

Влияние нейтронного облучения на спектр дефектов с глубокими уровнями в GaAs, изготовленном методом жидкофазной эпитаксии в атмосфере водорода и аргона

© 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, f.soldatenkov@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 12 августа 2021 г.

В окончательной редакции 27 августа 2021 г.

Принята к публикации 27 августа 2021 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований методами вольт-фарадных характеристик и нестационарной спектроскопии глубоких уровней плавных высоковольтных диодов $p^+ - p^0 - i - n^0$ -GaAs, изготовленных методом жидкофазной эпитаксии при температурах начала кристаллизации 900°C из одного раствора-расплава за счет автолегирования фоновыми примесями, в атмосфере водорода или аргона, до облучения нейтронами и после. После облучения нейтронами в спектрах нестационарной спектроскопии глубоких уровней обнаружены широкие зоны кластера дефектов с акцептороподобными отрицательно заряженными ловушками в n^0 -слое, возникающие в результате эмиссии электронов из состояний, расположенных выше середины запрещенной зоны. Обнаружено, что различия вольт-фарадных характеристик структур, выращенных в атмосфере водорода и аргона, обусловлены разными дозами облучения $p^+ - p^0 - i - n^0$ -структур и разной степенью компенсации мелких донорных примесей глубокими ловушками в слоях.

Ключевые слова: GaAs, нейтронное облучение, емкостная спектроскопия, $p^0 - i - n^0$ -переход, жидкофазная эпитаксия, водород, аргон.

DOI: 10.21883/FTP.2022.01.51812.9729

1. Введение

Арсенид галлия является сегодня наиболее широко используемым полупроводником для производства широкого класса приборов СВЧ электроники и импульсной техники. Биполярные GaAs-приборы с $p-i-n$ -переходами различного уровня мощности и разных рабочих напряжений нашли широкое применение в качестве смесительных, детекторных, ограничительных, генераторных и коммутационных приборов. Современная технология изготовления подобных приборов включает широкий арсенал методов радиационного регулирования характеристик полупроводниковых приборов и основана на радиационных процессах при контролируемом введении точечных дефектов в слои приборных полупроводниковых структур после полного завершения всех операций их изготовления. С другой стороны, изучение влияния радиационных воздействий на приборные структуры необходимо для выяснения области надежной работы GaAs-приборов в условиях различных видов радиации.

Существенное влияние на временные характеристики арсенид-галлиевых диодов (время жизни неравновесных носителей заряда и время нарастания перепадов напряжения), а также на блокируемое диодными структурами напряжение будут оказывать дефекты с глубокими уровнями (ГУ), образующиеся в процессе эпитаксиального роста структур. Ранее в работах [1–3] нами было показано, что в слоях $p^+ - p^0 - i - n^0$ -диодов на основе GaAs, выращенных при температурах начала кристаллизации

$T_b = 650 - 800^\circ\text{C}$, в спектрах DLTS (deep level transient spectroscopy) обнаруживаются дырочные ловушки HL5 и HL2 [4], характерные для слоев GaAs, полученных методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) в атмосфере водорода. При повышении температуры начала кристаллизации до $T_b \geq 850^\circ\text{C}$ в эпитаксиальных слоях GaAs помимо дефектов HL5 и HL2 наблюдалось образование дефекта, подобного EL2 [2,3]. Как было отмечено в работах [5,6], имеются существенные различия процессов дефектообразования при электронном, нейтронном и протонном облучении полупроводниковых материалов. Наличие ограниченного числа ловушек в слоях GaAs облегчает процесс изучения радиационных дефектов, образующихся при нейтронном облучении в этих слоях. Во время столкновений твердых сфер, происходящих между нейтронами и атомами решетки, большое количество энергии может передаваться первичному атому отдачи (knock-on atom) [7]. Энергичный, отбивающийся от удара атом (recoiling knock-on atom) способен вызвать плотный каскад из нескольких сотен смещений. Этот плотный кластер дефектов захватывает подвижные носители из ближнего окружения, при этом становится заряженным и создает компенсирующую обедненную область вокруг ядра дефекта. При сравнении результатов DLTS-измерений было обнаружено, что на образцах, облученных быстрыми нейтронами [5,7], получали спектры, которые были больше похожи на спектры образцов, имплантированных тяжелыми ионами, чем образцов, подвергнутых бомбардировке протонами [5–7], несмотря

на то что массы протонов и нейтронов практически равны. Эти различия связаны с тем, что взаимодействие нейтронов с атомами решетки происходит исключительно за счет столкновения ядер решетки и нейтроны генерируют кластеры более эффективно, чем протоны. Эффекты нейтронного повреждения в полупроводниках также заметно отличаются по сравнению с точечными дефектами и простыми дефектно-примесными комплексами. Кроме того, в работе [7] для нейтронно-индуцированной ловушки кластера повреждений было обнаружено, что она может быть одинаково эффективной ловушкой для основных носителей заряда в материалах как n -, так и p -типа проводимости, что отличает ее от обычной ловушки в объемном полупроводнике. Экспериментальные доказательства существования кластера дефектов большого размера были получены для GaAs в работе [8], где, как и в [7], обнаружили, что вид DLTS-спектра, облученного нейтронами GaAs, кардинально отличается от характерного для GaAs, облученного электронами. Электронное облучение позволяет создавать вакансии и межузельные атомы в обеих подрешетках [9]. В DLTS-спектрах после нейтронного или ионного облучения наблюдаются два широких, почти безликих, пика — один, связанный с эмиссией носителей из глубоких состояний верхней половины запрещенной зоны, обозначаемый как „ U -полоса“, и другой — в нижней половине зоны, отмеченный как „ L -полоса“ [5,6,8]. Высокотемпературный край широкой DLTS-полосы обрезался при одной и той же температуре как в n -, так и в p -GaAs. По мнению авторов, это означает, что обрезание происходит из-за формирования спектра DLTS, ожидаемого для непрерывной плотности дефектных состояний, охватывающей середину запрещенной зоны. Эти измерения позволили авторам сформулировать модель каскадов дефектов, которые представляют собой области суженной запрещенной зоны с неоднородно расширенными уровнями дефектов. Были проведены исследования кинетики захвата, которые показали, что кинетика захвата одинакова для n - и p -GaAs. По мнению авторов работы [8] это связано с наличием кластеров дефектов в виде отрицательно и положительно заряженных ловушек и указывает на то, что U -полоса n -GaAs в основном состоит из акцептороподобных, а L -полоса p -GaAs — в значительной степени из донороподобных дефектов. Ранее было описано несколько моделей для широкой U -полосы DLTS. Первая заключается в том, что U -полоса состоит из неразрешенных пиков DLTS и обусловлена прямой тепловой эмиссией электронов из широкой плотности состояний, образуемой конкретными дефектами [10]. В этой модели U -полоса могла возникнуть либо из-за множества нижележащих дефектов с близко расположенными пиками DLTS [9], либо из-за меньшего количества основных дефектов с расширенными и смещенными пиками DLTS, вызванными сильным электрическим полем внутри кластера дефектов. Вторая модель была предложена в работе, в которой доказывается, что U -полоса в спектре DLTS

возникает из-за не прямой многоступенчатой эмиссии электронов из центра EL2 при более низкой температуре, чем „обычный“ пик EL2, и эмиссия электронов происходит через близлежащие мелкие дефекты в кластере [6]. В работе [11] наблюдали изменения электронных свойств в облученном нейтронами GaAs, которые связывали с удалением носителей заряда на различные энергетические уровни в запрещенной зоне дефектов смещения, образующих кластер. Удаление носителя в основном связывали с захватом основных носителей этими уровнями.

Цель данной работы заключалась в выявлении влияния нейтронного облучения на образование и поведение глубоких дефектов в слоях GaAs $p^+ - p^0 - i - n^0$ -диодов, изготовленных методом ЖФЭ в атмосфере водорода или аргона, с помощью методов емкостной спектроскопии: вольт-фарадных ($C-U$) характеристик и нестационарной спектроскопии глубоких уровней (DLTS). $C-U$ -измерения используются для определения профилей распределения эффективной концентрации носителей заряда в зависимости от температуры образца и оптической подсветки. DLTS-метод применяется для изучения и идентификации примесей и дефектов с глубокими уровнями в слоях $p^+ - p^0 - i - n^0$ -диодов на основе GaAs.

2. Образцы

Выращивание высоковольтных $p^0 - i - n^0$ -структур на основе GaAs проводилось на p^+ -подложках GaAs с ориентацией (100), легированных цинком до $\sim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, модифицированным методом ЖФЭ из ограниченного объема раствора-расплава Ga-As в кварцевом контейнере при температурах от 900°C до комнатной в атмосфере водорода или аргона (описание методики изготовления таких структур содержится в [12–15]). Распределение концентрации свободных носителей заряда по толщине плавных $p^0 - i - n^0$ -переходов на основе GaAs, выращенных в атмосфере водорода и аргона, представлено на рис. 1. Профили распределения свободных носителей заряда получали при послойном стравливанием структуры из вольт-фарадных характеристик обратносмещенного барьера Шоттки с помощью ртутного зонда.

Изготовление экспериментальных образцов этих структур двух типов было идентичным. На следующем этапе изготовления диодных структур на $p^+ - p^0 - i - n^0$ -переходы после удаления (стравливания) $\sim 20 \text{ мкм}$ поверхностного слоя в графитовой поршневой кассете доращивали сильно легированные теллуром эмиттерные слои n^+ -GaAs диодов. Образцы диодов (чипы) имели форму мезаструктур, которые получали путем химического стравливания активных слоев до подложки. На подложку p^+ -GaAs наносили многослойный контакт AgMn–Ni–Au, а на эмиттер n^+ -GaAs наносили AuGe–Ni–Au.

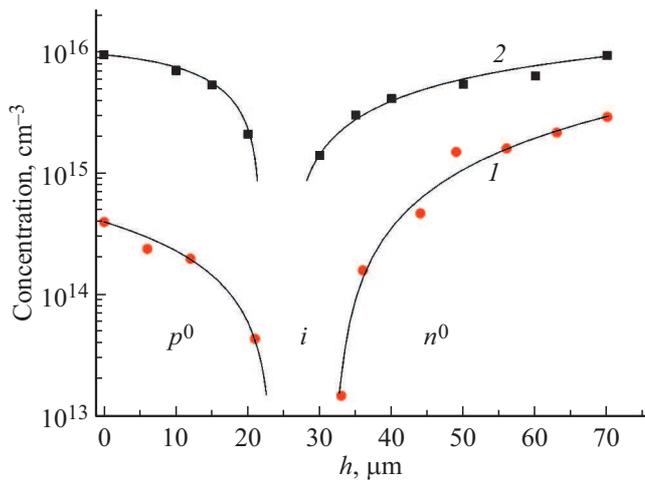


Рис. 1. Профили распределения концентрации свободных носителей заряда по толщине *h* для образцов, выращенных в атмосфере H₂ (1) и Ar (2).

После изготовления чипов часть из них подверглась облучению быстрыми нейтронами с энергией ~ 1.0 МэВ и четырьмя разными величинами потока (флюенса) — $F = 2.9 \cdot 10^{13}, 8.5 \cdot 10^{13}, 1.6 \cdot 10^{14}, 3.6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Диоды, высоковольтные p^0-i-n^0 -переходы которых были выращены в атмосфере водорода, оказались менее стойкими к воздействию нейтронов — такие диоды переставали пропускать электрический ток в прямом направлении после облучения нейтронами с флюенсом от $8.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и выше. Диоды с высоковольтными p^0-i-n^0 -переходами, выращенными в атмосфере аргона, переставали пропускать электрический ток в прямом направлении после облучения нейтронами с величиной флюенса только от $3.6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Поэтому для исследования влияния нейтронного облучения на образование и поведение глубоких дефектов были отобраны диоды с высоковольтным p^0-i-n^0 -переходом, выращенном в атмосфере водорода, после облучения нейтронами с величиной флюенса $F = 2.9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, а диоды с высоковольтным p^0-i-n^0 -переходом, выращенном в атмосфере аргона, — после облучения нейтронами с величиной флюенса $F = 1.6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$.

3. Результаты и обсуждение

Были проведены исследования $C-U$ -характеристик (рис. 2 и 3) и DLTS-спектров (рис. 4) чипов $p^+-p^0-i-n^0$ -структур на основе эпитаксиальных слоев GaAs, выращенных методом ЖФЭ в атмосфере водорода и аргона, непосредственно с помощью DLTS-спектрометра (DL4600 фирмы BIORAD, Англия) с интегратором Вохсаг. Исследования $C-U$ -характеристик исходных диодов и после их облучения нейтронами проводили при различных условиях измерения: в темноте и при воздействии белым светом в процессе

измерения $C-U$ -характеристик. Для удобства представления результатов $C-U$ -измерений и их дальнейшей интерпретации так же, как и в [1,16–21], использовался метод дифференциальной емкости, из $C-U$ -характеристик рассчитывались профили распределения эффективной концентрации свободных носителей заряда (n^*) по толщине (W) слоя объемного заряда (СОЗ). Ранее мы уже исследовали подобные $p^+-p^0-i-n^0$ -структуры на основе эпитаксиального GaAs, выращенные в атмосфере водорода [1,16,17], в которых наблюдаемые изменения $C-U$ -характеристик (рис. 2, *a*) были связаны с температурным ходом диффузионного потенциала. Оптическая перезарядка глубоких ловушек акцепторного типа в *i*-слое и примыкающих к нему p^0 - и n^0 -слоях не приводила к существенному изменению эффективной концентрации носителей в зоне проводимости эпитаксиальных слоев (n^*). Толщина слоя объемного заряда (W) при температуре измерения 300 К составила величину ~ 6.5 мкм, при этом эффективная концентрация носи-

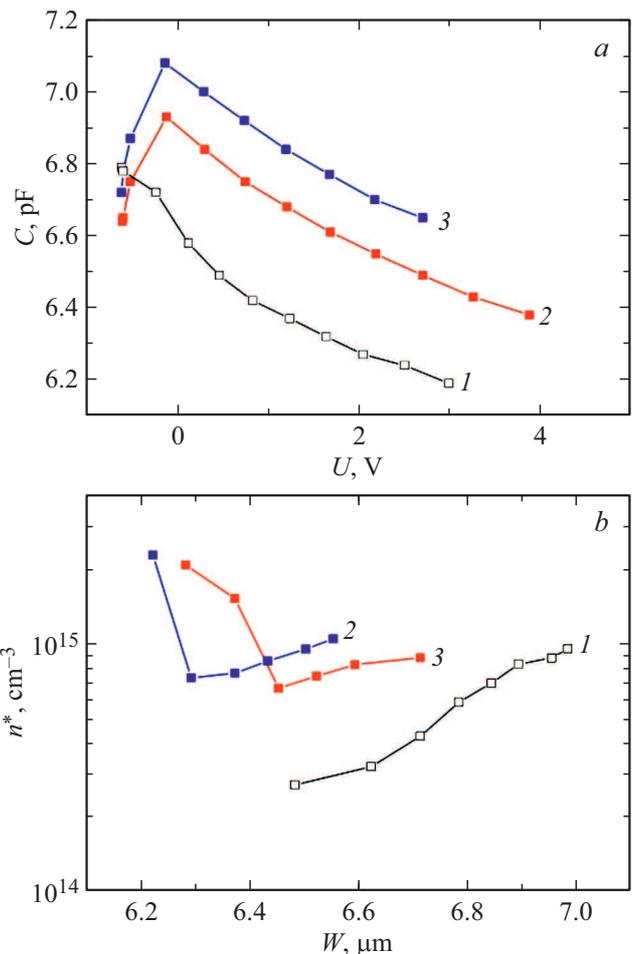


Рис. 2. $C-U$ -характеристики (*a*) и профили распределения эффективной концентрации свободных носителей заряда n^* по толщине *W* слоя объемного заряда (*b*) диодов $p^+-p^0-i-n^0$ -GaAs, выращенных в атмосфере водорода: исходных (1), облученных нейтронами (2, 3), в темноте (1, 2) и при оптической подсветке (3).

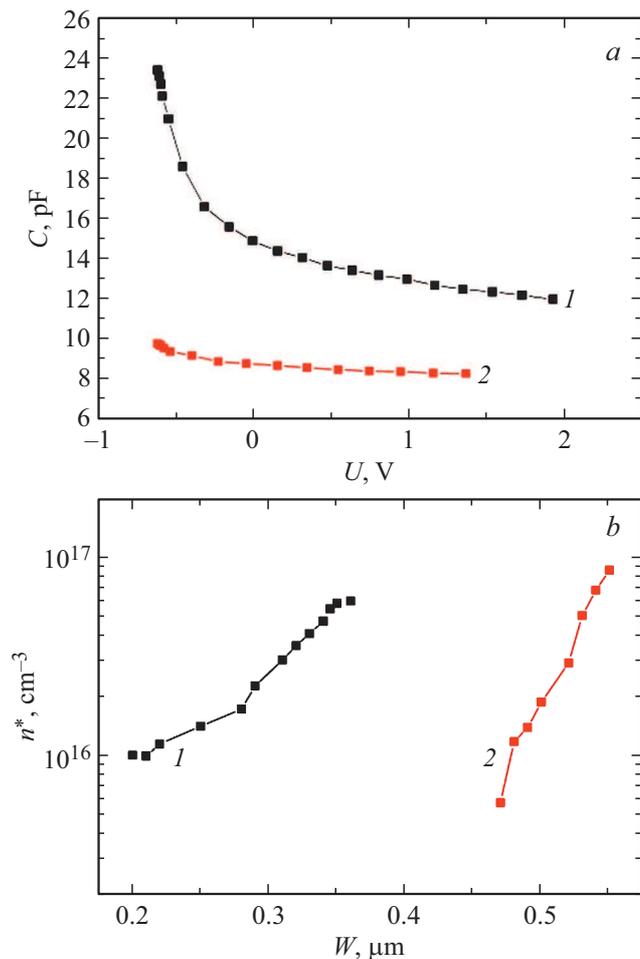


Рис. 3. $C-U$ -характеристики (а) и профили распределения эффективной концентрации свободных носителей заряда n^* по толщине W слоя объемного заряда (б) диодов $p^+-p^0-i-n^0$ -GaAs, выращенных в атмосфере аргона: исходных (1), облученных нейтронами (2). Измерения проводились в темноте.

телей была $n^* \approx (2.7-9.7) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (рис. 2, б). Как было показано ранее [1,16,17], p^0 -, i - и n^0 -слои были сформированы за счет автолегирования эпитаксиальных слоев мелкими и глубокими примесями и дефектами акцепторного типа, в качестве которых выступали центры HL5 и HL2. После облучения нейтронами $p^+-p^0-i-n^0$ -структуры, выращенной в атмосфере водорода, произошли кардинальные изменения $C-U$ -характеристики (рис. 2, а). В отличие от $C-U$ -характеристики исходной структуры, профиль $C-U$ -характеристики структуры, облученной нейтронами, имел пик с максимумом в области прямого напряжения смещения ($U = 0.14$ В). При дальнейшем увеличении прямого напряжения емкость резко падала. С ростом обратного напряжения емкость падает в соответствии с изменением диффузионной емкости, и $C-U$ -характеристика имеет вид, типичный для $p-n$ -перехода с глубокими уровнями. Образование пика, во-первых, связывается с

существованием электрически активных глубоких ловушек в области $p-n$ -перехода [22,23]. Во-вторых, образование пика $C-U$ -характеристики при прямом смещении может быть связано с протеканием тока, ограниченного пространственным зарядом (SCL), состоящего из суммы дрейфового и диффузионного токов [23,24]. При прямом смещении с увеличением диффузии инжектированных носителей емкость растет. При достижении режима SCL, когда начинает доминировать дрейф носителей, емкость проходит через пик и падает. Следующее отличие, которое произошло после облучения структуры нейтронами, — емкость в базовой области $p-i-n$ -структуры увеличилась по сравнению с необлученной структурой, так как произошел рост эффективной концентрации носителей в зоне проводимости эпитаксиальных слоев n^* и, следовательно, уменьшилась толщина слоя объемного заряда. Как было установлено ранее [2,3], формирование p^0 -, i - и n^0 -слоев происходит за счет компенсации мелких фоновых примесей глубокими донорными (EL2) и акцепторными (HL2, HL5, Ga_{As}) дефектами. Концентрация акцепторных уровней HL2 и HL5 в i -слое оказывается сравнимой с концентрацией мелких доноров. При облучении нейтронами происходят, по-видимому, два события: во-первых, уменьшается концентрация уровней HL2 и HL5 в i -слое; во-вторых, образуются кластеры разрушения, проявляющие свойства ловушек акцепторного типа [7,11], причем концентрация этих ловушек меньше, чем концентрация уровней HL2 и HL5. Также для $p^+-p^0-i-n^0$ -структуры была выявлена зависимость $C-U$ -характеристик от наличия оптической подсветки при измерении образца (рис. 2, а, б). Подсветка структур приводила к уменьшению толщины СОЗ при 300 К. Наиболее вероятной причиной таких изменений толщины СОЗ от подсветки может быть образование пространственно-локализованных глубоких состояний донорного и акцепторного типов на границах $p^+-p^0-i-n^0$ -структуры и в i -слое, обусловленных кластерами разрушения. Влияние плотности локализованных состояний на $C-U$ -характеристику $p-n$ -перехода исследовалось подробно в работах [25-27]. Для $C-U$ -характеристик и профилей распределения $n^*(W)$ $p^+-p^0-i-n^0$ -структур на основе эпитаксиальных слоев GaAs, изготовленных методом ЖФЭ в атмосфере аргона (рис. 3, а, б), выявились существенные отличия от аналогичных структур, полученных в атмосфере водорода (рис. 2, а, б). Во-первых, значения емкости слоев оказались в $\sim 2-3$ раза выше и, соответственно, при этом эффективная концентрация носителей n^* была $\approx (0.95-5.9) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, толщина слоя объемного заряда (W) при температуре измерения 300 К составила всего 0.2 мкм. Получение $p^+-p^0-i-n^0$ -структур методом ЖФЭ в атмосфере инертного аргона в отличие от структур, полученных в атмосфере водорода, по-видимому, не способствует эффективной очистке эпитаксиальных слоев от фоновых примесей в процессе роста. После облучения нейтронами $p^+-p^0-i-n^0$ -структуры, выращенной в атмосфере аргона, не произошло суще-

ственных изменений $C-U$ -характеристики (рис. 3, *a*), если не считать уменьшения емкости слоев в ~ 2 раза и смещения профиля эффективной концентрации носителей n^* на $0.27 \mu\text{м}$ (рис. 3, *b*).

Итак, изменения $C-U$ -профилей для структур $p^+-p^0-i-n^0$ -GaAs, изготовленных в атмосфере водорода и аргона, различаются с точностью до наоборот: в первом случае после облучения структуры нейтронами емкость увеличивалась, а во втором — уменьшалась. Различия, по-видимому, обусловлены разными дозами облучения структур $p^+-p^0-i-n^0$ -GaAs: первая структура облучалась нейтронами с флюенсом $2.9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, и в ней, как было объяснено, компенсация мелких доноров в i -слое глубокими акцепторными ловушками уменьшилась, а емкость соответственно увеличилась. Структура, выращенная в атмосфере аргона, облучалась нейтронами с флюенсом $1.6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, что приводило к увеличению концентрации кластеров разрушения приблизительно на порядок, и степень компенсации донорных примесей глубокими ловушками значительно возросла, эффективная концентрация носителей n^* уменьшалась, а толщина слоя объемного заряда увеличивалась. Оптическая перезарядка глубоких ловушек акцепторного типа в i -слое и примыкающих к нему p^0 -, n^0 -слоях не приводила к изменению эффективной концентрации носителей в зоне проводимости эпитаксиальных слоев (n^*) как до, так и после облучения нейтронами.

Для диодов $p^+-p^0-i-n^0$ -GaAs, изготовленных методом ЖФЭ в атмосфере водорода (рис. 4, *a, b*) и аргона (рис. 4, *c*), были измерены DLTS-спектры при различных значениях напряжений смещения U_r и импульсов заполнения U_f , до облучения нейтронами и после. Измерения DLTS-спектров проводились в темноте и при воздействии белым светом. На рис. 4 показаны DLTS-спектры структур $p^+-p^0-i-n^0$ -GaAs при напряжении смещения $U_r = -1.0 \text{ В}$ и для двух значений импульса заполнения $U_f = 0.01 \text{ В}$ (спектры 1 и 3) и 0.5 В (спектры 2 и 4), исходной структуры (1 и 2) и структуры после облучения (3 и 4). Спектр 4 был измерен при воздействии белым светом. Ранее [1,16,17] мы уже исследовали DLTS-спектры структур $p^+-p^0-i-n^0$ -GaAs, выращенных в атмосфере водорода, которые представляли собой плавный p^0-i-n^0 -переход с концентрацией свободных носителей заряда в i -слое $\sim (10^{13} - 10^{14}) \text{ см}^{-3}$. В DLTS-спектрах этих структур, измеренных при положительном и отрицательном значениях импульса заполнения U_f , удалось выявить глубокие ловушки неосновных и основных носителей в n^0 - и p^0 -слоях, которые были идентифицированы как известные ловушки, характерные для GaAs. При измерении DLTS-спектров в темноте при положительном значении импульса заполнения $U_f = 0.01 \text{ В}$ и $U_r = -1.0 \text{ В}$ наблюдалось два положительных DLTS-пика, H4 и H5, появление которых связывалось с захватом и эмиссией дырок на акцепторные ловушки неосновных носителей в n^0 -слое (см. рис. 4, *a, b*; отметим, что на рис. 4, *b* показаны спектры 1, 3 и 4 рис. 4, *a* в увеличенном масштабе). Энергия термической

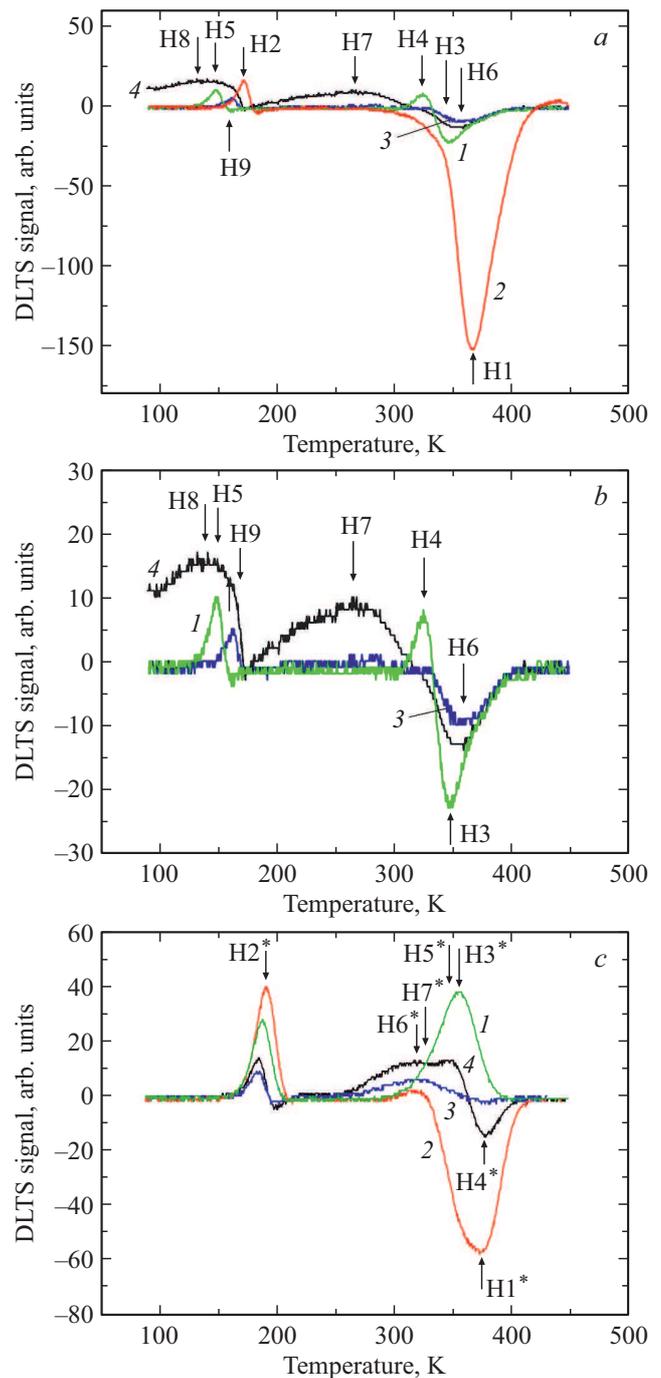


Рис. 4. DLTS-спектры диодов $p^+-p^0-i-n^0$ -GaAs, выращенных в атмосфере водорода (*a, b*) и аргона (*c*), измеренные при напряжении смещения $U_r = -1.0 \text{ В}$ и напряжениях импульса заполнения $U_f = 0.01$ (спектры 1 и 3) и 0.5 В (спектры 2 и 4), в темноте (1, 2, 3) и при воздействии белым светом (4), исходных (1, 2) и облученных нейтронами (3, 4). Темп окол 200^{-1} с . (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

активации и сечение захвата одной из ловушек с ГУ, а именно H5, определенные с помощью зависимости Аррениуса, были равны соответственно: $E_t = 286 \text{ мэВ}$,

Идентификация электронных и дырочных ловушек в структурах $p^+-p^0-i-n^0$ -GaAs, выращенных методом ЖФЭ в атмосфере водорода и аргона, до и после нейтронного облучения

| Глубокий уровень | Энергия, мэВ | Сечение захвата, см ² | Концентрация ГУ, см ⁻³ | Идентификация | Ссылки |
|---|--------------|----------------------------------|-----------------------------------|--------------------------|--------|
| GaAs, выращенный в атмосфере водорода, до облучения | | | | | |
| H1 | 649 | $6.44 \cdot 10^{-16}$ | $6.36 \cdot 10^{14}$ | HL2 [V _{Ga} +] | [4] |
| H2 | 329 | $1.61 \cdot 10^{-14}$ | $4.75 \cdot 10^{13}$ | HL6, HL5 | [4] |
| H3 | 520 | $3.25 \cdot 10^{-17}$ | $6.58 \cdot 10^{13}$ | HL3 [Fe] | [4] |
| H5 | 286 | $2.74 \cdot 10^{-14}$ | $2.71 \cdot 10^{14}$ | H1, HB6 | [4] |
| GaAs, выращенный в атмосфере водорода, после облучения нейтронами | | | | | |
| H6 | 727 | $1.49 \cdot 10^{-14}$ | $2.5 \cdot 10^{13}$ | HL2 [V _{Ga} +] | [4] |
| H7 | 362 | $3.51 \cdot 10^{-17}$ | $3.10 \cdot 10^{13}$ | U-band | [4] |
| H8 | 264 | $3.09 \cdot 10^{-14}$ | $3.30 \cdot 10^{12}$ | H1 | [28] |
| H9 | 267 | $9.96 \cdot 10^{-16}$ | $2.80 \cdot 10^{12}$ | H1, HB6 | [28,4] |
| GaAs, выращенный в атмосфере аргона, до облучения | | | | | |
| H1* | 699 | $1.84 \cdot 10^{-15}$ | $3.65 \cdot 10^{15}$ | HL2, HS2 | [4] |
| H2* | 368 | $2.57 \cdot 10^{-14}$ | $2.4 \cdot 10^{15}$ | HL5 [V _{Ga} +?] | [4] |
| H3* | 678 | $3.91 \cdot 10^{-15}$ | $3.60 \cdot 10^{15}$ | HL2 [V _{Ga} +?] | [4] |
| GaAs, выращенный в атмосфере аргона, после облучения нейтронами | | | | | |
| H4* | 593 | $6.11 \cdot 10^{-17}$ | $2.96 \cdot 10^{15}$ | HL2, HS2 | [4] |
| H5* | 343 | $2.32 \cdot 10^{-20}$ | $2.63 \cdot 10^{15}$ | | |
| H6* | 384 | $1.32 \cdot 10^{-18}$ | $2.21 \cdot 10^{15}$ | HS3 | [4] |
| H7* | 685 | $8.19 \cdot 10^{-14}$ | $1.18 \cdot 10^{15}$ | HL3 [Fe] | [4] |

$\sigma_p = 1.64 \cdot 10^{-14}$ см² (см. таблицу). Эта дырочная ловушка близка по параметрам к HB6 [4]. Для пика H4 не удалось определить параметры из зависимости Арренюса. Кроме пиков ловушек неосновных носителей в DLTS-спектрах проявился пик H3 с отрицательным знаком, который, как будет показано далее, приписывался примеси Fe (HL3) [4] и был ловушкой основных носителей в p^0 -слое. При измерении DLTS-спектра с $U_f = 0.5$ В и $U_r = -1.0$ В вместо него появлялся DLTS-пик H1. Он был по амплитуде существенно выше, чем пик H3, смещался в сторону более высоких температур (рис. 4, *a, b*), идентифицировался как дефект HL2 [4] и не исчезал при положительном значении напряжения смещения $U_r = 0.14$ В. Этот DLTS-спектр не показан на рис. 4, *a, b*. Пик H1 практически исчезал при $U_f = 0.01$ В и $U_r = -1.0$ В, когда импульс заполнения практически принимал нулевое значение. Для ловушки основных носителей в n^0 -слое при $U_r = -1.0$ В такого не должно быть. Если в n^0 -слое есть ловушка основных носителей, то при DLTS-измерениях пик с отрицательным знаком должен проявляться. Так как p^0 -слой при этих условиях измерений не участвует в процессе зарядки и эмиссии носителей, то и никакого DLTS-пика, связанного с этим слоем не должно обнаруживаться. Поскольку импульсы заполнения и напряжения, при которых измерялись DLTS-спектры, приложены в прямом направлении ($U_f = 0.5$ В и $U_r = 0.14$ В), заполнение ловушек основными носителями и их эмиссия должны происходить из p^0 -слоя и определяться глубокими уровнями акцепторов

в p^0 -слое [16,17]. С этими акцепторными ГУ как раз и связаны пики H1 и H3 (см. таблицу), принадлежащие дефектам HL2 и HL3 соответственно.

После облучения нейтронами структуры $p^+-p^0-i-n^0$ -GaAs, выращенной в атмосфере водорода, в DLTS-спектрах произошли изменения. Во-первых, произошло существенное уменьшение амплитуды пика H1 с отрицательным знаком при $U_f = 0.5$ В и $U_r = -1.0$ В (рис. 4, *a*). На возможность уменьшения концентрации сигналов, связанных с дефектами HL2 и HL5, было обращено внимание в работах [7,11]. Во-вторых, при DLTS-измерениях с этими значениями U_f и U_r в спектре обнаружилось две широкие зоны, связанные с эмиссией носителей из n^0 -слоя, характерные для облученного нейтронами GaAs [5–8]. Эти полосы связывают с кластерами повреждений. В работе [8] было показано, что каскады дефектов повреждений окружены большими кулоновскими барьерами, которые препятствуют полному заполнению ловушек в поврежденных областях. Кулоновские барьеры существуют как для n -, так и для p -GaAs и указывают на то, что отрицательный заряд должен накапливаться в n -GaAs, а положительный — в p -GaAs, т.е. характер дефектной полосы состояний выше середины запрещенной зоны будет акцептороподобным, а ниже — донороподобным [8]. Принимая во внимание выводы статьи [8], делаем заключение, что, по-видимому, мы наблюдаем две широкие U -полосы в DLTS-спектре (рис. 4, *a, b*), связанные с эмиссией электронов из акцептороподобных дефектных полос, расположенных

выше середины запрещенной зоны. DLTS-сигнал в таком случае будет иметь положительный знак, как это ранее наблюдалось для локализованных состояний дислокаций и квантовых точек [16,17,19,29]. Первая зона с пиком Н8 образовалась на месте низкотемпературного пика Н5, вторая, высокотемпературная зона, обозначенная как Н7, до облучения никак в DLTS-спектре не проявлялась.

Для диодов $p^+ - p^0 - i - n^0$ -GaAs, выращенных методом ЖФЭ в атмосфере аргона, после облучения нейтронами эффективная концентрация носителей n^* возросла до $\sim (9.5 - 59) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, что обуславливало определенные изменения в DLTS-спектрах по сравнению с необлученной структурой. Пики Н3* и Н2*, отчетливо прописанные в DLTS-спектрах при $U_f = -0.02 \text{ В}$ и $U_r = -1.0 \text{ В}$ и являющиеся ловушками неосновных носителей в n^0 -слое исследуемых структур (рис. 4, с), позволили определить параметры из зависимости Аррениуса (см. таблицу). Они оказались связанными с дефектами HL2 и HL5. При измерении DLTS-спектра исходной $p^+ - p^0 - i - n^0$ -структуры с $U_f = 0.5 \text{ В}$ и $U_r = -1.0 \text{ В}$, как и в случае структуры, выращенной в водороде, наблюдался отрицательный широкий пик Н1*, который был идентифицирован как дефект HL2. После облучения структуры $p^+ - p^0 - i - n^0$ -GaAs, изготовленной в атмосфере аргона, произошли изменения в DLTS-спектрах: появилась одна широкая высокотемпературная зона, модулированная двумя пиками — Н5* и Н6*, параметры дефектов были соответственно: $E_t = 343 \text{ мэВ}$, $\sigma_p = 2.32 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ и $E_t = 384 \text{ мэВ}$, $\sigma_p = 1.32 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$. В работе [8] было установлено, что в облученном нейтронами GaAs образуется непрерывное распределение состояний дефектов, подобное тому, что имеется в аморфном кремнии. Возможно, что в облученном нейтронами GaAs реализуется механизм эмиссии носителей, который наблюдается в аморфных материалах. Низкие сечения захвата носителей характерны для аморфных материалов с плотноупакованными слоями, в которых эмиссия с глубоких состояний осуществляется посредством прыжковой проводимости через промежуточные состояния [6,18,19].

4. Заключение

Проведены исследования $C-U$ -характеристик и спектров DLTS высоковольтных $p^+ - p^0 - i - n^0$ -диодов на основе GaAs, изготовленных методом ЖФЭ при температурах начала кристаллизации 900°C из одного раствора-расплава за счет автолегирования фоновыми примесями в атмосфере водорода и аргона, до облучения нейтронами и после. Установлено, что обе исследуемые структуры до облучения представляли собой плавный $p^0 - i - n^0$ -переход. Это позволяло проводить исследования DLTS-спектров в p^0 - и n^0 -слоях $p^0 - i - n^0$ -структур при двух различных значениях U_r , с прямым и нулевым напряжением смещения. Эти измерения способствовали выявлению дефектов с ГУ HL2 и HL5 в

эпитаксиальных p_0 - и n_0 -слоях GaAs, выращенных в атмосфере водорода и аргона. В первой структуре их концентрации были 10^{14} см^{-3} , во второй $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, при этом концентрации нескомпенсированных примесей в p^0 - и n^0 -слоях изменялись в диапазоне $10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$ в первой структуре, а во второй — $10^{14} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$. После облучения обеих структур $p^0 - i - n^0$ -GaAs нейтронами произошли существенные изменения. В GaAs-структуре, выращенной в атмосфере водорода, в n^0 -слое увеличилась эффективная концентрация носителей в зоне проводимости (n^*). Профиль $C-U$ -характеристики имел пик с максимумом в области прямого напряжения смещения ($U = 0.14 \text{ В}$). Его наличие связывается с существованием электрически активных глубоких ловушек в области $p-n$ -перехода и с протеканием тока, ограниченного пространственным зарядом (SCL), состоящего из суммы дрейфового и диффузионного токов. Оптическая подсветка также приводила к изменениям профиля $C-U$ -характеристики — емкость уменьшалась. Для $C-U$ -характеристик и профилей распределения $n^*(W)$ $p^0 - i - n^0$ -структур на основе эпитаксиальных слоев GaAs, изготовленных в атмосфере аргона, после облучения нейтронами выявились существенные отличия от GaAs-структур, полученных в атмосфере водорода. После облучения структуры, изготовленной в атмосфере аргона, профиль $C-U$ -характеристики не изменился, однако емкости слоев уменьшились в ~ 2 раза. По-видимому, различия $C-U$ -характеристик структур, выращенных в атмосфере водорода и аргона, обусловлены разными дозами облучения структур $p^+ - p^0 - i - n^0$ -GaAs: первая структура облучалась нейтронами с флюенсом $2.9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, и в ней компенсация мелких доноров в i -слое глубокими акцепторными ловушками уменьшилась, а емкость соответственно увеличилась; вторая структура облучалась нейтронами с флюенсом $1.6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, что привело к увеличению концентрации кластеров разрушения приблизительно на порядок, и степень компенсации донорных примесей глубокими ловушками значительно возросла. После облучения нейтронами в DLTS-спектрах обеих структур $p^0 - i - n^0$ -GaAs были обнаружены широкие зоны, связанные с эмиссией электронов из состояний, расположенных выше середины запрещенной зоны, кластера дефектов с акцептороподобными отрицательно заряженными ловушками n^0 -слоя.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] М.М. Соболев, Ф.Ю. Солдатенков, В.А. Козлов. ФТП, **50** (7), 941 (2016).
- [2] М.М. Соболев, П.Н. 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).

- [3] П.Н. Брунков, С. Гайбуллаев, С.Г. Конников, В.Г. Никитин, М.И. Папенцев, М.М. Соболев. *ФТП*, **25** (2), 338 (1991).
- [4] G.M. Martin, A. Mitonneau, A. Mircea. *Electron. Lett.*, **13** (22), 666 (1977). <http://dx.doi.org/10.1049/el:19770473>
- [5] G. Guiloiot. *Rev. Phys. Appl.*, **23**, 833 (1988).
<https://doi.org/10.1051/rphysap:01988002305083300>
- [6] Sh. Makram-Ebeid, P. Boher. *Rev. Phys. Appl.*, **23**, 847 (1988).
- [7] C.E. Barnes, T.E. Zipperian, L.R. Dawson. *J. Electron. Mater.*, **14** (2), 95, (1985). <https://doi.org/10.1007/BF02656670>
- [8] R.M. Fleming, D.V. Lang, C.H. Seager, E. Bielejec, G.A. Patrizi, J.M. Campbell. *J. Appl. Phys.*, **107**, 123710 (2010). DOI: 10.1063/1.3448118
- [9] D. Pons, J.C. Bourgoin. *J. Phys. C: Solid State Phys.*, **18**, 3839 (1985).
- [10] В.Н. Брудный, В.В. Пешев. *ФТП*, **37** (2), 151 (2003).
- [11] J.G. Williams, J.U. Patel, A.M. Ougouag, S.-Y. Yang. *J. Appl. Phys.*, **70**, 4931 (1991). <https://doi.org/10.1063/1.349039>
- [12] Ф.Ю. Солдатенков, В.Г. Данильченко, В.И. Корольков. *ФТП*, **41** (2), 217 (2007).
- [13] В.Г. Данильченко, В.И. Корольков, Ф.Ю. Солдатенков. *ФТП*, **43** (8), 1093 (2009).
- [14] V.A. Kozlov, F.Y. Soldatenkov, V.G. Danil'chenko, V.I. Korol'kov, I.L. Shul'pina. *Proc. 25th Adv. Semiconductor Manufacturing Conf. (Saratoga Springs, USA, 2014)* p. 139. DOI: 10.1109/ASMC.2014.6847011
- [15] Л.С. Берман, В.Г. Данильченко, В.И. Корольков, Ф.Ю. Солдатенков. *ФТП*, **34** (5), 558 (2000).
- [16] M.M. Sobolev, F.Y. Soldatenkov, L. Shul'pina. *J. Appl. Phys.*, **123**, 161588 (2018). DOI: 10.1063/1.5011297
- [17] М.М. Соболев, Ф.Ю. Солдатенков. *ФТП*, **54** (10), 177 (2018).
- [18] М.М. Соболев, О.С. Кен, О.М. Сресели, Д.А. Явсин, С.А. Гуревич. *Письма ЖТФ*, **44** (7), 30 (2018).
- [19] M.M. 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>
- [20] М.М. Соболев, Ф.Ю. Солдатенков. *ФТП*, **52** (2), 1072 (2020).
- [21] M.M. Sobolev, F.Y. Soldatenkov, V.G. Danil'chenko. *J. Appl. Phys.*, **128**, 095705 (2020). DOI: 10.1063/5.0018317
- [22] A. Sharma, P. Kumar, B. Singh, S.R. Chaudhuri, S. Ghosh. *Appl. Phys. Lett.*, **99**, 023301 (2011). <https://doi.org/10.1063/1.3607955>
- [23] М.М. Соболев, Д.А. Явсин, С.А. Гуревич. *ФТП*, **53** (10), 1431 (2019).
- [24] H. Silva, H.L. Gomes, Yu.G. Pogorelov, P. Stallinga, D.M. de Leeuw, J.P. Araujo, J.B. Sousa, S.C.J. Meskers, G. Kakazei, S. Cardoso, P.P. Freitas. *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 202107 (2009). DOI: 10.1063/1.3134484
- [25] E.S. Yang. *J. Appl. Phys.*, **45** (9), 3801 (1974).
- [26] М.М. Соболев, А.В. Гитцович, М.И. Папенцев, И.В. Кочнев, Б.С. Явич. *ФТП*, **26** (10), 1760 (1992).
- [27] Д.В. Давыдов, А.Л. Закгейм, Ф.М. Снегов, М.М. Соболев, А.Е. Черняков, А.С. Усиков, Н.М. Шмидт. *Письма ЖТФ*, **33** (4), 11 (2007).
- [28] D. Stievenard, X. Boudaert, J.C. Bourgoin. *Phys. Rev. B*, **34**, 4048 (1986). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.34.4048>
- [29] М.М. Соболев, А.Р. Ковш, В.В. Устинов, А.У. Егоров, А.Е. Жук, Ю.Г. Мушихин. *J. Electron. Mater.*, **28**, 491 (1999).

Редактор Л.В. Шаронова

Effect of neutron irradiation on the spectrum of deep-level defects in GaAs grown by liquid-phase epitaxy in hydrogen or argon ambient

M.M. Sobolev, F.Yu. Soldatenkov

loffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract The results of experimental studies of capacitance–voltage characteristics, spectra of deep-level transient spectroscopy of graded high-voltage GaAs $p^+ - p^0 - i - n^0$ diodes fabricated by liquid-phase epitaxy at a crystallization temperature of 900°C from one solution–melt due to autodoping with background impurities, in a hydrogen or argon ambient, before and after irradiation with neutrons. After neutron irradiation, deep-level transient spectroscopy spectra revealed wide zones of defect clusters with acceptor-like negatively charged traps in the n^0 -layer, which arise as a result of electron emission from states located above the middle of the band gap. It was found that the differences in capacitance–voltage characteristics of the structures grown in hydrogen or argon ambient after irradiation are due to different doses of irradiation of GaAs $p^+ - p^0 - i - n^0$ structures and different degrees of compensation of shallow donor impurities by deep traps in the layers.