

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДВОЙНЫХ ДЕФЕКТОВ В GaAs : Cr

Ванем Р. А., Кикоин К. А., Лыук П. А., Первова Л. Я.

Методом оптически индуцированной модуляции поглощения исследованы энергетические уровни тригонального центра «примесь + вакансия» в высокоомном GaAs : Cr *p*- и *n*-типа. Обнаружены новые линии поглощения в интервале $0.9 < \hbar\omega < 1.4$ эВ. Эти линии приписываются внутрицентровым переходам с переносом заряда с примеси на вакансию и с образованием метастабильных состояний с большими временами релаксации (порядка 10^{-1} с) при $T=300$ К. Исследованы также отрицательно заряженные состояния этих центров в образцах *n*-типа.

1. *Введение.* Среди примесей переходных металлов в арсениде галлия хром обладает наиболее разнообразными свойствами, интересными с физической точки зрения и важными для технологических приложений. Так, изолированная примесь Cr в узле Ga создает акцепторный уровень в середине запрещенной зоны, отвечающий переходу $\text{Cr}^0 (d^3) \rightarrow \text{Cr}^- (d^4) + \hbar\nu$, что позволяет создавать полуизолирующие кристаллы GaAs. Кроме того, Cr_{Ga} имеет еще один уровень в нижней половине запрещенной зоны, с которым обычно связывается переход $\text{Cr}^0 (d^3) + \hbar\nu \rightarrow \text{Cr}^+ (d^2)$ (обзор литературы см. в [1-3]). В последние годы обнаружено, что наряду с состоянием Cr_{Ga} ионы хрома могут образовывать комплексы тригональной симметрии [4], которые в настоящее время интерпретируются как связанные состояния «примесь + вакансия» $[\text{Cr}_{\text{Ga}}\text{V}_{\text{As}}]$ [1, 4-6]. Устойчивость комплекса определяется тем, что электрон с вакансии переносится на ион Cr с образованием заряженной пары $[\text{Cr}^-\text{V}^+]$ и этот перенос сопровождается решеточной релаксацией.

В большинстве работ, посвященных исследованию комплекса $[\text{Cr}_{\text{Ga}}\text{V}_{\text{As}}]$ различными спектроскопическими методами, изучаются переходы в *d*-оболочке ионов $\text{Cr}^- (d^4)$, искаженной тригональным полем вакансии As в соседнем узле. Этим переходам отвечают линии в спектрах люминесценции с $\hbar\omega=0.75$ и 0.839 эВ [4]. В работе [7] были обнаружены оптические переходы нового типа с переносом заряда внутри комплекса, при которых возникают метастабильные состояния $[\text{Cr}^0\text{V}^0]$. Наблюдалась фотоионизация этих метастабильных состояний с краем полосы при $\hbar\omega \approx 0.9$ эВ, причем время релаксации фотопроводимости составляло 10^{-1} с при $T=300$ К, а при 77 К возрастало еще на несколько порядков.

В настоящей работе изучается тонкая структура спектров фотопоглощения дефекта $[\text{CrV}]$ в области частот $0.9 < \hbar\omega < 1.38$ эВ в образцах GaAs : Cr *p*- и *n*-типа.

2. *Образцы и методика измерений.* Исследовались образцы GaAs : Cr, вырезанные из двух слитков, полученных методом Чохральского с жидкостной герметизацией расплава. Слиток I легировался только хромом. Концентрация фона остаточных мелких доноров N_D в нем, по результатам измерения температурного эффекта Холла, составляла $(5-15) \cdot 10^{15}$ см⁻³ [8]. Образцы, вырезанные из этого слитка, имели *p*-тип проводимости. В слиток II помимо Cr вводились мелкие доноры Sn для достижения контролируемой концентрации глубоких уровней Cr. Эти образцы имели *n*-тип проводимости. Параметры образцов приведены в табл. 1. Содержание Cr и Sn определялось методом радиоактивных индикаторов.

Таблица 1

№ образца	$N_{Cr} \cdot 10^{-17},$ $см^{-3}$	$N_{Sn} \cdot 10^{-17},$ $см^{-3}$	$\rho, Ом \cdot см,$ (300 К)	Слиток
1	0.8	—	$5 \cdot 10^8$	I
2	1.4	—	$6 \cdot 10^8$	
3	1.8	—	$7.5 \cdot 10^8$	
4	1.0	0.65	$3.3 \cdot 10^7$	II
5	1.5	1.3	$4.2 \cdot 10^7$	
6	1.8	1.4	$5 \cdot 10^7$	
7	2.0	1.6	$8.4 \cdot 10^7$	
8	1.07	1.2	$1.3 \cdot 10^{-1}$	
9	1.8	2.2	$0.6 \cdot 10^{-1}$	

Для исследования связанных с комплексом оптических переходов использовался метод оптически индуцированной модуляции поглощения (ОИМП), позволяющий эффективно выделить слабые линии и полосы внутрицентрового поглощения на фоне сплошного спектра фотоионизации примесей [9]. ОИМП является дифференциальным методом измерения оптического поглощения, в котором модуляция достигается путем периодической перезарядки (с частотой f_n) примесных уровней кристалла интенсивным прерывистым светом от дополнительного источника излучения с энергией кванта $\hbar\omega_{ex}$ порядка ширины запрещенной зоны кристалла E_g (собственное возбуждение) или меньше E_g (примесное возбуждение). Более подробно метод ОИМП описан в работе [10].

Одним из преимуществ этого метода является его чувствительность к знаку изменения заполнения исследуемых центров при перезарядке их возбуждающим светом. В пренебрежении перезарядкой центров от слабого зондирующего света вклад от каждого типа электрически активных центров в амплитуду изменения коэффициента поглощения Δk_i записывается в виде

$$\Delta k_i (\hbar\omega_p) = \Delta n_i (\sigma_{ni} - \sigma_{pi}), \quad (1)$$

где Δn_i — прирост концентрации электронов на уровне i под действием возбуждающего света, σ_{ni} и σ_{pi} — сечения фотоионизации для электронов и дырок соответственно.

Наиболее существенная информация об электронных свойствах двойного дефекта в GaAs : Cr получена в данной работе в результате измерения спектров возбуждения ОИМП, которые получаются при фиксации зондирующего света на частоте исследуемого перехода, и сканирования частоты возбуждающего света по всему спектральному интервалу. Таким образом, регистрируется область спектра, в которой возбуждающий свет может перезаряжать начальные или конечные состояния перехода, находящегося в резонансе с зондирующим светом. Знак дифференциального поглощения в этих спектрах определяется знаком $\Delta k_i (\hbar\omega_{ex})$ в соответствии с (1). Наряду со стационарными спектрами исследовалась кинетика перезарядки примесных центров при фиксированных частотах ω_p и ω_{ex} .

3. *Экспериментальные результаты.* В работе [7] было показано, что спектры ОИМП полувизолирующих кристаллов p -типа при 300 К состоят из двух компонент — слабой полосы с пороговой энергией $\hbar\omega_p \approx 0.5$ эВ и малым временем релаксации, принадлежащей атомарному Cr_{Ga} , и интенсивной полосы с $\hbar\omega_p \approx 0.9$ эВ и большим временем релаксации сигнала ОИМП ($\sim 10^{-1}$ с при $T=300$ К). Эта полоса была приписана комплексу $[Cr_{Ga}V_{As}]$, и ее происхождение связывалось с процессами фотоионизации зондирующим светом метастабильного состояния $[Cr^{VI^0}]$ этого комплекса, возникающего при его перезарядке интенсивным возбуждающим светом,



При некоторых частотах возбуждающего света в спектрах ОИМП наблюдалась слабо выраженная структура в области $\hbar\omega_p \approx 1.1-1.3$ эВ. Поскольку все

Таблица 2

№ резонанса	Частота, эВ	Переход	№ резонанса	Частота, эВ	Переход
1	0.75	$A_1 \rightarrow E$	6	0.98	$E \rightarrow \alpha$
2	0.8	?	7	1.05	$A_1 \rightarrow \beta$
3	0.82	$T_2 \rightarrow E$	8	1.13	$E \rightarrow \beta$
4	0.85	$E \rightarrow E^*$	9	1.26	$A_1 \rightarrow \gamma$
5	0.9	$A_1 \rightarrow \alpha$	10	1.36	$E \rightarrow \gamma$

известные внутрицентровые переходы в d -оболочке Cr в GaAs происходят при существенно меньших энергиях (для атомарного Cr_{Ga} максимальная частота внутрицентровых переходов $\hbar \omega_{\text{max}} = 0.82$ эВ, а для тригонального дефекта $\hbar \omega_{\text{max}} = 0.839$ эВ [1]), представлялось необходимым более детальное исследование.

В настоящей работе приводятся результаты измерения спектров возбуждения ОИМП полуизолирующих образцов p - и n -типа проводимости при 300 К, в которых эта тонкая структура наблюдается с гораздо более высокой степенью разрешения, чем в спектрах поглощения. На рис. 1 показаны типичные спектры возбуждения кристаллов p - и n -типа проводимости при $\hbar \omega_p = 1.1$ эВ и $f_m = 64$ Гц.

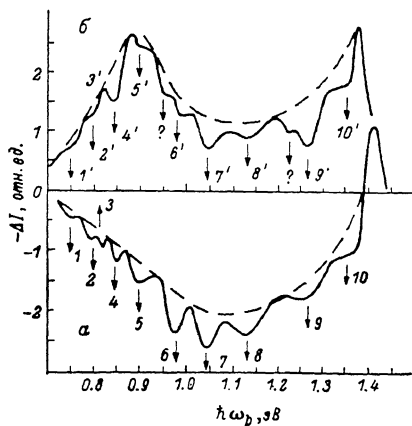


Рис. 1. Спектры возбуждения ОИМП кристаллов GaAs:Cr p - (а) и n -типа (б) при $\hbar \omega_p = 1.1$ эВ, $f_m = 64$ Гц и $T = 300$ К.

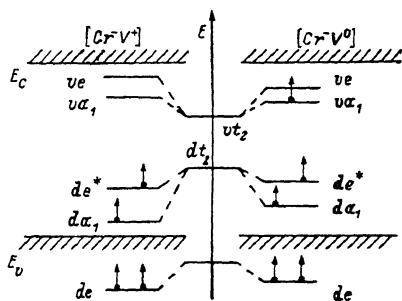


Рис. 2. Схема энергетических уровней нейтрального и заряженного комплексов $[\text{CrV}]$ без учета релаксации решетки. В центре — уровни изолированных Cr_{Ga} и V_{As} .

Огибающая спектра кристалла p -типа имеет $\Delta k < 0$ (штриховая линия на рис. 1, а) и на ее фоне наблюдается ряд резонансов (табл. 2). Измерения релаксации спектров показали, что эти резонансы также имеют $\Delta k < 0$, за исключением пика 3 с $\hbar \omega_{\text{max}} = 0.82$ эВ. Видно, что наряду с известными пиками, принадлежащими атомарному Cr_{Ga} (линия 3) и внутрицентровым переходам в d -оболочке Cr в комплексе $[\text{Cr}^-\text{V}^+]$ (пики 1, 4), наблюдается целый ряд резонансов в области $\hbar \omega > 0.85$ эВ.

В спектрах возбуждения кристаллов n -типа (рис. 1, б) на фоне огибающей с $\Delta k > 0$ наблюдается та же (в пределах точности эксперимента, $\Delta \hbar \omega = 0.02$ эВ) система резонансов с теми же пиками, для которых $\Delta k < 0$. Кроме того, зарегистрировано два новых резонанса с $\hbar \omega_{\text{max}} = 0.95$ и 1.23 эВ. Огибающие спектров возбуждения (штриховые линии на рис. 1) воспроизводят частотные зависимости примесной фотопроводимости $\sigma_p(\hbar \omega)$ и $\sigma_n(\hbar \omega)$ в кристаллах p - и n -типа соответственно [11, 12].

Наряду с «быстрой» компонентой ($f_m = 64$ Гц) в спектрах возбуждения кристаллов p -типа при $\hbar \omega_p = 1.1$ эВ наблюдалась и «медленная» компонента ($f_m = 1.6$ Гц), содержащая ту же систему резонансных пиков. Релаксационные измерения дали для временной постоянной этих спектров значение $\tau_s \approx 10^{-1}$ с, т. е. то же значение, что и для спектров поглощения [7].

Спектры возбуждения кристаллов n -типа на низких модулирующих частотах не снимались, но в спектрах поглощения полуизолирующих образцов 4—7 (табл. 1) медленная компонента при $\hbar\omega_{gr}=1.26$ эВ была зарегистрирована. Наблюдаемая полоса обладает той же зависимостью от частоты модуляции и той же спектральной зависимостью, что и аналогичная полоса для кристаллов p -типа проводимости (см. [7]; рис. 1, кривая 3).

4. *Интерпретация эксперимента.* Тонкую структуру спектров возбуждения ОИМП можно объяснить, исходя из микроскопической модели дефекта, предложенной в [7]. В основе модели лежит тот факт, что как Cr_{Ga} , так и V_{As} , взятые по отдельности, связывают t_2 -электроны в состояния, локализованные в пределах одной элементарной ячейки, так что, образовав двойной дефект, они создают для этого электрона потенциальный рельеф, сохраняющий два минимума, расположенных вблизи узлов Cr_{Ga} и V_{As} . Микроскопическое описание такой системы в рамках модели Андерсона для d -уровня в кристалле с вакансией дано в работе [7]. Это описание приводит к картине дефекта $[\text{Cr}V]$, напоминающей молекулярный ион, в котором, однако, часть одноэлектронных уровней принадлежит собственно примеси Cr_{Ga} (de - и dt_2 -состояния, расщепленные тригональным полем C_{3v} -симметрии), а остальные уровни (vt_2) отщеплены от краев разрешенных зон потенциалом вакансии (рис. 2). Заполнение одноэлектронных уровней в основном состоянии дефекта в соответствии с данными работы [1] показано на этом же рисунке.

Туннелирование электронов в двухъямном потенциале перемешивает dt_2 - и vt_2 -состояния, но если считать, что они не находятся в резонансе, то и истинные состояния комплекса можно приближенно классифицировать с помощью тех же одноэлектронных квантовых чисел. Это означает, что электронные состояния остаются полярными, т. е. распределение заряда в них смещено к одному или к другому партнеру в комплексе. Наинизшие из возникающих при этом возбужденных многоэлектронных состояний двойного дефекта представлены в табл. 3. Здесь α -, β -, γ -термы отвечают состояниям, в которых один из электронов возвратился к вакансии (обменное взаимодействие обеспечивает параллельность всех электронных спинов).

Таблица 3

va_1					↑	↑		↑		...	
ve			↑	↑			↑↑	↑	↑	...	
de	↑	↑↑	↑↑		↑		↑		↑	...	
da_1	↑		↑	↑	↑				↑	...	
de^*	↑↑	↑↑	↑	↑↑	↑↑	↑↑	↑↑	↑↑	↑↑	↑	...
	5E	5A_1	${}^5E^*$	α	β	γ	δ	...			

Тонкая структура спектров возбуждения ОИМП объясняется переходами между многоэлектронными состояниями двойного дефекта. Рассмотрим сначала спектры, полученные на полуизолирующих образцах p -типа (рис. 1, а), когда атомарный хром находится в основном состоянии $\text{Cr}^0 (d^3)$, а комплексы — в состоянии $[\text{Cr}^-V^+]$. Огибающая спектра возбуждения с $f_m=64$ Гц повторяет форму полосы с $\Delta k < 0$ в спектре поглощения (рис. 1 в [7]) и отвечает известной полосе фотоионизации $\text{Cr}_{\text{Ga}}^0 (d^3) \rightarrow \text{Cr}_{\text{Ga}}^- (d^4) + h\nu$ [11]. Из набора пиков в этом спектре (табл. 2) только линию 3 ($\hbar\omega_{\text{max}}=0.82$ эВ) можно связать с внутрицентровым переходом ${}^5T_2 - {}^5E$ для атомарного Cr_{Ga}^0 [1], а все остальные линии принадлежат двойному дефекту и могут быть проинтерпретированы на основе табл. 3 и конфигурационных диаграмм рис. 3, а. Эти конфигурационные диаграммы отвечают сильной релаксации решетки [7], сопровождающей переходы (2) с переносом заряда. Механизм релаксации решетки связан с псевдо-ян-теллеровским

искажением тетраэдрической координации, отвечающим полносимметричной моде $Q (A_1)$ в C_{3v} -геометрии, — смещению примеси в направлении $[111]$ к вакансии As, при котором увеличиваются туннельные интегралы $v \equiv (dt_2 | v | vt_2)_s$, т. е. возрастает расталкивание t_2 -уровней

$$E_{1,2}(Q) = \frac{1}{2} \{ [E_{dt_2}(Q) + E_{vt_2}(Q)]^2 \mp \sqrt{[E_{vt_2}(Q) - E_{dt_2}(Q)]^2 + 4v^2(Q)} \} \quad (3)$$

и понижается энергия основного состояния дефекта.

Система пиков табл. 2 объясняется в рамках этой схемы, если считать, что уровень α отделен от основного состояния 5E энергетическим интервалом 0.98 эВ, а состояния β и γ располагаются выше α соответственно на 0.15 и 0.36 эВ [имеются в виду франк-кондоновские оптические интервалы (рис. 3, а)]. Поскольку возбуждающий свет $\hbar\omega_{ex}$ опустошает уровни $[Cr-V^+]$, отвечающие начальному состоянию реакции (2), на один из пиков которой настроен зондирующий луч, этим пикам отвечает $\Delta k < 0$ (при $T=300$ К заселены два нижних уровня — 5E и 5A_1).

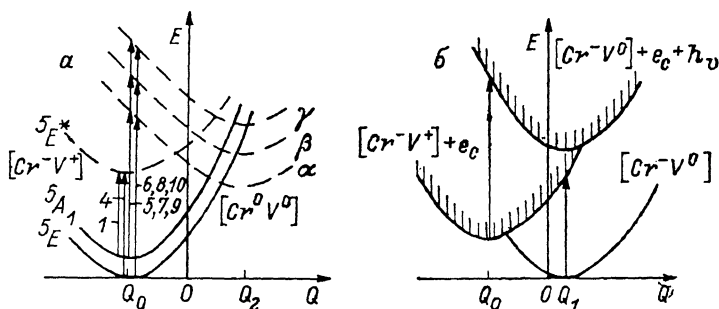
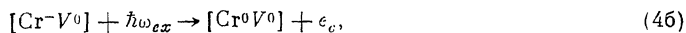
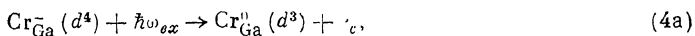


Рис. 3. Конфигурационные диаграммы и внутрицентровые переходы для нейтрального состояния комплекса $[CrV]$ (а) и отрицательно заряженного комплекса $[CrV^-]$ (б).

В кристаллах n -типа атомарный Cr находится преимущественно в зарядовом состоянии $Cr^- (d^4)$, хорошо изученном экспериментально $[12-15]$. Результаты исследования спектров ОИМП в этих образцах можно объяснить, если считать, что и тригональные центры в них заряжены отрицательно, т. е. имеют конфигурацию $[Cr-V^0]$. Соответствующий уровень в запрещенной зоне должен располагаться глубже уровня изолированной вакансии (рис. 2, б) благодаря эффектам решеточной релаксации, индуцированным наличием иона Cr в соседнем узле. Можно предположить, что эти центры дают вклад в поглощение образцов n -типа вблизи порога $\hbar\omega \approx 0.75$ эВ.

Характерной особенностью энергетической зависимости $\sigma_n(\hbar\omega)$ является широкий пик с $\hbar\omega_{max} = 0.9$ эВ, наблюдавшийся многократно в спектрах фотопоглощения и фотопроводимости GaAs : Cr $[12-15]$. Обычно этот пик приписывается полосе фононных повторений линии 0.82 эВ внутрицентрового перехода ${}^5T_2 - {}^5E$ атомарного Cr_{Ga} $[15]$. Его полуширина при $T=77$ К, по литературным данным, составляет 0.1 эВ. В нашем случае при $T=300$ К она приблизительно в 2.5 раза больше, и разницу нельзя объяснить одним температурным уширением полосы. Поэтому мы предполагаем, что в спектрах возбуждения ОИМП полоса 0.9 эВ обусловлена двумя каналами фотовозбуждения:

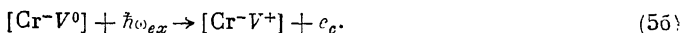
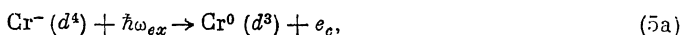


причем при $T=300$ К канал (4б) доминирует. В пользу этого предположения говорит и сходство спектра ОИМП кристаллов n -типа проводимости при $\hbar\omega_{ex} = 1.26$ эВ с аналогичным спектром для кристаллов p -типа проводимости. Наблюдаемая полоса с большим временем релаксации ($f_n = 1.6$ Гц) обусловлена фотоионизацией метастабильного состояния $[Cr^0V^0]$ зондирующим светом $[7]$. Сигнал ОИМП пропорционален степени перезарядки центров, которая для

метастабильного состояния $[\text{Cr}^0\text{V}^0]$ в реакции (4б) гораздо выше, чем для состояния Cr^0 (d^3) реакции (4а), поэтому в спектрах ОИМП в отличие от обычного поглощения реакция (4б) доминирует. Очень быстрый спад вклада реакции (4б) с ростом энергии объясняется тем, что в этом случае свет высвобождает электрон из vr -состояния, которое в значительной мере формируется состояниями валентных зон, а в этом случае, как показано в [16], возможно появление довольно острого максимума вблизи порога поглощения благодаря резкому падению вклада легких дырок в сечение фотоионизации при возрастании частоты света.

Зонд с $\hbar\omega_p = 1.1$ эВ в спектрах возбуждения попадает в максимум сечения фотоионизации состояния $[\text{Cr}^0\text{V}^0]$, т. е. следит за концентрацией центров в метастабильном состоянии, а она, в свою очередь, отслеживает сечение фотоионизации центров $[\text{Cr}^0\text{V}^0]$ возбуждающим светом (4б). Поскольку концентрация центров $[\text{Cr}^0\text{V}^0]$ в результате реакции (4б) возрастает, огибающая спектра возбуждения должна иметь $\Delta k > 0$, что и наблюдается экспериментально. Все пики на фоне этой огибающей имеют $\Delta k < 0$. Происхождение пиков 2' и 4' можно связать с внутрицентровыми переходами в двойном дефекте $[\text{Cr}^0\text{V}^0]$, а пик с $\hbar\omega_{\text{max}} = 0.82$ эВ — с известным внутрицентровым переходом в $\text{Cr}_{\text{Ga}}^{2+}$ (d^4) [1, 3-5]. Эти переходы по энергии близки к соответствующим переходам в нейтральном состоянии комплекса (рис. 1). Знак Δk должен быть отрицательным, поскольку зондирующий свет отслеживает концентрацию центров $[\text{Cr}^0\text{V}^0]$, а она падает, когда часть энергии возбуждающего света идет на резонансное возбуждение центра $[\text{Cr}^0\text{V}^0]$.

Тот факт, что в спектрах возбуждения кристаллов n -типа повторяются линии, отвечающие переходам (2) с переносом заряда на центре $[\text{Cr}^-\text{V}^+]$, можно объяснить, если считать, что в огибающую спектра при $\hbar\omega_{\text{ex}} > 0.9$ эВ при наличии атомарного и связанного в комплексы хрома дают вклад реакции



Тогда для $\hbar\omega_{\text{ex}}$, совпадающих с резонансами 5—10, долгоживущее состояние $[\text{Cr}^-\text{V}^+]$ (рис. 3, б) не является конечным и возбуждается светом $\hbar\omega_{\text{ex}}$ в соответствии с реакцией (2). При этом зонд, следящий за концентрацией центров $[\text{Cr}^-\text{V}^+]$, регистрирует ее уменьшение и в соответствии с (1) дает $\Delta k \leq 0$.

Наконец, пики с $\hbar\omega_{\text{max}} = 0.95$ и 1.23 эВ, по-видимому, можно приписать возбуждению с переносом заряда метастабильных состояний «семейства» $EL2$, по своей природе очень близких к метастабильным состояниям центра $[\text{CrV}]$ [17-19], на что указывает и наличие нескольких времен релаксации в кристаллах n -типа.

Таким образом, проведенное исследование показывает, что модуляционные методики с перезарядкой центров, к числу которых относится метод ОИМП, являются чрезвычайно эффективными с точки зрения исследования переходов с переносом заряда в двойных дефектах. Применительно к комплексу $[\text{Cr}_{\text{Ga}}\text{V}_{\text{As}}]$ этот метод позволил обнаружить целый набор возбужденных метастабильных состояний типа $[\text{Cr}^0\text{V}^0]$, а, кроме того, результаты измерения спектров возбуждения образцов n -типа позволяют считать, что комплекс $[\text{CrV}]$ обладает и свойством бистабильности в терминологии Бараффа и Шлютера [19]: в заряженном состоянии комплекс имеет лишний электрон вблизи V_{As} , соответствующий уровень располагается вблизи середины запрещенной зоны, а захват электрона сопровождается заметной релаксацией решетки (ср. [19]), хотя и не столь сильной, как при образовании метастабильного состояния $[\text{Cr}^0\text{V}^0]$.

Л и т е р а т у р а

- [1] Picoli G., Deveaud B., Galland D. — J. Physique, 1981, v. 42, N 1, p. 133—145.
- [2] Мастеров В. Ф. Глубокие центры в полупроводниках. — ФТП, 1984, т. 18, в. 1, с. 3—23.
- [3] Clerjaud B. — J. Phys. C, 1985, v. 18, N 19, p. 3615—3661.
- [4] Picoli G., Deveaud B., Lambert B., Chomette A. — J. Phys. Lett., 1983, v. 44, N 1, p. L85—L91.
- [5] Skolnick M. S., Brozel M. R., Tuck B. — Sol. St. Commun., 1982, v. 43, N 5, p. 379—384.

- [6] Deveaud B., Lambert B., Picoli G., Martinez G. — J. Appl. Phys., 1984, v. 55, N 12, p. 4356—4360.
- [7] Ванем Р. А., Кикоин К. А., Лыук П. А., Первова Л. Я. Туннельные состояния в GaAs: Cr. — Письма ЖЭТФ, 1984, т. 39, в. 9, с. 416—419.
- [8] Балагуров Л. А., Омеляновский Э. М., Первова Л. Я. Биполяриная проводимость в полужизолирующем арсениде галлия с примесью хрома. — ФТП, 1974, т. 8, в. 8, с. 1616—1619.
- [9] Chiarotti G., Grassano U. M. — Nuovo Cimento B, 1966, v. 46, N 1, p. 78—91.
- [10] Kikoin K., Lyuk P., Pervova L., Vanem R. — J. Phys. C, 1986, v. 19, N 23, p. 4561—4578.
- [11] Martin G. M. Proc. First Semi-Insulating III—V Mater. Conf. (Nottingham) / Ed. by G. J. Rees. Nantwich: Shiva, 1980, p. 13—27.
- [12] Омеляновский Э. М., Первова Л. Я., Рашевская Е. П., Фистуль В. И. Фотопроводимость полужизолирующего GaAs: Cr. — ФТП, 1974, т. 5, в. 3, с. 554—555.
- [13] Ипполитова Г. К., Омеляновский Э. М., Первова Л. Я. Внутрицентровые оптические электронные переходы в GaAs: Cr при наличии резонанса с континуумом. — ФТП, 1975, т. 9, в. 7, с. 1308—1313.
- [14] Eaves L., Williams P. J., Uihlein Ch. — J. Phys. C, 1981, v. 14, N 23, p. L693—L697.
- [15] Hannel A. M., Szuskiewicz W., Balkanski M., Martinez G. — Phys. Rev. B, 1981, v. 23, N 8, p. 3933—3942.
- [16] Голчанова Н. М., Логинова И. Д., Ясневич И. Н. Фотоионизация глубоких h -центров в полупроводниках. — ФТТ, 1983, т. 25, в. 6, с. 1650—1659.
- [17] Kaminska M., Skowronski M., Kuszko W. — Phys. Rev. Lett., 1985, v. 55, N 20, p. 2204—2207.
- [18] Meyer B. K., Spaeth J.-M. — J. Phys. C, 1985, v. 18, N 14, p. L99—L103.
- [19] Baraff G. A., Schluter M. — Phys. Rev. Lett., 1985, v. 55, N 21, p. 2340—2343.

Институт физики АН ЭССР
Тарту

Получена 22.04.1987
Принята к печати 16.06.1987