

## ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЛАКСАЦИИ ЭНЕРГИИ И ЗАХВАТА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА ПРИ ФОТОИОНИЗАЦИИ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ В *p*-GaAs

Берегулин Е. В., Ярощцкий И. Д.

Работа посвящена изучению процессов релаксации неравновесных носителей заряда в *p*-GaAs при азотной температуре, когда ИК излучение вызывает генерацию носителей с примесного центра.

Показано, что захват на примесный центр Zn идет с испусканием полярного оптического фонона. Определены времена внутризонной релаксации и захвата на примесь. Изучено нелинейное по интенсивности поведение фотопроводимости и линейного фотогальванического эффекта.

В предыдущих работах [1-5] были выполнены исследования явлений, возникающих при поглощении излучения ИК лазеров свободными носителями в *p*-Ge.

Настоящая работа посвящена изучению процессов релаксации неравновесных носителей заряда в *p*-GaAs при азотной температуре, когда ИК излучение вызывает генерацию носителей с примесного центра.

### Анализ модели релаксации и захвата

На рис. 1 приведена схема переходов в *p*-GaAs под действием излучения с энергией кванта  $\hbar\nu=117$  мэВ. Валентная зона *p*-GaAs состоит из подзон легких  $V_1$  и тяжелых дырок  $V_2$  с эффективными массами соответственно  $0.12 m_0$  и  $0.5 m_0$  [6]. В используемых в эксперименте образцах величины энергии активации  $E_i$  и концентрации ионизованных примесей  $N_{Ag}$ , определенные по методу Холла, оказались равными 17 мэВ и  $4 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. При азотной температуре дырки в основном находятся на примесном уровне.

Таким образом, под действием света дырки совершают переход с примесного уровня в валентную зону в состоянии с энергией  $E_k=100$  мэВ. Затем фотодырка релаксирует по энергии за счет испускания оптических фононов, пока не окажется в состоянии с энергией  $E_0$ , меньшей энергии оптического фонона  $E_{po}=36.7$  мэВ. При этом из-за высокой плотности состояний в тяжелой подзоне можно считать, что фотодырка находится в тяжелой подзоне и релаксация идет по ней. В процессе релаксации на втором этапе происходит установление функции распределения носителей заряда по энергии за счет взаимодействия с акустическими фононами, междузонного взаимодействия и захвата на примесь. При используемых в эксперименте концентрациях носителей основным механизмом взаимодействия на этом этапе являются междузонные столкновения.

Захват может идти разными путями, однако, как показано в работах [7, 8], наиболее вероятным процессом в полярных полупроводниках при глубине залегания примеси порядка энергии оптического фонона является захват с испусканием полярного оптического фонона.

Получим функцию распределения  $f(E)$ , считая, что основным механизмом релаксации фотодырок по энергии при  $E < E_{po}$  является релаксация за счет междузонных столкновений, а захват и выброс с примесного уровня определя-

ются соответственно испусканием и поглощением полярного оптического фонона.

Запишем кинетическое уравнение в диффузионном приближении в энергетическом пространстве

$$\frac{d}{dE} j(E) = -\alpha I(E - E_0) + \rho(E) j(E) N_{AI} W(E, E') - N_{A0} N_q^0(E) W(E, E'), \quad (1)$$

где  $E, E'$  — кинетическая энергия дырки до и после испускания оптического фонона,  $j(E)$  — поток частиц в энергетическом пространстве, направленный в сторону меньших энергий,  $\alpha = S_k N_{A0}$  — коэффициент поглощения, завися-

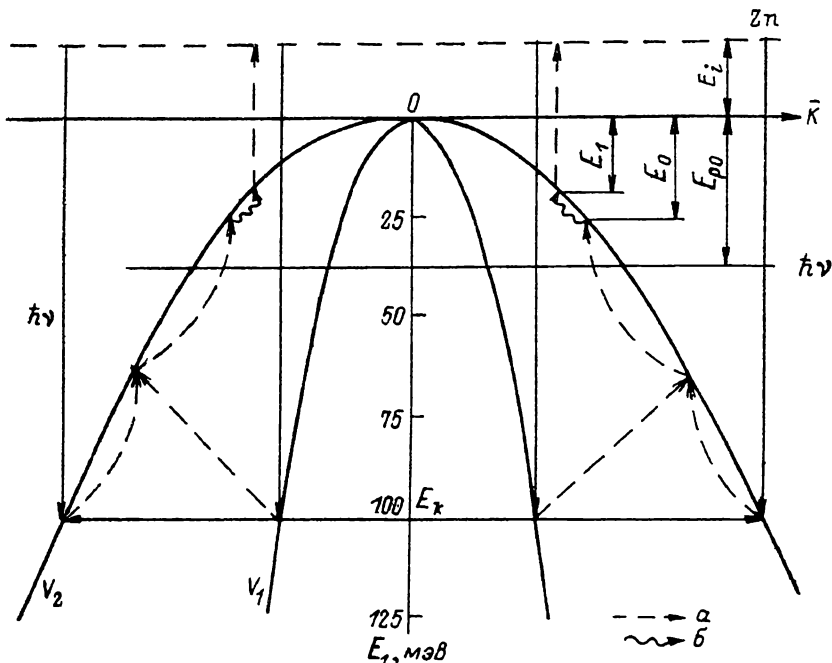


Рис. 1. Схема оптических переходов под действием света с энергией кванта  $\hbar\nu = 117$  мэВ и последующей релаксации в  $p$ -GaAs(Zn).

$a$  — испускание полярных оптических фононов,  $b$  — междырочные столкновения.

щий от интенсивности света,  $S_k$  — сечение поглощения с примесного центра,  $\rho(E)$  — зонная плотность состояний,  $N_{AI}$  — концентрация нейтральных акцепторов,  $N_q$  — функция распределения фононов,  $W(E, E')$  — вероятность захвата со спонтанным испусканием оптического фонона в единицу времени.

В работе [8] был выполнен квантово-механический расчет вероятности захвата носителей заряда с участием полярного оптического фонона:

$$W(E, E') = A \delta(E - E' - E_{\rho 0}), \quad (2)$$

$$A = \frac{10\pi^2 \hbar^3 e E_0 \beta}{V m^2 E_B}, \quad (3)$$

$$\beta = 2\pi \sqrt{E_B/E} [1 - \exp(-2\pi \sqrt{E_B/E})], \quad (4)$$

где

$$E_B = m e^4 Z / (2\pi^2 \hbar^2) \quad (5)$$

— эффективная боровская энергия в кристалле для  $p$ -GaAs, равная при  $Z=1$   $E_B = 40.5$  мэВ,  $eE_0$  — полярная оптическая константа, равная  $1.35 \cdot 10^{-7}$  эрг/см.

В случае междырочных столкновений фотодырки с основной массой дырок с концентрацией  $p$  и эффективной температурой  $T_e$  поток имеет вид [3]

$$j(E) = B \left[ f(E) + kT_e \frac{df}{dE} \right], \quad (6)$$

где  $B = v_{pp}(E, p)$  ( $E$ )  $E = \delta p E_{B\lambda} / (\pi \hbar)$ ,  $v_{pp}(E, p) = 2\sqrt{2\pi} p e^4 \lambda / x^2 E^{3/2} m^{1/2}$  — частота междырочных столкновений. После подстановки выражений (6) и (2) в уравнение (5) оно приобретает вид

$$B \frac{d}{dE} \left[ f(E) - kT_e \frac{df}{dE} \right] = -aI_0(E - E_0) + [f(E) \rho(E) N_{AI} - \rho(E) N_{A0} N_q] \delta(E - E_1). \quad (7)$$

При записи уравнения было учтено, что фотодырки после испускания оптических фононов приходят в состояние с энергией  $E_0$ , а захват на примесный центр происходит из состояния с энергией  $E_1$ , отстоящего от основного состояния примесного центра на энергию оптического фонона. Запись членов прихода и ухода в виде  $\delta$ -функции возможна при условии, что пренебрегается шириной спектра возбуждающего света и взаимодействием при  $E > E_{p0}$  дырок друг с другом и с акустическими фононами.

Разбивая область интегрирования на 3 участка (1 —  $E > E_1$ , 2 —  $E_1 < E < E_0$ , 3 —  $E > E_0$ ) и проводя интегрирование при условии, что  $j(\infty) = 0$ , получаем

$$f_1(E) = \frac{C(T_e, p_0)}{p} L(T_e) \left[ aI\tau_3(T_0, p_0) + \frac{p_0}{N'_{A0}} N_{A0} \right] \exp\left(-\frac{E}{kT_e}\right), \quad (8)$$

$$f_2(E) = f_1(E) + \frac{aI}{B} \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{(E - E_1)}{kT_e}\right] \right\}, \quad (9)$$

$$f_3(E) = f_1(E) + \frac{aI}{B} \left\{ \exp\left[-\frac{(E - E_0)}{kT_e}\right] - \exp\left[-\frac{(E - E_1)}{kT_e}\right] \right\}, \quad (10)$$

где

$$\tau_3(T_0, p_0) = \left[ \frac{j(T_0, p_0)}{p_0} \right]^{-1} = \frac{p_0}{C(T_0, p_0) N_{AI} \rho(E) \exp(E_1/kT_e)} \quad (11)$$

— время захвата в равновесном случае,

$$L(T_e) = \left( \frac{T_e}{T_0} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{E_1}{kT_e} - \frac{E_1}{kT_0}\right), \quad (12)$$

$$C(T, p) = \frac{p}{2} \left( \frac{2\pi\hbar^2}{mkT} \right)^{3/2} \quad (13)$$

Учитывая (8)—(10), можно получить зависимость концентрации носителей заряда в зоне от интенсивности света

$$p = N_{A0} S_k I \left[ \tau_3(T_0, p_0) L(T_e) + \tau'_{pp} \left( \frac{p_0}{p} \right) \left( \frac{T_e}{T_0} \right)^{3/2} + \frac{N_{A0}}{N_A} p L(T_e) \right], \quad (14)$$

где

$$\tau'_{pp} = \frac{1}{v_{pp} E_0 p_0} \left\{ \frac{3}{2} \left[ 1 - \left( \frac{E_1}{E_0} \right)^{3/2} \right] + \frac{kT_0}{E_0} \left[ 1 - \left( \frac{E_1}{E_0} \right)^{1/2} \right] \right\} \quad (15)$$

— время, в течение которого дырка релаксирует от  $E_0$  до  $E_1$  за счет междырочных столкновений.

Решая уравнение относительно  $p$ , получаем

$$p = \frac{N_{A0}}{2} \left( \frac{I}{I_{s1}} + \frac{p_0}{m_0} \right) L(T_e) + \sqrt{\left( \frac{I}{I_{s1}} + \frac{p_0}{m_0} \right)^2 L(T_e)^2 + 4 \frac{p_0}{m_0} \left( \frac{T_e}{T_0} \right)^{3/2} \frac{I}{I_{s2}}}, \quad (16)$$

где

$$I_{s1} = [S_k \tau_3(T_0, p_0)]^{-1}, \quad (17)$$

$$I_{s2} = [S_k \tau'_{pp}(T_0, p_0)]^{-1}. \quad (18)$$

Эффективную температуру  $T_e$  можно найти из условия энергетического баланса в системе дырок. При поглощении света в дырочную плазму в единицу времени вносится энергия, равная

$$P_+ = N_{A0} S_k I E_{зф\phi}. \quad (19)$$

В рассматриваемом случае эффективная энергия

$$E_{зф\phi} = \hbar\nu - 3E_{p0}. \quad (20)$$

Для случая  $\nu_{опт} \gg \nu_{pp}$  можно записать скорость ухода энергии из дырочной плазмы [3]

$$P_- = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \nu_{pp} (T_0, P_0) \left(\frac{T_0}{T_e}\right)^{3/2} \frac{p^2}{p_0} E_{p0} \left[ \exp\left(-\frac{E_{p0}}{T_e}\right) - \exp\left(-\frac{E_{p0}}{T_0}\right) \right]. \quad (21)$$

Приравняв (19) и (20), можно получить

$$\frac{\sqrt{\pi}}{4} \frac{m p_0}{p^2} \frac{I S_k}{\nu_{pp} (T_0, P_0)} \frac{E_{зф\phi}}{E_{p0}} = \left(\frac{T_0}{T_e}\right) \left[ \exp\left(-\frac{E_{p0}}{T_e}\right) - \exp\left(-\frac{E_{p0}}{T_0}\right) \right]. \quad (22)$$

Уравнения (22), (16) и условие электронейтральности

$$N_{A0} = N_{D0}^0 + p_0 - p \quad (23)$$

образуют полную систему уравнений для определения параметров дырочной плазмы при заданной интенсивности света.

### Экспериментальные результаты и их обсуждение

Изучение процессов релаксации и захвата путем исследования поведения коэффициента поглощения при фотоионизации примесного центра наталкивается на ряд трудностей, одной из которых является увеличение внутризонного поглощения по мере роста концентрации в зоне, что приводит к невозможности выделения коэффициента поглощения с примесного центра в зону.

Однако перераспределение носителей заряда между примесным уровнем и зоной под действием света может не только вызвать изменение коэффициента поглощения с примесного центра, но и привести к возникновению фотопроводимости или вызвать насыщение примесного фотогальванического эффекта. Поэтому непосредственно в эксперименте исследовались относительная фотопроводимость (п. 1) и примесный фотогальванический эффект (п. 2). Из зависи-

Параметр	Образец		
	1	2	3
$N_A, \text{см}^{-3}$	$4.2 \cdot 10^{17}$	$4.2 \cdot 10^{17}$	$4.2 \cdot 10^{17}$
$N_D, \text{см}^{-3}$	$4.1 \cdot 10^{17}$	$4.0 \cdot 10^{17}$	$3.1 \cdot 10^{17}$
$p, \text{см}^{-3}$ при 300 К	$5.1 \cdot 10^{15}$	$2.3 \cdot 10^{16}$	$7.4 \cdot 10^{16}$
$p, \text{см}^{-3}$ при 78 К	$5.3 \cdot 10^{14}$	$4.0 \cdot 10^{15}$	$1.4 \cdot 10^{16}$
$N_{A0}, \text{см}^{-3}$ при 78 К	$5.7 \cdot 10^{15}$	$2.6 \cdot 10^{16}$	$7.6 \cdot 10^{16}$

### Фотопроводимость

$I_{s1}, \text{МВт/см}^2$	?	$75 \pm 20$	$75 \pm 20$
$I_{s2}, \text{МВт/см}^2$	15	$65 \pm 15$	$75 \div 150$
$\tau_3, \text{пс}$	?	$0.35 \pm 0.1$	$0.35 \pm 0.1$
$\tau_{pp}, \text{пс}$	3.5	$0.80 \pm 0.2$	$0.7 \div 0.35$

### Фотогальванический эффект

$I_{s1}, \text{МВт/см}^2$	?	$75 \pm 20$	$75 \pm 20$
$I_{s2}, \text{МВт/см}^2$	6.5	$52 \pm 10$	$75 \div 240$
$\tau_3, \text{пс}$	?	$0.35 \pm 0.1$	$0.35 \pm 0.1$
$\tau_{pp}, \text{пс}$	8	$1 \pm 0.2$	$0.7 \div 0.2$
$\tau_3, \text{пс}$ [теория (11)]	0.35	0.35	0.35
$\tau_{pp}, \text{пс}$ [теория (15)]	6	0.80	0.25

мости этих эффектов от интенсивности света была получена информация о процессах релаксации энергии и захвата носителей в  $p$ -GaAs. Заметим, что исследование этих эффектов интересно и само по себе как изучение поведения фотоэлектрических явлений при большой интенсивности света вплоть до интенсивностей, при которых происходит разрушение материала.

Измерения были выполнены в образцах  $p$ -GaAs, легированных Zn при 78 К и облучении их светом  $\text{CO}_2$ -лазера с длиной волны 10.6 мкм. Параметры образцов приведены в таблице.

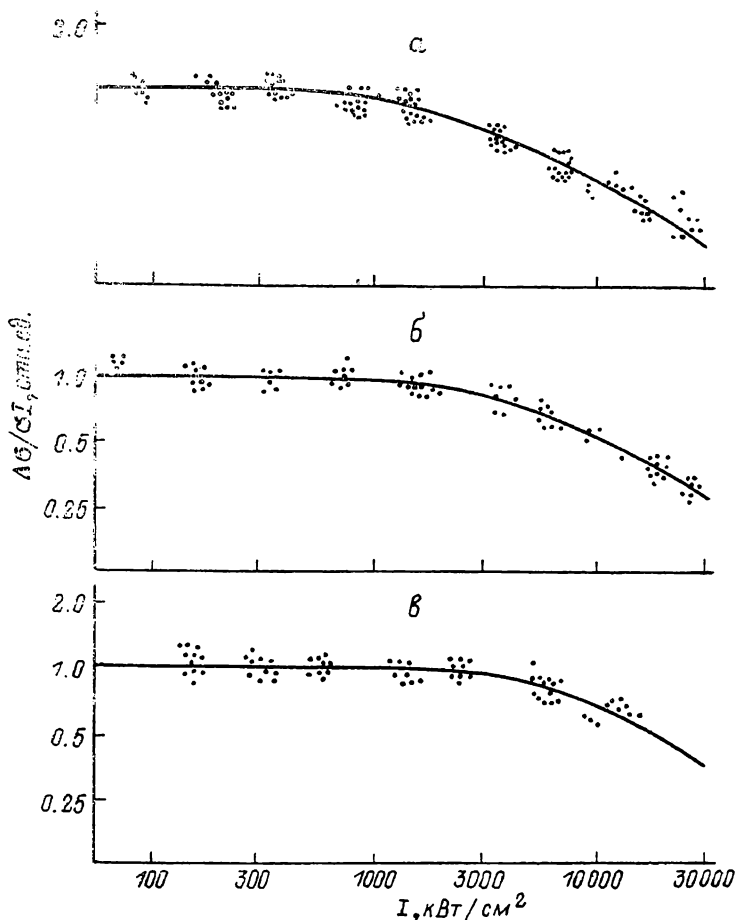


Рис. 2. Зависимость нормированной фотопроводимости от интенсивности света. Точки — эксперимент, кривые — теория. Образцы: а — 1, б — 2, в — 3.

1. Относительная фотопроводимость, зависящая от интенсивности света, может быть представлена в виде

$$\frac{\Delta\sigma(I)}{\sigma} = \frac{\sigma(I) - \sigma(0)}{\sigma(0)} = \frac{\mu(I) p(I)}{\mu(0) p_0} - 1, \quad (24)$$

где  $\mu(I)$  и  $\sigma(I)$  — подвижность и проводимость материала при световом возбуждении.

Зависимость фотопроводимости от интенсивности света обусловлена изменением как концентрации в зоне, так и подвижности из-за изменения эффективной температуры дырок. Подвижность в  $p$ -GaAs в диапазоне температур 78–300 К, согласно работе [9], определяется совместным действием рассеяния носителей тока на ионизированных примесях и на акустических фононах.

На рис. 2 приведена зависимость  $\Delta\sigma(I)/\sigma(0)I$  от интенсивности света. Теоретические кривые построены в соответствии с (24) при учете (16) с  $I_{s1}$

и  $I_{s,2}$ , взятые в качестве подгоночных параметров. В эксперименте отчетливо наблюдается насыщение примесной фотопроводимости, обусловленное уменьшением коэффициента поглощения с примесного уровня и изменением суммарного времени релаксации, состоящего из времени внутризонной релаксации и времени захвата на примесный уровень. Зависимость времени релаксации по энергии от интенсивности света, имеющая место в рассматриваемом случае, обусловлена, как отмечалось выше, изменением концентрации носителей заряда и температуры дырок в зоне. Полученные параметры насыщения приведены в таблице. Там же представлены времена внутризонной релаксации и захвата на примесь, полученные из  $I_{s,1}$  и  $I_{s,2}$ .

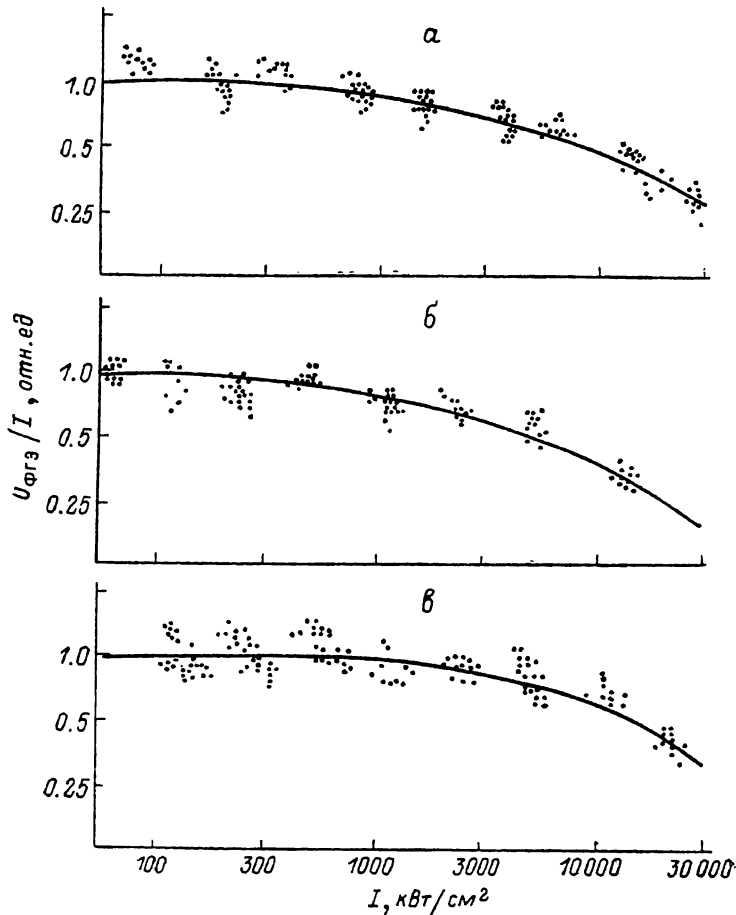


Рис. 3. Зависимость нормированной ЭДС фотогальванического эффекта от интенсивности света.

Точки — эксперимент, кривые — теория. Образцы: а — 1, б — 2, в — 3.

2. Подробно фотогальванический эффект (ФГЭ) в  $p$ -GaAs(Zn), заключающийся в возникновении постоянного электрического тока в однородном кристалле под действием однородного освещения, исследовался в работе [10]. Была обнаружена температурная и концентрационная инверсия знака ФГЭ и показано, что при 300 К эффект связан с оптическими переходами внутри валентной зоны, а при 78 К обусловлен асимметрией фотовозбуждения носителей заряда с примесного центра.

ЭДС ФГЭ, зависящую от интенсивности света, в нашем случае можно выразить следующим образом:

$$V_{\text{ФГЭ}}(I) \sim \frac{\alpha(I) I}{\sigma(I)} \sim \frac{N_{A0}(I) I}{\mu(I) p(I)}. \quad (25)$$

Вопрос о поведении  $N_{A0}$ ,  $p$ ,  $\mu$  обсуждался ранее. В экспериментах использовались те же образцы, что и при исследованиях фотопроводимости. Ориентация образцов выбиралась такой, чтобы наблюдалась только ЭДС ФГЭ, а именно свет распространялся по направлению  $[110]$ , ЭДС регистрировалась вдоль  $[1\bar{1}0]$ , а плоскость поляризации устанавливалась под углом  $45^\circ$  к направлению  $[1\bar{1}0]$ .

На рис. 3 приведена зависимость нормированной ЭДС ФГЭ от интенсивности света. Наблюдаемая зависимость обусловлена как уменьшением коэффициента поглощения с примесью центра, так и увеличением проводимости образца за счет генерации носителей и изменения подвижности. На экспериментальные точки были наложены соответствующие теоретические зависимости, полученные в соответствии с (25) при учете (16) с  $I_{s1}$  и  $I_{s2}$ , взятыми в качестве регулируемых параметров. Полученные величины параметров, а также времена релаксации и захвата приведены в таблице.

Как видно из таблицы, величины времен релаксации и захвата, полученные при исследовании ФГЭ, оказались близкими к аналогичным величинам, полученным из анализа нелинейного поведения примесной фотопроводимости. При этом время внутризонной релаксации энергии  $\tau'_{pp}$  практически линейно связано с концентрацией носителей заряда  $p$ , а время захвата  $\tau_z$  не зависит от нее.

Для образца 1 полное время релаксации фотовозбужденных дырок по энергии определяется темпом внутризонной релаксации энергии, поэтому экспериментально время захвата установить не удалось. При увеличении концентрации носителей заряда время  $\tau'_{pp}$  падает и для образца 3 оно сравнивается с временем захвата.

Малая величина времени захвата ( $\sim 0.35$  пс) обусловлена двумя факторами: большой концентрацией захватывающих центров и большим сечением захвата на примесный центр Zn. До настоящего времени это сечение не было экспериментально определено. Согласно теоретической работе [8], высокое сечение захвата в  $p$ -GaAs может быть объяснено тем, что захват идет резонансно с испусканием полярного оптического фонона. Теоретическая величина сечения захвата равна  $10^{-12}$  см<sup>2</sup>. В описанных опытах была получена величина, близкая к теоретической.

Таким образом, из опытов по исследованию фотопроводимости и фотогальванического эффекта при большой интенсивности света можно сделать вывод, что в соответствии с проделанным выше анализом захват на примесный центр Zn в  $p$ -GaAs действительно идет с испусканием полярного оптического фонона. При этом в образцах с  $N_A - N_D < 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> при азотной температуре полное время релаксации фотовозбужденных дырок в основном определяется внутризонной релаксацией, а сам захват на примесь происходит быстро.

В заключение авторы благодарят В. Н. Абакумова и И. Н. Ясиевич за полезное обсуждение работы.

#### Список литературы

- [1] Берегулин Е. В., Валов П. М., Ярошецкий И. Д. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 1. С. 109—116.
- [2] Берегулин Е. В., Валов П. М., Ярошецкий И. Д. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 2. С. 239—244.
- [3] Ясиевич И. Н., Ярошецкий И. Д. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 5. С. 857—866.
- [4] Косолюк В. Л., Ярошецкий И. Д., Ясиевич И. Н. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 1. С. 85—93.
- [5] Берегулин Е. В., Ганичев С. Д., Ярошецкий И. Д., Ясиевич И. Н. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 2. С. 286—290.
- [6] Баранский П. И., Ключков В. П., Потыкевич И. В. Полупроводниковая электроника. М., 1975. 703 с.
- [7] Абакумов В. Н., Соколова З. Н. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 8. С. 1625—1628.
- [8] Абакумов В. Н., Соколова З. Н. // Изв. ЛЭТИ. Т. 247. Л., 1980.
- [9] Гасанли Ш. М. и др. // ФТП. 1974. Т. 5. В. 10. С. 1888—1892.
- [10] Андрианов А. В., Валов П. М., Ярошецкий И. Д. // Письма ЖЭТФ. 1980. Т. 31. В. 6. С. 533—535.

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

Получена 9.01.1989  
Принята к печати 17.01.1989