

УДК 621.315.592

## ДИНАМИКА ВЫСТРАИВАНИЯ ЯН-ТЕЛЛЕРОВСКИХ ЦЕНТРОВ $\text{Cu}_{\text{Ga}}$ В GaAs ПРИ ДАВЛЕНИИ ВДОЛЬ ОСИ [001]

Н. С. Аверкиев, А. А. Гуткин, Е. Б. Осипов,  
В. Е. Седов, А. Ф. Цацульников

Рассмотрено влияние процесса рекомбинации электронно-дырочных пар через ян-теллеровский центр  $\text{Cu}_{\text{Ga}}$  в GaAs на степень его выстраивания в условиях давления  $P$  вдоль оси [001]. Показано, что увеличение темпа рекомбинации может привести к уменьшению степени выстраивания центров, которое проявляется в уменьшении поляризации фотолюминесценции с увеличением интенсивности возбуждающего света. Этот эффект обнаружен и экспериментально исследован в  $p$ -GaAs при температуре  $\sim 2$  К. На основании анализа результатов эксперимента установлено, что постоянная времени выстраивания центров составляет  $(2-40) \cdot 10^{-6}$  с при  $P=0$  и уменьшается с увеличением  $P$  до  $\sim 600$  бар приблизительно на два порядка.

В [1-4] показано, что центр  $\text{Cu}_{\text{Ga}}$  в GaAs, вызывающий полосу фотолюминесценции (ФЛ) с максимумом около 1.36 эВ, в излучающем состоянии искажен из-за эффекта Яна—Теллера и имеет симметрию  $D_{2d}$  или  $D_2$ . Выделенная ось центра может быть равновероятно направлена вдоль любой из осей  $\langle 100 \rangle$  кристалла. При давлении  $P$  вдоль одной из этих осей центры стремятся выстроиться так, чтобы выделенная ось была параллельна  $P$ , что приводит к поляризации ФЛ [5]. Такое выстраивание происходит вследствие того, что атомы, окружающие  $\text{Cu}_{\text{Ga}}$  и образующие вместе с ним комплекс симметрии  $D_{2d}$  или  $D_2$ , изменяют свое равновесное положение [1, 5]. Кинетика этого процесса до настоящего времени не была известна. Одним из проявлений конечности времени выстраивания  $\tau$  может быть задержка изменения поляризации примесной ФЛ при скачкообразном изменении давления. Измерения, проведенные в [5] при температуре 4.2 К, не обнаружили такой задержки, что означало, что  $\tau$  значительно меньше постоянной времени, характеризующей инерционность механической системы и измерительной установки ( $\sim 2$  с).

В настоящей работе показано, что в примесной люминесценции, вызванной генерацией электронно-дырочных пар, может существовать и другое проявление инерционности выстраивания исследуемых центров. Оно связано с тем, что в состоянии, возникающем после излучательного захвата электрона, ян-теллеровское искажение центра значительно уменьшается [4]. В силу этого после излучения центры могут быть частично разориентированы либо вообще статически не искажены. Выстраивание таких центров при последующем захвате дырок (переходе в излучающее состояние) происходит с постоянной времени  $\tau$ . Поэтому поляризация ФЛ в условиях сжатия вдоль одной из осей  $\langle 100 \rangle$  при увеличении интенсивности возбуждающего света, т. е. уменьшении промежутка времени между актами излучения фотона отдельным центром, может уменьшаться. Это произойдет, если промежуток времени между захватом дырки и захватом электрона центром будет сравним с  $\tau$  или меньше его.

Целью настоящей работы являлось обнаружение и исследование этого эффекта. В ранних работах [1-6] он не проявлялся, так как измерения проводились при низких интенсивностях возбуждающего света (плотность потока фотонов была меньше  $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ).

## 1. Эксперимент

Образцы GaAs : Si получались диффузией Si из напыленного на образец слоя при температурах 700 и 1000 °C (образцы Cu16 и Cu18 соответственно). Исходный материал имел концентрацию электронов  $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . После диффузии образцы были *p*-типа. Температурная зависимость постоянной Холла в области температур 77—300 К обнаруживала один акцепторный уровень  $E_v + 0.15 \text{ эВ}$ , принадлежащий  $\text{Cu}_{\text{Ga}}$ . Концентрация этих акцепторов  $N_T$  составляла  $\sim 4 \cdot 10^{16}$  (Cu16) и  $\sim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (Cu18). Интенсивность исследуемой полосы ФЛ с максимумом около 1.36 эВ, связанной с захватом электронов на уровень  $E_v + 0.15 \text{ эВ}$ , превышала интенсивность всех других полос в области энергий фотонов 0.9—1.52 эВ примерно на полтора порядка.

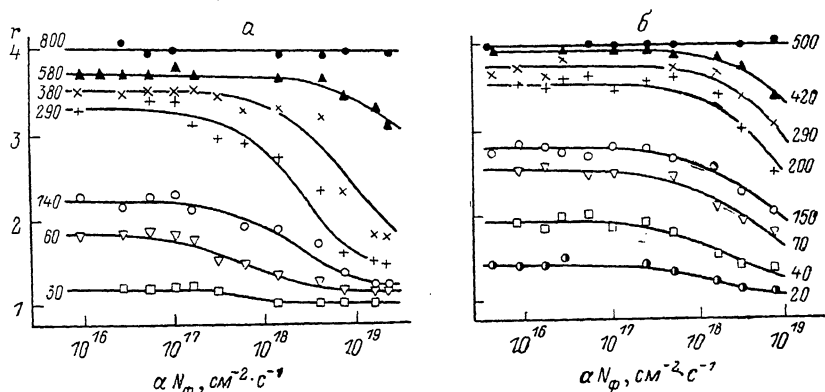


Рис. 1. Зависимость поляризации фотолюминесценции от интенсивности возбуждающего света.

Точки — эксперимент. Сплошные кривые — расчет, согласно соотношению (6). Цифры около кривых указывают величины давления в бар. а — образец Cu16, б — образец Cu18.

ФЛ возбуждалась лазером ЛГН-402 (энергия фотонов 2.54 эВ), мощность излучения которого изменялась в широких пределах с помощью фильтров или путем изменения тока возбуждения. ФЛ наблюдалась в направлении, перпендикулярном оси давления [001] при температуре  $\sim 2 \text{ К}$  в интервале плотностей потока фотонов, поглощаемых в образце,  $N_{\phi} = (5 \cdot 10^{17} - 5 \cdot 10^{21}) \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . При измерениях поляризации ФЛ щели монохроматора устанавливались достаточно широкими, чтобы измеренное поляризационное отношение  $r$  соответствовало интегральной по полосе величине.

Если захват электрона из *s*-зоны на уровень  $E_v + 0.15 \text{ эВ}$  происходит только посредством излучения фотона, время между актами излучения фотона отдельным центром в стационарных условиях пропорционально произведению скорости рекомбинации пар  $R$  на внутренний квантовый выход  $\alpha$  рекомбинационного излучения в исследуемой полосе. Величина  $\alpha$  была определена сравнением с эталонным образцом. Она слабо зависела от  $N_{\phi}$  и составляла  $\sim 2 \cdot 10^{-2}$  для образцов Cu16 (внешний квантовый выход излучения  $\sim 3.5 \cdot 10^{-4}$ ) и  $\sim 6 \cdot 10^{-3}$  для образцов Cu18. Меньшее значение  $\alpha$  для Cu18, по-видимому, связано с загрязнением центрами безызлучательной рекомбинации из-за более высокой температуры диффузии.

Результаты измерений зависимости  $r$  от  $N_{\phi}$  при различных давлениях вдоль оси [001] показаны на рис. 1. Отметим прежде всего, что действительно наблюдается уменьшение  $r$  с ростом  $N_{\phi}$ . Оно не связано с нагрева-

нием образца возбуждающим светом, так как поляризация ФЛ мелкого акцептора в том же образце в исследованном диапазоне  $N_{\phi}$  не изменялась. При больших концентрациях  $\text{Cu}_{\text{Ga}}$  (образцы Cu18) начало падения  $r$  смещается в область более высоких  $\alpha N_{\phi}$ . Укажем также, что при низких  $N_{\phi}$ , а в случае небольших давлений и при высоких  $N_{\phi}$  на кривой  $r=f(N_{\phi})$  наблюдаются участки, где  $r$  не зависит от уровня возбуждения. При давлениях выше  $\sim 500$  бар  $r$  перестает зависеть от  $N_{\phi}$ .

## 2. Теория

Рассмотрим более подробно процессы выстраивания центров  $\text{Cu}_{\text{Ga}}$  при давлениях вдоль оси [001] и непрерывной генерации и рекомбинации электронно-дырочных пар, основываясь на модели центра  $\text{Cu}_{\text{Ga}}$ , развитой в [1-4]. В этих условиях система  $\text{Cu}_{\text{Ga}}$ +электронно-дырочная пара может находиться в одном из следующих трех состояний. 1) Начальное состояние перед излучением (I). Центр нейтрален ( $\text{Cu}_{\text{Ga}}^0$ ) и связывает две дырки [3, 4]. Имеется дырка в  $\nu$ -зоне и электрон в  $s$ -зоне. 2) Конечное состояние после излучения (II). Центр, захвативший электрон, становится однократно отрицательно заряженным ( $\text{Cu}_{\text{Ga}}^{-}$ ) и связывает одну дырку. Существует дырка в  $\nu$ -зоне. 3) Конечное состояние после захвата дырки из  $\nu$ -зоны (III). Центр снова становится нейтральным. Свободные электрон и дырка отсутствуют. Адиабатические потенциалы, соответствующие этим состояниям, рассмотрены в [4]. В состояниях I и III они отличаются только по абсолютной величине на ширину запрещенной зоны.

Рассмотрим случай [4, 6], когда нижняя ветвь адиабатических потенциалов в пространстве обобщенных координат  $Q$  в состояниях I и III имеет три эквивалентных при нулевой деформации минимума  $X, Y, Z$

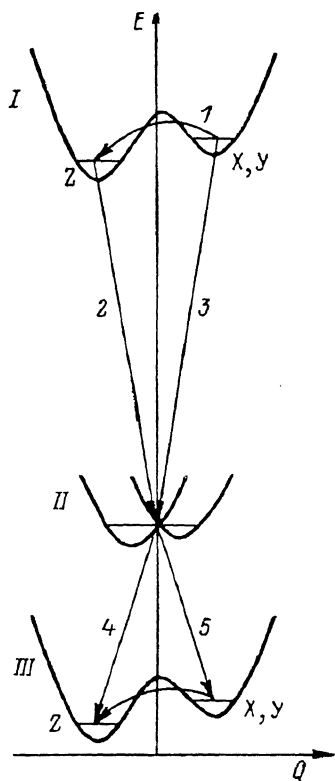


Рис. 2. Схематическое изображение адиабатических потенциалов системы  $\text{Cu}_{\text{Ga}}$ +электронно-дырочная пара и переходов, происходящих между возможными ее состояниями I, II и III в условиях непрерывной генерации пар и рекомбинации их через центр  $\text{Cu}_{\text{Ga}}$ . Переход I изображает процесс выстраивания центров с постоянной времени  $\tau$ . Переходы 2-5 включают процессы с участием фононов.

(рис. 2), которые соответствуют ориентациям выделенной оси примесного комплекса вдоль направлений  $x$  ([100]),  $y$  ([010]) или  $z$  ([001]). Давление  $P \parallel [001]$  смещает минимум  $Z$  вниз, а минимумы  $X$  и  $Y$  — на одну и ту же величину вверх (рис. 2). Для перехода системы из минимумов  $X$  и  $Y$  в минимум  $Z$  требуется преодолеть барьер. Скорость таких переходов характеризуется постоянной времени  $\tau$ .

В состоянии II  $\text{Cu}_{\text{Ga}}$  связывает только одну дырку. Поэтому эффект Яна—Теллера слабее (минимумы адиабатических потенциалов мельче) и расщепление состояний центра при деформации меньше [4].

Степень выстраивания центров непосредственно после перехода в состояние III (захвата центром  $\text{Cu}_{\text{Ga}}$  дырки из  $\nu$ -зоны), вообще говоря, зависит от адиабатических потенциалов и волновых функций системы как в состоянии III, так и в состоянии II. Поэтому роль переходов  $I \rightarrow II \rightarrow III$  в изменении степени выстраивания центров в состоянии III

(и, следовательно, I) удобно характеризовать феноменологическим параметром  $A$ , равным относительной вероятности для центра  $\text{Cu}_{\text{Ga}}$  после перехода  $\text{II} \rightarrow \text{III}$  оказаться в минимуме  $Z$  (т. е. быть выстроенным вдоль оси  $z$ ). Тогда вероятность оказаться в минимумах  $X$  и  $Y$  будет  $1-A$ . При  $P=0$ , как очевидно из полной симметрии адиабатических потенциалов,  $A=1/3$ . Сечение захвата дырки центром  $\text{Cu}_{\text{Ga}}^0$  значительно превосходит сечение захвата электрона центром  $\text{Cu}_{\text{Ga}}^0$ . Поэтому можно считать, что после акта излучения света центры захватывают дырки мгновенно, и при постоянном освещении в кристалле практически существуют только центры  $\text{Cu}_{\text{Ga}}^0$ .

Концентрация  $N_z$ -центров, выстроенных параллельно  $P$  внутри элементарного объема, определяется несколькими процессами.

Она увеличивается в результате переориентации центров (переход 1 на рис. 2). Скорость этого процесса

$$u_1 = \frac{\Delta(N_x + N_y)}{\tau} = \frac{N_x - N_{x0} + N_y - N_{y0}}{\tau} = \frac{N_T - N_z - 2N_0}{\tau},$$

где  $N_x + N_y + N_z = N_T$ ,  $N_x$  и  $N_y$  — концентрации центров, выстроенных вдоль  $x$  и  $y$ , а  $N_{x0} = N_{y0} = N_0$  — равновесные значения  $N_x$  и  $N_y$  при данном  $P$ .  $N_z$  может увеличиваться также за счет центров, которые до рекомбинации были ориентированы по  $x$  или по  $y$ , а после излучения и повторного захвата дырки оказались ориентированными по  $z$  (переход 3—4 на рис. 2). Скорость этого процесса

$$u_2 = A \frac{N_x + N_y}{N_T} \alpha_0 R = A \frac{N_T - N_z}{N_T} \alpha_0 R,$$

где  $\alpha_0$  — доля рекомбинации через центры  $\text{Cu}_{\text{Ga}}$ .

$N_z$  может уменьшаться за счет центров, которые были ориентированы по  $z$ , а после излучения и захвата дырки оказались ориентированными по  $x$  или по  $y$  (переход 2—5 на рис. 2). Скорость этого процесса

$$u_3 = (1 - A) \frac{N_z}{N_T} \alpha_0 R.$$

В выражениях для  $u_2$  и  $u_3$  предполагается, что вероятность захвата носителей не зависит от ориентации выделенной оси центра.

В стационарных условиях  $u_1 + u_2 - u_3 = 0$ , откуда следует

$$N_z = N_T \frac{(N_T - 2N_0)/\tau + A\alpha_0 R}{N_T/\tau + \alpha_0 R}. \quad (1)$$

В общем случае  $R$  и, следовательно,  $N_z$  зависят от положения рассматриваемого элементарного объема внутри полупроводника. В дальнейшем для простоты будем предполагать, что рекомбинация происходит равномерно в слое кристалла толщиной  $L$ , а вне этого слоя равна нулю. Это позволяет считать, что  $R$  распределена однородно по излучающему объему кристалла.

Излучение отдельного центра поляризовано так, что интенсивность света с электрическим вектором, параллельным выделенной оси центра, относится к интенсивности света с электрическим вектором, лежащим в плоскости, перпендикулярной этой оси, как 4 : 1 [1, 4].<sup>1</sup> Поэтому, если  $P \parallel z$  и ФЛ наблюдается в направлении, перпендикулярном оси  $z$ , поляризационное отношение равно

$$r = \frac{I_{\parallel}}{I_{\perp}} = \frac{N_x + N_y + 4N_z}{N_x + 4N_y + N_z} = 2 \frac{3N_z + N_T}{5N_T - 3N_z}, \quad (2)$$

<sup>1</sup> Для центров, ориентированных перпендикулярно оси давления, это соотношение несколько меняется с давлением. Оценки показывают, что при  $P \leq 500$  бар оно уменьшается на  $\sim 20\%$ . Мы не будем учитывать эту зависимость.

где  $I_{\parallel, \perp}$  — интенсивности света с электрическим вектором, параллельным и перпендикулярным  $z$ .

Подставив (1) в (2), получим

$$r = \frac{2(2N_T - 3N_0)/\tau + (1 + 3A)\alpha_0 R}{(N_T + 3N_0)/\tau + 0.5(5 - 3A)\alpha_0 R}. \quad (3)$$

При достаточно малых  $R$ , когда  $N_T/\alpha_0 R \gg \tau$ , т. е. время между актами излучения фотона отдельным центром значительно превышает  $\tau$ ,  $r$  не зависит от  $R$  и принимает равновесное значение

$$r_0 = \frac{2(2N_T - 3N_0)}{N_T + 3N_0}. \quad (4)$$

При достаточно больших  $R$ , когда справедливо противоположное неравенство,  $r$  также не зависит от  $R$  и равно

$$r_\infty = \frac{2(1 + 3A)}{5 - 3A}. \quad (5)$$

В случае неоднородного распределения  $R$  участки постоянства  $r$  в зависимости  $r(R)$  сохраняются, однако их границы могут сместиться.

### 3. Обсуждение результатов эксперимента

Для сравнения (3) с экспериментом необходимо знать скорость рекомбинации пар через центры  $\text{Cu}_{\text{Ga}}$   $\alpha_0 R$ . Если, как предполагалось, эта рекомбинация происходит равномерно в слое толщиной  $L$ , то в стационарных условиях  $R = N_\phi/L$ . Можно также считать, что захват электронов центрами  $\text{Cu}_{\text{Ga}}$  происходит в основном с испусканием фотона [7], т. е.  $\alpha_0 = \alpha$ . Тогда выражение (3) принимает вид

$$r = \frac{2(2N_T - 3N_0)L/\tau + (1 + 3A)\alpha N_\phi}{(N_T + 3N_0)L/\tau + 0.5(5 - 3A)\alpha N_\phi}. \quad (6)$$

Это выражение использовалось для аппроксимации экспериментальных зависимостей, полученных при различных давлениях (рис. 1), путем подбора  $N_0$ ,  $\tau/L$  и  $A$ . При этом сначала по горизонтальным участкам зависимости  $r = f(\alpha N_\phi)$  в области низких и высоких значений  $\alpha N_\phi$  (т. е. низких и высоких значений  $R$ ) определялись величины  $N_0$  и  $A$  на основании соотношений (4) и (5), а затем подбиралась величина  $\tau/L$ . Если в исследованном диапазоне  $\alpha N_\phi$  горизонтальный участок зависимости  $r = f(\alpha N_\phi)$  при больших  $\alpha N_\phi$  не наблюдался (в силу невыполнения условия  $N_T/\alpha_0 R \ll \tau$ ), величина  $A$  подбиралась совместно с величиной  $\tau/L$ .

В рассматриваемой модели величины  $A$  и  $\tau$  для образцов  $\text{Cu16}$  и  $\text{Cu18}$  при данной относительной деформации должны совпадать. Для низколегированных образцов  $\text{Cu16}$   $\epsilon = P/(C_{11} - C_{12})$ , где  $C_{11} = 12.26 \cdot 10^{11}$  дин/см<sup>2</sup>,  $C_{12} = 5.71 \cdot 10^{11}$  дин/см<sup>2</sup> — упругие модули  $\text{GaAs}$ . Для образцов  $\text{Cu18}$ , в которых концентрация  $\text{Cu}_{\text{Ga}}$  высока,  $\epsilon$  больше из-за эффекта размятчения [8] и может быть определена из экспериментальных зависимостей  $r_0 = f(P)$  для образцов  $\text{Cu16}$  и  $\text{Cu18}$  на основании того, что равным величинам  $\epsilon$  в разных образцах соответствуют равные  $r$  [4, 8].

Зависимость величин  $A$  и  $\tau/L$ , полученных из сопоставления (6) с экспериментом (рис. 1) от относительной деформации  $\epsilon$  для образцов  $\text{Cu16}$  и  $\text{Cu18}$ , представлена на рис. 3.

Прежде всего отметим, что вероятность  $A$  с увеличением  $\epsilon$  растет от  $\sim 1/3$  до  $\sim 1$ , как и следовало ожидать для центра, описываемого моделью [1, 4, 6], в случае, если константа деформационного потенциала состояния, связывающего одну дырку (состояние II), отрицательна (т. е. при давлении основным становится состояние, соответствующее проекции момента дырки  $\pm 1/2$  на ось давления).

Величины  $\tau/L$  для образцов Cu16 и Cu18 отличаются примерно в 45 раз, что связано с различием в  $L$ . Характеристический параметр  $L$  должен быть близок к диффузионной длине носителей  $l_b$  или к эффективной глубине поглощения возбуждающего ФЛ света  $K^{-1}$ , если  $l_b < K^{-1}$ . В образцах Cu18  $l_b$  не превышает  $\sim 0.3$  мкм [ $9-12$ ] (тогда для образцов Cu16  $l_b \leq 15$  мкм, что представляется разумным [ $9-12$ ]). Так как  $K^{-1} = 0.1$  мкм, можно заключить, что для образцов Cu18  $L = 0.1 - 0.3$  мкм. Поэтому из зависимостей  $\tau/L$ , приведенных на рис. 3, следует, что  $\tau = (4-12) \cdot 10^{-5}$  с при  $\epsilon \rightarrow 0$ . Оценки показывают, что принятая нами упрощенная модель распределения скорости рекомбинации по глубине образца может при-

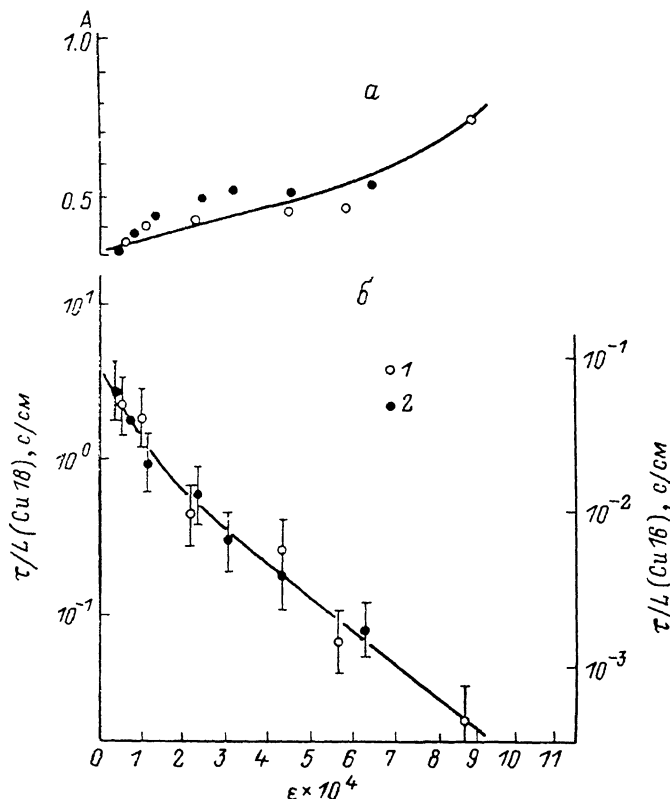


Рис. 3. Зависимость параметра  $A$  (а) и постоянной времени выстраивания центров  $\tau$  (б) от относительной деформации.

1 — Cu16, 2 — Cu18.

вести к заниженным, но не более чем в  $\sim 2$  раза значениям  $\tau/L$ . Учитывая это, а также величины случайных и возможных систематических ошибок измерений, можно считать, что  $\tau = (2-40) \cdot 10^{-5}$  с.

Таким образом, время выстраивания центров при  $\sim 2$  К относительно велико. Это свидетельствует о существовании потенциального барьера, препятствующего выстраиванию, т. е. о существовании в состоянии, связывающем две дырки, трех минимумов на нижней ветви адиабатического потенциала, соответствующих трем различным ориентациям оси центра, как и предполагалось в разделе 2. С увеличением относительной деформации от нуля до  $\sim 9 \cdot 10^{-4}$   $\tau$  уменьшается на  $\sim 2$  порядка (рис. 3), что вызвано уменьшением высоты барьера для перехода из минимумов  $X$ ,  $Y$  в минимум  $Z$ .

При 77 К падение поляризационного отношения при увеличении  $N_\phi$  в исследованном диапазоне не наблюдалось. Это означает уменьшение  $\tau$  с повышением температуры, что также согласуется с существованием барьера.

Таким образом, в настоящей работе предсказан и обнаружен эффект разориентации ян-теллеровского примесного центра в процессе рекомбинации через него электронно-дырочных пар. Этот эффект может существовать, если внешнее воздействие, вызывающее частичное выстраивание центров в начальном состоянии (I), не достаточно, чтобы вызвать такое же выстраивание в промежуточном состоянии (II) (рис. 2). Он проявляется в уменьшении степени поляризации примесной ФЛ при достаточно больших интенсивностях возбуждающего света. В принципе, как видно из теоретического рассмотрения, может существовать и противоположный эффект — увеличение выстраивания в процессе рекомбинации пар, когда  $r_{\infty} > r_0$  (формулы (4), (5)). Такая ситуация реализуется, если  $A(\epsilon) > N_{z0}(\epsilon)/N_T$ , где  $N_{z0}(\epsilon)$  — равновесная концентрация центров, выстроенных при данной деформации параллельно оси давления  $z$ .

Проведенные исследования также показывают, что в отсутствие внешнего давления направление выделенной оси ян-теллеровского центра  $Cu_{Ga}$  в GaAs периодически меняется. Среднее время, в течение которого ориентация центра сохраняется, при температуре  $\sim 2$  К составляет  $(2-40) \cdot 10^{-5}$  с.

Авторы благодарны Д. З. Гарбузову и В. П. Чалому за предоставленный образец с известным квантовым выходом ФЛ.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Аверкиев Н. С., Аширов Т. К., Гуткин А. А. ФТТ, 1982, т. 24, № 7, с. 2046—2052.
- [2] Аверкиев Н. С., Аширов Т. К., Гуткин А. А. ФТП, 1983, т. 17, № 1, с. 97—102.
- [3] Аверкиев Н. С., Ветров В. А., Гуткин А. А., Меркулов И. А., Никитин Л. Н., Решина И. И., Романов Н. Г. ФТП, 1986, т. 20, № 9, с. 1617—1622.
- [4] Аверкиев Н. С., Гуткин А. А., Осипов Е. Б., Седов В. Е. ФТП, 1987, т. 21, № 3, с. 415—420.
- [5] Аверкиев Н. С., Аширов Т. К., Гуткин А. А. ФТП, 1981, т. 15, № 10, с. 1970—1977.
- [6] Аверкиев Н. С., Адамия З. А., Аладашвили Д. И., Аширов Т. К., Гуткин А. А., Осипов Е. Б., Седов В. Е. ФТП, 1987, т. 21, № 3, с. 421—426.
- [7] Glinchik K. D., Prokhorovich A. V. Phys. St. Sol. (a), 1975, vol. 29, N 2, p. 339—345.
- [8] Аверкиев Н. С., Аширов Т. К., Гуткин А. А., Осипов Е. Б., Седов В. Е. ФТТ, 1986, т. 28, № 10, с. 2959—2964.
- [9] Гуткин А. А., Наследов Д. Н., Седов В. Е. ФТТ, 1965, т. 7, № 1, с. 81—87.
- [10] Hwang C. J. J. Appl. Phys., 1969, vol. 40, N 9, p. 3731—3739.
- [11] Rao-Sabib T. S., Wittry D. R. J. Appl. Phys., 1969, vol. 40, N 9, p. 3745—3750.
- [12] Кустов В. Г., Орлов В. П. ФТП, 1969, т. 3, № 11, с. 1728—1730.

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

Поступило в Редакцию  
11 января 1988 г.