

# Фильтрация электронов по спину в поле объемного заряда в GaAs/AlGaAs

© Р.И. Джиоев, Б.П. Захарченя, М.В. Лазарев, М.Н. Ткачук

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

E-mail: dzhioev@orient.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 3 ноября 2004 г.)

Обнаружено, что при оптической ориентации электронов в GaAs поляризованное по кругу рекомбинационное излучение в направлениях вдоль и против распространения света накачки имеет противоположные знаки поляризации. Возбуждение осуществлялось фотонами с энергией  $E_{hv} \approx E_g + \Delta$  через „прозрачное окно“ — слой AlGaAs. Разный знак круговой поляризации и сложная зависимость ее степени от длины волны люминесценции объясняется влиянием поля объемного заряда, связанного с наличием обедненного слоя у гетерограницы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и CRDF, а также программ ОФН и президиума РАН.

**1.** Изучение спинового транспорта представляет значительный интерес для спиновой электроники — спинтроники [1]. Оно ведется почти с начала исследований оптической ориентации в полупроводниках. Влияние диффузионного перемещения спина электронов на форму кривой магнитной деполяризации исследовано теоретически в работе [2] и экспериментально наблюдалось в [3]. В [4] изучались дрейф оптически ориентированных носителей и его проявление в поляризации рекомбинационного излучения в варизонных структурах.

Значительная часть современных исследований посвящена пространственному разделению носителей заряда с противоположно направленными спинами. В большинстве предложенных для спиновой фильтрации устройств используются магнитные материалы [5] или магнитное поле, которое снимает вырождение носителей заряда по спину, чтобы впоследствии можно было пропускать их преимущественно в одном спиновом состоянии, создав барьер для носителей с другим спином. Для эффективной работы такой системы требуется низкая, гелиевая температура [6].

Еще в 80-х годах были выполнены эксперименты [7], в которых в немагнитном полупроводниковом кристалле арсенида галлия при 77 К фактически осуществлялась фильтрация спина в результате асимметричного рассеяния электронов относительно плоскости, содержащей спин и начальный момент. Эффект был предсказан в [8].

В настоящей работе обнаружено, что при температуре 77 К в GaAlAs/GaAs происходит пространственное разделение (фильтрация) электронов по спину в поле объемного заряда вблизи гетерограницы, если электроны в GaAs возбуждают циркулярно поляризованным светом одновременно из обеих валентных подзон. Именно этим удалось объяснить парадоксальный на первый взгляд факт, что в таком эксперименте круговая поляризация рекомбинационного излучения „на просвет“, т.е. по направлению распространения луча, имеет положительный, а „на отражение“, т.е. против

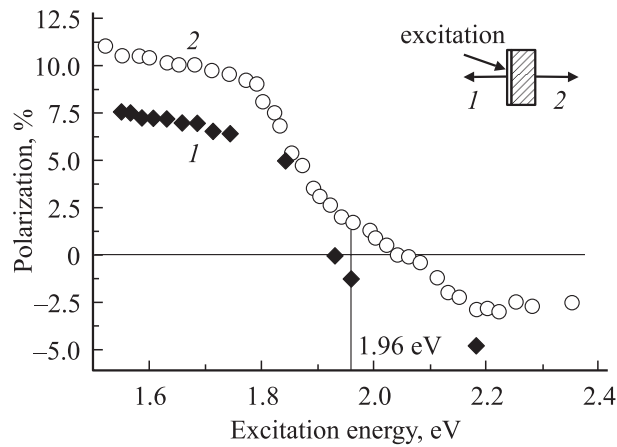
направления распространения возбуждающего луча, — отрицательный знак.<sup>1</sup>

Далее приведены результаты измерений в геометриях „на просвет“ и „на отражение“ и показано, что при определенных условиях знаки круговой поляризации люминесценции, распространяющейся вдоль и против возбуждающего луча, противоположны. Это объясняется различием переноса электронов, генерируемых горячими, и электронов, рожденных почти термализованными у дна зоны проводимости. В последней части статьи сложная зависимость степени поляризации от длины волны люминесценции объясняется наличием области обедненного слоя в GaAs у гетерограницы.

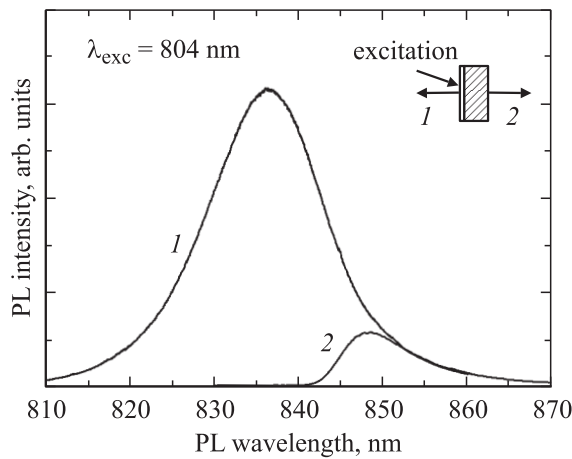
**2.** Образец представлял собой плоскопараллельную пластинку толщиной 0.4 mm из выращенного методом Чохральского арсенида галлия. Легирование в нем проведено методом диффузии цинка [10] с обеих сторон. Была определена приповерхностная концентрация легирующей примеси ( $Zn : 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ). После этого на одной из поверхностей методом жидкофазной эпитаксии был выращен слой твердого раствора  $Al_x Ga_{1-x} As$  ( $x \approx 0.5$ ). Этот слой практически прозрачен при возбуждении GaAs через интерфейс для квантов света с энергией  $E_{hv} \leq 2.1 \text{ eV}$ .

Возбуждение ФЛ осуществлялось светом круговой поляризации от решеточного монохроматора, криптонового лазера (линии  $E_{hv} = 1.65, 1.92$  и  $2.18 \text{ eV}$ ), а также линией  $1.96 \text{ eV}$  He-Ne лазера и перестраиваемым по длине волны титан-сапфировым лазером. Энергия фотонов  $E_{hv}$  менялась от 1.52 до 2.2 eV, т.е. до значений, превышающих  $E_g + \Delta$  ( $\Delta$  — величина спин-орбитального расщепления валентной зоны). Степень циркулярной поляризации люминесценции  $\rho$  измерялась анализатором круговой поляризации, состоящим из фотоупругого кварцевого модулятора и линейного поляризатора [11].

<sup>1</sup> Подобно авторам [9], будем считать знак циркулярной поляризации люминесценции положительным, если он совпадает со знаком поляризации возбуждающего света.



**Рис. 1.** Зависимости степени циркулярной поляризации фотолюминесценции от энергии квантов возбуждающего света при возбуждении со стороны гетероинтерфейса в геометриях: 1 — „на отражение“, 2 — „на просвет“ (см. вставку).



**Рис. 2.** Спектры интенсивности фотолюминесценции при возбуждении со стороны гетероинтерфейса в геометриях: 1 — „на отражение“, 2 — „на просвет“ (см. вставку).

Она для  $p$ -GaAs равна

$$\rho = 0.25 \frac{T_s}{\tau}$$

при квазирезонансном возбуждении и однородном распределении среднего спина в области, где происходит рекомбинация неравновесных электронов. Здесь  $\tau$  — время жизни неравновесных электронов, а  $T_s$  — время жизни спиновой ориентации, которое определяется как  $T_s^{-1} = \tau^{-1} + \tau_s^{-1}$ , где  $\tau_s$  — время спиновой релаксации [12].

В настоящей работе проводится сравнение зависимостей степени циркулярной поляризации люминесценции  $\rho$  от энергии возбуждающего света  $E_{hv}$ , полученных в геометриях „на просвет“ и „на отражение“. На вставке к рис. 1 показана схема реализации геометрий измерения при оптической накачке носителей через слой AlGaAs.

Полоса люминесценции с максимумом 838 nm соответствует переходам из зоны проводимости на акцепторный уровень цинка [13]. В геометрии „на просвет“ рекомбинационное излучение частично поглощается, что приводит к смещению наблюдаемого максимума люминесценции в длинноволновую сторону. На рис. 2 приведены полосы люминесценции, измеренные в геометрии „на отражение“ (1) и „на просвет“ (2). Полоса 2 смещена по отношению к 1 в длинноволновую сторону на 12 nm.

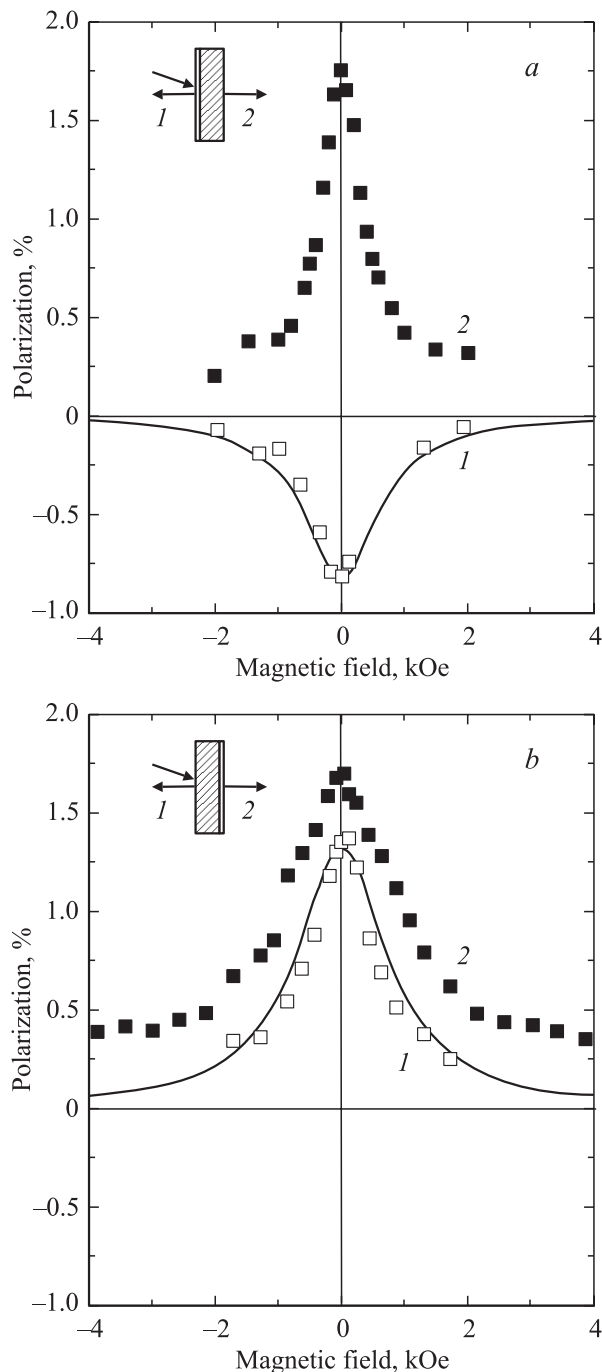
Спектральная зависимость коэффициента поглощения  $\alpha(\lambda)$  для образцов  $p$ -GaAs, в которых концентрация акцепторов близка к величине, измеренной для легированных приповерхностных слоев данного кристалла, приведена в [14]. При  $\lambda = 850$  nm значение  $\alpha$  составляет около  $400 \text{ cm}^{-1}$ . Поскольку толщина исследуемого образца GaAs  $d = 0.04$  cm, в геометрии „на просвет“ от рекомбинационного излучения практически ничего бы не осталось — одна десятиллионная часть — если бы легирующая примесь была распределена равномерно по объему кристалла.

По грубой оценке общая толщина легированного слоя арсенида галлия у обеих поверхностей не превышает 5  $\mu\text{m}$ . Остальная часть кристалла внутри пластины осталась почти не легированной [10]. Она поглощает коротковолновую часть рекомбинационного излучения и практически прозрачна для него в длинноволновой области [15].

3. На рис. 1 представлены результаты измерений зависимости  $\rho(E_{hv})$  при температуре жидкого азота в геометриях „на отражение“ (1) и на „на просвет“ (2). Зависимости  $\rho(E_{hv})$  1 и 2 имеют общие черты, но при этом есть и заметные отличия. Общим для кривых 1 и 2 является то, что при увеличении энергии, больших  $E_{hv} = E_g + \Delta$ , степень циркулярной поляризации  $\rho$  начинает резко уменьшаться, и при дальнейшем увеличении  $E_{hv}$  меняет знак. Как уменьшение  $\rho$ , так и смена знака поляризации с энергией возбуждающих фотонов известны давно; то и другое является следствием включения оптических переходов из спин-орбитально отщепленной валентной зоны [16].

Смена знака спиновой ориентации электронов при  $E_{hv} > E_g + \Delta$  наблюдалась в [17]. Суть эффекта состоит в том, что в кристаллах без центра инверсии эффективность спиновой релаксации, связанной со спин-орбитальным взаимодействием в зоне проводимости, с увеличением энергии электронов резко возрастает [16]. Вследствие этого электроны, возбужденные фотонами с энергией  $E_{hv} > E_g + \Delta$  из зоны  $\Gamma_8$  (тяжелых и легких дырок), за время термализации могут почти полностью потерять спиновую ориентацию, а электроны из спин-орбитально отщепленной валентной зоны  $\Gamma_7$  свою ориентацию, направленную противоположно, сохраняют. В результате знак ориентации оказывается инвертированным (отрицательным).

Отличаются кривые 1 и 2 тем, что во-первых, в области энергий  $E_g < E_{hv} < E_g + \Delta$  в геометрии „на от-



**Рис. 3.** Деполяризация фотолюминесценции в поперечном магнитном поле (эффект Ханле), измеренная при возбуждении: *a* — со стороны интерфейса; *b* — со стороны свободной поверхности. 1 соответствует геометрии „на отражение“, 2 — „на просвет“ (см. вставки).

ражение“ степень поляризации люминесценции меньше, чем в геометрии „на просвет“, а во-вторых, изменение знака круговой поляризации в геометрии „на просвет“ происходит при значении энергии  $E_{hv} = 2.06$  eV, большем, чем в геометрии „на отражение“ ( $E_{hv} = 1.92$  eV). Таким образом, в области  $1.92 < E_{hv} < 2.06$  eV при

одном и том же значении энергии возбуждающего света (например, при  $E_{hv} = 1.96$  eV) знаки круговой поляризации люминесценции, измеренные в этих двух геометриях эксперимента, противоположны.

То, что знаки поляризации действительно противоположные, показывают также и измерения зависимости степени поляризации люминесценции от поперечного магнитного поля при возбуждении He–Ne лазером ( $E_{hv} = 1.96$  eV). На рис. 3, *a* приведены кривые деполяризации люминесценции в поперечном магнитном поле. Темными квадратами показаны экспериментальные результаты, полученные в геометрии „на просвет“. Кривая 1 описывает магнитную деполяризацию в геометрии „на отражение“. Она представляет собой лоренциан

$$\rho(H) = \frac{\rho(0)}{1 + \omega_L^2 T_s^2},$$

где  $\omega_L$  — частота ларморовской прецессии спина в магнитном поле [12]. Как положительная, так и отрицательная круговая поляризация уменьшаются почти до нуля в достаточно сильном магнитном поле.

Аналогичные эксперименты выполнены в тех же двух геометриях с возбуждением противоположной, свободной от твердого раствора GaAlAs поверхности. В обоих случаях они дали положительный знак круговой поляризации; соответствующие кривые деполяризации в магнитном поле приведены на рис. 3, *b*. Со стороны свободной поверхности нет обедненного слоя и нет локализации термализованных электронов у поверхности. Приповерхностная концентрация цинка с этой стороны достаточно высока ( $p \sim 3 \cdot 10^{18}$  cm<sup>-3</sup>). Зависимости  $\rho(E_{hv})$  в сильнолегированных образцах были измерены ранее: в геометрии „на отражение“ в [18], а в геометрии „на просвет“ (на исследуемом образце, при возбуждении свободной поверхности) в [19]. Было установлено, что частые рассеяния электронов приводят к динамическому усреднению влияния эффективных полей спин-орбитального взаимодействия. По этой причине спиновая релаксация Дзяконова–Переля (ДП) замедляется, и при  $E_{hv} = 1.96$  eV в обеих геометриях  $\rho > 0$ . Таким образом, в трех случаях из четырех при  $E_{hv} = 1.96$  eV круговая поляризация положительна, и только в одном случае, в геометрии „на отражение“ с возбуждением через слой AlGaAs, она имеет отрицательное значение и с увеличением поля стремится к нулю.

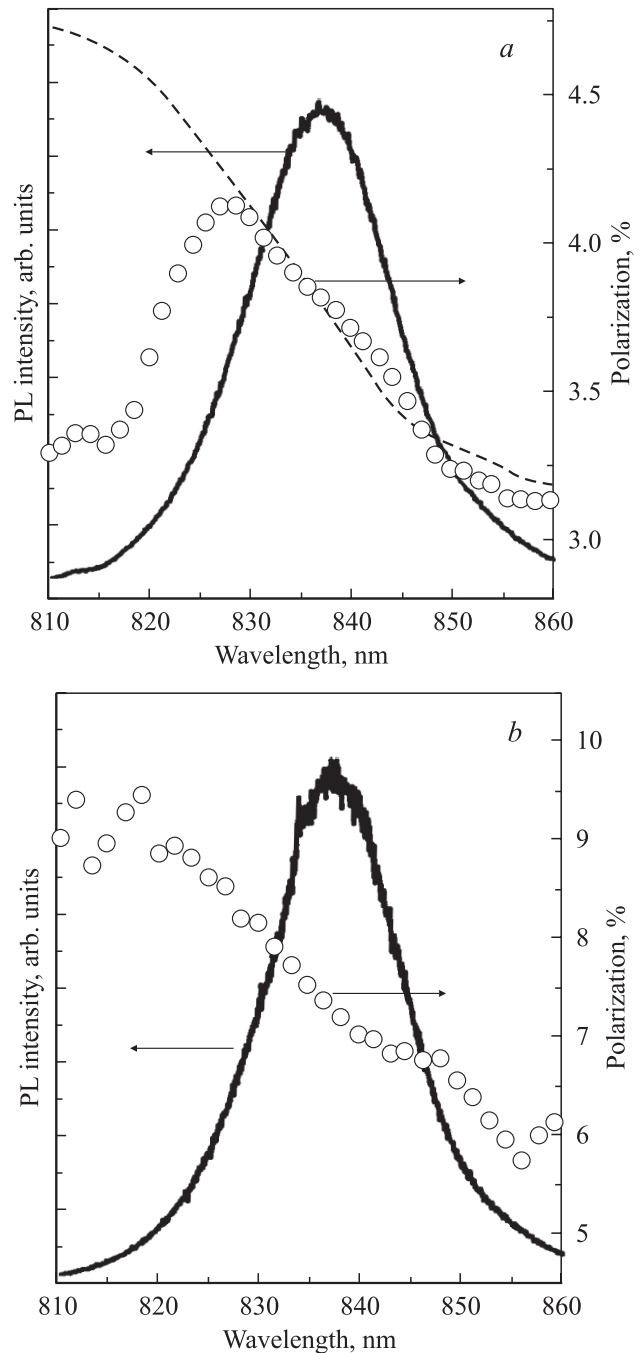
4. Приведенные экспериментальные результаты можно объяснить тем, что в геометрии измерения „на отражение“ и в геометрии „на просвет“ регистрируется рекомбинация из разных областей кристалла. В геометрии „на отражение“ излучение идет в основном из „кармана“, образованного у интерфейса обедненным равновесными дырками слоем, а в геометрии „на просвет“ — из глубины за этим слоем, доступной электронам с большей начальной энергией.

В работе [20] по исследованию спектра фотоотражения было показано, что, если имеется обедненный равновесными носителями (в частности, дырками) слой

у поверхности арсенида галлия, легированного акцепторной примесью, образуется энергетический барьер для электронов, который по оценке составляет около 0.3 eV. Похоже, что ситуация вблизи интерфейса здесь аналогичная. Оценки, проведенные в [14], показали, что уровень легирования арсенида галлия в области интерфейса составляет приблизительно  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Глубже должен быть легированный слой с убывающей по мере удаления от интерфейса концентрацией акцепторов [10]. Таким образом, вблизи поверхности имеется потенциальная яма, вследствие чего электроны с энергией, не превышающей высоту барьера, оказываются запертыми у поверхности интерфейса. Меньшее значение поляризации в области энергий  $E_g < E_{hv} < E_g + \Delta$  в геометрии „на отражение“ (рис. 1) тоже указывает на наличие поля объемного заряда, растаскивающего электроны и дырки в разные стороны. Вероятность рекомбинации уменьшается, и тем самым увеличивается время жизни неравновесных носителей.

С увеличением энергии возбуждения, когда в зоне проводимости появляются электроны с начальной энергией, большей высоты барьера, значительная их часть преодолевает барьер. Рекомбинация с участием этих электронов вносит основной вклад в анализируемую в геометрии „на просвет“ люминесценцию, в то время как в геометрии „на отражение“ они „не видны“. Начиная со значения  $E_{hv} = E_g + \Delta$ , запертыми у интерфейса оказываются электроны, возбужденные из отщепленной спин-орбитальным взаимодействием валентной зоны, и уже они вносят основной вклад в интенсивность люминесценции в геометрии „на отражение“. Электроны, которым удалось переместиться от поверхности возбуждения (у гетерограницы) в сторону противоположной, свободной от твердого раствора поверхности, вносят основной вклад в люминесценцию „на просвет“. Среди них преобладающее большинство составляют электроны, возбужденные из четырехкратно вырожденной зоны  $\Gamma_8$ , поскольку они рождаются с избытком энергии. Поляризация этих электронов мала из-за большей эффективности механизма спиновой релаксации ДП для горячих электронов [16]. Электроны, возбужденные из отщепленной валентной зоны, в некотором интервале энергий возбуждающих фотонов не могут преодолеть барьер. Только со значения энергии фотонов  $E_{hv} = 2.06 \text{ eV}$  они тоже начинают преодолевать барьер и перемещаются в сторону противоположной поверхности. Рекомбинация с их участием тоже регистрируется в геометрии эксперимента „на просвет“. Это, согласно [16], приводит к инверсии направления преимущественной ориентации термализованных электронов и соответственно к смене знака круговой поляризации люминесценции в геометрии „на просвет“.

5. Зависимость степени поляризации от длины волны люминесценции, приведенная на рис. 4, *a*, получена в геометрии „на отражение“ при возбуждении через „прозрачное окно“. На рис. 4, *b* приведена аналогичная зависимость, измеренная при возбуждении свободной от



**Рис. 4.** Спектры фотолюминесценции и циркулярной поляризации, измеренные в геометриях „на отражение“, при возбуждении: *a* — со стороны гетероинтерфейса, *b* — со стороны свободной поверхности (энергия возбуждения 1.65 eV). Штриховая линия (*a*) проведена по формуле (2) при  $L_e = 4.3 \mu\text{m}$  и  $L_s = 2.4 \mu\text{m}$ .

твердого раствора поверхности. Обе зависимости показывают рост поляризации с уменьшением длины волны. Основное отличие этих кривых видно на коротковолновом участке. На рис. 4, *a* поляризация с уменьшением длины волны после достижения максимального значения снова уменьшается.

Можно получить простое аналитическое выражение для зависимости степени поляризации от длины волны люминесценции в геометрии „на отражение“. Люминесценция регистрируется из приповерхностного слоя толщиной порядка  $\alpha_\lambda^{-1}$  — обратной величины коэффициента поглощения рекомбинационного излучения. Для  $\lambda = 838$  nm (максимум линии люминесценции)  $\alpha_\lambda^{-1} \approx 5\text{--}6\ \mu\text{m}$  [14]. В геометрии „на отражение“ при возбуждении со стороны слоя AlGaAs переизлучением краевой люминесценции можно пренебречь, поскольку твердый раствор просветляет арсенид галлия, и рекомбинационное излучение почти не отражается от интерфейса обратно [21]. Также не будем учитывать и рекомбинацию на поверхности. У интерфейса скорость поверхностной рекомбинации мала даже при комнатной температуре, а при температуре жидкого азота она должна быть еще меньше [21]. Диффузионные длины  $L_e$  и  $L_s$  много меньше толщины кристалла, так что образец можно рассматривать как полубесконечный.

В геометрии „на отражение“ степень циркулярной поляризации в зависимости от длины волны излучения определяется как

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

где  $S(z)$  — спиновая плотность, а  $N(z)$  — концентрация электронов. Функции  $S(z)$  и  $N(z)$  являются решениями системы кинетических уравнений [21]

$$\begin{aligned} D \frac{d^2 N}{dz^2} - \frac{N}{\tau} &= 0, & -D \frac{dN}{dz} \Big|_{z=0} &= J, & N|_{z \rightarrow \infty} &\rightarrow 0, \\ D \frac{d^2 S}{dz^2} - \frac{S}{T_s} &= 0, & -D \frac{dS}{dz} \Big|_{z=0} &= \frac{J}{4}, & S|_{z \rightarrow \infty} &\rightarrow 0, \end{aligned}$$

где  $D$  — коэффициент диффузии,  $J$  — скорость генерации на поверхности. Подставляя решение этой системы в (1), получаем спектральную зависимость степени поляризации рекомбинационного излучения оптически ориентированных электронов в виде

$$\rho(\lambda) = 0.25 \frac{\tau_s}{\tau + \tau_s} \frac{(1 + \alpha_\lambda L_e)}{(1 + \alpha_\lambda L_s)}. \quad (2)$$

Поскольку коэффициент поглощения  $\alpha_\lambda$  в пределах линии ФЛ меняется более чем на три порядка, величина поляризации  $\rho(\lambda)$  будет зависеть от длины волны в соответствии с (2).

Ранее для этого же образца по эффекту Ханле было показано, что около гетероинтерфейса при 77 К  $\tau_s = 0.6$  ns и доминирующим механизмом спиновой релаксации электронов является механизм ДП [14]. В таком случае можно сделать оценку величины времени релаксации электронов по импульсу  $\tau_p = 0.5$  ps.<sup>2</sup>

<sup>2</sup> В механизме ДП  $\tau_s^{-1} = A\tau_p$ , где коэффициент  $A$  зависит от температуры и от механизма рассеяния электронов; при  $T = 77$  К и рассеянии на ионизованных примесях  $A = 3.3$  ns<sup>-1</sup> · ps<sup>-1</sup>, тогда при  $\tau_s = 0.6$  ns получаем  $\tau_p = 0.5$  ps.

С использованием этого значения  $\tau_p$  найдены подвижность электронов  $\mu_e = e\tau_p/m_e = 19\,500$  cm<sup>2</sup>/V · s; диффузионные длины электронов и их спина  $L_e = 4.3\ \mu\text{m}$ ,  $L_s = 2.4\ \mu\text{m}$  (коэффициент диффузии определен из соотношения Эйнштейна:  $D = 130$  cm<sup>2</sup>/s). На рис. 4, а штриховой линией приведена зависимость, рассчитанная по формуле (2) с использованием спектральной зависимости коэффициента поглощения и значений  $L_e$ ,  $L_s$ , определенных выше. Как видно, она хорошо описывает экспериментальные данные везде, кроме коротковолнового участка спектра.

При возбуждении со стороны гетероинтерфейса на коротковолновом участке имеется заметное расхождение с расчетной зависимостью  $\rho(\lambda)$ . Здесь измеренная степень поляризации люминесценции значительно ниже расчетной (рис. 4, а). Расхождение теоретической и экспериментальной зависимостей является следствием наличия встроенного электрического поля у интерфейса, разделяющего электроны и дырки в пространстве, что приводит к увеличению времени жизни, и, следовательно, уменьшению степени поляризации рекомбинационного излучения. Можно оценить толщину обедненного слоя. Она приблизительно равна обратной величине коэффициента поглощения на длине волны  $\lambda = 820$  nm, т. е. около 1  $\mu\text{m}$ .

Зависимость  $\rho(\lambda)$  при возбуждении свободной поверхности не имеет такого участка на коротковолновом крае (рис. 4, б). Здесь поляризация с уменьшением длины волны люминесценции неуклонно растет из-за диффузионного оттока электронов от поверхности в глубь кристалла.

Таким образом, электрическое поле объемного заряда обедненного слоя GaAs около интерфейса AlGaAs/GaAs приводит к пространственному разделению электронов, генерируемых в зоне проводимости из спин-орбитально расщепленных подзон валентной зоны. С помощью небольшого изменения энергии возбуждения можно управлять направлением и взаимной ориентацией спина электронов, находящихся в различных областях кристалла.

Авторы выражают благодарность А.В. Кудинову и К.В. Кавокину за обсуждение и полезные замечания, И.Г. Аксянову и О.А. Нинуа — за помощь в эксперименте.

## Список литературы

- [1] S.A. Wolf, D.D. Awschalom, R.A. Buhrman, J.M. Daughton, S. von Molnar, M.L. Roukes, A.Y. Chtchelkanova, D.M. Trager. *Science* **294**, 1488 (2001).
- [2] М.И. Дьяконов, В.И. Перель. *ФТП* **10**, 350 (1976).
- [3] В.Л. Векуа, Р.И. Джиоев, Б.П. Захарченя, В.Г. Флейшер. *ФТП* **10**, 354 (1976).
- [4] А.С. Волков, И.К. Волкова, А.Л. Липко, С.М. Меретлев, Б.В. Царенков. *ФТП* **21**, 1146 (1987).
- [5] C.A. Dartora, G.G. Cabrera. *J. Appl. Phys.* **95**, 6765 (2004).

- [6] M.J. Gilbert, J.P. Bird, T. Sugaya, R. Akis. *Physica B* **314**, 230 (2002).
- [7] А.А. Бакун, Б.П. Захарченя, А.А. Рогачев, М.Н. Ткачук, В.Г. Флейшер. *Письма в ЖЭТФ* **40**, 464 (1984).
- [8] Н.С. Аверкиев, М.И. Дьяконов. *ФТП* **17**, 629 (1983).
- [9] A. Bennot, R. Planel, C. Benoit a la Guillaume. *Phys. Rev. B* **9**, 690 (1974).
- [10] S. Tiwari, J. Hintzman, A. Callegari. *Appl. Phys. Lett.* **51**, 2118 (1987); К.В. Кахен. *Appl. Phys. Lett.* **55**, 2117 (1990).
- [11] S.N. Jasperson, S.E. Schnatterly. *Rev. Sci. Instr.* **40**, 761 (1969).
- [12] Оптическая ориентация (Современные проблемы науки о конденсированных средах) / Под ред. Б.П. Захарчени и Ф. Майера. Наука, Л. (1989).
- [13] Marshall I. Nathan, Gerald Durns, Samuel E. Blum, John C. Marinace. *Phys. Rev.* **132**, 1482 (1963).
- [14] Р.И. Джиоев, Б.П. Захарченя, К.В. Кавокин, М.В. Лазарев. *ФТТ* **45**, 2153 (2003).
- [15] H.C. Casey, Jr., D.D. Sell, K.W. Wecht. *J. Appl. Phys.* **46**, 250 (1981).
- [16] М.И. Дьяконов, В.И. Перель. *ЖЭТФ* **60**, 1954 (1971).
- [17] А.И. Екимов, В.И. Сафаров. *Письма в ЖЭТФ* **13**, 700 (1971).
- [18] Б.П. Захарченя, В.Г. Флейшер, Р.И. Джиоев, Ю.П. Вещунов, И.Б. Русанов. *Письма в ЖЭТФ* **13**, 195 (1971).
- [19] Д.З. Гарбузов, Р.И. Джиоев, Л.М. Канская, В.Г. Флейшер. *ФТТ* **14**, 1720 (1972).
- [20] C. Van Hoof, K. Deneffe, J. De Boeck, D.J. Arent, G. Borghs. *Appl. Phys. Lett.* **54**, 608 (1989).
- [21] Р.И. Джиоев, Б.П. Захарченя, К.В. Кавокин, П.Е. Пак. *ФТТ* **36**, 9, 2752 (1994).