

## Диффузия спина оптически ориентированных электронов и переизлучение в арсениде галлия *n*-типа

© Р.И. Джиоев, Б.П. Захарченя, В.Л. Коренев, М.Н. Степанова

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в Редакцию 22 мая 1997 г.)

Приводятся результаты экспериментального и теоретического исследования спинового транспорта в полупроводнике *n*-GaAs. Показано, что перенос среднего спина электронов от возбуждаемой светом поверхности кристалла определяется процессом спиновой диффузии. В то же время основным механизмом транспорта фотовозбужденных носителей является эффект переизлучения, распределяющий неравновесные носители заряда в глубь полупроводника на расстояние, значительно превышающее длину диффузии спина электронов. Сравнение результатов эксперимента с теорией позволяет определить диффузионную длину среднего спина и время спиновой реакции электронов.

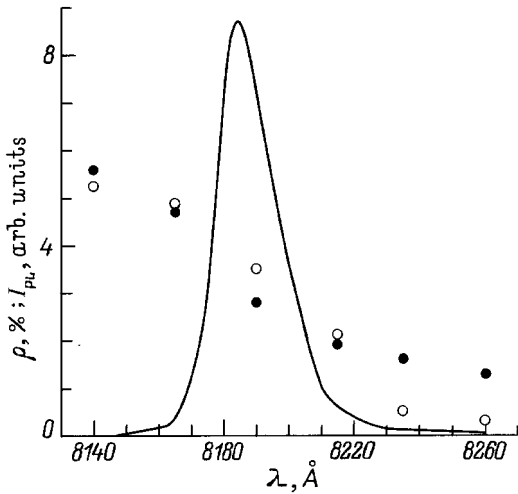
Актуальной задачей последних лет является изучение спинового транспорта в гибридных системах ферромагнетик/полупроводник [1]. В работе [2] представлены результаты по туннелированию поляризованных электронов из ферромагнетика в арсенид галлия. Исследуется также и обратная задача: спин-зависимый транспорт оптически ориентированных электронов из GaAs в ферромагнетик [3]. В системе Ni/*n*-GaAs изучалось влияние полей рассеяния размагниченной ферромагнитной пленки на спиновую поляризацию электронов полупроводника [4]. При этом для интерпретации результатов было существенно соотношение между размером доменов пленки  $\Delta$  и длиной  $L_s$  спиновой диффузии электронов полупроводника. Если  $\Delta \geq L_s$ , то электронный спин эффективно релаксирует в магнитных полях доменов. В противоположном случае ( $\Delta \ll L_s$ ) рассеянные магнитные поля пленки затухают вблизи поверхности, и спиновая релаксация электронов полупроводника отсутствует. В любом из описанных выше экспериментов необходимо знать спиновый транспорт электронов в полупроводнике, т.е. влияние процессов переизлучения, спиновой диффузии и релаксации на электронную поляризацию. Настоящая работа посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию спинового транспорта в полупроводнике *n*-GaAs (транспорт спина в *p*-GaAs рассмотрен в [5]). Показано, что перенос среднего спина электронов от возбуждаемой светом поверхности кристалла определяется процессом спиновой диффузии. В то же время основным механизмом транспорта фотовозбужденных носителей является эффект переизлучения, распределяющий неравновесные носители заряда в глубь полупроводника на расстояние, значительно превышающее длину диффузии спина электронов. Сравнение результатов эксперимента с теорией позволяет определить диффузионную длину среднего спина и время спиновой релаксации электронов.

Ориентированные по спину вдоль возбуждающего луча электроны создаются в полупроводнике при межзонном поглощении циркулярно поляризованного света. Если за время жизни фотовозбужденные носители не

утрачивают полностью спиновую ориентацию, то фотолюминесценция будет частично поляризована по кругу. Степень круговой поляризации фотолюминесценции  $\rho$  в GaAs определяется проекцией  $s_z$  среднего спина электронов на направление возбуждающего луча (ось  $z$ ) [6], и в случае однородного распределения плотности спина в пространстве  $\rho = s_z$ .

Эксперименты по оптической ориентации выполнены на образце GaAs *n*-типа ( $Si : 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ), выращенном в направлении [001] методом жидкофазной эпитаксии (толщина слоя  $35 \mu\text{m}$ ) на подложке из арсенида галлия толщиной  $400 \mu\text{m}$  ( $Si : 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ). Образец помещался в криостат с жидким гелием и возбуждался лучом  $Kr^{+}$ -лазера ( $h\nu = 1.65 \text{ eV}$ ,  $P = 5 \text{ mW}$ , диаметр пятна  $d = 300 \mu\text{m}$ ) с изменяющимся на частоте  $26.61 \text{ kHz}$  (с помощью фотоупругого кварцевого модулятора) знаком круговой поляризации. Это позволило избавиться от влияния поляризации ядер решетки на оптическую ориентацию электронов [6]. Поляризация рекомбинационного излучения измерялась в геометрии "на отражение" анализатором циркулярной поляризации (четвертьволновая фазовая пластинка и линейный поляризатор). Отдельные участки полосы люминесценции выделялись двухрешеточным спектрометром с дисперсией  $16 \text{ \AA/mm}$ . Электронная схема осуществляла синхронный счет числа фотонов левой и правой циркулярной поляризации ( $N^-$  и  $N^+$ ). Степень циркулярной поляризации  $\rho$  определялась как  $(N^+ - N^-)/(N^+ + N^-)$ .

Измерялись зависимость  $\rho$  от поперечного к возбуждающему лучу магнитного поля, а также значения  $\rho$  для разных длин волн  $\lambda$  рекомбинационного излучения. На рис. 1 представлены спектры интенсивности люминесценции  $I_{PL}$  (сплошная кривая) и степени циркулярной поляризации (темные кружки) в нулевом магнитном поле. Если бы рекомбинация происходила только вблизи поверхности, степень поляризации должна была бы оставаться постоянной по всей области спектра. Значительное уменьшение  $\rho$  на длинноволновом крыле линии люминесценции указывает на то, что доля носителей, рекомбинирующих в глубине кристалла,

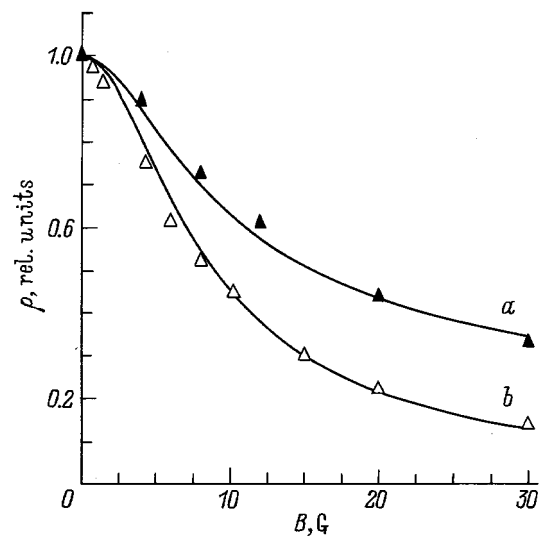


**Рис. 1.** Зависимости интенсивности фотолюминесценции  $I_{PL}$  и степени циркулярной поляризации  $\rho$  от длины волны  $\lambda$ . Темные кружки — измеренные значения  $\rho(\lambda)$ , светлые кружки — зависимость  $\rho(\lambda)$ , вычисленная по формуле (9).

достаточно велика. Это становится возможным, если предположить наличие переизлучения, "затягивающего" неравновесные носители в глубь полупроводника (длина диффузии неравновесных носителей в полупроводнике  $n$ -типа определяется диффузионной длиной дырок и чрезвычайно мала вследствие их малой подвижности [7]). При этом формы кривых магнитной деполаризации люминесценции существенно различны на коротковолновом и длинноволновом краях линии. На рис. 2, *a* показан эффект Ханле на коротковолновом, а на рис. 2, *b* — на длинноволновом краю. Формы кривых на рис. 2, *a* и *b* существенно отличаются. Абсолютная погрешность измерения значений  $\rho(\lambda)$  (темные кружки на рис. 1) и  $\rho(B)$  (темные и светлые треугольники на рис. 2) не превышают 0.06%.

Теоретическое рассмотрение задачи о диффузии спина электронов в  $n$ -GaAs без учета переизлучения было проведено в [8]. Было показано, что поскольку область распределения избыточных носителей заряда определяется малой длиной диффузии дырок, вся фотолюминесценция (ФЛ) имеет место вблизи поверхности полупроводника и степень круговой поляризации ФЛ определяется лишь плотностью электронного спина на поверхности  $S(0)$ . В этом случае  $\rho$  не зависит от длины волны  $\lambda$ , на которой регистрируется излучение. Форма кривой деполаризации излучения в поперечном магнитном поле  $\mathbf{B}$  отличается от лоренцевской. Это связано с тем, что электроны теряют начальную ориентацию вследствие диффузии спина в глубь полупроводника, а пространственное распределение плотности спина само зависит от величины магнитного поля. Результаты наших экспериментов показывают, однако, что как  $\rho$ , так и форма кривой Ханле зависят от длины волны, на которой детектируется излучение (рис. 1, 2).

В настоящей работе мы показываем, что адекватного описания спектральных зависимостей  $\rho(B=0, \lambda)$  и эффекта Ханле необходимо учесть переизлучение в GaAs. Действительно, переизлучение не вносит вклада в перенос плотности спина [9], но приводит к "затягиванию" неосновных носителей в глубь полупроводника. При этом фотовозбужденные дырки уже не локализованы вблизи поверхности полупроводника, а распределены по глубине с характерным размером  $\xi$ , который определяется эффективностью переизлучения. Если эффективность переизлучения мала, так что  $\xi \ll L_s$  — длины диффузии спина электронов, то дырки сосредоточены вблизи поверхности, и мы приходим к результату, полученному в [8]. В другом предельном случае ( $\xi \gg L_s$ ) дырки распределены почти равномерно во всем слое, где плотность электронного спина отлична от нуля. Однако при этом должна возникать зависимость  $S$  и, следовательно,  $\rho$  от длины волны регистрации  $\lambda$  вследствие спектральной зависимости коэффициента поглощения  $\alpha(\lambda)$ . Это обусловлено тем, что квант света, возникший в результате рекомбинации электрона и дырки на расстоянии  $z$  от поверхности полупроводника, выходит из образца с вероятностью  $\propto \exp(-\alpha(\lambda)z)$  [5]. При этом существенна величина  $L_s\alpha(\lambda)$ . Если  $L_s\alpha(\lambda) \gg 1$  (высокоэнергетичный край линии ФЛ), то регистрируется поляризованный свет, излученный вблизи поверхности образца, и  $\rho \propto S(z=0)$  (приповерхностная область определяется глубиной поглощения возбуждающего света  $1/\alpha_0 \sim 1 \mu\text{m}$ ). В этом случае вновь можно пользоваться результатами [8]. В другом предельном случае  $L_s\alpha(\lambda) \ll 1$  ФЛ регистрируется с расстояний вплоть до  $\alpha(\lambda)^{-1}$  от поверхности и  $\rho \propto \alpha \int_0^{\alpha^{-1}} S(z) dz$ . Это должно привести к уменьшению  $\rho$  на низкоэнергетичном участке линии, поскольку плотность спина в глубине



**Рис. 2.** Деполаризация люминесценции в поперечном магнитном поле.  $\lambda = 8140$  (*a*) и  $8190 \text{ \AA}$  (*b*). Сплошные кривые — результат теоретического расчета.

образца меньше, чем на поверхности. Кроме того, в этих условиях диффузия спина роли не играет, и кривая Ханле приобретает обычную лоренцовскую форму. Таким образом, наличие переизлучения, распределяющего равномерно неравновесные носители, позволяет качественно объяснить результаты наших экспериментов.

Перейдем теперь к более строгому доказательству сделанных выше утверждений. Рассмотрим модель, согласно которой переизлучение распределяет дырки на расстояние  $\xi \gg L_s, \alpha(\lambda)^{-1}$ . Тогда

$$\rho = \frac{\int_0^{\infty} S(z)\rho(z)e^{-\alpha z} dz}{n_d \int_0^{\infty} \rho(z)e^{-\alpha z} dz}, \quad (1)$$

где  $n_d$  — равновесная концентрация электронов на донорах, которые при низких температурах заполнены,  $\rho(z) \ll n_d$  — концентрация неравновесных дырок. Поскольку диаметр светового пятна существенно больше всех характерных длин ( $\xi, L_s, \alpha(\lambda)^{-1}$ ), распределение спина в плоскости (001) можно считать однородным, а вся неоднородность обусловлена лишь его зависимостью от координаты  $z$ . При  $\xi \gg L_s, \alpha(\lambda)^{-1}$   $\rho(z) = \text{const}$  и выражение (1) упрощается

$$\rho = \frac{\alpha \int_0^{\infty} S(z)e^{-\alpha z} dz}{n_d}. \quad (2)$$

Для вычисления зависимости  $\rho(B)$  необходимо знать пространственное распределение плотности электронного спина и ее зависимость от магнитного поля. Плотность спина можно найти, воспользовавшись уравнением диффузии

$$D \frac{\partial^2 \mathbf{S}}{\partial z^2} + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{S} - \frac{\mathbf{S}}{\tau_s} = 0, \quad (3)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии электронов,  $\tau_s$  — время их спиновой релаксации,  $\boldsymbol{\omega} = \frac{\mu_B g B}{\hbar}$  — ларморова частота прецессии электронного спина,  $g$  —  $g$ -фактор электрона. При написании уравнения (3) мы предположили, что время жизни неравновесных носителей заряда  $\tau_G = \frac{n_d}{G}$  ( $G$  — скорость генерации пар в единице объема) велико по сравнению с  $\tau_s$  (так называемый случай слабой накачки [8]). Это оправдано при малой интенсивности света, когда спин быстро исчезает за время жизни, и поляризация излучения мала. Для нахождения  $\mathbf{S}(\omega, z)$  уравнение (3) необходимо дополнить граничными условиями

$$\mathbf{S}(\omega, z \rightarrow \infty) = 0, \quad -D \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial z} \Big|_{z=0} = G_s \mathbf{s}_{\text{in}}. \quad (4)$$

Здесь мы пренебрегаем поверхностной рекомбинацией, которая при низких температурах пренебрежимо мала [9].  $s_{\text{in}} = 0.25$  — средний спин электронов в момент рождения,  $G_s = G/\alpha_0$  — скорость генерации

пар на единицу поверхности. Решение уравнения (3) при условиях (4) дает

$$\mathbf{S}(\omega, z) = \mathbf{s}_{\text{in}} \frac{G_s L_s}{D} \times \text{Re} \left( \frac{1}{\sqrt{1+i\omega\tau_s}} \exp \left[ -\frac{z}{L_s} \sqrt{1+i\omega\tau_s} \right] \right), \quad (5)$$

где  $L_s = \sqrt{D\tau_s}$  — длина диффузии спина,  $i = \sqrt{-1}$ . Подставляя (5) в (2), приходим к окончательному выражению

$$\rho(B, \lambda) = 0.25 \frac{G_s L_s}{n_d D} \times \text{Re} \left( \frac{1}{\sqrt{1+i\omega\tau_s}} \frac{\alpha(\lambda)L_s}{\alpha(\lambda)L_s + \sqrt{1+i\omega\tau_s}} \right). \quad (6)$$

Рассмотрим различные предельные случаи. На высокоэнергетичном краю линии  $L_s \alpha(\lambda) \gg 1$  основной вклад в поляризованную люминесценцию вносят электроны, рекомбинирующие у поверхности образца, и выражение (6) принимает вид

$$\begin{aligned} \rho(B) &= 0.25 \frac{G_s L_s}{n_d D} \text{Re} \left( \frac{1}{\sqrt{1+i\omega\tau_s}} \right) \\ &= 0.25 \frac{G_s L_s}{n_d D} \sqrt{\frac{1 + \sqrt{1 + \omega^2 \tau_s^2}}{2(1 + \omega^2 \tau_s^2)}}, \end{aligned} \quad (7)$$

что совпадает с результатом работы [8] для случая слабой накачки. В другом предельном случае  $L_s \alpha(\lambda) \ll 1$  (низкоэнергетичный край линии) из уравнения (6) имеем

$$\begin{aligned} \rho(B) &= 0.25 \frac{G_s \tau_s}{n_d} \frac{\alpha(\lambda)}{1 + (\omega\tau_s)^2} \\ &= 0.25 \frac{\tau_s}{\tau_G} \frac{\alpha(\lambda)/\alpha_0}{1 + (\omega\tau_s)^2}. \end{aligned} \quad (8)$$

Как следует из уравнения (8), в этом случае эффект Ханле описывается лоренцевской кривой. Множитель  $\frac{\tau_s}{\tau_G} \ll 1$  есть результат деполаризации электронов за время жизни  $\tau_G$  вследствие различных процессов спиновой релаксации. Множитель  $\frac{\alpha(\lambda)}{\alpha_0} < 1$  отражает тот факт, что поляризованные электроны рождаются в приповерхностной области  $\approx \alpha_0^{-1}$ , а рекомбинируют они вследствие переизлучения из области размером  $\alpha^{-1}(\lambda) > \alpha_0^{-1}$ , в которой они поляризованы меньше, чем у поверхности образца. Таким образом, спектральная зависимость поляризации люминесценции полностью определяется в этом случае спектральной зависимостью коэффициента поглощения.

Если известна зависимость  $\alpha(\lambda)$ , то по формуле (6) можно получить зависимость  $\rho_c(\lambda)$ , и наоборот: по известной зависимости  $\rho_c(\lambda)$  можно определить спектральную зависимость коэффициента поглощения в *n*-GaAs.

Действительно, при  $B = 0$  из (6) следует

$$\rho(B = 0, \lambda) = s_0 \left( \frac{\alpha(\lambda)L_s}{\alpha(\lambda)L_s + 1} \right), \quad (9)$$

где  $s_0 = 0.25 \frac{G_s L_s}{n_d D}$  — средний спин электронов вблизи поверхности GaAs. Следует напомнить, что формула (6) получена в предположении  $\xi \gg \alpha(\lambda)^{-1}$ , т.е. дырки распределены на длине, значительно превышающей длину поглощения света. Когда величина  $\alpha(\lambda)$  становится достаточно малой, так что указанное условие нарушается, то  $\rho$  на низкоэнергетичном крыле линии будет определяться не  $\alpha^{-1}(\lambda)$ , а размером  $\xi$ , т.е. не будет зависеть от  $\lambda$ .

Перейдем теперь к количественному сравнению результатов экспериментов с изложенной выше теорией. Обратимся сначала к спектральной зависимости  $\rho(\lambda)$  в нулевом магнитном поле (рис. 1). Как отмечалось выше, если зависимость  $\alpha(\lambda)$  известна, то по формуле (9) можно рассчитать  $\rho(\lambda)$ . Светлыми кружками на рис. 1 показаны результаты расчета по формуле (9) при значениях подгоночных параметров  $s_0 = 5.4\%$  и  $L_s = 10 \mu\text{m}$ . Зависимость  $\alpha(\lambda)$  при  $T = 4.2\text{K}$  была получена на основании результатов [10] с поправкой на температурную зависимость ширины запрещенной зоны GaAs. Подгоночные параметры  $s_0$  и  $L_s$  подбирались так, чтобы привести результаты расчета в соответствие с данными эксперимента по оптической ориентации (темные кружки) по осям ординат и абсцисс соответственно. Наблюдается неплохое согласие, за исключением длинноволновой области спектра ( $\lambda > 8215 \text{ \AA}$ ). Расхождение связано с тем, что в этой области коэффициент поглощения мал ( $\alpha(\lambda) < 600 \text{ cm}^{-1}$  [10]), так что условие  $\xi \gg \alpha^{-1}(\lambda)$  нарушается и формулы (6) и (9) неприменимы. Степень поляризации  $\rho$  определяется в этом случае не глубиной поглощения света  $\alpha^{-1}(\lambda)$ , а глубиной проникновения дырок  $\xi$  (так как в области  $z > \xi$  неравновесные носители отсутствуют) и не зависит от  $\lambda$ . Отсюда можно оценить размер области  $\xi \sim \alpha^{-1}(\lambda = 8225 \text{ \AA}) \sim 30 \mu\text{m}$ . Таким образом, переизлучение распределяет дырки практически равномерно по всей толщине ( $35 \mu\text{m}$ ) эпитаксиального слоя GaAs.

Диффузия и переизлучение оказывают существенное влияние и на форму кривых магнитной деполяризации излучения. На рис. 2 сплошными линиями показаны результаты расчета. При этом имеются два подгоночных параметра: время спиновой релаксации  $\tau_s$  и зависящий от длины волны параметр  $\alpha(\lambda)L_s$ . Задача упрощается, если учесть, что на высокоэнергетичном участке линии ( $\lambda = 8140 \text{ \AA}$ )  $\alpha(\lambda)L_s \gg 1$  и эффект Ханле описывается более простым выражением (7), содержащим лишь один параметр — время  $\tau_s$ . Сплошная кривая на рис. 2, а построена при  $\tau_s = 4.2 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ . При анализе эффекта Ханле на длине волны  $\lambda = 8190 \text{ \AA}$  (рис. 2, б)  $\alpha(\lambda)L_s \sim 1$  и необходимо использовать выражение (6). Поскольку значение времени  $\tau_s$  определено выше, вновь имеется единственный подгоночный параметр

$\alpha(\lambda = 8190 \text{ \AA})L_s$ . Кривая на рис. 2, б построена при  $\alpha(\lambda = 8190 \text{ \AA})L_s = 1.2$ . Данное значение отличается от величины этого параметра 1.7, определенной по рис. 1 ( $\alpha(\lambda = 8190 \text{ \AA}) = 0.17 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$  [10],  $L_s = 10 \mu\text{m}$ ). Различие может быть связано с тем, что коэффициент поглощения, взятый из литературы [10], может несколько отличаться по величине от коэффициента поглощения в исследуемом образце.

Обсудим теперь вопрос о механизме спиновой диффузии при низких температурах в слабелегированном  $n$ -GaAs. В этом случае равновесные электроны локализованы на донорах. При  $n_d = 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  перекрытие электронных волновых функций на соседних донорах мало ( $n_d^{1/3} a \approx 0.1$ ,  $a$  — боровский радиус электрона) и диффузия электронов за счет их прыжков по донорам существенно подавлена. При фотовозбуждении вблизи поверхности рождаются свободные носители, которые диффундируют в глубь полупроводника с коэффициентом амбиполярной диффузии, который определяется малым коэффициентом диффузии дырок. Иными словами, и в этом случае диффузия незначительна. Чем же обусловлена диффузия электронного спина в данном случае? На наш взгляд, ключевую роль в этом играет переизлучение, которое распределяет фотовозбужденные электроны и дырки равномерно на всю глубину эпитаксиального слоя. В этом случае диффузионные потоки носителей в GaAs отсутствуют. Соответственно не возникает электрического поля, приводящего к амбиполярной диффузии, тормозящей более подвижные электроны и ускоряющей менее подвижные дырки. Далее, поскольку переизлучение не переносит спин, имеется неоднородность спиновой плотности электронов. Диффузия электронного спина не связана в данном случае с диффузией заряженных пакетов частиц и должна происходить значительно быстрее, чем в случае амбиполярной диффузии. Действительно, вследствие переизлучения градиент концентрации отсутствует, и поток электронов  $Q_e = Q_e^+ + Q_e^- = 0$ . Здесь  $Q_e^\pm = -D \frac{\partial n_\pm}{\partial z}$  — потоки электронов со спином вверх (вниз). В то же время поток плотности спина электронов  $Q_s = (Q_e^+ - Q_e^-)/2 = -D \frac{\partial s}{\partial z}$  отличен от нуля и определяется коэффициентом диффузии электронов  $D = L_s^2/\tau_s = 24 \text{ cm}^2/\text{s}$ , который существенно превышает коэффициент амбиполярной диффузии в  $n$ -GaAs.

Таким образом, диффузионный перенос спина, а также переизлучение существенно влияют на спектральную зависимость поляризованной люминесценции и эффект Ханле в  $n$ -GaAs. Сравнение результатов теории с экспериментом позволяет определить значения основных параметров, характеризующих транспорт спина в полупроводнике. Большая диффузионная длина спина в  $n$ -GaAs может сделать этот материал перспективным для изучения спинового транспорта в многослойных структурах ферромагнетик/полупроводник.

Авторы выражают признательность К.В. Кавокину за плодотворные обсуждения.

Работа Р.И.Д. и В.Л.К. частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 95-02-04161).

## Список литературы

- [1] G.A. Prinz. *Science*. **250**, 1092 (1990); *Phys. Today* 58 (1995).
- [2] S.F. Alvarado. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3, 513 (1995).
- [3] M.W. Prins J., R. Jansen, H. van Kempen. *Phys. Rev.* **B 53**, 12, 8105 (1996).
- [4] Р.И. Джиоев, Б.П. Захарченя, В.Л. Корнев. *ФТТ* **37**, 11, 3510 (1995).
- [5] Р.И. Джиоев, Б.П. Захарченя, Р.Р. Ичкитидзе, К.В. Кавокин, П.Е. Пак. *ФТТ* **35**, 10, 2821 (1993).
- [6] Оптическая ориентация. Современные проблемы науки о конденсированных средах / Под ред. Б.П. Захарчени, Ф. Майера. Наука, Л. (1989).
- [7] Oldwig von Roos. *J. Appl. Phys.* **54**, 3, 1390 (1983).
- [8] М.И. Дьяконов, В.И. Перель. *ФТП* **10**, 2, 350 (1976).
- [9] Р.И. Джиоев, Б.П. Захарченя, К.В. Кавокин, П.Е. Пак. *ФТТ* **36**, 9, 2752 (1994).
- [10] M.D. Sturge. *Phys. Rev.* **127**, 768 (1962).