

МЕХАНИЗМ КОМПЕНСАЦИИ В МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ НЕЛЕГИРОВАННОГО GaAs, ВЫРАЩЕННЫХ ИЗ РАСТВОРА-РАСПЛАВА В Ga

Соболев М. М., Брунков П. Н., Конников С. Г.,
Степанова М. Н., Никитин В. Г., Улин В. П.,
Долбая А. Ш., Камушадзе Т. Д., Майсурадзе Р. М.

Методами Ван-дер-Пау, токовой нестационарной спектроскопии глубоких уровней, а также модуляционным, основанном на облучении образца пучком электронов и монохроматическим ИК светом, исследуется механизм компенсации многослойных структур на основе нелегированного GaAs, выращенного методом жидкофазной эпитаксии, в зависимости от температуры начала кристаллизации. Показано, что при $T_{\text{н кр}} = 700-800$ °C на $p^+-\text{GaAs} : \text{Zn}$ происходит рост n^0 -слоя, в компенсации которого помимо мелкой фоновой примеси принимают участие акцепторные глубокие уровни (ГУ) $HL2$ и $HL5$. При увеличении $T_{\text{н кр}} > 800$ °C происходит образование $p^+-p^0-i-n^0$ -структур, в компенсации которых наряду с акцепторными дефектами и примесями с ГУ участвуют донорные ГУ дефекта, подобного $EL2$. Проведенная термообработка структур в диапазоне $500-850$ °C показала их высокую термостабильность.

Введение. До недавнего времени полуизолирующий GaAs получали исключительно с помощью легирования его Sn или другими переходными металлами, дающими глубокие уровни (ГУ) в запрещенной зоне. Однако легированный таким образом GaAs оказывается термически нестабильным, ему же свойственна низкая подвижность носителей заряда.

Значительным преимуществом в этом отношении обладает GaAs, в котором компенсация остаточной проводимости осуществляется за счет собственных термостабильных дефектов с ГУ [1]. Основным ГУ, принимающим участие в компенсации, является уровень $EL2$ дефекта ($E_c - 0.82$ эВ), связанный с дефектом перестановки или его комплексами, вопрос о природе которых широко обсуждается в литературе [1-3]. Исследования автокомпенсированного GaAs ограничивались пока материалами, выращенными из стехиометрического расплава или из газовой фазы при высоких давлениях.

Вместе с тем теоретические оценки теплот образования антиструктурных дефектов и вакансий в бинарных полупроводниках, выполненные Ван Вехтенем [3], дают основание ожидать, что при обычных температурах выращивания GaAs из раствора-расплава в пределах всей области гомогенности концентрация дефектов перестановки обоих типов As_{Ga} и Ga_{As} будет достаточно высокой. Действительно, в работах [4-6] было показано, что при выращивании эпитаксиальных слоев GaAs методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) из ограниченного объема раствора-расплава при высокой температуре начала кристаллизации $T_{\text{н кр}} \geq 900$ °C образуется i -область, компенсация которой осуществляется за счет фоновой примеси и дефектов с ГУ. Причем в компенсации слоев помимо хорошо известных уровней $HL2$ и $HL5$ [7], которые являются ловушками для дырок и типичны для GaAs, полученного методом ЖФЭ, принимают участие еще два уровня с пороговой энергией фотоионизации $E_{01} = E_c - 0.82$ и $E_{02} = E_v + 0.52$ эВ [8].

В настоящей работе исследуются механизмы компенсации эпитаксиальных слоев GaAs структур в зависимости от температуры начала кристаллизации при выращивании их методом ЖФЭ, легированных фоновой примесью и дефектами, глубокие уровни, принимающие участие в компенсации этих слоев, а также влияние термообработки на дефекты с ГУ и компенсацию.

1. Образцы и методика измерений

Эпитаксиальные слои GaAs выращивались методом ЖФЭ из ограниченного объема раствора-расплава в кварцевых контейнерах на подложках p^+ -GaAs Zn с концентрацией $p^+ \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$. При $T_{\text{н.кр}} = 850\text{--}950^\circ\text{C}$ вырастали структуры типа $p^+ - p^0 - i - n^0$, при $T_{\text{н.кр}} = 750\text{--}800^\circ\text{C}$ — $p^+ - n^0$ -типа [9]. Компенсация и легирование этих слоев осуществлялись за счет фоновой примеси и дефектов. Толщины слоев, распределение концентрации носителей и дефектов с ГУ зависели от температурно-временных условий выращивания и изменялись от единиц до сотен микрометров [9].

Исследования ГУ проводились с помощью методов токовой нестационарной спектроскопии глубоких уровней (НСГУ) и модуляционного, основанного на регистрации сигнала, возникающего при одновременном облучении образца тонким пучком электронов и монохроматическим ИК светом, и подробно описанного в работах [4, 5]. Токовый НСГУ спектрометр реализован на базе диалогово-вычислительного комплекса ДВК-3М и блоков «Камак» с применением двойного стробоскопического накопителя. ГУ заполнялись носителями, инжектированными электронным зондом, и импульсами напряжения при прямом и обратном смещениях. Длительность импульсов заполнения обычно была 6 мс. Частота повторения 4 Гц. Полоса пропускания спектрометра 0—25 кГц. Образцы для исследования ГУ методом НСГУ изготавливались в виде скола из эпитаксиальных пластин. Омические контакты наносились термическим напылением Au с последующим отжигом при температуре 500°C . При применении модуляционного метода использовался прижимной контакт непосредственно к структуре. ГУ исследовались также на диодах $\text{Au} - n^0 - \text{GaAs}$, которые делали путем шлифования и травления подложки и $p - i$ -слоя с последующим напылением Au.

Распределение концентрации и подвижности носителей по толщине p^0 - и n^0 -слоев, температурные зависимости определяли с применением метода Ван-дер-Пау. Измерения во избежание шунтирования проводили на отдельных $p^0 - i$ - и $n^0 - i$ -слоях GaAs, полученных из $p^+ - p^0 - i - n^0$ -структур путем механической шлифовки и полировки соответственно p^+ - и n^0 -слоев. Омические контакты в этом случае наносили искровым способом: для p^0 -слоя — In, для n^0 -слоя — Sn. При определении профиля распределения электрофизических параметров применяли послойное травление в травителе $\text{NH}_4\text{OH} : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O}$ с соотношением компонент 2 : 2 : 7 (скорость травления 2 мкм/мин) и 1 : 1 : 40 (0.3 мкм/мин).

Термообработку осуществляли на образцах, вырезанных из тех же эпитаксиальных пластин, подвергая их отжигу при температурах $T_0 = 500\text{--}950^\circ\text{C}$ в течение 4 ч с последующим быстрым охлаждением — закалкой. Отжигаемый образец с двух сторон обкладывался пластинами GaAs для предотвращения улета As.

2. Экспериментальные результаты (метод Ван-дер-Пау)

Наиболее характерные профили распределения носителей по глубине многослойной $p^+ - p^0 - i - n^0$ -структуры, полученные при $T_{\text{н.кр}} = 900^\circ\text{C}$ до и после термообработки, приведены на рис. 1. Видно, что профиль распределения концентраций носителей и подвижности p^0 - и n^0 -слоев имеет тенденцию уменьшаться в сторону i -слоя. Только на металлургической границе $p^+ - p^0$ имеется резкий минимум подвижности, что связано с большой концентрацией дефектов на границе.

Проведенная термообработка этих образцов показала, что в диапазоне температур $T_0=500-850^\circ\text{C}$ каких-либо изменений не происходит. Лишь при $T_0=900-950^\circ\text{C}$ возникают существенные изменения электрофизических параметров. В p^0 -слое при $T_0=950^\circ\text{C}$ наблюдаются увеличение концентрации носителей и размытие области p^+-p^0 -перехода на 9–10 мкм, что связано с диффузией Zn из подложки. (Коэффициент диффузии Zn при $T_0=950^\circ\text{C}$ равен $5 \times 10^{-11} \text{ см}^2/\text{с}$ [10]). Происходит также рост подвижности дырок в этом слое, и исчезает минимум в области p^+-p^0 -перехода. После термообработки меняется тип проводимости n^0 -слоя, толщина которого 60 мкм. Проводимость этого слоя, так же как и i -слоя (толщина 70 мкм), становится дырочной, а вся структура превращается в структуру p^+-p^0 -типа.

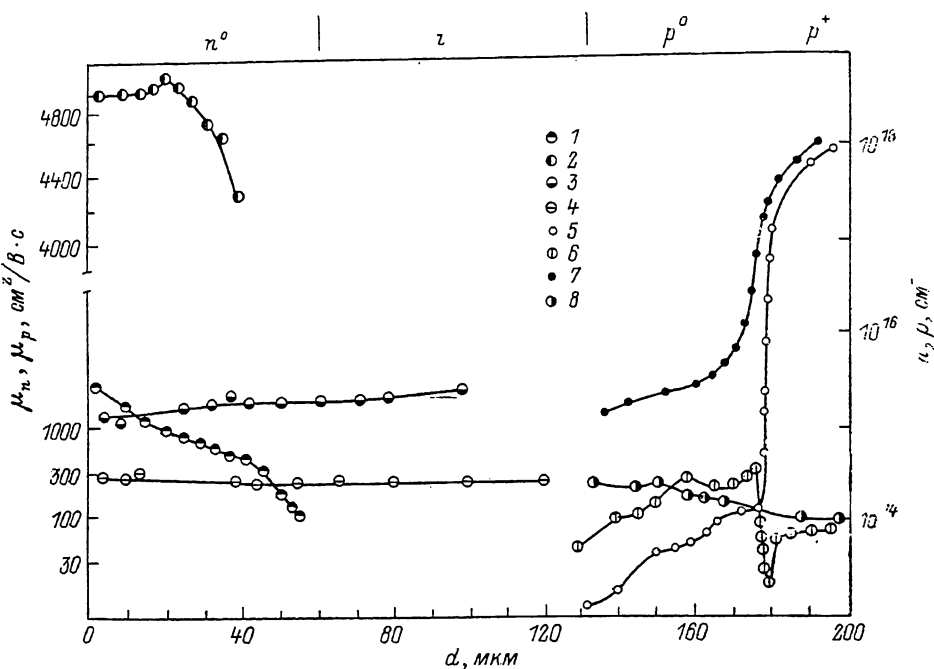


Рис. 1. Профиль распределения концентрации электронов n (1) и дырок p (5), подвижностей μ_n (2), μ_p (6) до отжига; концентрации и подвижности дырок p в инвертированном n^0 -слое (3, 4) и в p^0 -слое (7, 8) после отжига при $T=950^\circ\text{C}$ в течение 4 ч в потоке H_2 в $p^+-p^0-i-n^0$ -структуре (851).

На рис. 2 приведены температурные зависимости концентраций носителей p^0 - и n^0 -слоев до и после термообработки для двух сечений этих слоев. Из зависимости $\ln(p) \propto T^{-1}$ были определены энергии термической активации $E_{A(D)}$ и концентрации доноров N_D и акцепторов N_A , участвующих в компенсации слоев. До термообработки p^0 -слой был сильно компенсированным с энергией активации некомпенсированного акцепторного уровня $E_{A1}=0.155$ эВ и $N_A-N_D=1.4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. После термообработки вид кривой изменился и стал характеризоваться зависимостью, определяемой наличием двух некомпенсированных акцепторных уровней с $E_{A1}=0.169$ и $E_{A2}=0.107$ эВ. Уровень E_{A1} может быть связан с дефектом Ga_{As} (переход $\text{Ga}_{\text{As}}^-/\text{Ga}_{\text{As}}^2$) [11], который всегда образуется в GaAs, выращенном методом ЖФЭ. Концентрация этого уровня, определенная из зависимости $\ln(p) \propto T^{-1}$, была равна $N_{A1}=7.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Акцепторный уровень E_{A2} авторами работы [12] связывался с $[\text{Si}_x\text{O}_y]$ -комплексом. Рост концентрации дырок в p^0 -слое и появление эмиссии с акцепторного уровня E_{A2} после термообработки могут быть вызваны отжигом донорного дефекта, который в неотожженном образце компенсировал этот уровень. Диффузия Zn, как было показано выше, существенна на глубине 10 мкм от подложки и поэтому не ответственна за изменение степени компенсации в вышележащих слоях.

До отжига n^0 -слой был также сильно компенсированным (рис. 2) с энергией некомпенсированного донорного уровня $E_D=0.0026$ эВ, соответствующего энергии фоновой примеси Si, и концентрацией $N_D=2.2 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$. После термообработки проводимость изменилась на дырочную и стала характеризоваться зависимостью $\ln(p) \propto T^{-1}$ (рис. 2), связанной с наличием двух некомпенсированных акцепторных уровней с $E_{A3}=0.327$ и $E_{A1}=0.150$ эВ. Если уровень E_{A1} , так же как и в p^0 -слое, определяется дефектом Ga $_{As}$, то уровень E_{A3} не идентифицируется с уже известными. Концентрация этого уровня $N_{A3}=1.91 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$. Для n^0 -слоя после отжига существуют две причины, которые могут привести к изменению типа проводимости: отжиг донорных дефектов и появление нового акцепторного уровня E_{A3} . Отжиг, хотя и понижает концентра-

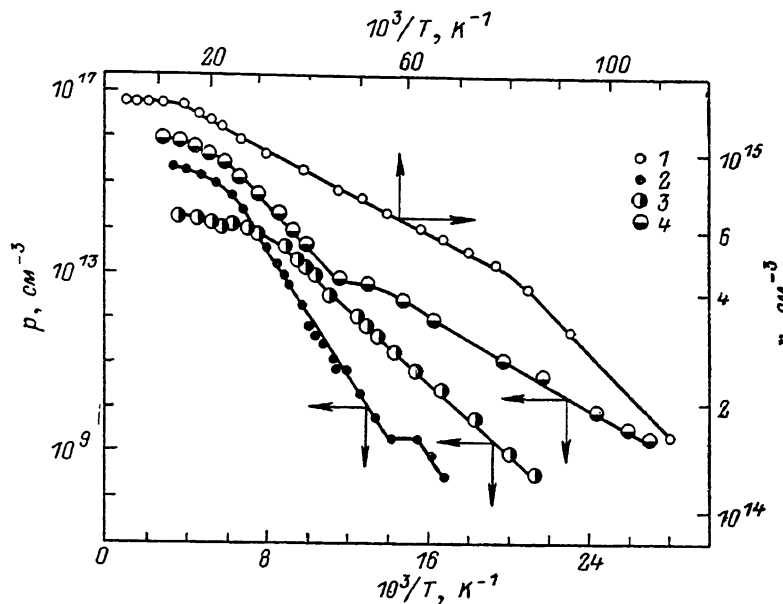


Рис. 2. Температурная зависимость концентрации электронов n (1), дырок p (3) до отжига, подвижности дырок p в инвертированном n^0 -слое (2) и в p^0 -слое (4) после отжига при $T=950$ °С в течение 4 ч в потоке H_2 в $p^+-p^0-i-n^0$ -структуре (851).

цию донорных дефектов, не инвертирует тип проводимости в n^0 -слое. Концентрация донорных уровней остается еще достаточно высокой для компенсации акцепторных уровней, лежащих ниже уровня E_{A1} . Инверсия типа проводимости в этом слое определяется, по-видимому, образованием нового акцепторного уровня E_{A3} .

Исследования методом Ван-дер-Пау p^+-n^0 -структуры, выращенной при $T_{н.кр.}=800$ °С, показали, что в n^0 -слое концентрация электронов монотонно изменяется от $2.0 \cdot 10^{15}$ до $6.3 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$ на толщине 15 мкм. Зависимость $\ln(n) \propto T^{-1}$ имеет две ступени насыщения, которые характеризуются условием сильной компенсации и наличием двух донорных уровней с энергией нижнего уровня $E_D=0.0036$ эВ.

3. Спектроскопия глубоких уровней

На рис. 3 представлены спектры НСГУ, измеренные для $p^+-p^0-i-n^0$ -структур в режимах инжекции носителей и при подаче импульса обратного напряжения для различных $T_{н.кр.}$. И если для p^+-n^0 -структур возможна полная и однозначная идентификация спектра НСГУ, то для $p^+-p^0-i-n^0$ -структур возникают определенные трудности, связанные с тем, что имеется компенсированный i -слой; $p-i$ и $n-i$ -переходы плавные; в компенсации слоя принимают участие ГУ, концентрация которых $N_T \approx N_{A(D)}$. Это приводит к тому, что трудно установить однозначное соответствие пиков в спектрах НСГУ с эмиссией

электронов или дырок; значения энергий термической активации ГУ E_T и сечений захвата $\sigma_{n,p}$, определяемые из графика Аррениуса $\ln(T^2\tau) \propto T^{-1}$ (где τ — время эмиссии носителей) для этих структур в зависимости от соотношения $N_T/N_{A(D)}$, отличаются от истинных значений. Поэтому для идентификации ГУ $p^+ - p^0 - i - n^0$ -структур были изготовлены диоды $Au - n^0 - GaAs$ и измерены спектры НСГУ этих диодов при подаче импульса обратного смещения и инжекции носителей тонким пучком электронов со стороны омического контакта (рис. 3). Эти спектры, а также спектры, измеренные для $p^+ - n^0$ -структур, сравнивались со спектрами, измеренными для $p^+ - p^0 - i - n^0$ -структур, и уточ-

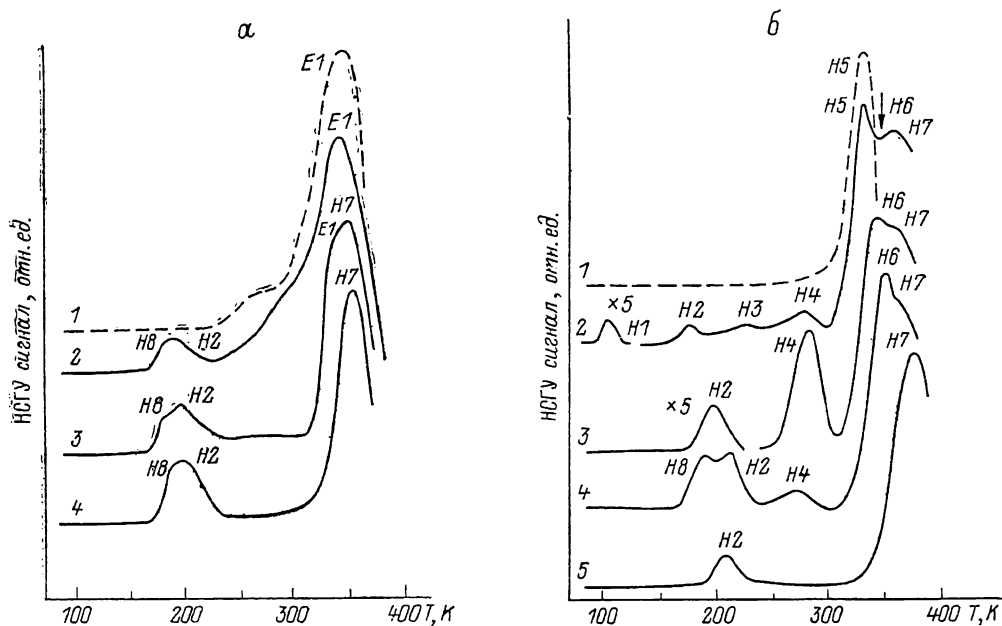


Рис. 3. Спектры НСГУ при заполнении ловушек носителями, инжектированными электронным зондом (1, б) и импульсами напряжения при прямом (2—5, б) и обратном (1—4, а) смещениях, структур, выращенных при разных температурах начала кристаллизации.

1, а, б — 900 °С, $Au - n^0 - GaAs$ -диод (851); 2, а, б — 900 °С, $p^+ - p^0 - i - n^0$ (851); 3, а, б — 900 °С, $p^+ - p^0 - i - n^0$ (222); 4, а, б — 850 °С, $p^+ - p^0 - i - n^0$ (219); 5, б — 750 °С, $p^+ - n^0$ (445). Темп окна — 1082 с⁻¹.

нялась идентификация ГУ. Результаты измерений для структур, выращенных при различных $T_{нкр}$, приведены в таблице. Видно, что в эпитаксиальных слоях, выращенных при низких $T_{нкр}$ (750—800 °С), наблюдаются два ГУ $H2$ и $H7$, которые были идентифицированы с уровнями $HL2$ и $HL5$. В ряде образцов, выращиваемых при низких $T_{нкр}$ на $n^0 - GaAs:Sn$ -подложках, в n^0 -слое наблюдался ГУ с $E_T = E_c - 0.45$ эВ и $\sigma_n = 1.0 \cdot 10^{-12}$ см², который близок по параметрам к уровню $EL5$ [13]. Этот уровень связывают с комплексом $V_{As} - As_i$.

При $T_{нкр} = 850$ °С наблюдалось усложнение спектра НСГУ (см. таблицу). Появились ГУ, связанные с Fe и Cu (рис. 3) и присутствующие в Ga в качестве фоновой примеси. Спектры НСГУ для лучшего разрешения двух близко расположенных максимумов измерялись при длительностях импульса заполнения 6 мс и 10 мкс (рис. 3). Таким образом, удалось разрешить уровни $H7$ и $E1$, $H2$ и $H8$, $H7$ и $H6$. Уровень $E1$ был подобен по параметрам D^+/D^0 -состоянию $EL2$ дефекта. Он обнаруживался также в диодах $Au - n^0 - GaAs$ (рис. 3, б) и проявлял эффект гашения фотоемкости, но не регенерировался инжекцией и светом. В этом диоде при инжекции неосновных носителей электронным зондом наблюдался уровень $H5$, который идентифицировался D^+/D^{2+} -состоянием $EL2$ дефекта [8]. В низкотемпературной области спектра НСГУ $p^+ - p^0 - i - n^0$ -структур имелось два пика $H2$ и $H8$, E_T и σ_p которых, определенные из зависимости Аррениуса, были близки к параметрам уровня $HL5$. При $T_{нкр} \geq 850$ °С происходило образование p^0 - и i -слоев, толщины которых зависели от температурно-

$T_{\text{кр.}}^{\text{р-н}}$, °C	Тип (№ структуры)	Толщина слоя, мкм		$T_{\text{р-н}}$, °C	№ уровня	E_{T} , эВ	$\sigma_{\text{р, н}}$, см ²	Идентификация
		p^0	i					
900	$p^+ - p^0 - i - n^0$ (851)	50	70	865	H1	0.18	$3.2 \cdot 10^{-14}$	$\text{Ga}_{\text{As}}^- / \text{Ga}_{\text{As}}^{2-}$ [11] HL5 [7]
					H2	0.36	$5.0 \cdot 10^{-13}$	
					H3	0.47	$2.5 \cdot 10^{-13}$	
					H4	0.42	$3.4 \cdot 10^{-16}$	HL4 (Cu) [7]
					H5	0.56	$1.7 \cdot 10^{-15}$	HMI ($D^+ / D^{2+} / EL2$) [8]
					H6	0.53	$6.7 \cdot 10^{-16}$	HL3 (Fe) [7]
					H7	0.74	$6.9 \cdot 10^{-14}$	HL2 [7]
					H8	0.32	$1.5 \cdot 10^{-14}$	
					E1	0.82	$1.0 \cdot 10^{-11}$	EL2 (D^0 / D^+) [13]
900	$p^+ - p^0 - i - n^0$ (222)	2	9	900	H2	0.40	$3.0 \cdot 10^{-13}$	HL5 [7]
					H8	0.30	$1.8 \cdot 10^{-15}$	
					H4	0.46	$1.0 \cdot 10^{-15}$	HL4 (Cu) [7]
					H7	0.61	$3.6 \cdot 10^{-15}$	HL2 [7]
					E1	0.81	$6.0 \cdot 10^{-11}$	EL2 (D^0 / D^+) [13]
					H2	0.39	$1.6 \cdot 10^{-14}$	HL5 [7]
900	$p^+ - p^0 - n^0$ (448)	60	2	800	H7	0.74	$3.4 \cdot 10^{-14}$	HL2 [7]
					H2	0.31	$3.0 \cdot 10^{-15}$	
850	$p^+ - p^0 - n^0$ (219)	23		820	H2	0.40	$4.5 \cdot 10^{-14}$	HL5 [7]
					H4	0.42	$3.4 \cdot 10^{-16}$	HL4 (Cu) [7]
					H6	0.56	$5.5 \cdot 10^{-16}$	HL3 (Fe) [7]
					H7	0.69	$3.8 \cdot 10^{-14}$	HL2 [7]
					H2	0.35	$3.8 \cdot 10^{-15}$	HL5 [7]
					H7	0.63	$1.3 \cdot 10^{-15}$	HL2 [7]
750	$p^+ - n$ (445)			750	H2	0.35	$3.8 \cdot 10^{-15}$	HL5 [7]
					H7	0.63	$1.3 \cdot 10^{-15}$	HL2 [7]
900	$\text{Au} - n^0 - \text{GaAs}$ (851)				H5	0.56	$1.7 \cdot 10^{-15}$	HMI ($D^+ / D^{2+} / EL2$) [8]
					E1	0.81	$1.2 \cdot 10^{-11}$	EL2 (D^0 / D^+) [13]

временных режимов эпитаксии. Спектр НСГУ в этом случае определялся главным образом температурой формирования $p-n$ -перехода ($T_{\text{р-н}}$), а не $T_{\text{кр}}$.

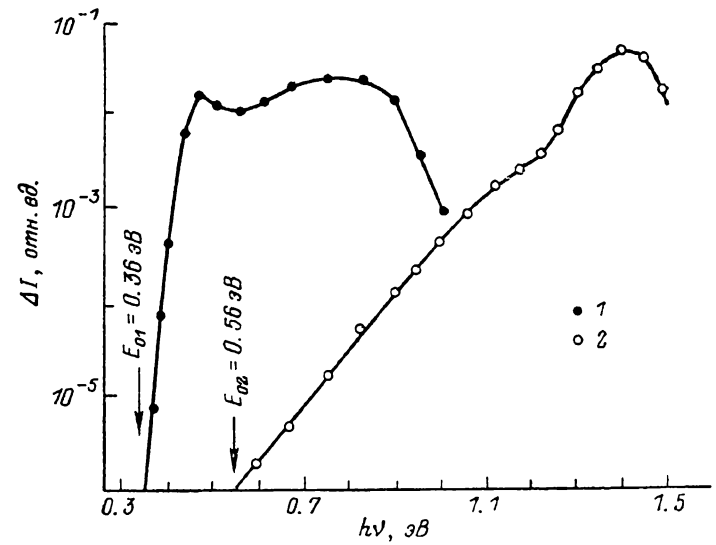


Рис. 4. Спектральная зависимость модуляционного сигнала $p^+ - p^0 - i - n^0 \rightarrow p^+ - p^0$ -структур после отжига при 950 °C в течение 4 ч в потоке H_2 .

1 — облучение одним ИК светом при $T = -150$ °C; 2 — облучение одновременно ИК светом и пучком электронов при $T = 27$ °C.

(см. таблицу). В структурах с толстым i -слоем наблюдалось максимальное число ГУ, что связано, по-видимому, с увеличением отношения сигнал/шум. В этих структурах удалось зарегистрировать уровень H1, который идентифицировался как $\text{Ga}_{\text{As}}^- / \text{Ga}_{\text{As}}^{2-}$ -уровень. Этот же уровень проявлялся в температурных зависимостях концентрации носителей (рис. 2).

Спектр ГУ $p^+ - p^0 - i - n^0$ -структур до и после термообработки исследовался с помощью модуляционного метода. Зависимости модуляционного сигнала ΔI от энергии ИК света до отжига были измерены в работе [4]. Там помимо спектров уровней $HL2$ и $HL5$ наблюдались спектры уровней дефекта, подобного $EL2$: D^+/D^0 - и D^{2+}/D^+ -состояний [4, 5]. После термообработки при $T_0 = 950^\circ\text{C}$ в течение 4 ч проводимость всего эпитаксиального слоя становилась дырочной (рис. 1). Спектральная зависимость модуляционного сигнала эпитаксиального слоя, измеренная при облучении одним ИК светом, имела характерный вид с красной границей 0.36 эВ (рис. 4). Подобную спектральную характеристику для ГУ мы наблюдали и на слоях GaAs, выращенных методом ЖФЭ и легированных изовалентной примесью In и Bi. Близкий по энергетическому положению уровень связывается авторами работы [14] с дислокациями в GaAs. Это дает основание полагать, что появляющийся в процессе высокотемпературного отжига образца уровень с энергией оптической ионизации $E_{01} = E_p + 0.36$ эВ является результатом релаксации остаточных напряжений в системе подложка-эпитаксиальный слой и прорастания дислокаций в объем слоя. При облучении образца одновременно пучком электронов и ИК светом регистрировалась спектральная характеристика с $E_{02} = E_c - 0.56$ эВ (рис. 4). Спектр, связанный с дефектом $EL2$, исчезал, что определяется отжигом этого дефекта и генерацией двух новых дефектов с энергиями E_{01} и E_{02} .

Таким образом, результаты наших исследований показывают, что при низких $T_{\text{нкp}}$ ($700 - 800^\circ\text{C}$) происходит образование $p^+ - n^0$ -структур, в компенсации эпитаксиального n^0 -слоя которых помимо фоновой примеси принимают участие акцепторные ГУ $HL2$ и $HL5$. Увеличение $T_{\text{нкp}} > 800^\circ\text{C}$ приводит к образованию донорных дефектов, подобных $EL2$, которые наряду с акцепторными дефектами и примесями участвуют в компенсации эпитаксиальных слоев. Образуется компенсированная i -область. Проведенная термообработка $p^+ - p^0 - i - n^0$ -структур GaAs в диапазоне $T_0 = 500 - 850^\circ\text{C}$ показывает высокую термостабильность дефектов с ГУ. Отжиг дефекта, подобного $EL2$, наблюдался при T_0 выше 900°C . При этом происходило образование нового ГУ, связанного, по-видимому, с дислокациями, что и являлось причиной инверсии проводимости n^0 - и i -слоев.

Наблюдаемые закономерности в появлении донорных и акцепторных ГУ, связанных с дефектами перестановки в зависимости от $T_{\text{нкp}}$, находятся в соответствии с теоретическими оценками теплот их образования в GaAs, которые показывают, что переход $\text{As}_{\text{As}} + V_{\text{Ga}} \rightarrow \text{As}_{\text{Ga}} + V_{\text{As}}$ энергетически предпочтительнее перехода $\text{Ga}_{\text{Ga}} + V_{\text{As}} \rightarrow \text{Ga}_{\text{As}} + V_{\text{Ga}}$ [15]. Поэтому, несмотря на то что с повышением $T_{\text{нкp}}$ из раствора-расплава As в Ga увеличивается сдвиг от стехиометрического состава GaAs в сторону Ga [15], абсолютные концентрации As_{Ga} и связанных с ним уровней в эпитаксиальных слоях должны возрастать и принимать участие в компенсации этих слоев.

Список литературы

- [1] Von Bardeleben H. J., Stievenard D., Derasmes D., Huber A., Bourgoin J. C. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. N 10. P. 7192—7202.
- [2] Holmes D. E., Chen R. T., Elliot R. R. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 40. N 1. P. 46—48.
- [3] Von Vechten J. A. // J. Electrochem. Soc. 1976. V. 122. N 3. P. 423—433.
- [4] Соболев М. М., Конников С. Г., Степанова М. Н. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 2. С. 383—385.
- [5] Дмитриев А. П., Конников С. Г., Соболев М. М. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1984. Т. 48. В. 12. С. 2360—2365.
- [6] Конников С. Г., Соболев М. М., Дмитриев А. П., Ясслиевич И. Н. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1987. Т. 51. В. 3. С. 426—432.
- [7] Mitonpeau A., Martin G. M., Mircea A. // Electron. Lett. 1977. V. 13. N 22. P. 666—667.
- [8] Lagowski J., Lin D. G., Chen T. P., Skowronski M., Gatos H. C. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 47. N 9. P. 929—931.
- [9] Никитин В. Г., Рачинска И., Сеаль Е. Р., Степанова М. Н., Третьяков Д. Н., Федоренко Т. П. // Тез. докл. III Всес. конф. «Физические процессы в полупроводниковых гетероструктурах». Одесса, 1982. Т. 2. С. 146—148.
- [10] Tuck B. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1985. V. 18. P. 557—584.

- [11] Yu W. Ph., Mitchel W. C., Mier M. G., Li S., Wang W. L. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 41. N 6. P. 532—534.
- [12] Соловьева Е. В., Мельвидский М. Г., Сабанова Л. Д., Берман Л. В. // Рост и легирование полупроводниковых кристаллов и пленок. Новосибирск, 1977. Ч. 2. С. 248—249.
- [13] Martin G. M., Mitonneau A., Mircea A. // Electron. Lett. 1977. V. 13. N 7. P. 191—192.
- [14] Гертсен Д., Хаазен П. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1987. Т. 51. В. 4. С. 687—692.
- [15] Kraut E. A., Harrison W. A. // J. Vac. Sci. Techn. B. 1984. V. 2. P. 409—412.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 13.06.1988
Принята к печати 8.02.1989

