

СТАБИЛИЗАЦИЯ ОРИЕНТАЦИИ ЯН-ТЕЛЛЕРОВСКИХ ИСКАЖЕНИЙ АКЦЕПТОРА Au_{Ga}^0 В GaAs ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ И ПЕРЕОРИЕНТАЦИЯ ЦЕНТРА В ПРОЦЕССЕ РЕКОМБИНАЦИИ

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

Исследованы и проанализированы особенности поведения полосы фотолюминесценции тетрагонального ян-теллеровского акцептора Au_{Ga}^0 в GaAs при давлениях вдоль оси [001] в диапазоне температур $\sim 2 \div 77$ К. Показано, что при не слишком высоких давлениях и температурах до ~ 25 К ориентация центра в равновесных условиях «заморожена» и может изменяться только благодаря рекомбинационно-стимулированному процессу. При более высоких температурах становится возможной термоактивационная переориентация центров в нейтральном состоянии. Величина постоянной времени этой переориентации при температуре ~ 35 К и давлениях ниже ~ 1 кбар составляет $10^{-5} \div 2 \cdot 10^{-4}$ с. Значение константы деформационного потенциала $Au_{Ga}^0 V_T$ лежит в интервале $-(3 \div 4)$ эВ, высота потенциального барьера между состояниями центра с различными ориентациями при нулевом и малых давлениях равна (35 ± 7) мэВ и уменьшается при росте давления до ~ 9 кбар. Определена зависимость параметра выстраивания центров при рекомбинационно-стимулированной переориентации от величины давления.

Как показано в работе [1], центр Au_{Ga} в GaAs, ответственный за полосу фотолюминесценции (ФЛ) с максимумом при энергии фотонов около 1.07 эВ, качественно подобен двойному акцептору Cu_{Ga}^0 . В соответствии с результатами работ [2-4] из-за взаимодействия дырок, связанных на Cu_{Ga}^0 , с неполносимметричными E -колебаниями комплекса $Cu_{Ga} + 4$ ближайших атома As этот комплекс искажен (эффект Яна—Теллера) и имеет не тетраэдрическую, а тетрагональную симметрию. Выделенная ось центра (S_4) ориентирована вдоль одной из осей $\langle 100 \rangle$ кристалла. Переориентация центра Cu_{Ga}^0 благодаря малым высоте и ширине потенциального барьера между эквивалентными конфигурациями даже при температурах (T) вблизи 2 К происходит относительно быстро (постоянная времени переориентации составляет $10^{-5} \div 10^{-4}$ с). Подобная переориентация в случае приложения к кристаллу внешнего давления (P) вдоль направления [001] приводит при низких температурах к выстраиванию центров по оси давления, что проявляется в специфике поведения примесной ФЛ. Такое поведение наблюдалось при 77 К и для центра Au_{Ga} в GaAs [1]. Однако в отличие от Cu_{Ga} оказалось, что при температуре ~ 2 К поляризация полосы ФЛ, связанной с Au_{Ga} , в случае давлений до ~ 9 кбар вдоль оси [001] значительно ниже, чем при 77 К (рис. 1). Это может указывать на отсутствие полного выстраивания центров Au_{Ga} в области температур ниже 77 К даже при больших давлениях, когда полные энергии центров при различных ориентациях его относительно оси давления различаются на величину, во много раз превышающую kT (k — постоянная Больцмана). Подобное «замораживание» ориентации ян-теллеровского центра возможно, если высота и ширина потенциального барьера между различными ориентациями центра сравнительно велики. Последнее представляется весьма вероятным, поскольку подмешивание в основное состояние Au_{Ga}^0 возбужденных состояний Γ_7 -симметрии больше, чем в случае Cu_{Ga}^0 [6].

Настоящая работа посвящена детальному исследованию явлений, приводящих к особенностям пьезоспектроскопического поведения полосы ФЛ Au_{Ga} в GaAs при давлениях вдоль оси $[001]$ в интервале температур $\sim 2 \div 77$ К, и оценке параметров, определяющих эти явления.

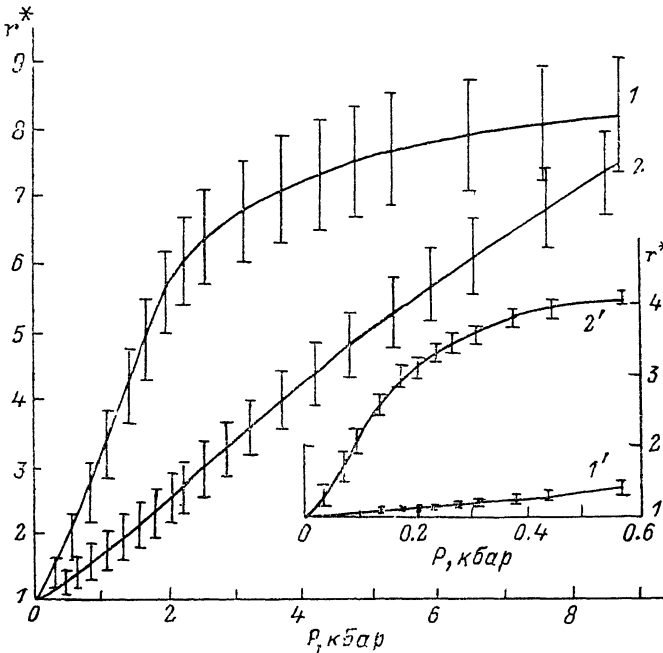


Рис. 1. Зависимость от давления вдоль оси $[001]$ интегрального поляризационного отношения r^* фотолюминесценции центров Au_{Ga} (1, 2) и Cu_{Ga} (1', 2').

$T, \text{K}: 1, 1' - 77; 2, 2' - \sim 2; r^*$ измерено в полосе шириной ~ 25 мэВ вблизи максимума фотолюминесценции. Приведенные значения r^* в случае Au_{Ga} представляют собой результат усреднения для нескольких образцов. Данные для Cu_{Ga} взяты из работы [6].

1. Феноменологическое рассмотрение

Рассмотрим поведение ФЛ, вызванной излучательным захватом электронов в процессе рекомбинации электронно-дырочных пар через нейтральный акцепторный центр Au_{Ga}^0 в случае приложения давления вдоль оси $[001]$. В исходном (перед захватом электрона) состоянии симметрия комплекса $\text{Au}_{\text{Ga}}^0 + \text{окружение}$ тетрагональна [1, 6], и, следовательно, в случае, если переориентации центров не происходит, давление вдоль оси $[001]$, согласно [7], должно привести к расщеплению полосы излучения на две составляющие, соответствующие центрам, ориентированным вдоль и перпендикулярно оси давления. Концентрации центров N_x, N_y и N_z , ориентированных соответственно вдоль осей $[100], [010]$ и $[001]$, в этом случае равны.

Поскольку, как следует из данных [1], излучение каждого центра Au_{Ga}^0 сильно поляризовано относительно оси его внутреннего искажения, расщепившиеся полосы должны иметь сильно различающуюся линейную поляризацию относительно оси давления. В случае широкой полосы ФЛ ее расщепление может быть незаметным, но, если поляризация ФЛ наблюдается, она должна быть различной при разных энергиях фотонов ($\hbar\omega$) внутри полосы примесного излучения. При этом интегральное поляризационное отношение полосы ФЛ r^* , определяемое выражением

$$r^* = \int I_{\parallel}(\hbar\omega) d\hbar\omega / \int I_{\perp}(\hbar\omega) d\hbar\omega, \quad (1)$$

где $I_{\parallel, \perp}(\hbar\omega)$ — интенсивности ФЛ с электрическим вектором, соответственно параллельным и перпендикулярным оси давления, должно оставаться равным 1.

Однако изменение ориентации «замороженного» центра может происходить в процессе рекомбинации через него электронно-дырочной пары [3]. Такая переориентация является следствием того, что непосредственно после захвата носителя центр оказывается в возбужденном состоянии, релаксация из которого может происходить в любой из минимумов адиабатического потенциала (АП), соответствующих различным возможным ориентациям центра. В результате непосредственно после последовательных захватов электрона и дырки акцептор Au_{Ga} может изменить свою ориентацию в исходном нейтральном состоянии. При давлении вдоль оси [001] эквивалентность минимумов АП нарушается, и при релаксации возбуждения более вероятным может оказаться переход в наиболее низкоэнергетический минимум [3]. Это приводит к частичному выстраиванию центров ($N_z \neq N_x = N_y$) и увеличению r^* по сравнению с 1. Как было экспериментально обнаружено для центра Cu_{Ga} [3], такой рекомбинационно-стимулированный процесс переориентации действительно существует.

С повышением температуры замороженный при низких температурах центр приобретает дополнительную возможность изменить свою ориентацию путем обычного термоактивационного перехода над потенциальным барьером, разделяющим возможные ориентации центра в нейтральном состоянии. В связи с этим для описания пьезоспектроскопического поведения ФЛ при $P \parallel [001]$ в некотором диапазоне температур проанализируем изменение концентраций центров, ориентированных вдоль каждой из осей $\langle 100 \rangle$, в условиях рекомбинации электронно-дырочных пар и одновременного действия рекомбинационно-стимулированного и термоактивационного механизмов переориентации центров. Будем, как и в [3], предполагать, что основную часть времени между актами рекомбинации центр проводит в нейтральном состоянии, т. е. сечение захвата электронов центром меньше, чем сечение захвата дырок, а концентрация электронов невелика. Тогда, рассматривая приведенные в [3] скорости изменения N_x , N_y и N_z в образце после включения в момент времени $t=0$ света, генерирующего электронно-дырочные пары, можно получить

$$N_z(t) = N \frac{N_{z0}/N + A\tau/\tau_a}{1 + \tau/\tau_a} + [N_{zn} - N \frac{N_{z0}/N + A\tau/\tau_a}{1 + \tau/\tau_a}] \exp\left[-\left(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_a}\right)t\right]. \quad (2)$$

Здесь N_{zn} — концентрация центров, ориентированных вдоль оси [001] в момент $t=0$, N — полная концентрация центров, N_{z0} — концентрация центров, ориентированных вдоль оси [001] в условиях термического равновесия, τ_a — среднее время между актами рекомбинации через отдельный центр, τ — характеристическое время термоактивационной переориентации в нейтральном состоянии, A — вероятность того, что непосредственно после рекомбинации и быстрой релаксации возбуждения нейтральный центр окажется ориентированным вдоль оси [001]:

$$N_{zn} = N \left[\left(1 + 2 \exp\left(-\frac{\Delta W}{kT}\right) \right) \right]^{-1}, \quad (3)$$

где ΔW — разность в энергетическом положении минимумов нижнего листа АП нейтрального центра, возникающая вследствие давления вдоль оси [001]:

$$\Delta W \simeq -\frac{3B_T P}{2(C_{11} - C_{12})}, \quad (4)$$

где B_T — константа деформационного потенциала, C_{11} и C_{12} — упругие модули GaAs.

Из выражения (2) видно, что характеристическое время выстраивания центров в условиях рекомбинации не может быть больше среднего времени между актами рекомбинации через отдельный центр. Поэтому даже при низких температурах, когда центр в условиях термического равновесия заморожен, при наблюдении ФЛ стационарная степень выстраивания центров (стационарная величина поляризации ФЛ) устанавливается сравнительно быстро.

В стационарных условиях

$$N_z(\infty) = N \frac{N_{z0}/N + A\tau/\tau_a}{1 + \tau/\tau_a}. \quad (5)$$

При $\tau \gg \tau_a$ (т. е. в случае замороженного центра)

$$N_z(\infty) = AN. \quad (6)$$

При $\tau \ll \tau_a$

$$N_z(\infty) = N_{z0}. \quad (7)$$

Если $P=0$, то все ориентации центра равновероятны, поэтому $A=1/3$, $N_{z0}/N=1/3$, из (5) следует, что $N_z(\infty)/N=1/3$ при любом соотношении между τ и τ_a .

Перейдем теперь к изменению под влиянием давления характеристик полосы примесной ФЛ. Как известно, излучение тетрагонального центра может быть представлено суперпозицией излучений линейного осциллятора, параллельного выделенной оси центра, и ротатора, лежащего в плоскости, перпендикулярной этой оси [7]. Обозначим через $I_0(\hbar\omega)$ интенсивность излучения ротатора вдоль любого из направлений в его плоскости, а через $r_{\parallel}I_0(\hbar\omega)$ — интенсивность излучения осциллятора, распространяющегося перпендикулярно его оси. Тогда для света, распространяющегося перпендикулярно выделенной оси центра, отношение интенсивностей компонент излучения с электрическим вектором, параллельным и перпендикулярным этой оси, равно r_{\parallel} . Если считать, что r_{\parallel} постоянно по полосе излучения, а форма полосы $I_0(\hbar\omega)$ не меняется с давлением, то изменение с P характеристик полосы ФЛ, формируемой излучением всех центров, при $P \parallel [001]$ определяется только изменением N_z и энергетическим сдвигом относительно дна c -зоны уровней центров с различной ориентацией. В этом случае формы стационарных полос излучения, распространяющегося перпендикулярно оси P и поляризованного параллельно и перпендикулярно направлению давления $I_{\parallel}(\hbar\omega)$ и $I_{\perp}(\hbar\omega)$, описываются соотношениями

$$I_{\parallel}(\hbar\omega) = I'_{\parallel}(\hbar\omega) + I''_{\parallel}(\hbar\omega) = N_z(\infty)r_{\parallel}I_0(\hbar\omega - \Delta\hbar\omega_m) + [N - N_z(\infty)]I_0(\hbar\omega - \Delta\hbar\omega_m - \Delta W), \quad (8)$$

$$I_{\perp}(\hbar\omega) = I'_{\perp}(\hbar\omega) + I''_{\perp}(\hbar\omega) = N_z(\infty)I_0(\hbar\omega - \Delta\hbar\omega_m) + 0.5(r_{\parallel} + 1)[N - N_z(\infty)]I_0(\hbar\omega - \Delta\hbar\omega_m - \Delta W), \quad (9)$$

где $I_0(\hbar\omega)$ относится к излучению ротатора при $P=0$, $I'_{\parallel, \perp}(\hbar\omega)$ и $I''_{\parallel, \perp}(\hbar\omega)$ — интенсивности поляризованных компонент излучения, создаваемых центрами, ориентированными соответственно параллельно и перпендикулярно оси давления (Z), $\Delta\hbar\omega_m$ — величина сдвига с давлением полосы ФЛ, связанной только с центрами, выстроенными вдоль оси Z . Эта величина может быть получена из сдвига экспериментально наблюдаемой полосы ФЛ при 77 К [1], когда при достаточно высоких давлениях происходит практически полное выстраивание центров. Согласно [1], $\Delta\hbar\omega_m \sim P$ и при $P \simeq 8$ кбар составляет ~ 10 мэВ.

Если предположения, указанные при выводе (8), (9), справедливы, то интегральное поляризационное отношение примесной ФЛ, согласно (1), определяется выражением

$$r^*(t) = 2 \frac{(r_{\parallel} - 1) N_z(t)/N + 1}{(r_{\parallel} + 1) - (r_{\parallel} - 1) N_z(t)/N}. \quad (10)$$

В случае полного выстраивания центров ($N_z=N$), как следует из (10), $r^*=r_{\parallel}$. Подставляя в (10) выражение (5), получим для стационарных условий

$$r^* = 2 \frac{1 + (r_{\parallel} - 1) [N_{z0}/N + A\tau/\tau_a]/(1 + \tau/\tau_a)}{(r_{\parallel} + 1) - (r_{\parallel} - 1) [N_{z0}/N + A\tau/\tau_a]/(1 + \tau/\tau_a)}. \quad (11)$$

Формула (11) может быть использована для описания изменения r^* с увеличением температуры. Для этого в случае, когда доминирующим процессом переориентации при низких температурах является рекомбинационно-сти-

мулированной переориентацией ($\tau \gg \tau_a$), а при высоких температурах — термоактивационное преодоление барьера между различными ориентациями центра ($\tau \ll \tau_a$), необходимо учитывать температурное изменение N_{z_0} , согласно выражению (3), и в первом приближении рассматривать только термоактивационный механизм изменения τ . Тогда, анализируя кинетику установления равновесной заселенности N_{z_0} в результате этого механизма, можно получить

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{V}{kT}\right) \left[1 + 2 \exp\left(-\frac{\Delta W}{kT}\right)\right]^{-1}, \quad (12)$$

где V — высота энергетического барьера для перехода из состояния с ориентацией центра вдоль оси X или Y в состояние с ориентацией вдоль оси Z . При достаточно больших деформациях, когда $\Delta W > kT$, выражение (12) упрощается:

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{V}{kT}\right). \quad (13)$$

2. Экспериментальные результаты и их анализ

Образцы для исследования изготавливались из арсенида галлия, полученного методом Чохральского, с концентрацией электронов $\sim 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и подвижностью $5000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при 300 К. Золото вводилось диффузией из напыленного слоя в откачанной ампуле при 900 °С в течение ~ 20 ч с последующим

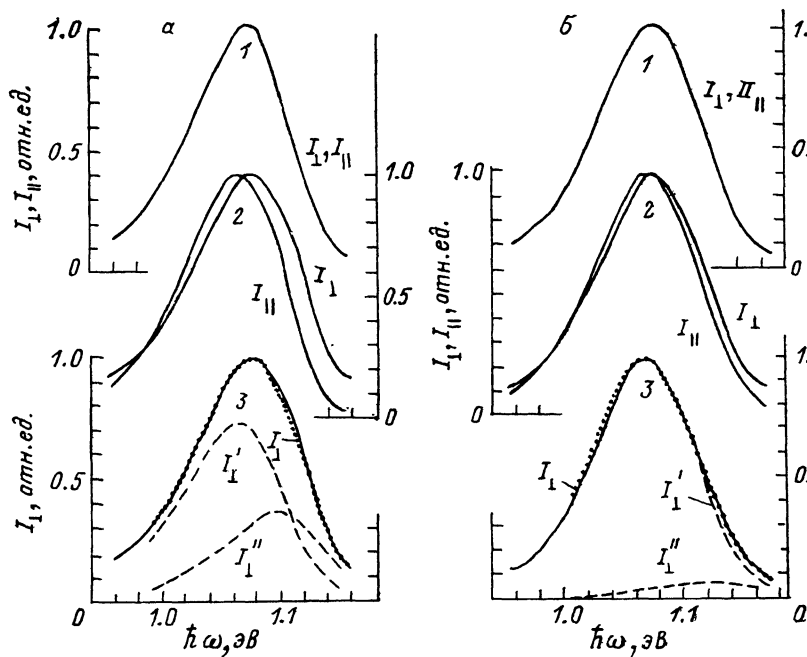


Рис. 2. Спектры компонент фотолуминесценции, поляризованных параллельно ($I_{||}$) и перпендикулярно (I_{\perp}) оси давления, при температурах ~ 2 (а) и 77 К (б).

Сплошные линии — эксперимент, точечные и штриховые — расчет. Давление, кбар: 1 — 0; 2, 3 — 4.1. Расчет сделан для значений $\Delta W = 34.3$ мэВ и $[N - N_z(\infty)]/N = 0.1$ при 2 К. Величина $[N - N_z(\infty)]/N$ при 77 К вычислялась по формуле (3).

охлаждением ампулы в воде. Мышьяк в ампулу не добавлялся. После диффузии образцы травились в полирующем травителе 1 ч. $\text{H}_2\text{SO}_4 + 1$ ч. H_2O_2 (30 %). При этом с поверхности удалялся слой толщиной $20 \div 30$ мкм. Полученный GaAs: Au был сильно компенсированным и имел при комнатной температуре высокое сопротивление. Размеры образцов составляли $\sim 1 \times 1 \times 8$ мм.

ФЛ возбуждалась лазером ЛГН-406 (длина волны 4968 Å). Диаметр светового пятна был в пределах $0.3 \div 0.5$ мм. Плотность потока фотонов возбуж-

дающего света, поглощаемых в образце, изменялась в диапазоне $(1.5 \div 10) \times 10^{19} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Свет модулировался с частотой ~ 200 Гц и скважностью 2. ФЛ наблюдалась перпендикулярно оси давления. Она измерялась охлаждаемым германиевым фотодиодом, чувствительность которого в расчете на падающий фотон была постоянной в исследованном спектральном диапазоне. Полный спектр ФЛ образцов в области $0.95 \div 1.55$ эВ приведен в работе [1].

В случае измерений при температурах ~ 2 , 4.2 и 77 К образцы погружались соответственно в жидкие гелий или азот. Исследования в диапазоне температур $4.2 \div 77$ К проводились в газообразном гелии в режиме непрерывного изменения температуры. Время нагрева от 4.2 до ~ 50 К составляло 2—3 ч. Температура измерялась градуированной термопарой медь-константан, располагавшейся на расстоянии ≤ 0.5 мм от поверхности образца.

2.1. Спектры фотолуминесценции. Согласно сказанному в предыдущем разделе, уменьшение степени стационарного выстраивания центров в случае $P \parallel [001]$ при ~ 2 К по сравнению со степенью выстраивания при 77 К, проявляющееся в меньшей величине r^* (рис. 1), должно приводить и к особенностям изменения спектра ФЛ при увеличении давления. Действительно, как видно из рис. 2, расщепление компонент ФЛ с электрическим вектором, параллельным и перпендикулярным оси давления, при ~ 2 К значительно больше, чем

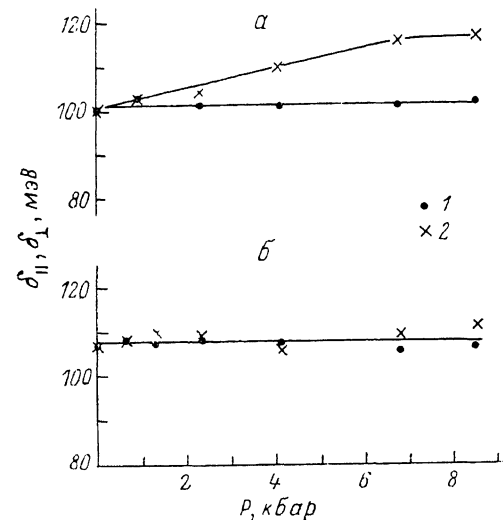


Рис. 3. Зависимость полуширин полос компонент фотолуминесценции I_{\parallel} и I_{\perp} , поляризованных параллельно и перпендикулярно оси давления, от величины давления при температурах ~ 2 (а) и 77 К (б).

1 — δ_{\parallel} , 2 — δ_{\perp} .

при 77 К. Это расщепление является следствием различного относительного вклада центров, ориентированных перпендикулярно P , в $I_{\parallel}(\hbar\omega)$ и $I_{\perp}(\hbar\omega)$. Согласно (8) и (9), $I'_{\perp}/I'_{\parallel}$ больше, чем $I''_{\perp}/I''_{\parallel}$, в $0.5 r_{\pi} (r_{\pi} + 1)$ раз. При $r_{\pi} \simeq 8$ эта величина составляет ~ 36 . Большая величина расщепления полосы при ~ 2 К по сравнению с расщеплением при 77 К обусловлена большей величиной $N_x + N_y$, т. е. меньшей степенью выстраивания центров.

Те же причины приводят к различию в поведении полуширин полос компонент ФЛ $I_{\parallel}(\hbar\omega)$ и $I_{\perp}(\hbar\omega)$, δ_{\parallel} и δ_{\perp} . Из данных, приведенных на рис. 3, видно, что, в то время как при ~ 2 К δ_{\perp} заметно увеличивается с увеличением давления, δ_{\parallel} практически не изменяется. При 77 К заметного уширения спектров $I_{\parallel}(\hbar\omega)$ и $I_{\perp}(\hbar\omega)$ в тех же условиях не происходит (рис. 3), что вызвано высокой степенью выстраивания центров при больших давлениях, когда полосы излучения от двух групп центров отдалены на достаточно большое расстояние для того, чтобы уширение могло наблюдаться.

Заметный относительный вклад в $I_{\perp}(\hbar\omega)$ излучения центров, ориентированных вдоль осей X или Y , при ~ 2 К позволяет, аппроксимируя экспериментальный спектр $I_{\perp}(\hbar\omega)$ выражением (9), определить относительное число этих центров $[N - N_x(\infty)]/N$ и смещение ΔW их полосы ФЛ относительно полосы центров, выстроенных вдоль оси Z . Входящую в (9) величину r_{π} можно получить из измерений r^* при достаточно высоких температурах и давлениях, когда центры полностью выстроены. Дело осложняется возможной зависимостью r_{π} от P , детальный характер которой неизвестен [6]. Мы приняли значение $r_{\pi} = 8$, что соответствует r^* , измеренному при 77 К и $P \simeq 8$ кбар (рис. 1). В качестве $I_0(\hbar\omega)$ (в отн. ед.) при условии, что r_{π} не зависит от P и $\hbar\omega$, можно использовать спектр ФЛ при $P=0$ (рис. 2). Пример аппроксимации показан на рис. 2. Получаемые при этом величины $\Delta W(P)$, согласно выражению (4), дают

значение константы деформационного потенциала $V_T = -(3.4 \pm 0.6)$ эВ. Учтя, что в случае $T \simeq 2$ К, как будет показано далее, $\tau \gg \tau_a$, т. е. справедливо соотношение (6), из величины $[N - N_x(\infty)]/N$ можно определить

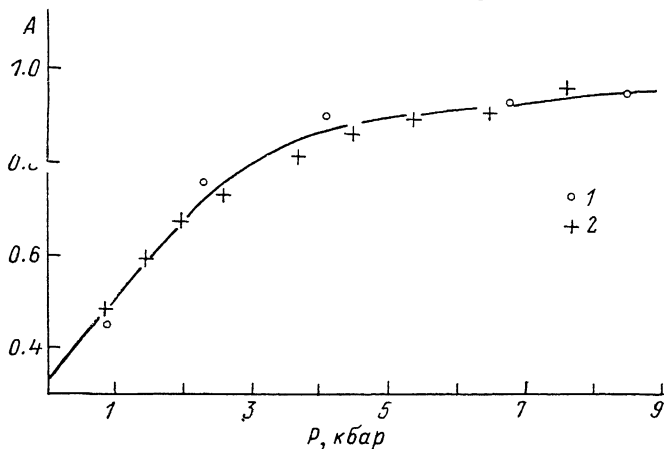


Рис. 4. Зависимость вероятности рекомбинационно-стимулированного выстраивания центров A от давления.

1 — результаты аппроксимации спектров $I_{\perp}(\hbar\omega)$, 2 — результаты расчетов из экспериментальных зависимостей $r^*(P, T)$.

параметр рекомбинационно-стимулированного выстраивания $A(P)$. Зависимость $A(P)$, полученная таким образом, приведена на рис. 4.

2.2. Температурная зависимость поляризации фотолюминесценции. Изменение с температурой интегрального поляризационного отношения ФЛ при различных давлениях приведено на рис. 5. При относительно небольших ве-

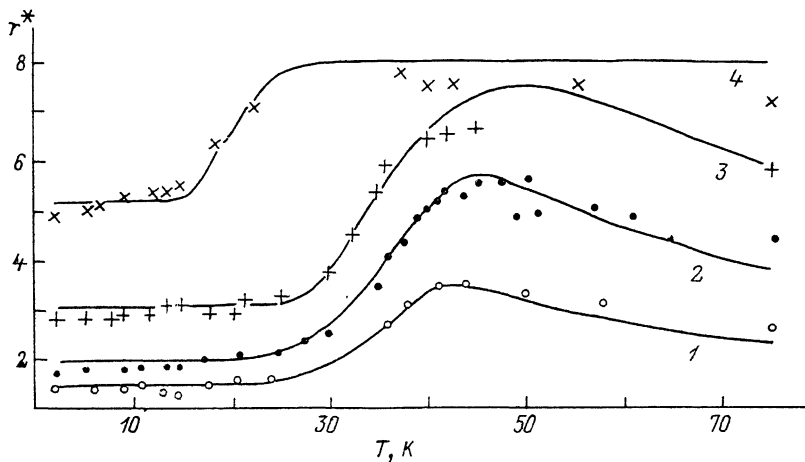


Рис. 5. Зависимость интегрального поляризационного отношения от температуры.

Точки — эксперимент. Давление, кбар: 1 — 0.84, 2 — 1.45; 3 — 2.58; 4 — 5.36. Линии — расчет при $V_T = -4$ эВ, $\tau_0/\tau_a = 10^{-5}$; A и V , мэВ: 1 — 0.48 и 35.0; 2 — 0.59 и 34.5; 3 — 0.73 и 33.0; 4 — 0.89 и 19.5.

личинах давлений r^* в области температур до ~ 25 К изменяется слабо, что свидетельствует о неэффективности процесса термоактивационной переориентации центров по сравнению с рекомбинационно-стимулированным процессом ($\tau \gg \tau_a$). Быстрое увеличение r^* с температурой связано с проявлением термоактивационной переориентации ($\tau \leq \tau_a$), а уменьшение r^* при более высоких температурах определяется уменьшением равновесной степени выстраивания центров (N_{s0}/N) в соответствии с соотношением (3).

Согласно этим представлениям, экспериментальные зависимости $r^*(T)$ были аппроксимированы расчетными на основании соотношений (11), (3), (4)

и (12). При этом в области низких давлений, где $\tau \gg \tau_a$, соотношение (11) принимает вид

$$r^* = 2 \frac{(r_n - 1) A + 1}{(r_n + 1) - (r_n - 1) A}, \quad (14)$$

и, следовательно, величина A вычисляется непосредственно из значения r^* в этой области. В случае высоких давлений, когда рост r^* с температурой начинался практически с температуры 4 К, для вычисления A использовалось значение r^* при ~ 2 К.

Величины V и τ_0/τ_a определяют возрастание r^* с температурой на участке быстрого роста r^* , когда $\tau \simeq \tau_a$. Они подбирались так, чтобы наилучшим образом описать этот участок кривой $r^*(T)$. Отметим, что для температур ниже ~ 40 К, при которых лежит этот участок, выражение (12), описывающее зависимость τ от температуры, достаточно точно аппроксимируется соотношением (13) даже при наименьшей из приведенных на рис. 5 величине P .

От константы деформационного потенциала B_T зависит равновесное заселение состояний с различной ориентацией при различных температурах, и ее величина может быть оценена из зависимости $r^*(T)$ в области высоких температур, где наблюдалось уменьшение r^* с ростом T .

Полагалось, что B_T и τ_0/τ_a одинаковы для всех давлений, а величины A и V могут изменяться с изменением P .

Удовлетворительная аппроксимация экспериментальных зависимостей $r^*(T)$ достигалась при $B_T = -4$ эВ, $\tau_0/\tau_a = 10^{-4} \div 10^{-6}$. Величина V при низких давлениях составляла (35 ± 7) мэВ и падала с повышением давления. Значения $A(P)$, полученные с помощью (14), приведены на рис. 4. Примеры аппроксимации показаны на рис. 5.

3. О б с у ж д е н и е

Как следует из предыдущих разделов, модель, учитывающая рекомбинационно-стимулированный и термоактивационный механизмы переориентации анизотропного центра, хорошо описывает пьезоспектроскопическое поведение полосы ФЛ центра Au_{Ga}^0 в диапазоне температур $\sim 2 \div 77$ К. Обсудим полученные значения параметров этого центра.

Прежде всего отметим, что величины параметра выстраивания при рекомбинационно-стимулированной переориентации $A(P)$ (рис. 4) и константы деформационного потенциала B_T , определенные из данных двух независимых экспериментов, достаточно хорошо согласуются друг с другом. Кроме того, полученное значение $B_T = -(3 \div 4)$ эВ согласуется с величиной разности констант деформационного потенциала для Au_{Ga}^0 и Au_{Ga}^- $B_T - b_T^* \simeq -2.7$ эВ, определенной из смещения с давлением полосы ФЛ Au_{Ga}^0 [1], и близко к величине B_T для центра Cu_{Ga}^0 [8], который подобен центру Au_{Ga}^0 . Это свидетельствует о применимости рассмотренной модели и показывает, что упрощающие предположения о независимости r_n от $\hbar\omega$ и величины давления при $P \parallel [001]$ не вносят существенных ошибок в величину этих параметров, определенную путем аппроксимации данных экспериментов в области давлений $1 \div 8$ кбар. Косвенным подтверждением слабой зависимости r_n от P является также относительно небольшое изменение r^* по сравнению с I при $P \parallel [111]$ вплоть до $P \simeq 5$ кбар, наблюдавшееся в работе [1].

Оценим теперь значение интервала времени τ_a между актами рекомбинации через отдельный центр Au_{Ga} . Очевидно, что [8]

$$\tau_a = \frac{NL}{N_\phi \alpha_0}, \quad (15)$$

где N_ϕ — плотность потока фотонов возбуждающего ФЛ света, поглощенных в образце, α_0 — доля электронно-дырочных пар, рекомбинирующих через центры Au_{Ga} , L — эффективная толщина слоя, в котором происходит рекомбинация. Если, так же как в работе [8], считать, что захват электрона из s -зоны на центр происходит только посредством излучения фотона, то величина α_0

равна внутреннему квантовому выходу комбинационного излучения в полосе ФЛ центров Au_{Ga} и может быть определена из измерений внешнего квантового выхода этого излучения путем сравнения с излучением эталонного образца. Такие измерения, проведенные при $N_{\phi} = 2.2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, дали для внутреннего квантового выхода величину $\sim 3 \cdot 10^{-4}$ [внешний квантовый выход ФЛ $(5 \div 6) \cdot 10^{-6}$]. Характеристический параметр L должен быть близок к длине диффузии носителей l или к эффективной глубине поглощения возбуждающего света K^{-1} , если $l < K^{-1}$. В исследованных образцах l не известна, но можно предположить, что она не превышает 1 мкм. Для энергии фотонов возбуждающего света $\sim 2.5 \text{ эВ } K^{-1} \approx 0.1 \text{ мкм}$ [9]. Таким образом, можно считать, что $L = 0.1 \div 1 \text{ мкм}$. Для значения концентрации центров Au_{Ga} можно принять величину $N \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [10-12]. При этих значениях параметров из (15) следует, что $\tau_a = 10^{-5} \div 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}$. Именно эта величина в соответствии с выражением (2) и определяет постоянную времени установления поляризации ФЛ в наших экспериментах при температурах ниже $\sim 25 \text{ К}$.

Из приведенных значений τ_a также следует, что соответствующие экспериментальным кривым $r^*(T)$ значения τ_0 должны находиться в диапазоне $2 \cdot 10^{-8} \div 10^{-11} \text{ с}$. Ожидаемое значение τ_0 составляет $\sim 10^{-10} \div 10^{-11} \text{ с}$ (см., например, [4]) и лежит в пределах указанного выше диапазона. Отметим, что оцениваемый нами нижний предел для τ_0 может быть и меньше 10^{-11} с , если существенную роль в захвате электронов на центр Au_{Ga}^0 играют безызлучательные процессы.

Полученная величина барьера между состояниями центра с различной ориентацией при низких давлениях свидетельствует о том, что энергия ян-теллеровской стабилизации ($E_{ЯТ}$) Au_{Ga}^0 должна быть не ниже $\sim 35 \text{ мэВ}$. Это согласуется с оценкой $E_{ЯТ} = 50 \div 100 \text{ мэВ}$, сделанной в [6] на основании зависимости поляризационного отношения ФЛ центра от давления при $P \parallel [111]$ [1]. Уменьшение V с ростом давления при $P \parallel [001]$ вызывается изменением АП центра [4].

Таким образом, проведенный анализ позволяет заключить, что анизотропный ян-теллеровский акцептор Au_{Ga}^0 в GaAs при температурах ниже $\sim 25 \text{ К}$ «заморожен», т. е. не способен в условиях термического равновесия изменить свою ориентацию в кристалле. Переориентация этих центров при низких температурах может происходить только путем рекомбинационно-стимулированного процесса. При более высоких температурах существенным становится термоактивационный механизм выстраивания центров в нейтральном состоянии.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Гуткин А. А., Седов В. Е., Цапульников А. Ф. // ФТП. 1991. Т. 25. В. 3. С. 508—512.
- [2] Аверкиев Н. С., Гуткин А. А., Осипов Е. Б., Седов В. Е. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 3. С. 415—420.
- [3] Аверкиев Н. С., Гуткин А. А., Осипов Е. Б., Седов В. Е., Цапульников А. Ф. // ФТТ. 1988. Т. 30. В. 5. С. 1459—1465.
- [4] Аверкиев Н. С., Гуткин А. А., Осипов Е. Б., Седов В. Е., Цапульников А. Ф. // ФТТ. 1990. Т. 32. В. 9. С. 2667—2676.
- [5] Аверкиев Н. С., Аширов Т. К., Гуткин А. А., Осипов Е. Б., Седов В. Е. // ФТТ. 1986. Т. 28. В. 10. С. 2959—2963.
- [6] Аверкиев Н. С., Гуткин А. А., Осипов Е. Б., Седов В. Е., Смирнов Н. А., Цапульников А. Ф. // ФТП. 1991. Т. 25. В. 11. С. 1976—1985.
- [7] Karlyanski A. A. // J. Phys. 1967. V. 28. N 8-9. P. C4-39—C4-48.
- [8] Аверкиев Н. С., Адамия З. А., Алашвили Д. И., Аширов Т. К., Гуткин А. А., Осипов Е. Б., Седов В. Е. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 3. С. 421—426.
- [9] Оптические свойства полупроводников $A^{III}B^V$ / Под ред. Р. Уиллардсона, А. Бира. М., 1970. 488 с.
- [10] Соколов В. И., Болтакс Б. И. // ФТТ. 1964. Т. 6. В. 1. С. 328—329.
- [11] Heisinger P. // Phys. St. Sol. (a). 1976. V. 33. N 1. P. K39—K41.
- [12] Yan Z. X., Milnes A. G. // J. Electrochem. Soc. 1982. V. 129. N 6. P. 1353—1358.