

СПИНОВАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВОДИМОСТИ
В СОЕДИНЕНИЯХ A_3V_5 p -ТИПА

А. Г. Аронов, Г. Е. Пикус, А. Н. Титков

В работе подробно изучена спиновая релаксация электронов проводимости в кристаллах GaAs и GaSb p -типа в широких диапазонах изменения концентрации акцепторов и температуры. Установлено, что спиновая релаксация обусловливается действием двух механизмов: первый механизм связан с обменным взаимодействием электронов с равновесными дырками, второй механизм вызывается спиновым расщеплением зоны проводимости в кристаллах без центра инверсии. Детальное сопоставление экспериментальных данных с результатами теоретических расчетов позволило выделить в отдельности роль каждого из обнаруженных механизмов, изучить их поведение в различных условиях и найти параметры спиновых расщеплений зоны проводимости и обменного взаимодействия, определяющих эффективность этих механизмов.

§ 1. Введение

Метод оптической ориентации фотовозбужденных носителей тока дает возможность измерения коротких (до 10^{-12} с) времен спиновой релаксации свободных электронов. Эта возможность особенно ценна, поскольку условия наблюдения оптической ориентации существенно отличаются от обычных условий наблюдения электронного парамагнитного резонанса, и в этих условиях проявляются новые механизмы спиновой релаксации, исследование которых традиционными методами радиоспектроскопии представляет весьма затруднительным.

Уже первые эксперименты [1, 2] по оптической ориентации показали, что электроны проводимости в кристаллах p -типа могут обладать очень короткими временами спиновой релаксации порядка 10^{-10} – 10^{-11} с. Наиболее сильный из известных в то время механизмов спиновой релаксации для свободных электронов — механизм Эллиота — Яфета (механизм ЭЯ) [3, 4], учитывающий смешивание волновых функций с разным спином в результате спин-орбитального взаимодействия, не объяснял столь быструю релаксацию спина. Это стимулировало поиск новых возможных механизмов спиновой релаксации электронов проводимости. Дьяконовым и Перелем [5, 6] был рассмотрен механизм, обусловленный спиновым расщеплением зоны проводимости в кристаллах без центра инверсии (механизм ДП). Особенностью экспериментов по оптической ориентации электронов является использование кристаллов p -типа со сравнительно высокой концентрацией дырок для обеспечения достаточно интенсивной люминесценции. В связи с этим Биром, Ароновым и Пикусом [8] был рассмотрен механизм релаксации, связанный с обменным взаимодействием электронов с дырками [7] (механизм БАП).

Проведенные в [9] теоретические оценки показали, что механизм БАП может играть доминирующую роль при спиновой релаксации термализованных электронов в целом ряде соединений A_3V_5 в широких диапазонах легирования и температур. Механизмы же ДП и ЭЯ могут преобладать при относительно низких уровнях легирования и высоких температурах. К сожалению, выполненные ранее экспериментальные исследования процессов спиновой релаксации в соединениях p -типа [1, 2, 9–12] носили недостаточно систематический характер и не позволили уверенно отождествить механизмы, доминирующие в тех или иных условиях. Только в работах [10, 11] было сделано правильное заключение о проявлении механизма ДП при спиновой релаксации электронов в умеренно легиро-

ванных кристаллах GaAlAs и GaAs при высоких температурах. Однако авторы не могли объяснить наблюдавшееся изменение времен спиновой релаксации при низких температурах, что не позволило им выделить и изучить проявившийся механизм. Доминирующая роль механизма ДП отмечалась также в случае спиновой релаксации горячих электронов в кристаллах GaAs [13, 14] и GaSb [15].

В настоящей работе представлены результаты систематического исследования спиновой релаксации термализованных электронов в GaAs и GaSb в широких диапазонах изменения концентрации акцепторов и температур. Детальное сопоставление экспериментальных данных с результатами теоретических расчетов дало возможность надежно установить доминирующие механизмы релаксации, изучить их проявление в различных условиях, а также найти параметры спин-орбитального расщепления и обменного взаимодействия, определяющие эффективность механизмов ДП и БАП.

Предварительные результаты были опубликованы ранее в работах [16–18]. Прежде чем перейти к изложению результатов исследований, приведем кратко сводку основных выводов теории.

§ 2. Механизмы спиновой релаксации электронов проводимости

а. Механизм Эллиота—Яфета

Спин-орбитальное взаимодействие приводит к смешиванию волновых функций электронов в зоне проводимости с волновыми функциями валентной зоны с противоположным спином. Это приводит к отличным от нуля значениям матричных элементов переходов для рассеяния электронов на примесях и на фононах с одновременным переворотом спина при волновом векторе $\mathbf{k} \neq 0$. Для кубических кристаллов с центром инверсии и положением экстремумов зон в точке $\Gamma (\mathbf{k}=0)$ эти матричные элементы $\sim k^2$, например $[\mathbf{k}\mathbf{k}']$, где $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}'$ — конечное и начальное значения импульса. Соответствующее время спиновой релаксации

$$\frac{1}{\tau_s} = A \left(\frac{\Delta}{E_g + \Delta} \right)^2 \left(\frac{\varepsilon_e}{E_g} \right)^2 \frac{1}{\tau_p}; \quad (1)$$

здесь τ_p — время рассеяния по импульсу, ε_e — кинетическая энергия электрона, E_g — ширина запрещенной зоны, Δ — величина спин-орбитального расщепления валентной зоны. Согласно результатам расчетов [4, 19, 20], численный коэффициент A в (1) зависит от доминирующего механизма рассеяния и во всех рассмотренных случаях близок к единице.

В кристаллах без центра инверсии при рассеянии на оптических и акустических фононах основной вклад в $1/\tau_s$ дает деформационное взаимодействие. Соответствующие матричные элементы пропорциональны $\mathbf{k} + \mathbf{k}'$ или $\mathbf{k} - \mathbf{k}'$, и поэтому

$$\frac{1}{\tau_s} \sim \left(\frac{\Delta}{E_g + \Delta} \right)^2 \frac{\varepsilon_e}{E_g} \frac{1}{\tau_p^{(1)}} \quad (2)$$

где $1/\tau_p^{(1)}$ — короткодействующий вклад во время релаксации по импульсу [21–23]. Величина $1/\tau_s$ в (2) тоже может быть выражена через время релаксации по импульсу $1/\tau_p$, которое определяется в основном далеко-

действующим взаимодействием $1/\tau_p^{(2)}$. Поскольку $\tau_p^{(2)}/\tau_p^{(1)} \propto \varepsilon_e$ [24], то и в кристаллах без центра инверсии со структурой цинковой обманки связь времен τ_s и τ_p для электронов определяется выражением (1). Однако из-за отсутствия надежных данных о соответствующих межзонных константах деформационного потенциала константы A в (1) здесь более неопределенные: $A \approx 1-10$. При рассеянии на заряженных примесях и в кристаллах без центра инверсии $A \approx 1$.

Спин-орбитальное взаимодействие в кристаллах без центра инверсии приводит к расщеплению спиновых состояний зоны проводимости при $\mathbf{k} \neq 0$. В кристаллах со структурой цинковой обманки (типа GaAs) вблизи точки Γ это расщепление пропорционально кубу импульса электрона:

$$\hbar\Omega_0(\mathbf{k}) = \alpha(2m_e^3 E_g)^{-1/2} \kappa, \quad (3)$$

где $\kappa_x = p_x(p_y^2 - p_z^2)$, $\kappa_y = p_y(p_z^2 - p_x^2)$, $\kappa_z = p_z(p_x^2 - p_y^2)$, причем p_x, p_y, p_z — компоненты $\mathbf{p}$ в главных осях кристалла, m_e — эффективная масса электрона, α — параметр расщепления. Согласно [25],

$$\alpha = \frac{4\Delta}{[(E_g + \Delta)(3E_g + 2\Delta)]^{1/2}} \frac{m_e}{m_{ev}}, \quad (4)$$

где m_{ev} — константа, близкая по величине к массе свободного электрона.

Спиновое расщепление зоны проводимости эквивалентно магнитному полю, действующему на спин, причем величина и направление этого поля $\mathbf{B}_{eff} \propto \kappa$ зависят от величины и направления импульса электрона. Поэтому оно приводит к прецессии спина вокруг направления κ с частотой Ω_0 . Если энергия электрона столь велика, что $\Omega_0 \tau_p > 1$, то каждую из ветвей спектра с определенным направлением спина надо рассматривать по отдельности; при этом $1/\tau_s \approx 1/\tau_p$.

Для термализованных электронов практически всегда выполняется обратное условие $\Omega_0 \tau_p < 1$. В этом случае за время между столкновениями, меняющими ось прецессии, спин электрона не успевает заметно отклониться от первоначального направления и спиновая релаксация существенно замедляется. При этом $\tau_s^{-1} \sim \langle \Omega_0^2 \tau_p \rangle$, где угловые скобки означают усреднение по направлениям импульса и энергетическому распределению электронов. Для термализованных электронов в невырожденном случае согласно [6]

$$\frac{1}{\tau_s} = q\alpha^2 \frac{T^3}{\hbar^2 E_g} \tau_p, \quad (5)$$

здесь T — температура в энергетических единицах. Численный множитель q отражает изменение результатов усреднения для различных механизмов релаксации импульса. При рассеянии электронов на заряженных примесях $q=1,5$; при рассеянии на деформационном потенциале акустических фононов $q=3$.

в. Механизм Бира — Аронова — Пикуса

В кристаллах p -типа возможно рассеяние электронов на дырках с одновременным переворотом спина. Как показано в [8], вероятность таких процессов определяется обменным взаимодействием электронов и дырок. В кубических кристаллах с вырожденной валентной зоной Γ_8 гамильтониан обменного взаимодействия может быть записан в виде [7]

$$H = D(\mathbf{J}\boldsymbol{\sigma})\delta(\mathbf{R})\delta(\mathbf{p}, \mathbf{p}'), \quad (6)$$

где $\mathbf{J}$ — оператор углового момента дырок, $\boldsymbol{\sigma}$ — матрицы Паули для электрона, D — константа обменного взаимодействия, $\mathbf{R}$ — разность координат электрона и дырки, $\mathbf{p}$ — их суммарный импульс.

Эффективность обменного механизма спиновой релаксации сильно зависит от состояния дырок в кристалле и оказывается различной для свободных и связанных дырок. Она также меняется в зависимости от соотношения скоростей электрона v_e и дырки v_h и степени фермиевского вырождения для дырок. Это приводит к сложной зависимости τ_s от концентрации дырок и температуры. Приведем полученные в [8] выражения для $1/\tau_s$ для характерных случаев.

При рассеянии электронов на дырках, связанных на акцепторах,

$$\frac{1}{2\tau_s} = \frac{1}{\tau_0} \frac{v_e}{v_B} (N_A a_B^3), \quad (7)$$

где

$$\frac{\hbar}{\tau_0} = \frac{\pi}{2} \frac{\overline{\langle D_s^2 \rangle}}{E_B}, \quad \overline{\langle D_s^2 \rangle} = \frac{5}{32} \Delta_{\text{экс}}^2, \quad (8)$$

здесь N_A — концентрация акцепторов, $v_B = \hbar/m_e a_B$, а $E_B = \hbar^2/2m_e a_B^2$ и a_B — соответственно боровская энергия и радиус для экситона, $\overline{\langle D_s^2 \rangle}$ — обменная константа, выраженная через обменное расщепление основного состояния экситона $\Delta_{\text{экс}}$. Формулы (6) и (7), как и приведенные ниже, выведены в предположении $m_e \ll m_h$, где m_h — эффективная масса тяжелых дырок.

При релаксации электронов на свободных невырожденных дырках

$$\frac{1}{2\tau_s} = \frac{1}{\tau_0} \frac{v_e}{v_B} |\psi(0)|^4 (N a_B^3), \quad \overline{\langle D_s^2 \rangle} = \frac{3}{32} \Delta_{\text{экс}}^2. \quad (9)$$

Здесь N — концентрация свободных дырок. В случае свободных электронов и дырок кулоновское взаимодействие носителей приводит к увеличению сечения рассеяния в результате увеличения плотности электрона $|\psi(0)|^2$ вблизи дырки. Согласно [26], зоммерфельдовский множитель для неэкранированного кулоновского потенциала

$$|\psi(0)|^2 = \frac{2\pi}{\kappa} (1 - e^{-2\pi/\kappa})^{-1}, \quad \kappa = \left(\frac{\epsilon_e}{E_B} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

При релаксации электронов на вырожденных дырках в случае «быстрых» электронов $v_e > v_F$ (v_F — фермиевская скорость дырок), когда скорость относительного движения частиц определяется скоростью электрона

$$\frac{1}{2\tau_s} = \frac{3}{2} \frac{1}{\tau_0} \frac{v_e}{v_B} \frac{T}{\epsilon_F} |\psi(0)|^4 (N a_B^3). \quad (11)$$

Здесь ϵ_F — энергия дырок на уровне Ферми. Формула (11) справедлива при не очень сильном вырождении, когда $v_e > v_F$, но $\epsilon_e/T < v_e/v_F$. Для горячих электронов с $\epsilon_e/T > v_e/v_F > 1$, т. е. при $\epsilon_e/T > m_h T/m_e \epsilon_F > 1$; из формулы (9) работы [8] следует

$$\frac{1}{2\tau_s} = \frac{1}{\tau_0} \frac{v_F}{v_B} \frac{\epsilon_e}{\epsilon_F} |\psi(0)|^4 (N a_B^3). \quad (12)$$

Для вырожденных дырок вследствие экранирования кулоновского потенциала на дебаевском радиусе L_D множитель $|\psi(0)|^4$ сильно уменьшается. Однако, как показывают модельные расчеты [27], полное экранирование, т. е. обращение $|\psi(0)|^2$ в единицу, достигается при концентрациях носителей, значительно превышающих значения, соответствующие наступлению вырождения.

Отметим основные различия, позволяющие дискриминировать указанные механизмы спиновой релаксации. Главным отличием механизма ДП от механизма ЭЯ является их обратная зависимость от τ_p ; согласно (4) и (5) имеем $\tau_{s\text{ЭЯ}}^{-1} \propto \tau_p^{-1}$, тогда как $\tau_{s\text{ДП}}^{-1} \propto \tau_p$. Поэтому $\tau_{s\text{ЭЯ}}$ падает с уменьшением подвижности, а $\tau_{s\text{ДП}}$ — растет. При преобладании рассеяния на колебаниях решетки для обоих механизмов τ_s не зависит от концентрации дырок и быстро уменьшается с ростом температуры. При рассеянии на примесях, концентрация которых равна концентрации дырок, $\tau_{s\text{ЭЯ}}^{-1} \propto N_A$,

а $\tau_{s\text{ДП}}^{-1} \propto 1/N_A$. Для механизма БАП в области невырожденных или свя-

занных дырок также $\tau_{s\text{БАП}}^{-1} \propto N_A$, а при переходе в область вырождения рост τ_s^{-1} замедляется: так как $\epsilon_F \propto N^{1/3}$, то согласно (12) и (11) в этой области $\tau_{s\text{БАП}}^{-1} \propto N^{1/3}$. Температурная зависимость $\tau_{s\text{БАП}}$ определяется прежде всего температурной зависимостью $|\psi(0)|^4$, а в области, где имеются и связанные и свободные дырки, — изменением их относительных концентраций с температурой. Изменение зоммерфельдовского множителя с концентрацией в результате экранирования может также существенно сказаться и на зависимости $\tau_{s\text{БАП}}$ от N .

§ 3. Экспериментальная методика

Изменение времен спиновой релаксации проводилось с помощью метода оптической ориентации [28, 29]. В основе метода лежит возможность создания неравновесного распределения электронов по спиновым состояниям зоны проводимости при возбуждении кристалла циркулярно поляризованным светом. Процессы спиновой релаксации приводят за время жизни электронов в зоне к частичному выравниванию заселенностей спиновых состояний. Однако сохранившаяся неравновесность заселения вызывает появление циркулярной поляризации спектров люминесценции. При этом степень поляризации люминесценции P пропорциональна степени ориентации электронов и определяется выражением

$$P = P_0(1 + \tau/\tau_s)^{-1}; \quad (13)$$

здесь τ — время жизни электронов, P_0 — максимально возможная степень поляризации, определяемая при отсутствии спиновой релаксации правилами отбора для межзонных переходов. Для кубических кристаллов соединений A_3B_5 , в том числе и для GaAs и GaSb, $P_0 = 0,25$.

В магнитном поле B , поперечном по отношению к направлению распространения света, происходит деполяризация люминесценции из-за прецессии электронного спина (эффект Ханле). Уменьшение степени поляризации люминесценции с ростом поля описывается выражением

$$P(B) = P(0) (1 + \Omega_L^2 T_s^2)^{-1}, \quad (14)$$

где $T_s^{-1} = \tau^{-1} + \tau_s^{-1}$ и $\Omega_L = g_e \mu_B B / \hbar$ — частота ларморовой прецессии, g_e — g -фактор электрона, μ_B — магнетон Бора. Из выражений (13) и (14) следует, что, измерив степень поляризации люминесценции $P(0)$ и ее зависимость от магнитного поля, можно независимо определить времена τ и τ_s . Обычно T_s определяется по значению $B_{1/2}$, соответствующему $P(B_{1/2}) = 1/2 P(0)$.

В работе изучались объемные кристаллы GaAs и GaSb, легированные мелкой акцепторной примесью — цинком в интервале концентраций $10^{17} < N_A < 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Для характеристики состояния дырок в исследованном интервале концентраций важно отметить, что металлизация мелких акцепторов наступает в GaAs при $N_{кр} = 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а в GaSb — при $N_{кр} = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (см. [30]). Таким образом, связанные состояния дырок на акцепторах сохраняются лишь при $N_A < N_{кр}$. При более высоких уровнях легирования происходит делокализация дырок, и уровень Ферми для дырок согласно [31] проникает в валентную зону на глубину $\epsilon_F = 0,6 \cdot 10^{-14} N^{1/3}$ в GaAs и $\epsilon_F = 1,0 \cdot 10^{-14} N^{1/3}$ в GaSb (здесь ϵ_F выражено в эВ и N в см^{-3}). Легко видеть, что при низких температурах $T \approx 10 \text{ К}$ при всех $N > N_{кр}$ делокализовавшиеся дырки вырождены. При сильном легировании $N \geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$ вырождение дырок сохраняется и при температурах, близких к комнатной.

Эксперимент проводился с помощью стандартной установки для исследований по оптической ориентации [1, 2]. Люминесценция кристаллов GaAs возбуждалась криптоновым лазером на длине волны 7525 Å (1,647 эВ). В случае кристаллов GaSb применялся гелий-неоновый лазер с генерацией на длине волны 1,52 мкм (0,814 эВ). Плотность возбужде-

Времена релаксации по импульсу для дырок в исследованных кристаллах GaAs и GaSb

GaAs			GaSb		
$N_A, \text{см}^{-3}$	$\tau_{ph} \cdot 10^{13}, \text{с}$		$N_A, \text{см}^{-3}$	$\tau_{ph} \cdot 10^{13}, \text{с}$	
	$T=77 \text{ К}$	$T=300 \text{ К}$		$T=77 \text{ К}$	$T=300 \text{ К}$
$2,2 \cdot 10^{17}$	3,3	1,1	$1,7 \cdot 10^{17}$	4,5	1,5
$1,2 \cdot 10^{18}$	0,4	0,5	$2,9 \cdot 10^{18}$	0,7	0,65
$4,1 \cdot 10^{19}$	0,3	0,2	$1,3 \cdot 10^{19}$	0,5	0,5

Таблица 2

Параметры кристаллов GaAs и GaSb

	GaAs	GaSb		GaAs	GaSb
E_g	$T=4,2 \text{ К}$, 1,520 эВ $T=77 \text{ К}$, 1,509 эВ $T=300 \text{ К}$, 1,43 эВ	0,814 эВ 0,798 эВ 0,69 эВ	$m = m_e m_h / (m_e + m_h)$	0,06 m_0	0,037 m_0
Δ	0,35 эВ	0,77 эВ	$a_B = \hbar^2 \epsilon_0 / e^2 m$	114 Å	210 Å
ϵ_0	13,1	15,7	$E_B = \hbar^2 / 2 m a_B^2$	4,9 мэВ	2,3 мэВ
m_e	0,067 m_0	0,041 m_0	$v_B = \hbar / m a_B$	$1,7 \cdot 10^7 \text{ см/с}$	$1,4 \cdot 10^7 \text{ см/с}$
m_h	0,48 m_0	0,35 m_0	E_A	33 мэВ	24 мэВ
			g_e	-0,44	-9,3

ния во всех экспериментах не превышала 10 Вт/см^2 . При таких уровнях возбуждения и определенных в настоящей работе времена жизни неравновесных электронов $10^{-9} - 10^{-10} \text{ с}$ концентрации неравновесных носителей всегда были на несколько порядков ниже концентрации собственных дырок в образцах.

Для спектров люминесценции исследованных кристаллов характерно присутствие линий люминесценции, отвечающих рекомбинации свободных электронов с дырками, находящимися на акцепторах или в валентной зоне [2, 11, 31]. Изучение циркулярной поляризации таких полос непосредственно позволило найти времена спиновой релаксации свободных электронов в зоне проводимости.

В работе при определении эффективности различных механизмов спиновой релаксации возникла необходимость в оценке времен релаксации электронов по импульсу. Поскольку прямые измерения подвижностей электронов в кристаллах p -типа отсутствуют, а теоретические расчеты в области, где играют роль несколько механизмов рассеяния, ненадежны, мы приняли, что времена релаксации электронов и дырок одного порядка. Для невырожденных электронов и дырок отношение времен релаксации не превышает корня квадратного из соотношения их масс. В табл. 1 приведены значения τ_p , рассчитанные для дырок по их подвижностям.

В табл. 2 приведены параметры кристаллов GaAs и GaSb, использованные в работе. Здесь приняты следующие обозначения: E_g — ширина запрещенной зоны, Δ — энергия спин-орбитального расщепления валентной зоны, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость, m_h — эффективная масса тяжелой дырки, m_e — эффективная масса электрона, m — приведенная масса экситона, a_B — экситонный радиус, E_B — энергия связи экситона, v_B — характерная скорость, E_A — энергия ионизации одиночного акцептора, g_e — g -фактор электрона в зоне проводимости.

§ 4. Экспериментальные результаты и их обсуждение

а) Зависимость времен спиновой релаксации от уровня легирования

На рис. 1 и 2 показаны концентрационные зависимости времен спиновой релаксации τ_s в кристаллах GaAs и GaSb *p*-типа, полученные при различных температурах. В исследованных интервалах легирования и температур времена τ_s меняются в широких пределах от 10^{-8} до 10^{-11} с. При этом усиление легирования и увеличение температуры приводят к уменьшению времен τ_s . Интересно отметить довольно слабую зависимость времен τ_s от уровня легирования: увеличение концентрации акцепторов на три порядка вызывает уменьшение времен τ_s всего в несколько раз. Обращает также внимание большое сходство зависимостей времен τ_s от N_A в обоих соединениях.

Легко показать, что наблюдаемые изменения времен τ_s не вызваны действием механизма ЭЯ. Действительно, воспользовавшись выражением (1), характеризующим эффективность механизма ЭЯ, и подставив в него известные параметры исследуемых соединений (см. табл. 2), а также значения времен τ_p , найденные через подвижность носителей, можно получить следующие оценки времен τ_s : в зависимости от уровня легирования они должны меняться при 77 К в GaAs от $2 \cdot 10^{-7}$ до $1,8 \cdot 10^{-8}$ с и в GaSb от $1,4 \cdot 10^{-8}$ до $1,6 \cdot 10^{-9}$ с, а при 300 К в GaAs от $6 \cdot 10^{-8}$ до $4,5 \cdot 10^{-8}$ с. Полученные оценки более чем на два порядка превышают соответствующие экспериментальные значения. Это расхождение существенно превышает возможную неточность в оценках времен τ_s . Так, при 77 К рассеяние электронов в легированных кристаллах обуславливается в основном заряженными примесями и значение коэффициента A в выражении (1) близко к единице. Поэтому неточность оценок τ_s может быть вызвана только неточностью в определении времен τ_p , которая явно меньше двух порядков. Слабая зависимость τ_s от N_A в диапазоне концентраций 10^{17} – 10^{18} см $^{-3}$ при высоких температурах также не согласуется с уменьшением времен τ_p в этом диапазоне в несколько раз.

Наблюдаемое уменьшение времен τ_s с легированием нельзя объяснить и проявлением механизма ДП, так как при усилении легирования его эффективность может только уменьшаться. В случае преобладания механизма ДП в рассматриваемом диапазоне концентраций времена τ_s должны были бы согласно выражению (5) не уменьшаться, а, наоборот, увеличиваться обратно пропорционально временам τ_p .

Рассмотрим подробнее концентрационные зависимости времен τ_s на рис. 1 и 2, обратив сначала внимание на кривые, полученные при более низких температурах. При уровнях легирования $N_A < N_{кр}$ времена τ_s уменьшаются обратно пропорционально концентрации акцепторов N_A . В области концентраций $N_A \approx N_{кр}$ уменьшение времен τ_s приостанавливается, что особенно хорошо видно для кристаллов GaAs. Дальнейшее увеличение легирования приводит к новому уменьшению времен τ_s , но уже пропорционально $N_A^{-1/2}$.

Наблюдаемые особенности концентрационных зависимостей времен τ_s детально согласуются с предсказаниями теории для случая проявления механизма БАП. В области концентраций $N_A < N_{кр}$ дырки распределены между локализованными состояниями на акцепторах и состояниями валентной зоны. В этом случае скорость спиновой релаксации электронов должна характеризоваться суммой выражений (7) и (9), т. е.

$$\frac{1}{2\tau_s} = \frac{1}{\tau_0} (N_A a_B^3) \left(\frac{N}{N_A} |\psi(0)|^4 + \frac{5}{3} \frac{N_A - N}{N_A} \right) \frac{v_e}{v_B}. \quad (15)$$

Для кристаллов GaAs при 77 К степень ионизации акцепторов в диапазоне концентраций 10^{17} – 10^{18} см $^{-3}$ составляет примерно 30% и слабо

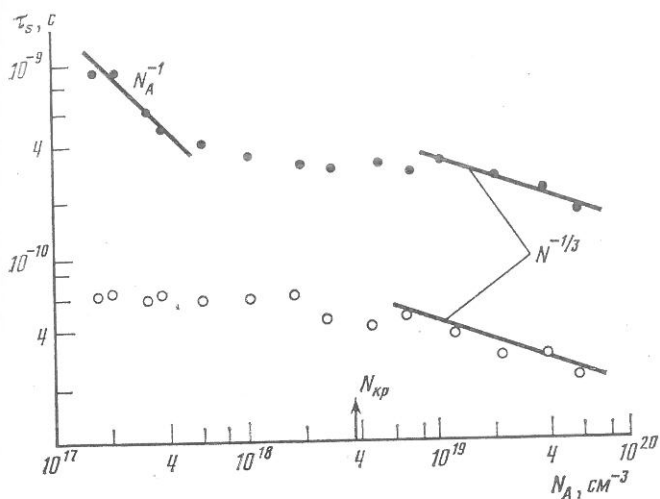


Рис. 1

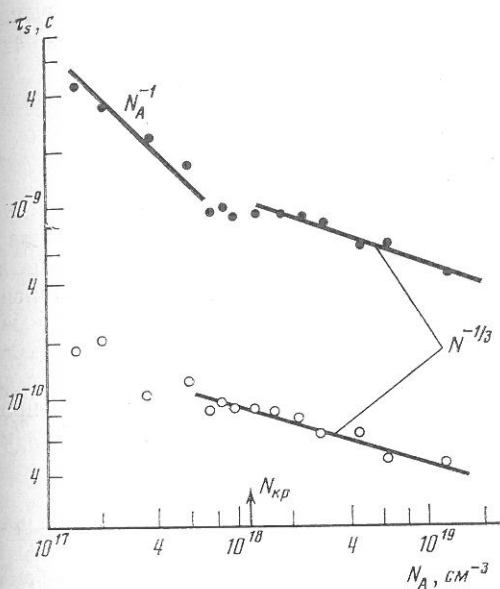


Рис. 2

Рис. 1. Зависимости времен τ_s от концентрации мелких акцепторов Zn в кристаллах GaAs при $T=77$ К (●) и $T=300$ К (○)

Рис. 2. Зависимости времен τ_s от концентрации мелких акцепторов Zn в кристаллах GaSb при $T=15$ К (●) и $T=77$ К (○)

зависит от уровня легирования. Это постоянство обуславливается тем, что увеличение с ростом легирования плотности состояний на акцепторах компенсируется происходящим при этом уменьшением энергии связи акцептора [32]. Так как в этой области концентраций экранировка дырками еще несущественна, то выражение (15) приводит к экспериментально наблюдаемой зависимости $\tau_s \propto N_A^{-1}$. Такая же зависимость получается и для кристаллов GaSb, если учесть, что при $T=15$ К и $N_A < N_{KP}$ степень понижения акцепторов для них ничтожно мала.

Слабая зависимость τ_s от N_A в области $N_A \approx N_{KP}$ для GaAs, естественно, объясняется уменьшением зоммерфельдовского множителя $|\psi(0)|^2$, которое почти полностью компенсирует уменьшение τ_s с увеличением концентрации акцепторов. Так, для GaAs при 77 К и $N_A \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, когда экранировка отсутствует, $|\psi(0)|^2 = 20$. При концентрациях $N \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$ величина $|\psi(0)|^2 \approx 1$, и, следовательно, в этой области концентраций произведение $N_A |\psi(0)|^2$ практически постоянно.

В GaSb при $T=15$ К и $N_A < 10^{18}$ см $^{-3}$ рассеяние электронов происходит преимущественно на связанных дырках, для которых множитель $|\psi(0)|^4$ отсутствует. Поэтому уменьшение зоммерфельдовского фактора для свободных дырок в этом случае проявляется значительно слабее, чем для GaAs.

В вырожденных кристаллах величина зоммерфельдовского фактора уже мала, и, как показывают данные экспериментальных исследований [33] и теоретических расчетов [27], при $N_{Av}^3 \geq 10$, что соответствует концентрации $N \approx 10^{18}$ см $^{-3}$ для GaSb и $N \approx 10^{19}$ см $^{-3}$ для GaAs, значения $|\psi(0)|^2$ лежат между 2 и 1. Причем дальнейшее уменьшение $|\psi(0)|^2$ с ростом легирования происходит очень медленно из-за слабой зависимости радиуса экранирования от концентрации дырок: $\tilde{L}_D \propto N^{-1/6}$. Без учета зависимости $|\psi(0)|^4$ от N согласно (11) имеем $\tau_s \propto N^{-1/2}$, что согласуется с экспериментальными данными, представленными на рис. 1 и 2.

В завершение рассмотрения концентрационных зависимостей времен τ_s в кристаллах GaAs и GaSb остается отметить, что в области вырождения дырок увеличение температуры не приводит к изменению характера концентрационной зависимости. В области же более слабого легирования $N < N_{кр}$ зависимость времен τ_s от концентрации акцепторов при повышении температуры заметно ослабляется. Причина этого отличия была выяснена при изучении температурных зависимостей времен τ_s отдельно для областей легирования $N_A < N_{кр}$ и $N > N_{кр}$.

6. Температурная зависимость времен спиновой релаксации в вырожденных кристаллах ($N > N_{кр}$)

Температурные зависимости времен τ_s для нескольких образцов вырожденных кристаллов GaAs и GaSb приведены на рис. 3. Степень легирования образцов выбиралась такой, чтобы во всем исследовавшемся интервале температур сохранялось вырождение дырок. Приведенные на рис. 3 кривые обнаруживают одинаковое изменение времен τ_s с температурой для всех исследованных образцов: при низких T времена τ_s слабо меняются с температурой, а затем начинают быстро уменьшаться пропорционально $T^{-3/2}$. Такая зависимость $\tau_s(T)$ не может быть объяснена механизмами ЭЯ и ДП при преобладании рассеяния на примесях, когда $\tau_p \sim T^{1/2}$, и согласно (1) и (5) $\tau_{s,ЭЯ} \sim T^{-1/2}$, а $\tau_{s,ДП} \sim T^{-3/2}$.

Уменьшение времен $\tau_s \sim T^{-3/2}$, уверенно наблюдаемое в широком интервале температур, хорошо согласуется с теоретической зависимостью (11) для случая, когда релаксирующие на дырках электроны являются быстрыми, т. е. $v_e > v_F$. В GaAs и GaSb даже при сильном вырождении из-за большого отличия эффективных масс электронов и тяжелых дырок условие $v_e > v_F$ выполняется уже при сравнительно низких температурах: для GaSb — начиная с температур 10–20 К, а для GaAs — с 20–35 К.

Полученные в вырожденных кристаллах зависимости времен τ_s от температуры и уровня легирования свидетельствуют о доминирующей роли механизма БАП. В области сильного легирования зависимости времен τ_s от концентрации дырок и температуры хорошо описываются выражениями (для GaAs (16a) и для GaSb (16б))

$$\tau_s^{-1} = 2,3 \cdot N^{1/2} T^{3/2}, \quad (16a)$$

$$\tau_s^{-1} = 14,1 \cdot N^{1/2} T^{3/2}, \quad (16б)$$

где τ_s в с, N в см $^{-3}$ и T в К.

Из сопоставления выражений (16a) и (16б) с выражением (11) были найдены значения параметра τ_0 и энергии обменного расщепления основного состояния экситона $\Delta_{экс}$ в исследованных кристаллах: для GaAs $\tau_0 = 1,0 \cdot 10^{-8}$ с и $\Delta_{экс} = 4,7 \cdot 10^{-5}$ эВ, а для GaSb $\tau_0 = 1,8 \cdot 10^{-8}$ с и $\Delta_{экс} =$

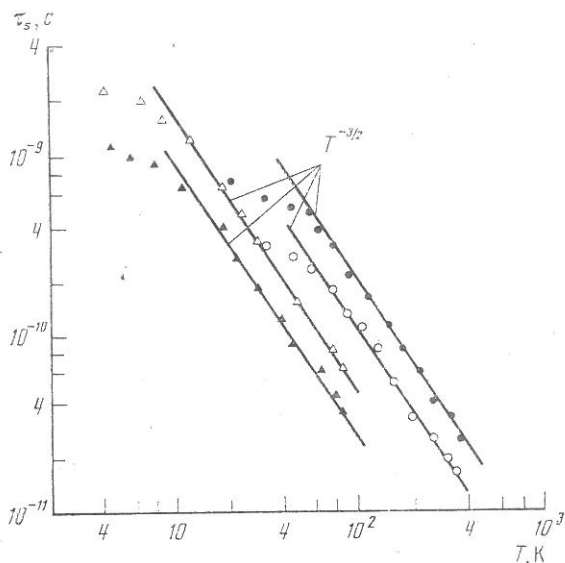


Рис. 3. Температурные зависимости времен τ_s в вырожденных кристаллах GaAs и GaSb: $\blacktriangle$ — GaSb, $N_A = 6,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; $\triangle$ — GaSb, $N_A = 1,8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; $\circ$ — GaAs, $N_A = 5,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$; $\bullet$ — GaAs, $N_A = 7,8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$

$= 2,4 \cdot 10^{-5}$ эВ. Полученное для GaAs значение $\Delta_{\text{экс}}$ хорошо согласуется с его известными оценками [34, 35]. Для GaSb величина $\Delta_{\text{экс}}$ найдена впервые. Выбор значений $\Delta_{\text{экс}}$ был проведен таким образом, чтобы можно было достичь наилучшего согласия теории с экспериментальными данными и для невырожденных кристаллов (см. ниже). При этом для сильно вырожденных кристаллов пришлось принять множитель $|\psi(0)|^2$ равным 1,5 для GaAs и 1,7 для GaSb, что не противоречит приведенным выше оценкам.

Обсудим возможные причины насыщения зависимостей $\tau_s(T')$ при понижении температуры. Как видно из рис. 4, в кристаллах GaAs такое насыщение начинается уже при довольно высоких температурах $T \approx 40-60$ К. В работе [9] слабая температурная зависимость времен $\tau_s \sim T^{-1/2}$ в GaAs наблюдалась вплоть до 100 К. Отметим сразу, что наблюдаемое насыщение времен τ_s при понижении температуры не может быть объяснено переходом к случаю медленных электронов, так как согласно теории [8] в этом случае следует ожидать еще более сильную зависимость $\tau_s \sim T^{-2}$.

Представляется, что причиной наблюдаемого поведения времен может явиться неполная термализация электронов в зоне проводимости за время жизни. Исследовавшиеся нами вырожденные кристаллы характеризуются довольно короткими временами жизни τ : $(2-3) \cdot 10^{-10}$ с в GaAs и $(4-5) \cdot 10^{-10}$ с в GaSb. Эти времена обуславливаются излучательными переходами и слабо зависят от уровня легирования и температуры [31, 36].

Сравним эти значения τ с временами энергетической релаксации τ_s неравновесных электронов в пассивной области энергий, где энергетическая релаксация электронов происходит при рассеянии на акустических фононах или же на дырках с энергиями вблизи уровня Ферми. Согласно [37], времена энергетической релаксации электронов за счет рассеяния на акустических фононах $\tau_{s,\text{ак}}$ лежат для исследовавшихся кристаллов в диапазоне $10^{-9}-10^{-8}$ с. Эти значения существенно превышают времена жизни.

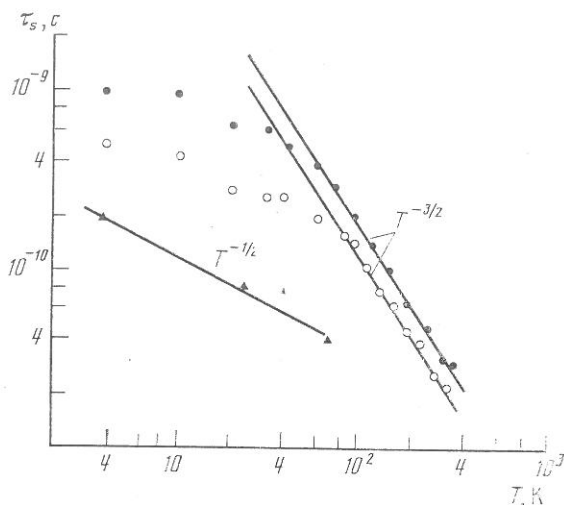


Рис. 4. Температурные зависимости времен τ_s в вырожденных кристаллах GaAs, отличающихся уровнями легирования и временами жизни фотоэлектронов: $\blacktriangle$ — $N_A = 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\tau = 0,6 \cdot 10^{-10} \text{ с}$ (по данным работы [9]), $\bullet$ — $N_A = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\tau = 2,8 \cdot 10^{-10} \text{ с}$; $\circ$ — $N_A = 4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $\tau = 2,4 \cdot 10^{-10} \text{ с}$

Расчет показывает, что скорость энергетической релаксации при рассеянии на вырожденных дырках определяется выражением

$$\tau_{e,h}^{-1} = \frac{4\pi}{105\hbar} \frac{m_e}{m_h} \frac{\epsilon_e^2}{\epsilon_F} F(\gamma); \quad (17)$$

здесь $\gamma = v_e/v_F$ и $F(\gamma > 1) = 1$, а $F(\gamma < 1) = 1 - (1 - \gamma)^5 [1 + 5\gamma + 15\gamma^2]$. Времена $\tau_{e,h}$ могут меняться в зависимости от энергии электрона и степени вырождения дырок в весьма широких пределах — от 10^{-12} до 10^{-8} с. В области наинизших температур $T \leq 10 \text{ K}$, согласно (17), $\tau_{e,h} > 0,8 \cdot 10^{-8}$ с при $N \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $\tau_{e,h} > 2 \cdot 10^{-8}$ с при $N \approx 3,8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. В обоих случаях эти времена значительно превышают времена жизни, равные для этих образцов соответственно $2,8 \cdot 10^{-10}$ и $2,4 \cdot 10^{-10}$ с. Поэтому электроны в этих условиях заведомо не успевают принять температуру решетки.

Если насыщение температурных зависимостей времен τ_s действительно вызвано разогревом электронов, то их средняя температура T_e может быть найдена с помощью выражения (12). Если считать, что множитель $|\psi(0)|^4$ в области сильного экранирования не зависит от ϵ_e , то из выражений (11) и (12) следует, что

$$T_e = T \frac{\tau_s(T)}{\tau_s(T_e)} \left(\frac{3}{2} \frac{m_h}{m_e} \frac{T}{\epsilon_F} \right)^{1/2}, \quad (18)$$

где $\tau_s(T)$ — время спиновой релаксации для термализованных электронов (т. е. согласно рис. 4 при $T > 50 \text{ K}$), а $\tau_s(T_e)$ — время спиновой релаксации горячих электронов. Оценка по формуле (18) для образца с $N = 3,8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ дает $T_e \approx 40 \text{ K}$, для образца с $N = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ получается $T_e \approx 29 \text{ K}$. Для электронов с такой энергией времена τ_{eh} порядка 10^{-10} с.

Температурная зависимость времен τ_s , полученная в работе [9] для кристалла GaAs с близким уровнем легирования, сильно отличается от наблюдаемых нами. Ее не удается объяснить разогревом электронов, даже учитывая очень короткое время жизни электронов в исследованном кристалле $6 \cdot 10^{-11} \text{ с}$. Для этого пришлось бы принять, что в термализованном состоянии электроны находятся только при температурах выше комнатной.

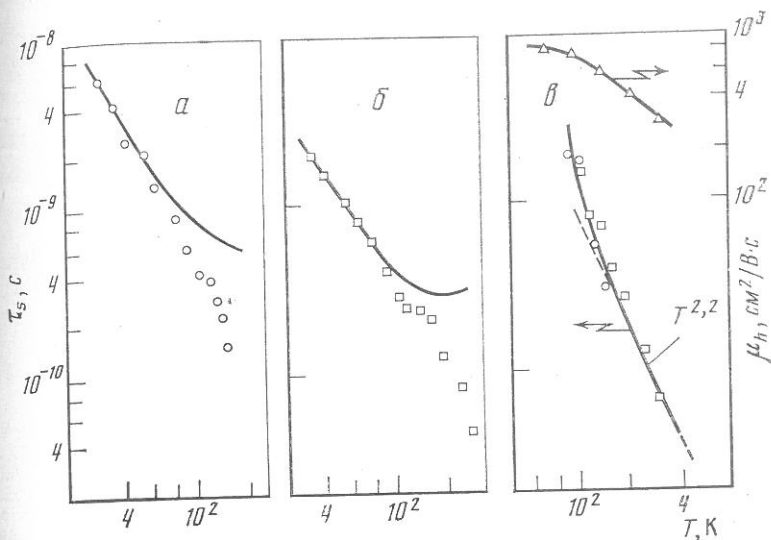


Рис. 5. Температурные зависимости времен τ_s в невырожденных кристаллах GaAs: а, б) $\circ$, $\square$ — экспериментальные данные; сплошные линии — теоретические зависимости для механизма БАП согласно (15); а — $N_A = 2,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, б — $N_A = 3,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, в) $\circ$, $\square$ — времена $(1/\tau_s) = (1/\tau_s)_{\text{экс}} - (1/\tau_s)_{\text{БАП}}$, сплошная линия — теоретическая зависимость для механизма ДП согласно (5), $\triangle$ — температурная зависимость подвижности дырок μ_h

В то же время столь короткие времена жизни свидетельствуют о наличии в исследовавшемся кристалле дополнительных рекомбинационных центров, которые в соединениях A_3B_5 обычно имеют парамагнитные свойства. Рассеяние на таких центрах могло бы объяснить и наблюдаемую зависимость $\tau_s \propto T^{-1/2}$.

в. Температурная зависимость времен спиновой релаксации в невырожденных кристаллах ($N_A < N_{\text{кр}}$)

В этой области легирования в случае действия механизма БАП скорость спиновой релаксации электронов должна описываться выражением (15). При этом температурная зависимость времен τ_s связана не только со скоростью электрона, но и с изменением с температурой степени ионизации акцепторов и уменьшением зоммерфельдовского множителя $|\psi(0)|^2$. Характерной особенностью зависимости является ее немонотонность: в области истощения акцепторов быстрое убывание зоммерфельдовского множителя должно приводить к замедлению спиновой релаксации. При этом время τ_s оказывается пропорциональным v_e и с увеличением температуры должно расти $\propto T^{1/2}$.

Температурные зависимости времен τ_s в невырожденных кристаллах GaAs и GaSb приведены соответственно на рис. 5, а и б и на рис. 6, а. Сплошными линиями на рисунках показаны теоретические кривые, рассчитанные с помощью выражения (15) при указанных выше значениях $\Delta_{\text{экс}}(\text{GaAs}) = 4,7 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}$ и $\Delta_{\text{экс}}(\text{GaSb}) = 2,4 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}$. Учитывая малую роль экранирования в исследовавшихся образцах, значения $|\psi(0)|^2$ найдены из (10). Степень ионизации акцепторов рассчитывалась по известным формулам [38] при учете зависимости энергии ионизации акцепторов E_A от уровня легирования [32]. Видно, что полученные теоретические зависимости хорошо описывают экспериментальные данные и в случае невырожденных кристаллов. Теория объясняет и начинающееся в GaAs насыщение зависимостей $\tau_s(T)$ при $T \approx 100-150 \text{ К}$.

Однако при $T > 150 \text{ К}$ для GaAs и $T > 40 \text{ К}$ для GaSb вместо насыщения зависимостей $\tau_s(T)$, ожидаемого согласно теории механизма БАП,

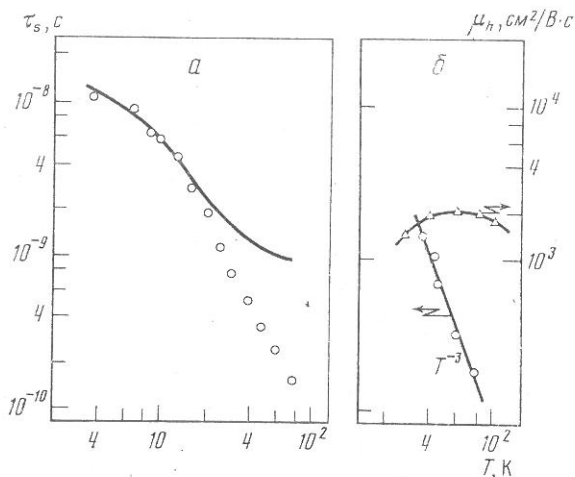


Рис. 6. Температурные зависимости времен τ_s в невырожденных кристаллах GaSb: а) $\circ$ — экспериментальные данные, сплошная линия — теоретическая зависимость для механизма БАП согласно (15), $N_A = 2,8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; б) $\circ$ — времена $(1/\tau_s) = (1/\tau_s)_{\text{эксп}} - (1/\tau_s)_{\text{БАП}}$, сплошная линия — теоретическая зависимость для механизма ДП согласно (5), Δ — температурная зависимость подвижности дырок μ_h .

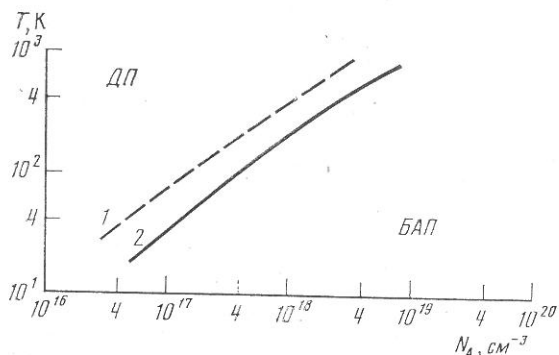


Рис. 7. Границы между областями температур и концентрации дырок, в которых доминируют механизмы БАП и ДП, для кристаллов GaAs — кривая 1 и GaSb — кривая 2

экспериментально наблюдается дальнейшее уменьшение времен τ_s . Это уменьшение свидетельствует, очевидно, о подключении еще одного механизма спиновой релаксации. На рис. 5, в и рис. 6, б показаны выделенные из экспериментальных данных на рис. 5, а и б и рис. 6, а значения времен $(1/\tau_s) = (1/\tau_s)_{\text{эксп}} - (1/\tau_s)_{\text{БАП}}$, отвечающие проявившемуся механизму. Здесь же приведены температурные зависимости подвижностей дырок в исследовавшихся кристаллах, что позволяет получить представление и об изменении с температурой времен τ_p .

Полученные на рис. 5, в и рис. 6, б температурные зависимости времен τ_s не могут быть объяснены проявлением механизма ЭЯ. Ранее уже отмечалось, что соответствующие механизму ЭЯ времена τ_s существенно длиннее измеряемых значений. Одновременно в рамках механизма ЭЯ не удастся объяснить и характер найденных зависимостей $\tau_s(T)$. Так, для GaSb согласно (1) и при учете постоянства времен τ_p в рассматриваемом интервале температур времена τ_s должны были бы меняться пропорционально T^{-2} , а в GaAs при $T > 100 \text{ K}$ следовало бы ожидать зависимость $\tau_s \propto T^{-3}$, поскольку времена τ_p уменьшаются здесь примерно пропорционально $T^{-0,8}$.

Наблюдаемые зависимости $\tau_s(T)$ нашли естественное объяснение в рамках механизма ДП. Постоянство времен τ_p в GaSb приводит в соответствие с (5) к экспериментальной зависимости $\tau_s \propto T^{-3}$, а уменьшение времен $\tau_p \propto T^{-0,8}$ в GaAs — к зависимости $\tau_s \propto T^{-2,2}$ при $T > 100$ К. Увеличение крутизны зависимости $\tau_s(T)$ при $T \approx 100$ К в GaAs согласуется с замедлением здесь зависимости $\tau_p(T)$. Количественное согласие эксперимента и теории было достигнуто при выборе значений параметра α в выражении (5), равных 0,05 для GaAs и 0,1 для GaSb. Найденные значения α хорошо согласуются с их теоретической оценкой (4). Таким образом, наши данные подтвердили сделанное в работе [11] заключение о проявлении механизма ДП в умеренно легированных кристаллах GaAs.

Проведенные экспериментальные исследования и теоретический анализ полученных данных позволили надежно установить механизмы спиновой релаксации, доминирующие в условиях оптической ориентации в кристаллах GaAs и GaSb. На рис. 7, построенном на основе приведенных выше данных, показаны границы температурных областей и концентраций дырок, в которых доминируют механизмы БАП и ДП. На границах вклады обоих механизмов сравниваются. Согласно полученным оценкам, вклад механизма ЭЯ во всей области значений N_A и T , указанных на рис. 7, меньше вклада механизмов БАП и ДП.

В заключение авторы выражают свою признательность М. И. Дьякову, В. И. Перелю и В. И. Сафарову за плодотворные дискуссии.

Литература

1. Екимов А. И., Гарбузов Д. З., Сафаров В. И. Письма в ЖЭТФ, 1971, 13, 36.
2. Parsons R. R. Can. J. Phys., 1971, 49, 1850.
3. Elliott R. J. Phys. Rev., 1954, 96, 266.
4. Yafet Y. Sol. St. Phys., 1963, 14, 1.
5. Дьяконов М. И., Перель В. И. ЖЭТФ, 1971, 60, 1954.
6. Дьяконов М. И., Перель В. И. ФТТ, 1971, 13, 3581.
7. Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М.: Наука, 1972, § 27.
8. Бир Г. Л., Аронов А. Г., Пикус Г. Е. ЖЭТФ, 1975, 69, 1382.
9. Fishman G., Lampel G. Phys. Rev., 1977, B16, 820.
10. Clark A. H., Burnham R. D., Chadi D. J., White R. H. Phys. Rev., 1975, B12, 5758.
11. Clark A. H., Burnham R. D., Chadi D. J., White R. H. Sol. St. Commun., 1976, 20, 385.
12. Hermann C. Ann. Phys., 1977, 2, 5.
13. Екимов А. И., Сафаров В. И. Письма в ЖЭТФ, 1971, 13, 700.
14. Джиев Р. И., Захарченя Б. П., Флейшер В. Г. Письма в ЖЭТФ, 1971, 14, 553.
15. Захарченя Б. П., Ивченко Е. Л., Рыскин А. Я., Варфоломеев А. В. ФТТ, 1976, 18, 230.
16. Aronov A. G., Pikus G. E., Sakharov V. I., Safarov V. I., Titkov A. N. Proc. of the XX-th Congress AMPERE, Tallinn, 1978, p. 152.
17. Safarov V. I., Titkov A. N. Proc. of the XV-th Int. Conf. on the Phys. of Semicond. Kyoto, 1980, p. 434.
18. Сафаров В. И., Титков А. Н., Комова Э. М., Ермакова Н. Г., Чайкина Е. И., Миронов И. Ф. ФТТ, 1981, 23, 3337.
19. Абакумов В. Н., Ясиевич И. Н. ЖЭТФ, 1971, 61, 2571.
20. Chazalviel J. N. Phys. Rev., 1975, B11, 1555.
21. Бир Г. Л., Пикус Г. Е. ФТТ, 1961, 3, 3050.
22. Павлов С. Т., Фирсов Ю. А. ФТТ, 1965, 7, 2634.
23. Павлов С. Т. ФТТ, 1966, 8, 900.
24. Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М.: Наука, 1972, § 32.
25. Андрианов А. В., Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е., Раулов Р. Я., Ярошецкий И. Д. ЖЭТФ, 1981, 81, 6, 2080.

26. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М.: Физматгиз, 1963, § 134.
27. Бир Г. Л., Пикус Г. Е., Скал А. С. ФТП, 1974, 8, 1096.
28. Parsons R. R. Phys. Rev. Lett., 1969, 23, 1152.
29. Гарбузов Д. З., Екимов А. И., Сафаров В. И. Письма в ЖЭТФ, 1971, 13, 24.
30. Mott N. F. Adv. Phys., 1972, 21, 785.
31. Титков А. Н., Чайкина Е. И., Комова Э. М., Ермакова Н. Г. ФТП, 1981, 15, 345.
32. Гасанли Ш. М., Емельяненко О. В., Ергаков В. К., Кесаманлы Ф. П., Лагунова Т. С., Наследов Д. Н. ФТП, 1971, 5, 1888.
33. Рогачев А. А., Саблина Н. И. ФТП, 1968, 2, 921.
34. Sell D. D. Surface Science, 1973, 35, 863.
35. Suffczynski M., Swierkowski L., Wardzynski W. J. Phys. C, 1975, 8, 52.
36. Dumke W. P. Phys. Rev., 1963, 132, 1998.
37. Левинсон И. Б., Левинский Б. Н. ЖЭТФ, 1976, 71, 300.
38. Киреев П. С. Физика полупроводников. М.: Высшая школа, 1975, § 32.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
25.VIII.1982

Примечание при корректуре (26 января 1983 г.). Последующие измерения спиновой релаксации в магнитном поле на чистых кристаллах GaAs, результаты которых будут опубликованы отдельно, дали возможность непосредственно измерить величину τ_p и тем самым уточнить значение α , которое оказалось равным 0,06 (вместо величины $\alpha=0,05$, указанной в тексте для GaAs).

SPIN RELAXATION OF CONDUCTIVITY ELECTRONS IN A_3B_5 COMPOUNDS OF THE p -TYPE

A. G. Aronov, A. N. Titkov, G. E. Pikus

Spin relaxation of conductivity electrons in GaAs and GaSb crystals of the p -type is studied in a broad range of variation of the acceptor concentration and temperature. It is found that spin relaxation is due to the action of two mechanisms: one is related to exchange interaction between the electrons and equilibrium holes and the second is due to spin splitting of the conductivity band in crystals without an inversion center. The role of each of the mechanisms could be ascertained, their behavior studied under various conditions and the parameters of the spin splittings of the conductivity band and exchange interaction which determine the efficiency of the mechanisms could be found by comparing in detail the experimental data and results of the theoretical calculations.