

Емкостная спектроскопия гетероэпитакциальных AlGaAs/GaAs $p-i-n$ -структур

© М.М. Соболев, Ф.Ю. Солдатенков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
E-mail: m.sobolev@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 27 апреля 2020 г.

В окончательной редакции 30 апреля 2020 г.

Принята к публикации 18 мая 2020 г.

Исследованы температурные зависимости вольт-фарадных характеристик и спектры глубоких уровней плавного высоковольтного $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ p^0-i-n^0 -перехода, изготовленного методом жидкофазной эпитаксии за счет автолегирования фоновыми примесями. Обнаруженные изменения вольт-фарадных характеристик в зависимости от температуры измерения и оптической подсветки продемонстрировали, что в исследуемых $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ слоях p^0 -, i -, n^0 -типа содержатся бистабильные DX-центры. В спектрах нестационарной спектроскопии глубоких уровней (DLTS), измеренных при различных напряжениях смещения V_r и импульса заполнения V_f , в n^0 -слое выявлен положительный DLTS-пик с энергией термической активации $E_t = 280$ мэВ и сечением захвата электронов $\sigma_n = 3.17 \cdot 10^{-14}$ см², что является необычным для ловушки основных носителей. Этот пик связывается с отрицательно заряженным состоянием донорной примеси Se/Te, которое является бистабильным DX-центром с отрицательной энергией корреляции U .

Ключевые слова: AlGaAs, емкостная спектроскопия, DX-центр, p^0-i-n^0 -переход, жидкофазная эпитаксия.

DOI: 10.21883/FTP.2020.10.49945.9419

1. Введение

Основная тенденция современной импульсной силовой электроники — освоение более широкозонных, сравнительно с кремнием, полупроводниковых материалов, из которых возможно изготовление приборов с повышенными частотами повторения импульсов и рабочими температурами. Одним из таких широкозонных материалов является GaAs и его твердые растворы AlGaAs, приборы из которых способны работать при температурах до 200–300°C и выше [1–3]. К настоящему времени для изготовления высоковольтных (с обратными напряжениями в сотни вольт) $p-i-n$ -структур на основе GaAs и его твердых растворов в основном используется метод жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) с контролируемым распределением остаточных примесей и собственных дефектов с глубокими уровнями (ГУ) [2–7].

Как отмечено в работах [8–13], дефекты с ГУ, образующиеся в процессе эпитаксиального роста $p-i-n$ -структур, оказывают существенное влияние на временные характеристики арсенид-галлиевых диодов (время жизни неравновесных носителей заряда и время нарастания напряжения), а также на блокируемое диодными структурами напряжение. В наших предыдущих работах [4–6] была продемонстрирована возможность повышения быстродействия высоковольтных мощных $p-i-n$ -диодов на основе InGaAs/GaAs- и GaAsSb/GaAs-гетероструктур с однородными сетками дислокаций несоответствия. Было показано, что образуемые в процессе жидкофазного эпитаксиального роста глубокие дислокационные ловушки акцепторного типа, подобные HD3 [12–14], ответственны за уменьшение (до 100 раз) времени

релаксации неравновесных носителей в базовых слоях InGaAs/GaAs- и GaAsSb/GaAs-гетероструктур. Эти структуры могут быть использованы для изготовления силовых полупроводниковых приборов для импульсного питания и высокочастотных применений. Повышение предельных рабочих температур приборов, изготавливаемых по разработанной технологии, может быть связано с применением высоковольтных $p-i-n$ -структур на основе GaAs/AlGaAs гетероэпитаксиальных слоев, первое упоминание о которых было в работе [1].

Для эпитаксиальных слоев GaAs и AlGaAs p^0-i-n^0 -структур, выращенных методом ЖФЭ, характерно наличие дефектов HL5 и HL2 [15], являющихся дырочными ловушками и обычно наблюдаемых в спектрах нестационарной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) [8–13,16]. Как было показано в работах [17–19], в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -эпитаксиальных слоях n -типа наличие донорных примесей (Si, Se, Te) приводит к формированию конфигурационно-бистабильных DX-центров, имеющих два типа состояний донора. Одно — мелкое делокализованное D^0 -состояние эффективной массы, связанное с Г- и X-минимумами зоны проводимости. Это состояние следует отличать от состояний конфигурации искаженной решетки, самый низкий из которых — глубокий уровень DX-центра. В слоях твердого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с $x > 0.22$ энергия локализованного состояния донора становится глубже, чем состояние эффективной массы, и формируется глубокий DX-уровень, при этом атомы Si(Se, Te) перемещаются в межузельное положение, разрывая связи. Для слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с $x < 0.22$ локализованное состояние является метастабильным, в то время как мелкий уровень будет стабильным. При $x > 0.22$

ситуация обратная: наблюдаются как стабильное глубокое состояние, так и метастабильное состояние мелкого донора. В стабильном состоянии DX-центр имеет конфигурацию самозахвата (self-trapped) [17–19], т.е. имеется энергетический барьер как для захвата электронов на глубокое состояние DX-центра, так и для обратной эмиссии из этого состояния в зону проводимости. Переход DX-центра из метастабильного в стабильное состояние может быть осуществлено при нагревании образца, предварительно охлажденного до низкой температуры, например до 80 К, пороговая температура при этом равна $T_0 \approx 150$ К. Заселенность этого метастабильного состояния увеличивается, когда DX-центр ионизируется оптическим возбуждением при низких температурах. Далее в ряде работ [18–21] было показано, что дефект имеет отрицательную эффективную энергию корреляции (U). Заселенность DX-уровня, находящегося в тепловом равновесии с состояниями зоны проводимости, хорошо согласуется с кинетикой теплового захвата и эмиссии, если предположить, что глубокое DX-состояние является двухэлектронным. Захват электрона из зоны проводимости на DX-уровень должен происходить через переходное глубокое состояние A_1 , которое является метастабильным, одноэлектронным нейтрально заряженным DX^0 -состоянием [18–21]. Это DX^0 -состояние связывается с донором замещения, которое находится на ~ 1 эВ выше состояния отрицательного заряда DX^- , и имеет небольшой барьер для релаксации в конфигурацию замещения. Авторам работы [22], используя измерения термостимулированной емкости в эпитаксиальном слое легированного кремнием $n-Al_xGa_{1-x}As$ с $x > 0.22$ в зависимости от условий изохронного отжига и последующего охлаждения, удалось выявить кинетику перехода DX-центра из стабильной конфигурации в метастабильную, и обратно. Стабильная конфигурация характеризовалась состоянием „self-trapped“ с энергией термической эмиссии $E_e = 442$ мэВ. Метастабильная конфигурация определялась локализованным состоянием с $E_e = 181$ мэВ и не имела барьера для захвата электронов. Результаты, полученные в работах [18–22], нашли подтверждение в модели, предложенной в работе [23], в которой искаженная конфигурация стабилизируется захватом двух электронов.

Цель данной работы — выявление дефектов и примесей в высоковольтных эпитаксиальных слоях GaAs/Al_xGa_{1-x}As $p^+-p^0-i-n^0-n^+$ гетероструктуры, изготовленной методом ЖФЭ с помощью методов емкостной спектроскопии: вольт-фарадной ($C-V$) и нестационарной спектроскопии глубоких уровней (DLTS). $C-V$ спектроскопия используется для определения профилей распределения концентрации доноров в зависимости от температуры охлаждения образцов и оптической подсветки. DLTS метод применяется для изучения и идентификации примесей и дефектов с глубокими уровнями в Al_xGa_{1-x}As-слое с градиентным составом.

2. Экспериментальные образцы

Изготовление исследуемых в данной работе GaAs/Al_xGa_{1-x}As $p^+-p^0-i-n^0-n^+$ -гетероструктур проводилось в едином технологическом процессе с помощью модифицированного метода ЖФЭ [4–7] в графитовом контейнере поршневого типа из двух растворов-расплавов в атмосфере водорода. Изменение состава жидкой фазы и, соответственно, состава кристаллизующихся слоев осуществлялось вытеснением одного расплава другим с помощью поршня без обнажения поверхности структуры. Эпитаксиальное выращивание высоковольтного слабо легированного плавного p^0-i-n^0 -перехода Al_xGa_{1-x}As проводилось на подложке p^+-GaAs с ориентацией (100), легированной цинком до $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ из ограниченного раствора-расплава Al–Ga–As от 860 до 700°C, с последующим выращиванием сильно легированного теллуром n^+-GaAs -эмиттерного слоя.

Методика получения плавных Al_xGa_{1-x}As p^0-i-n^0 -переходов из одного раствора-расплава за счет автолегирования фоновыми примесями в основном подобна методике изготовления GaAs(InGaAs, GaAsSb) p^0-i-n^0 -переходов, изложенной ранее в [4,6,12,13]. Однако получение плавных Al_xGa_{1-x}As p^0-i-n^0 -переходов имеет свои специфические особенности, связанные с тем, что Al является химическим элементом, характеризующимся высоким сродством к кислороду, поэтому присутствие Al в расплаве приводит к снижению концентрации доноров, связанных с кислородом и, соответственно, к изменению соотношения концентрации доноров и акцепторов в слоях. Тем не менее существуют общие закономерности получения плавных высоковольтных GaAs, In_xGa_{1-x}As, GaAs_{1-x}Sb и Al_xGa_{1-x}As p^0-i-n^0 -переходов без какого бы то ни было непосредственного легирования, а только лишь за счет изменения условий проведения технологического процесса. При этом можно менять концентрацию свободных носителей заряда и тип проводимости эпитаксиального слоя, и получать слои с $p-n$ -переходом из одного раствора-расплава [4–8,11–13]. При таком способе выращивания p^0-i-n^0 -структур возможно получение слабо легированных компенсированных i -областей с концентрациями свободных носителей $\sim 10^{13}–10^{14} \text{ см}^{-3}$, что позволяет достичь блокирующих структурами напряжений до 1000 В и выше [4–7].

Распределение концентрации свободных носителей заряда по толщине Al_xGa_{1-x}As плавного p^0-i-n^0 -перехода представлено на рис. 1. Профиль распределения свободных носителей заряда получен при послойном стравливании структуры из $C-V$ зависимостей обратно-смещенного барьера Шоттки с помощью ртутного зонда. На рис. 1 также представлено распределение AlAs, полученное по сколу образца с помощью рентгеновского микроанализатора „Camebax“. Содержание AlAs монотонно убывает по толщине от подложки ($x \approx 0.450$) до эмиттерного слоя ($x \approx 0.105$). Такое распределение

Расчетные значения предельных концентраций химических элементов (С), встраивающихся в слои $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ из раствора галлия

Химический элемент	С, см^{-3} на границе p^+-p^0	С, см^{-3} в i -слое	С, см^{-3} на границе n^0-n^+
Si	$1.5 \cdot 10^{15}$	$1.4 \cdot 10^{15}$	$1 \cdot 10^{15}$
Se	$5 \cdot 10^{15}$	$8 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{16}$
Te	$8 \cdot 10^{14}$	$1 \cdot 10^{15}$	$4 \cdot 10^{15}$

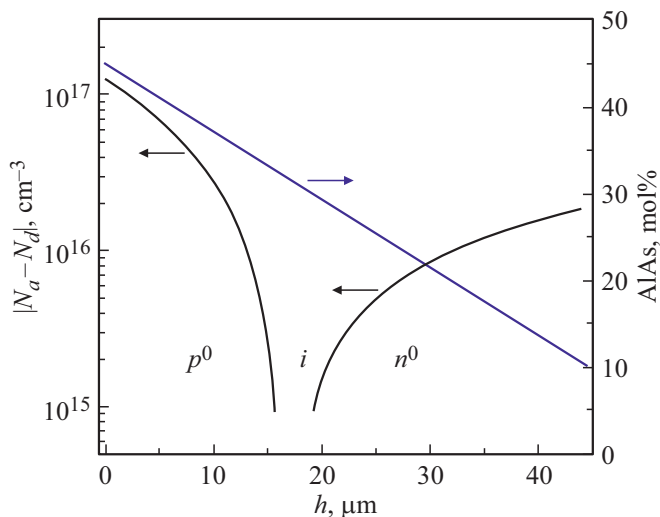


Рис. 1. Профиль концентрации свободных носителей заряда и распределение AlAs по толщине $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ плавного p^0-i-n^0 -перехода.

AlAs по толщине слоя является характерным при выращивании протяженных слоев AlGaAs таких составов в широком интервале температур методом ЖФЭ [24].

При выращивании базовых $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -слоев диода в качестве растворителя использовался особо чистый галлий (99.9999%), в котором содержатся элементы, способные существенным образом повлиять на примесный фон (и содержание электрически активных дефектов) растущих слоев — кремний (амфотерная примесь), селен, теллур (донорные примеси). Массовая доля примесей в используемом галлии составляет (по данным химико-спектрального анализа) для кремния — не более $3 \cdot 10^{-7}$ долей, а для селена и теллура — не более $1 \cdot 10^{-7}$ долей. По данным в работе [25] коэффициентам распределения (сегрегации) этих элементов была произведена оценка их максимально возможного содержания в выращенных слоях за счет поступления из растворителя (Ga). Эти значения находятся в пределах $(1.0-1.5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ для кремния, $(0.5-2) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ для селена и $(0.8-4) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ для теллура (см. таблицу). Коэффициент распределения (и, соответственно, концентрация) Si немного уменьшается с уменьшением температуры роста слоя, а Se и Te — увеличивается.

Образцы диодов (чипы) имели форму мезаструктур, которые получали путем химического травления актив-

ных слоев до подложки. На p^+ -GaAs-подложку наносили многослойный контакт AgMn-Ni-Au, а на n^+ -GaAs-эмиттер — Ti-Ge-Pt-Au.

3. Результаты и обсуждение

Были проведены исследования $C-V$ -характеристик и DLTS-спектров чипов $p^+-p^0-i-n^0-n^+$ -структур на основе гетероэпитаксиальных слоев $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с помощью DLTS спектрометра (DL4600 фирмы BIORAD) с Voxsar интегратором. Исследования $C-V$ -характеристик диодов проводили при различных температурах и условиях измерения: в темноте и при освещении образца белым светом в процессе измерения $C-V$ -характеристик. Из $C-V$ -характеристик рассчитывались профили распределения эффективной концентрации свободных носителей заряда (n^*) по толщине (w) слоя объемного заряда (CO3). Для профилей распределения n^* по толщине w $p^+-p^0-i-n^0$ -структур на основе гетероэпитаксиальных слоев $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ было выявлено, что при понижении температуры измерения образца от 300 до 87 К наблюдается рост толщины CO3 (w) (рис. 2). Величины приращения толщины CO3 при изменении температуры от 300 до 141 К связывались с температурным

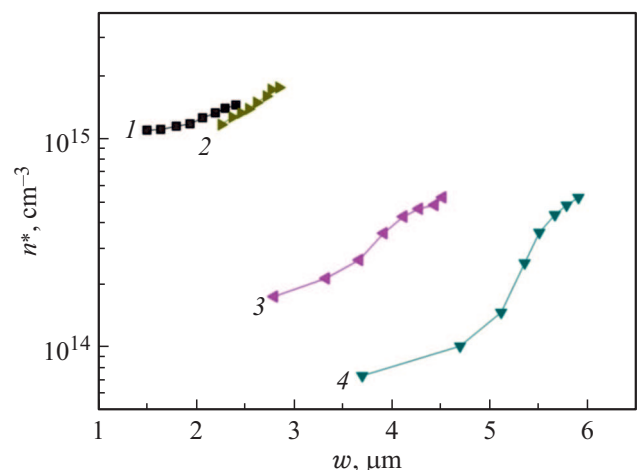


Рис. 2. Профили распределения эффективной концентрации свободных носителей заряда n^* по толщине w слоя объемного заряда $p^+-p^0-i-n^0$ -диода на основе гетероэпитаксиальных слоев $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, измеренных при различных температурах T , К: 1 — 300, 2 — 161, 3, 4 — 87; в темноте (1, 2, 4) и при оптической подсветке (3).

ходом изменения диффузионного потенциала. Однако при 87 К происходило значительное увеличение w : при $T = 300$ К и нулевом напряжении обратного смещения (V_r) толщина СОЗ была $w = 1.5$ мкм, а при $T = 87$ К и при охлаждении образца с $V_r = 0$ В она становилась равной 3.7 мкм. При этом n^* изменялась от $1.1 \cdot 10^{15}$ до $7.3 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$. Для $p^+-p^0-i-n^0$ -гетероструктуры была выявлена зависимость $C-V$ -характеристики от наличия оптической подсветки при измерении образца (рис. 2). Подсветка структур приводила к уменьшению толщины СОЗ при 87 К и к росту n^* . Подобного рода изменения в профилях n^* по толщине w происходили при температурах измерения $C-V$ -характеристик в диапазоне от 140 до 87 К. Наиболее вероятной причиной изменения толщины СОЗ от температуры и подсветки может быть наличие в эпитаксиальных слоях $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ конфигурационно-бистабильных донорных примесей (Si, Se, Te) с двумя типами состояний донора: мелкого водородоподобного уровня, лежащего вблизи Г-минимума зоны проводимости, и глубокого DX-уровня, расположенного ниже L-минимума зоны проводимости. При температурах измерения в диапазоне от 80 до 140 К и при предварительном охлаждении образца от 300 до 80 К с $V_r = 0$ В, применяемом для минимизации ширины обеднения, на глубокие уровни DX-центра вне области обеднения будут захватываться электроны из зоны проводимости при температурах, когда у электронов достаточно энергии, чтобы преодолеть барьер захвата [17–19]. При $T \leq 140$ К электроны не эмитируются термически из глубоких уровней DX-центров, когда к диоду приложено электрическое поле, и кривая $C-V$ -характеристики определяет общую концентрацию ионизованного донора за вычетом концентрации заполненных глубоких уровней DX-центров [17–19]. В этом случае DX-центр находится в состоянии мелкого донора. В случае измерения $C-V$ -характеристики в диапазоне от 140 до 300 К DX-центр переходит в стабильное состояние с ГУ. Когда электрическое поле при комнатной температуре прикладывается к $p-n$ -переходу, DX-центры в области истощения СОЗ подвергаются термической ионизации, и, поскольку все доноры являются ионизованными, общая концентрация доноров может быть определена из $C-V$ -измерений. Разница в значениях n^* , измеренных при комнатной температуре и при 87 К, дает концентрацию электронов на глубоких DX-центрах [16,17]. При постоянном облучении структуры белым светом при $T = 87$ К происходит ионизация глубоких уровней DX-центра, и измерение $C-V$ -характеристики дает то же значение концентрации доноров, которое измерялось при больших температурах.

Для $p^+-p^0-i-n^0-n^+$ -диодной структуры были измерены DLTS-спектры с различными значениями напряжений смещения V_r , при которых производилось измерение DLTS-спектров, и импульсов заполнения V_f (рис. 3). Предварительно измеренные $C-V$ -характеристики для обратного смещенного барьера Шоттки с ртутным зондом (рис. 1) показали, что эпитак-

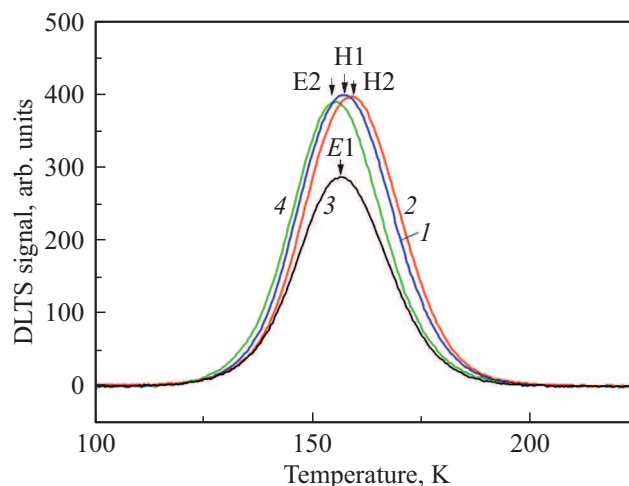


Рис. 3. DLTS-спектры GaAs/Al $_x$ Ga $_{1-x}$ As $p^+-p^0-i-n^0$ -диода, с темпом окон 200 с $^{-1}$, при напряжениях обратного смещения $V_r = -2.44$ В (1, 2, 3) и напряжении импульса заполнения $V_f = 0.50$ В (1, 2) и $V_f = -0.50$ В (3); $V_r = 0.19$ В и $V_f = 1.10$ В (4); в темноте (1, 3, 4) и при оптической подсветке (2).

сиальные слои твердого раствора представляют собой плавный p^0-i-n^0 -переход с концентрацией свободных носителей заряда в i -слое $< 10^{15}$ см $^{-3}$. Поэтому DLTS-спектры измерялись с отрицательными и положительными значениями напряжений смещения V_r и импульсов заполнения V_f , что позволяло выявлять глубокие ловушки носителей в p^0 - и n^0 -слоях исследуемых структур. На рис. 3 показаны DLTS-спектры GaAs/Al $_x$ Ga $_{1-x}$ As $p^+-p^0-i-n^0$ -структуры, измеренные для двух значений $V_r = -2.44$ В (1, 2 и 3 спектры) и 0.19 В (4 спектр) и напряжениях импульса заполнения $V_f = 0.50$ В (1 и 2 спектры), -0.50 В (3 спектр) и 1.10 В (4 спектр). DLTS-спектры, полученные при различных режимах и условиях измерения: в темноте (1, 3 и 4 спектры) и при оптической подсветке (2 спектр), в n^0 - и p^0 -слоях выявляют по одному положительному DLTS-пику, что может показаться необычным. Проведенные нами исследования $C-V$ -характеристик GaAs/Al $_x$ Ga $_{1-x}$ As $p^+-p^0-i-n^0$ -структуры (рис. 2) убедительно продемонстрировали, что в Al $_x$ Ga $_{1-x}$ As слоях p^0 -, i -, n^0 -типа содержатся DX-центры.

Как было показано в работах [17–22, 26–28], DX-центр является бистабильным донором с отрицательной энергией корреляции U и имеет два глубоких уровня с электронами в нейтральном (DX 0), отрицательно заряженном (DX $^-$) состояниях и ионизованным (D $^+$) делокализованным состоянием эффективной массы. Для дефекта с отрицательным U эмиссия и захват электронов должны происходить двухступенчато [17–21]: $2e^- + 2D^+ \rightarrow DX^- + DX^0$, $DX^- \leftrightarrow DX^0 + e^- \leftrightarrow D^+ + 2e^-$. Здесь DX 0 -состояние является термодинамически нестабильным и играет роль промежуточного состояния [18–21]. Известно [16], что

распределенные ловушки основных носителей в спектрах DLTS обычно проявляются в виде DLTS-пигов с отрицательным знаком, а ловушки неосновных носителей — в виде положительных DLTS-сигналов. В случае, когда отрицательно заряженное глубокое (DX^-) состояние расположено в $Al_xGa_{1-x}As$ n -типа (так же, как и для состояний квантовых точек [28,29]), при измерениях DLTS-спектров, в отличие от распределенных ловушек, происходит все наоборот. Когда к образцу прикладывается обратное смещение $V_r = -2.44$ В, граница слоя объемного заряда смещается в толщу n^0 -слоя, где сильное поле вытягивает все термически возбужденные носители из CO_3 , и глубокие DX^- -состояния опустошаются, а емкость уменьшается. После приложения импульса заполнения $V_f = -0.50$ В граница CO_3 смещается в сторону p^0 -слоя, и электроны, являющиеся основными носителями в n^0 -слое, захватываются состояниями DX -центра, и они становятся отрицательно заряженными (DX^-) состояниями, так что емкость увеличивается. Таким образом, глубокие состояния DX -центра, являющиеся ловушками основных носителей, дают положительный DLTS сигнал. Следовательно, DLTS-спектр, измеренный при $V_f = -0.50$ В и $V_r = -2.44$ В и проявляющийся DLTS-пигом с положительным знаком (Е1), связан с эмиссией электронов с глубокого DX^- -состояния в $Al_xGa_{1-x}As$ слое n^0 -типа (рис. 3, спектр 3). Энергия термической активации E_t , сечение захвата σ_n и концентрация N_d этой ловушки, определенные с помощью зависимости Аррениуса, были $E_t = 280$ мэВ, $\sigma_n = 3.17 \cdot 10^{-14}$ см² и $N_d = 5.4 \cdot 10^{14}$ см⁻³.

Как было показано выше, появление примесей Se и Te в исследуемых $Al_xGa_{1-x}As$ -слоях может быть обусловлено тем, что при выращивании базовых слоев диода в качестве растворителя использовался особо чистый галлий, в котором, тем не менее, содержатся микроколичества этих элементов, способных внедриться в растущие эпитаксиальные слои. С учетом больших значений коэффициента распределения селена и теллура в указанном диапазоне температур выращивания [25] именно эти элементы могут существенным образом повлиять на примесный фон исследуемых слоев. Ранее в целом ряде работ [18,21,30] было установлено, что в эпитаксиальных слоях $Al_xGa_{1-x}As$ донорные примеси Se и Te образуют DX -центры с энергией активации для эмиссии электронов с глубокого DX -уровня в зону проводимости $E_e = 280$ мэВ. Результат наших $C-V$ -и DLTS-исследований позволяет сделать вывод о том, что эта электронная ловушка может быть связана с донорными примесями Se или Te, являющимися бистабильными DX -центрами, которым присуще отрицательно заряженное глубокое состояние.

На рис. 3 (спектр 4) показан DLTS-спектр $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ $p^+-p^0-i-n^0$ -структуры, который измерялся при положительных значениях напряжений импульса заполнения $V_f = 1.10$ В и смещения $V_r = 0.19$ В. В этом случае заполнение ловушек носителями и их эмиссия должны быть связаны

с глубокими акцепторами в p^0 -слое, где дырки являются основными носителями. DLTS-спектры должны демонстрировать отрицательные DLTS-пики, которые в спектрах не обнаруживались. Наблюдался лишь DLTS-пик с положительным знаком, появление которого в DLTS-спектре связывается с эмиссией электронов из ловушки неосновных носителей в p^0 -слое. Когда к образцу прикладывается импульс в прямом направлении, CO_3 со стороны n^0 -слоя становится минимальным, потенциальный барьер уменьшается, и происходит инжекция неосновных носителей в p^0 -слой. Электроны при этом, если, как мы полагаем, ГУ является состоянием DX -центра, захватываются на это состояние, вследствие чего емкость увеличивается. После подачи на образец импульса напряжения в прямом направлении, но с меньшим значением, чем у импульса заполнения, электроны будут эмитировать с глубокого DX -состояния в зону проводимости и выноситься электрическим полем из CO_3 . Емкость в этом случае будет уменьшаться, и в DLTS-спектре проявится положительный DLTS-сигнал, связанный с глубоким состоянием DX -центра в p^0 -слое. Для DLTS-спектра, измеренного при $V_f = 1.10$ В и $V_r = 0.19$ В и проявляющего DLTS-пик с положительным знаком (Е2), параметры глубокой ловушки были соответственно $E_t = 280$ мэВ, $\sigma_n = 4.26 \cdot 10^{-14}$ см², что практически совпадает с параметрами ловушки Е1, проявление которой обусловлено наличием DX -центра в $Al_xGa_{1-x}As$ p^0 -слое. Результаты DLTS-измерений (рис. 3, спектры 3 и 4) продемонстрировали, что включение V_r при двух различных значениях, с прямым и обратным напряжением смещения, позволило идентифицировать ГУ в p^0 - и n^0 -слоях, и связать их с одним и тем же DX -центром.

В DLTS-спектре, измеренном при $V_f = 0.50$ В и $V_r = -2.44$ В в темноте (рис. 3, спектр 1) и при оптической подсветке (рис. 3, спектр 2), также проявляются DLTS-пики с положительным знаком, но обусловленные эмиссией дырок с ловушек неосновных носителей в $Al_xGa_{1-x}As$ слое n^0 -типа. Параметры обнаруженных глубоких ловушек Н1 и Н2 были соответственно: $E_t = 353$ мэВ, $\sigma_p = 8.53 \cdot 10^{-13}$ см², $N_a = 8.4 \cdot 10^{14}$ см⁻³ и $E_t = 329$ мэВ, $\sigma_p = 1.16 \cdot 10^{-13}$ см². Изменения в амплитуде и температурном положении уровня Н2 в DLTS-спектре при оптической подсветке возникают как результат перезарядки глубоких донорных и акцепторных уровней в i -слое $p^+-p^0-i-n^0-n^+$ -структуры.

Были проведены сравнения зависимостей Аррениуса Н1 и Н2 уровней с известными ловушками неосновных носителей в материалах n -типа для эпитаксиальных слоев $GaAs$ и $AlGaAs$, полученных методом ЖФЭ. К их числу относились такие дефекты как $HL5$ и $HL2$, а также примеси переходных металлов (Cr, Fe, Cu, Zn) [12,15]. Параметры этих уровней не совпадали с параметрами Н1 и Н2 уровней. В обзорной статье [18] были приведены результаты, полученные методами DLTS и фотолуминесценции, о том, что DX -уровень способен

захватывать, помимо электронов, также и дырки, причем величина сечения захвата для дырок σ_p на DX-уровень в ~ 4 раза превышает сечение захвата для электронов σ_e . В связи этим у нас возникало предположение, что появление DLTS-пигов H1 и H2 может быть обусловлено эмиссией дырок из DX⁻-состояния, подобного акцептору (acceptor-like), связанного с примесями Se или Te, после его предварительного заполнения дырками при приложении импульса заполнения $V_f = 0.50$ В (рис. 3, спектры 1 и 2).

4. Заключение

Были проведены исследования $C-V$ -характеристик и спектров DLTS плавного высоковольтного Al_xGa_{1-x}As p^0-i-n^0 -перехода, изготовленного методом ЖФЭ из одного раствора-расплава за счет автолегирования фоновыми примесями. Технологические условия процесса выращивания были подобраны такими, чтобы базовые слои представляли собой плавный p^0-i-n^0 -переход. Обнаруженные изменения $C-V$ -характеристик в зависимости от температуры измерения в диапазоне от 140 до 87 К и оптической подсветки продемонстрировали, что в исследуемых Al_xGa_{1-x}As-слоях p^0 -, i -, n^0 -типа содержатся бистабильные DX-центры. В спектрах DLTS, измеренных с отрицательными значениями напряжений смещения V_r и импульсов заполнения V_f , в n^0 -слое выявлен положительный DLTS-пик с энергией термической активации $E_t = 280$ мэВ и сечением захвата электронов $\sigma_n = 3.17 \cdot 10^{-14}$ см², что является необычным для ловушки основных носителей. Для распределенных ловушек основных носителей в спектрах DLTS должен наблюдаться DLTS-пик с отрицательным знаком, а для ловушек неосновных носителей DLTS-сигнал с положительным знаком. В случае **DX-центров с отрицательной энергией корреляции U , когда отрицательно заряженное глубокое DX⁻-состояние расположено в слое Al_xGa_{1-x}As n^0 -типа, при измерениях DLTS-спектров, в отличие от распределенных ловушек, все происходит наоборот. Когда к образцу прикладывается обратное смещение $V_r = -2.44$ В, граница слоя объемного заряда смещается в толщу n^0 -слоя, где сильное поле вытягивает все термически возбужденные носители из COЗ, и глубокие DX⁻-состояния опустошаются, а емкость уменьшается. После приложения импульса заполнения $V_f = -0.50$ В граница COЗ смещается в сторону p^0 -слоя, и электроны, являющиеся основными носителями в n^0 -слое, захватываются состояниями DX-центра, поэтому они становятся отрицательно заряженными DX⁻-состояниями, так что емкость увеличивается, и они дают положительный DLTS-сигнал. Таким образом, DLTS-сигнал с положительным знаком, наблюдаемый в слое Al_xGa_{1-x}As n^0 -типа, связан с отрицательно заряженным DX⁻-состоянием донорных примесей Se или Te, являющихся бистабильными DX-центрами с отрицательной энергией корреляции U . Кроме того, в**

слое Al_xGa_{1-x}As n^0 -типа обнаружен еще один DLTS-пик, но связанный с ловушкой неосновных носителей в n^0 -слое. Предположительно, появление DLTS-пигов H1 и H2 может быть обусловлено эмиссией дырок из DX⁻-состояния, подобного акцептору (acceptor-like), связанного с примесями Se или Te, после его предварительного заполнения дырками импульсами заполнения с $V_f = 0.50$ В. Проведенные исследования будут использованы в дальнейшем для объяснения и прогнозирования статических и динамических характеристик переключения (и их температурных зависимостей) высоковольтных Al_xGa_{1-x}As/GaAs-диодов.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Ж.И. Алфёров, В.М. Андреев, В.И. Корольков, Д.Н. Третьяков, В.М. Тучкевич. ФТП, **1** (10), 1579 (1967).
- [2] R. Bhojani, J. Kowalsky, T. Simon, J. Lutz. IET Power Electron., **9** (4), 689 (2016). DOI: 10.1049/iet-pel.2015.0019
- [3] V. Dudek, J. Kowalsky, J. Lutz. Proc. Int. Conf. on Compound Semiconductor Manufacturing Technology (Denver, USA, May 19-22, 2014) p. 397.
- [4] Ф.Ю. Солдатенков, В.Г. Данильченко, В.И. Корольков. ФТП, **41**(2), 217 (2007).
- [5] В.Г. Данильченко, В.И. Корольков, Ф.Ю. Солдатенков. ФТП, **43** (8), 1093 (2009).
- [6] V.A. Kozlov, F.Y. Soldatenkov, V.G. Danil'chenko, V.I. Korol'kov, I.L. Shul'pina. Proc. 25th Advanced Semiconductor Manufacturing Conf. (Saratoga Springs, USA, May 19-21, 2014) p. 139. DOI: 10.1109/ASMC.2014.6847011
- [7] N.M. Lebedeva, V.A. Kozlov, F.Y. Soldatenkov, A.A. Usikova. J. Phys. Conf. Ser., 690 012038 (2016). DOI: 10.1088/1742-6596/690/1/012038
- [8] 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.М. Майсурадзе. ФТП, **25** (6), 1058 (1989).
- [9] П.Н. Брунков, С. Гайбуллаев, С.Г. Конников, В.Г. Никитин, М.И. Папенцев, М.М. Соболев. ФТП, **25** (2), 338 (1991).
- [10] Л.С. Берман, В.Г. Данильченко, В.И. Корольков, Ф.Ю. Солдатенков. ФТП, **34** (5), 558 (2000).
- [11] М.М. Соболев, Ф.Ю. Солдатенков, В.А. Козлов. ФТП, **50** (7), 941 (2016).
- [12] М.М. Соболев, Ф.Ю. Солдатенков. ФТП, **52** (2), 177 (2018).
- [13] M.M. Soblelev, F.Y. Soldatenkov, L. Shul'pina. J. Appl. Phys., 123 161588 (2018). DOI: 10.1063/1.5011297
- [14] O. Yastrubchak, T. Wosinski, A. Makosa, T. Figielski, S. Porowski, I. Grzegory, R. Czernecki, P. Perlin. Eur. Phys. J.: Appl. Phys., **27**, 201 (2004). <https://doi.org/10.1051/epjap:2004139>
- [15] A. Mitonneau, G.M. Martin, A. Mircea. Electron. Lett., **13** (22), 666 (1977). <http://dx.doi.org/10.1049/el:19770473>
- [16] D.V. Lang. J. Appl. Phys., **45** (7), 3023 (1974). <https://doi.org/10.1063/1.1663719>
- [17] D.V. Lang, R.A. Logan. Phys. Rev. Lett., **39**, 635 (1977). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.39.635>

- [18] P.M. Mooney. J. Appl. Phys., **67**, R1 (1990).
<https://doi.org/10.1063/1.345628>
- [19] T.N. Theis, P.M. Mooney, B.D. Parker. J. Electron. Mater., **20**, 35 (1991). <https://doi.org/10.1007/BF02651963>
- [20] L. Dobaczewski, P. Kaczor. Phys. Rev. Lett., **66**, 68 (1991).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.66.68>
- [21] J.E. Dmochowski, P. Kaczor, M. Missous, A.R. Peaker, Z.R. Zytkeiwicz. Phys. Rev. Lett., **68**, 2508 (1992).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.68.2508>
- [22] П.Н. Брунков, В.П. Евтихийев, С.Г. Конников, Е.Ю. Котельников, М.И. Папенцев, М.М. Соболев. ФТП, **24** (11), 1978 (1990).
- [23] D.J. Chadi, K. Chang. Phys. Rev. B, **39**, 10366 (1989).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.39.10063>
- [24] В.А. Елюхин, С.Ю. Карпов, Е.Л. Портной, Д.Н. Третьяков. Письма ЖТФ, **4** (11), 629 (1978).
- [25] Г. Крессел, Г. Нельсон. *Физика тонких пленок: современное состояние исследований и технические применения*, пер. с англ. под ред. В.Б. Сандомирского, А.Г. Ждана (М., Мир, 1977) т. 7, с. 133. [H. Kressel, H. Nelson. *Physics of Thin Films: Advances in Research and Development*, ed. by G. Haas, M.H. Francombe, and R.W. Hoffman (Academic, N.Y., 1974) v. 7].
- [26] М.М. Соболев, И.В. Кочнев, М.И. Папенцев. ФТП, **28** (4), 663 (1994).
- [27] М.М. Sobolev, I.V. Kochnev, M.I. Papentsev, V.S. Kalinovskiy. Semicond. Sci. Technol., **11**, 1692 (1996).
<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0268-1242/11/11/009>
- [28] М.М. Соболев, О.С. Кен, О.М. Сресели, Д.А. Явсин, С.А. Гуревич. Письма ЖТФ, **44** (7), 30 (2018).
- [29] М.М. Sobolev, O.S. Ken, O.M. Sreseli, D.A. Yavsin, S.A. Gurevich. Semicond. Sci. Technol., **34**, 085003 (2019).
<https://doi.org/10.1088/1361-6641/ab2c21>
- [30] M. Zazoui, S.L. Feng, J.C. Bourgoin. Phys. Rev., **41**, 8485 (1990). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.41.8485>

Редактор Г.А. Оганесян

Capacitance spectroscopy of heteroepitaxial AlGaAs/GaAs $p-i-n$ structures

M.M. Sobolev, F.Y. Soldatenkov

Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Temperature dependences of capacitance-voltage ($C-V$) characteristics and deep-level spectra of the graded high-voltage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As } p^0-i-n^0$ junction grown by liquid-phase epitaxy via autodoping with background impurities were investigated. The changes of the $C-V$ characteristics at varied measurement temperature and optical illumination demonstrated that the p^0 -, i -, n^0 -type layers in the $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ under study contain bistable DX centers. In spectra of deep-level transient spectroscopy (DLTS), measured at various bias voltages V_r and filling pulses V_f , a positive DLTS peak is observed for the n^0 -type layer with thermal activation energy $E_t = 280$ meV and electron-capture cross-section $\sigma_n = 3.17 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$, which is unusual for a majority-carrier trap. This peak is related to the negatively charged state of the Se/Te donor impurity, which is a bistable DX center with negative correlation energy U .