К в зависимости  $C(T)$  наблюдаются ступеньки, связанные с перезарядкой дырочных ловушек, а в спектрах проводимости наблюдаются максимумы. При увеличении частоты, на которой проводятся измерения адмиттанса, спектры  $C(T)$  и  $G(T)/\omega$  смещаются вверх по температуре. Пики 2 и 3 (рис. 1) мы связываем с перезарядкой ГУ, пик 1 — с вымораживанием основных носителей заряда, т.е. дырок. При увеличении температуры выше 300 К мы наблюдали рост емкости и проводимости, указывающие на ионизацию третьего ГУ с большей энергией ионизации. Однако выявить его в адмиттанс-спектрах не представляется возможным из-за роста постоянной составляющей проводимости при повышенных температурах и резкого уменьшения добротности диода.

В методе НЕСГУ (в отличие от адмиттанс-спектроскопии, которая имеет дело с равновесными значениями компонент адмиттанса) регистрируется временной от-



**Рис. 2.** Сигнал НЕСГУ  $\Delta C$   $p-p^+$ -структуры при импульсе обеднения +12 В и импульсе заполнения 0 В. Времена выборки  $t_1/t_2$ , мс: а — 0.2/0.4, б — 0.4/0.8, в — 0.8/1.6, д — 1.6/3.2.



**Рис. 3.** Зависимости Аррениуса для дырочных ловушек в  $p-p^+$ -структуре (левая ось), определенные методиками адмиттанс-спектроскопии (I) и НЕСГУ (II) и зависимость для вымораживания носителей в  $p-p^+$ -структуре (правая ось), определенная методом адмиттанс-спектроскопии.

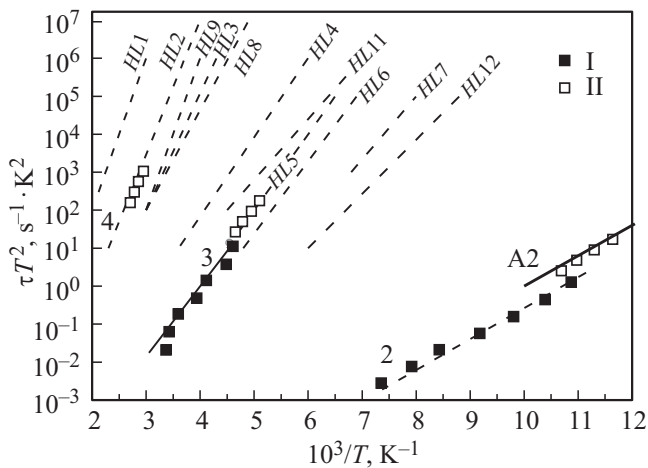
клик ГУ на резкое (ступенчатое) увеличение обратного смещения, прикладываемого к исследуемой структуре (к  $p-n$ -переходу или диоду Шоттки) [11]. По сравнению с адмиттанс-спектроскопией метод НЕСГУ обладает большей чувствительностью по отношению к примесям и дефектам с ГУ, но не позволяет регистрировать уровни (как правило, с малой энергией ионизации), определяющие тип проводимости полупроводника.

Спектр НЕСГУ GaAs-структуры  $p-p^+$   $\Delta C(T)$  в интервале температур  $T = 20-400$  К приведен на рис. 2. Спектр содержит три уровня — пики 2, 3 и 4. Отношение времен выборки при записи спектров поддерживалось постоянным  $t_2/t_1 = 2$ . Пропорциональное увеличение времен выборки приводит к смещению спектра НЕСГУ вниз по температурной шкале. Обработка

спектров НЕСГУ осуществлялась общепринятым методом [11].

На рис. 3 в координатах  $T^{3/2}/\omega = F(1/T)$  приведены результаты обработки данных адмиттанс-спектроскопии по наиболее низкотемпературному уровню 1, регистрируемому в диапазоне температур 30–70 К. Отметим, что возникновение пика зависимости  $G(T)$  и ступеньки зависимости  $C(T)$  обусловлено в данном случае вымораживанием носителей заряда на основной (мелкой) примеси в области электрической нейтральности измеряемого диода, которая определяет концентрацию дырок [12]. При определении энергии ионизации была учтена температурная зависимость эффективной плотности состояний в зоне проводимости  $N_C(T) \propto T^{3/2}$ , зависимость подвижности носителей заряда от температуры не учитывалась. Энергия ионизации этого уровня составила 0.074 эВ. Можно высказать предположение, что этот уровень близок к определенному в работе [13,14] собственному двойному акцептору с энергией 78 мэВ. Авторы этой работы в результате комплексного исследования (эффект холла, НЕСГУ, фотолюминесценция, инфракрасное поглощение)  $p$ -GaAs, выращенного методом Чохральского из нестехиометрического расплава с дефицитом мышьяка, обнаружили два акцепторных уровня (с энергиями ионизации 78 и 203 мэВ), которые они приписали изолированному собственному антиструктурному дефекту Ga<sub>As</sub>. В нашем случае процесс жидкофазной эпитаксии GaAs проводится из расплава галлия в режиме диффузии мышьяка к поверхности подложки. Соответственно могут возникать условия, когда мышьяка на границе роста не хватает (низкие температуры, большая скорость охлаждения — т.е. ограничения для диффузии), поэтому возникновение дефекта типа Ga на месте As вполне вероятно. По-видимому, этот уровень обеспечивает дырочную проводимость структуры и поэтому в методе НЕСГУ он себя не проявляет.

На рис. 3 приведены зависимости Аррениуса для пиков 2, 3 и 4, построенные по данным НЕСГУ и адмиттанс-спектроскопии. Данные адмиттанс-спектроскопии обрабатывались в координатах  $T^2/\omega = F(1/T)$ , данные НЕСГУ — в координатах  $\tau T^2 = F(1/T)$ . Здесь  $\omega = 2\pi f$ ,  $\tau = (t_2 - t_1) / \ln(t_2 - t_1)$ ,  $f$  — частота, на которой регистрировался адмиттанс-спектр,  $t_2$  и  $t_1$  — времена выборки при регистрации спектра НЕСГУ,  $T$  — температура, соответствующая центру спектральной линии в спектрах НЕСГУ или  $G(T)$ . Отметим, что спектр НЕСГУ наблюдается в области более низких температур по сравнению с адмиттанс-спектром. Это объясняется тем, что в НЕСГУ (в силу аппаратных особенностей) мы работаем в области больших времен перезарядки ГУ (по сравнению с адмиттанс-спектроскопией), что требует более низких температур для регистрации соответствующей спектральной линии. Энергии активации уровней 2, 3 и 4, вычисленные из прямых Аррениуса на рис. 3, составили  $\sim 0.16$ ,  $\sim 0.41$  и  $\sim 0.7$  эВ; концентрации, определенные по данным НЕСГУ и вольт-



**Рис. 4.** Зависимости Аррениуса для дырочных ловушек в  $p-p^+$ -структуре, определенные методиками адмиттанс-спектроскопии с коррекцией (I) и НЕСГУ (II), и сигнатуры дырочных ловушек HL1–HL12 из каталога [16]. Прямая A2 взята из работы [13].

фарадного профилирования, равны  $\sim 5 \cdot 10^{13}$ ,  $\sim 2 \cdot 10^{14}$ ,  $\sim 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  соответственно.

Отметим, что для каждого из уровней наблюдается хорошее согласие энергий активации, определенных по данным НЕСГУ и адмиттанс-спектроскопии, что говорит о достоверности полученных результатов. Обращает на себя внимание тот факт, что для каждого из уровней зависимости Аррениуса, построенные по данным НЕСГУ и адмиттанс-спектроскопии, сдвинуты друг относительно друга по оси ординат. С нашей точки зрения, это обусловлено высокой концентрацией регистрируемых ГУ ( $N_T$ ) относительно концентрации носителей  $p$ . В [15] показано, что обработку данных адмиттанс-спектроскопии при концентрации  $N_T/p > 1$  следует выполнять с учетом того, что максимум пика  $G(T)$  достигается при выполнении условия  $\omega\tau = 1 + (N_T/p)(x_T/W)$ , где  $x_T$  — расстояние до точки пересечения уровня Ферми с ГУ,  $W$  — толщина обедненной области. Тогда выражение для времени эмиссии дырок из ГУ в случае адмиттанс-спектроскопии примет вид

$$\tau = \frac{1 + (N_T/p)(x_T/W)}{\omega}$$

и можно построить скорректированную зависимость  $\tau T = F(1/T)$  для данных адмиттанс-спектроскопии.

Учет поправок на большую концентрацию ГУ приводит к сближению зависимостей Аррениуса, построенных для обоих методов, что показано на рис. 4. Остающееся некоторое расхождение для уровня 2 можно объяснить большим последовательным сопротивлением образца при низкой температуре, которое может приводить к подобному сдвигу прямой Аррениуса [15].

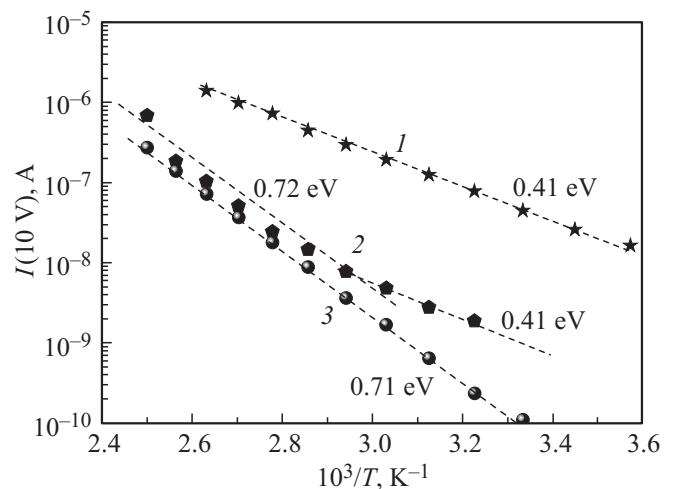
На рис. 4 зависимости Аррениуса для ГУ, обнаруженных в исследованной нами GaAs-структуре  $p-p^+$ , сопоставляются с литературными данными. Уровень 2 с

энергией активации  $\sim 0.16$  эВ можно, так же как и уровень 1, связать с упоминавшимся выше дефектом Ga<sub>As</sub>, имеющим двухзарядовое состояние и второй уровень  $E_v + 203$  мэВ. Прямая Аррениуса, взятая из работы [14] (прямая A2), практически накладывается на наши экспериментальные точки НЕСГУ и дает энергию 0.15 эВ. Однако более детальные измерения, проведенные авторами по методике D-DLTS, которая позволяет определять профили ГУ и полевою зависимость энергии ионизации центров, показали, что его энергия с учетом эффекта Пула–Френкеля составляет 0.203 эВ.

Зависимости Аррениуса для ГУ 3 и 4 с энергиями активации  $\sim 0.41$  и  $\sim 0.7$  эВ близки к зависимостям Аррениуса, приводимым в обзорах и справочниках [16] для центров HL5 и HL2 соответственно. В литературе отмечается, что эти центры характерны для слабо легированных слоев GaAs, выращенных методом ЖФЭ в атмосфере водорода [7]. Предполагается, что за их формирование ответственны атомы кремния и комплексы Si–O [1].

Были исследованы высоковольтные  $p-i-n$ -диоды, выращенные по этой же технологии. Измерялись ВАХ  $I(V)$  в диапазоне температур 250–400 К. Показано, что при напряжениях до нескольких десятков вольт  $\lg(I) \propto V^{1/2}$ , т.е. ток растет пропорционально толщине области пространственного заряда, из чего можно сделать вывод, что обратный ток в диодах определяется генерационно-рекомбинационным механизмом. В этом случае энергия активации, извлеченная из температурной зависимости ВАХ, будет определять глубину залегания генерационно-рекомбинационного центра относительно одной из зон [17].

Были построены зависимости Аррениуса для различных диодных структур (рис. 5), которые достаточно хорошо описываются прямыми линиями. Вычисленные энергии активации имеют близкие к ранее определен-



**Рис. 5.** Температурные зависимости обратных токов  $p-i-n$ -диодов, изготовленных методом ЖФЭ, в координатах Аррениуса. Образцы: 1 — #3255, 2 — #737, 3 — #0109.

ным емкостными методами значения: 0.41 эВ (*HL5*) и 0.72 эВ (*HL2*). При этом обратные токи  $p-i-n$ -диодов определяются соотношением их концентраций. Так, из рисунка видно, что в зависимости от условий роста доминирующими могут быть либо *HL5* — структура #3255, либо *HL2* — структура #0109. Когда концентрации центров сравнимы, то в разных температурных диапазонах зависимости Аррениуса проявляют себя оба центра — структура #737.

#### 4. Заключение

Выполненные емкостные исследования показали, что в GaAs-структурах с электронным типом проводимости ( $n-n^+$ ) отсутствуют глубокие уровни с концентрацией  $> 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . В GaAs-структурах с дырочным типом проводимости  $p-p^+$  обнаружены три глубоких акцепторных уровня с энергиями активации  $\sim 0.7$ ,  $\sim 0.41$  и  $\sim 0.16$  эВ. Первые два уровня известны как *HL2* и *HL5*, связываются с особенностями роста слоев GaAs в методе ЖФЭ и являются эффективными рекомбинационными центрами, определяющими обратные токи и времена жизни носителей в  $p-i-n$ -диодах.

Сравнение с литературными данными показывает, что уровень с меньшей энергией активации,  $E_v + 0.16$  эВ, может быть связан с двухзарядным акцепторным уровнем собственного антиструктурного дефекта GaAs в состоянии  $(-/-)$ , который с большой долей вероятности может присутствовать при выращивании методом ЖФЭ. Вымораживание дырок, наблюдаемое в  $p-p^+$ -диоде при температурах ниже 50 К, связано с этим же уровнем GaAs в зарядовом состоянии  $(0/-)$ . Энергия активации его составляет 0.074 эВ, и он является примесным уровнем, определяющим тип проводимости полупроводника.

Анализ температурных зависимостей обратных ВАХ  $p-i-n$ -диодов подтверждает существование в них генерационно-рекомбинационных центров, подобных по параметрам *HL2* и *HL5*.

Работа поддержана программами президиума РАН. В работе использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН „Физика и технология микро- и наноструктур“.

#### Список литературы

- [1] В. Войтович, А. Думаневич, А. Гордеев. Современная электроника, **6**, 10 (2014).
- [2] S. Bellone, G. Cocorullo, F.G. Della Corte, H.L. Hartnagel, G. Schweeger. Sol. St. Electron., **35** (6), 821 (1992).
- [3] М.М. Соболев, П.Р. Брунков, С.Г. Конников, М.Н. Степанова, В.Г. Никитин, В.П. Улин, А.Ш. Долбая, Т.Д. Камушадзе, Р. Майсурадзе. ФТП, **25** (6), 1058 (1989).
- [4] П.Н. Брунков, С. Гайбуллаев, С.Г. Конников, В.Г. Никитин, М.И. Папенцев, М.М. Соболев. ФТП, **25** (1), 338 (1991).
- [5] Л.С. Берман, В.Г. Данильченко, В.И. Корольков, Ф.Ю. Солдатенков. ФТП, **34** (5), 558 (2000).
- [6] O. Korolkov, J. Toompuu, T. Rang. Elektronik Elektronika Elektrotechnika (Elektronics and Electrical Engineering), **19** (10), 1392 (2013).
- [7] Я. Тоомпуу, О. Корольков, Н. Слепчук, Т. Ранг. Электроника и электротехника. Каунас: Технология, **4**, 51 (2010).
- [8] В.Л. Крюков, Е.В. Крюков, Л.А. Меерович, С.С. Стрельченко, К.А. Титивкин. Патент RU 2488911 С1. Заявка № 2012110151/28 от 19.03.2012.
- [9] D.L. Losee. J. Appl. Phys., **46**, 2204 (1975).
- [10] J.L. Pautrat, B. Katircioglu, N. Magnea, D. Bensahel, J.C. Pfister, L. Revoil. Sol. St. Electron., **23**, 1159 (1980).
- [11] D.V. Lang. J. Appl. Phys., **45**, 3023 (1974).
- [12] Л.С. Берман, А.А. Лебедев. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках (Л., Наука, 1981).
- [13] G. Roos, A. Schoner, G. Pencl, K. Krambrock, B.K. Meyer. Mater. Sci. Forum, **38-41**, 951 (1989).
- [14] Phil Won Yu, W.C. Mitchel, M.G. Mier, S.S. Li, W.L. Wang. Appl. Phys. Lett., **41**, 532 (1982).
- [15] S.R. Forrest, O.K. Kim. J. Appl. Phys., **53**, 5738 (1982).
- [16] A. Dargis, J. Kundrotas. Handbook on physical properties of Ge, Si, GaAs and InP (Vilnius, 1994).
- [17] A. Czerwinski, E. Simoen, A. Poyai, C. Claeys. J. Appl. Phys., **94**, 1218 (2003).

Редактор Л.В. Шаронова

#### Capacitance spectroscopy of hole traps in high-resistance structures of gallium arsenide grown by liquid-phase method

A.V. Murel<sup>1</sup>, V.B. Shmagin<sup>1</sup>, V.L. Krukov<sup>2</sup>, S.S. Strelchenko<sup>2</sup>, E.A. Surovegina<sup>1</sup>, V.I. Shashkin<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, 603087 Nizhny Novgorod, Russia

<sup>2</sup> ООО „MeGa Epitech“, 248033 Kaluga, Russia

**Abstract** Hole conductivity GaAs structures grown by liquid-phase epitaxy were studied by the capacitance spectroscopy technique. Three deep acceptor levels with activation energies of  $\sim 0.7$ , 0.41 and 0.16 eV were discovered. The first two levels known as *HL2*, *HL5* are associated with the features of growth process. They are effective recombination centers determining the reverse current in  $p-i-n$  diodes. It was proven by the study of reverse current temperature dependences. The latter level with the energy  $E_v + 0.16$  eV may be associated with the double acceptor level of intrinsic antisite defect in GaAs, which also determines the doping level in singly charged state.