

Долгие времена спиновой памяти электронов в арсениде галлия

Р. И. Джиоев, Б. П. Захарченя, В. Л. Коренев¹⁾, Д. Гамон⁺²⁾, Д. С. Катцер⁺

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

⁺Naval Research Laboratory, Washington DC 20375, USA

Поступила в редакцию 6 июля 2001 г.

Сообщается о наблюдении рекордно долгих времен спиновой памяти электронов в GaAs. С помощью метода оптической ориентации установлено, что время спиновой релаксации электронов, локализованных на мелких донорах в арсениде галлия *n*-типа ($N_d - N_A \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$), составляет 290 ± 30 нс при температуре 4.2 К. Обменное взаимодействие квазисвободных электронов с электронами на донорах подавляет основной канал потери спина локализованных на донорах электронов – спиновую релаксацию за счет их сверхтонкого взаимодействия с ядрами решетки.

PACS: 71.35.+z, 73.61.Ey, 78.55.Cr

1. Спиновые явления в полупроводниках привлекают в последнее время значительный интерес, благодаря идее использования спиновой степени свободы для записи, хранения и считывания информации [1]. В частности, для обработки информации с помощью квантового компьютера, использующего в качестве бита электронный спин, необходимы долгие времена спиновой памяти электронов [2]. Арсенид галлия *n*-типа является перспективным материалом, обнаруживающим долговременную спиновую динамику. Установлено, что при гелиевых температурах время спиновой релаксации электронов $\tau_s = 30$ нс в полупроводнике *n*-GaAs с разностью концентраций примесей доноров и акцепторов $N_d - N_A \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ [3]. В [4] показано, что при $N_d - N_A \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ время $\tau_s = 42$ нс. В [5] сообщалось о времени $\tau_s = 130$ нс.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментов по эффекту Ханле в *n*-GaAs ($N_d - N_A \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$) при квазирезонансном возбуждении экситонов при $T = 4.2$ К. Показано, что в пределе слабой интенсивности накачки время жизни спина определяется спиновой релаксацией электронов, причем время спиновой релаксации $\tau_s = 290 \pm 30$ нс. Это самое долгое из известных к настоящему моменту времен спиновой релаксации электронов в GaAs. Оно обусловлено подавлением основного канала потери спина электронов, локализованных на донорах, – релаксации за счет их сверхтонкого взаимодействия с ядрами решетки. В основе этого эффекта лежит обменное взаимодействие пришедших из области барьеров квазисвободных электронов с электронами на донорах.

Ориентированные по спину вдоль возбуждающего луча электроны создаются в полупроводнике при межзонном поглощении циркулярно-поляризованного света [6]. Если за время жизни фотовозбужденные носители не утрачивают полностью спиновую ориентацию, то фотолюминесценция будет частично поляризована по кругу. Степень круговой поляризации фотолюминесценции в GaAs определяется проекцией S_z среднего спина электронов на направление возбуждающего луча (ось z) и в случае однородного распределения плотности спина в пространстве дается простым выражением: $\rho = S_z$. Поляризация дырок равна нулю вследствие их быстрой спиновой релаксации. В этих условиях максимальное значение степени $\rho = 25\%$ [6].

2. Эксперименты по оптической ориентации выполнены на образце, содержащем полуизолирующую подложку GaAs, на которой молекулярно-пучковой эпитаксией выращен слой GaAs (5000 Å), барьер AlAs (250 Å), отделяющий подложку от основной структуры. Затем наращивался слой GaAs (1000 Å), оканчивающийся барьером $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ (250 Å), за которым следовала серия из пяти квантовых ям различной толщины. Остаточное легирование соответствует концентрации примесей *n*-типа на уровне 10^{14} см^{-3} . Основной вклад в ФЛ арсенида галлия дает слой 1000 Å, ограниченный барьерами как со стороны подложки, так и со стороны квантовых ям. Наличие квантовых ям несущественно, поскольку измерения проводились при квазирезонансном возбуждении GaAs в области прозрачности квантовых ям. При этом глубина поглощения света в GaAs (~ 1 мкм) гораздо больше толщины исследуемого буферного слоя, поэтому носители заряда и экситоны распределены

¹⁾e-mail: korenev@orient.ioffe.rssi.ru

²⁾D. Gammon, D. S. Katzer.

равномерно. Малая толщина слоя позволяет пренебречь эффектом переизлучения.

Образец помещался в криостат с жидким гелием и возбуждался лучом перестраиваемого титан-сапфирового лазера с изменяющимся с помощью фотоупругого кварцевого модулятора знаком круговой поляризации на частоте 26.61 кГц. Это позволило избавиться от влияния эффекта Оверхаузера на форму кривой магнитной деполаризации электронов [6]. Магнитное поле Земли компенсировалось и в месте расположения образца не превышало 0.1 Гс. Поляризация фотолюминесценции (ФЛ) измерялась в геометрии “на отражение” анализатором циркулярной поляризации (четверть-волновая фазовая пластинка и линейный поляризатор). ФЛ анализировалась двухрешеточным спектрометром с дисперсией 5 Å/мм. Электронная схема осуществляла измерение эффективной степени круговой поляризации $\rho = (I_+^+ - I_+^-)/(I_+^+ + I_+^-)$, где I_+^+ , I_+^- – интенсивности σ^+ -компоненты ФЛ при σ^+ и σ^- возбуждении, соответственно. В нашем случае эффекты циркулярного дихроизма несущественны и степень ρ можно рассматривать как параметр Стокса, характеризующий круговую поляризацию ФЛ.

В спектре ФЛ доминируют две линии, которые соответствуют рекомбинации свободного экситона (линия X) и экситона, связанного на нейтральном доноре (линия D^0-X) [7]. Деполаризация излучения в поперечном к оси z магнитном поле (эффект Ханле) измерялась в различных участках спектра ФЛ. Подчеркнем, что форма кривой магнитной деполаризации (кривая Ханле) одинакова для X- и D^0-X -переходов. Ниже приводятся результаты по эффекту Ханле, полученные при энергии излучения 1.5155 эВ, что соответствует рекомбинации экситона. На рис.1 показаны кривые магнитной деполаризации ФЛ, измеренные при квазирезонансном возбуждении экситона (энергия кванта $h\nu = 1.5165$ эВ) и различных интенсивностях накачки W . Точки на рис.1а соответствуют интенсивности $W = 2$ мВт/см², а на рис.1б – $W = 40$ мВт/см². Видно, что с ростом накачки возрастают как поляризация в нулевом поле $\rho(0)$, так и полуширина эффекта Ханле. Экспериментальная зависимость степени $\rho(0)$ от интенсивности падающего света W показана на рис.2а.

Результаты экспериментов можно интерпретировать в рамках модели оптической ориентации электронов в GaAs n -типа [6]. Ниже приводятся основные положения этой модели. Циркулярно поляризованный свет рождает электроны с преимущественным направлением спина. Если электроны со спином вверх и вниз рекомбинируют равновероятно, и спи-

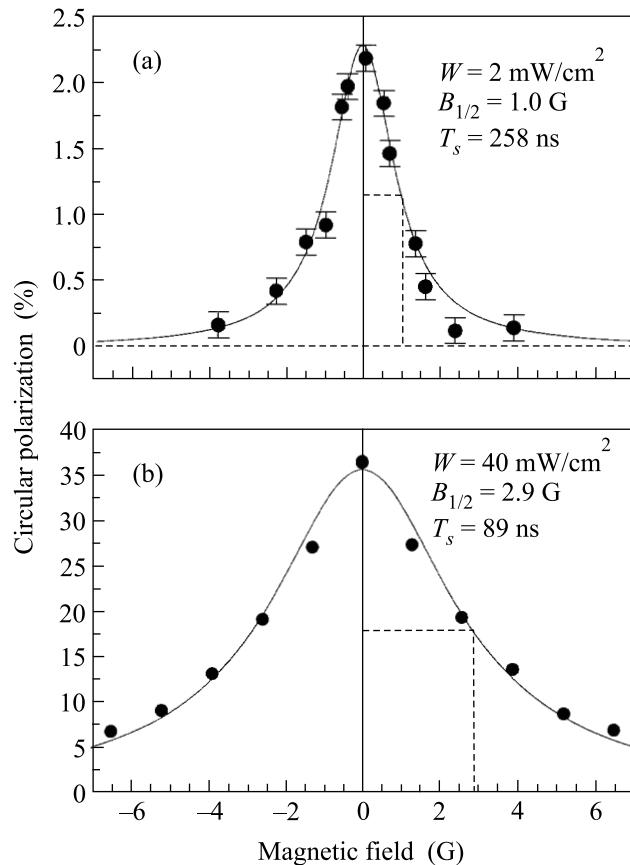


Рис.1. Кривые магнитной деполаризации люминесценции (эффект Ханле) при квазирезонансном возбуждении экситонов с энергией кванта $h\nu = 1.5165$ эВ: а) – интенсивность света $W = 2$ мВт/см²; б) – $W = 40$ мВт/см². Сплошные кривые построены по формуле (3)

новая релаксация достаточно медленная, то спиновая поляризация накапливается. Тогда в стационарном состоянии равновесные электроны будут ориентированы, причем это может произойти при слабой интенсивности накачки, когда число избыточных электронов мало по сравнению с количеством равновесных. Стационарное значение среднего спина электронов

$$S_0 = S_i \frac{\tau_s}{\tau_s + \tau_J}, \quad (1)$$

где S_i – начальный средний спин электронов, определяемый правилами отбора. Время τ_J есть характерное время жизни электрона, которое в стационарных условиях равно

$$\tau_J = N/G. \quad (2)$$

Здесь N – концентрация электронов, которая при слабой накачке равна равновесной концентрации, G – число электронно-дырочных пар, рождаемых светом в единицу времени в единице объема. Из (1) и (2) видно, что при уменьшении интенсивности время

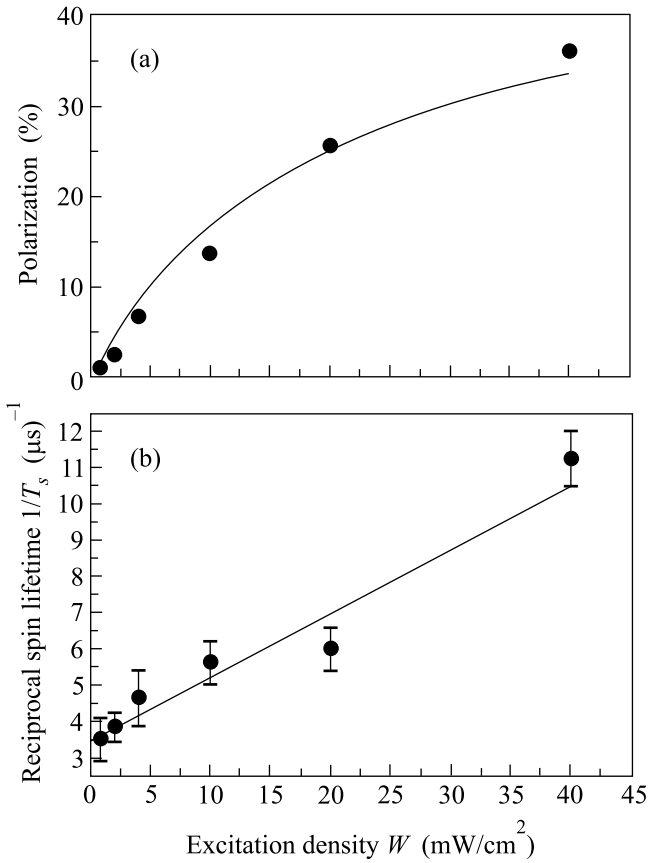


Рис.2. а) Зависимость степени циркулярной поляризации ФЛ от интенсивности света в нулевом магнитном поле (точки). Сплошная кривая построена по формулам (1) и (2) при значениях параметров $S_0 = 50\%$ и $\tau_s/\tau_J = 0.05 \cdot W$. б) Зависимость обратного времени жизни спина от интенсивности света (точки). Прямая линия проведена по формуле (5)

жизни растет и средний спин электронов (а следовательно, и степень ρ) уменьшается до нуля. Это соответствует эксперименту (см. рис.2а). Сплошная кривая на рис.2а проведена по формулам (1), (2) при $S_i = 50\%$ и $\tau_s/\tau_J = 0.05 \cdot W$, где интенсивность падающего света W измеряется в мВт/см^2 . При приложении внешнего магнитного поля, поперечного к лучу возбуждающего света, средний спин электронов прецессирует вокруг поля с ларморовской частотой $\omega = \mu_B g_e B / \hbar$ (g_e – g -фактор электрона, μ_B – магнетон Бора). В стационарных условиях проекция спина электрона S_z на первоначальное направление уменьшается с ростом поля, что приводит к деполяризации ФЛ (эффект Ханле). Зависимость $S_z(B)$ описывается формулой [6]

$$S_z(B) = \frac{S_0}{1 + (\omega T_s)^2}, \quad (3)$$

где средний спин в нулевом магнитном поле S_0 определяется выражением (1). Обратное время жизни спина

$$T_s^{-1} = \tau_s^{-1} + \tau_J^{-1} = \tau_s^{-1} + G/N \quad (4)$$

можно определить, измеряя полуширину кривой магнитной деполяризации $B_{1/2} = \hbar/\mu_B g_e T_s$. Из формулы (4) следует, что в пределе слабой накачки время жизни спина равно времени спиновой релаксации электронов. Экспериментальные результаты хорошо описываются формулой (3) при $S_0 = 2.3\%$ и $B_{1/2} = 1.0$ Гс (сплошная кривая на рис.1а). Зная полуширину кривой Ханле, определяем время $T_s = 258$ нс ($g_e = -0.44$ [8]). С ростом накачки время жизни спина укорачивается. Кривая на рис.1б построена при $S_0 = 36\%$ и $B_{1/2} = 2.9$ Гс. В этом случае $T_s = 89$ нс. Зависимость T_s^{-1} от интенсивности накачки приведена на рис.2б. Она неплохо аппроксимируется линейной зависимостью

$$T_s^{-1} = (3.5 \pm 0.4) + (0.17 \pm 0.02) \cdot W, \quad (5)$$

где время T_s измеряется в микросекундах, а интенсивность света в мВт/см^2 . В пределе слабой накачки $T_s = \tau_s = 290 \pm 30$ нс. Как отмечалось ранее, это время является самым долгим из времен спиновой релаксации электронов проводимости в арсениде галлия, о которых сообщалось в литературе. По наклонной экспериментальной зависимости $T_s(W)$ можно с помощью (4) определить концентрацию равновесных электронов. Для этого надо знать связь между числом рождаемых в единицу времени в единице объема пар носителей и интенсивностью света W . Она дается выражением

$$G = (1 - R) \frac{\alpha W}{h\nu}, \quad (6)$$

где коэффициент отражения $R \approx 0.3$ от поверхности GaAs, коэффициент поглощения в арсениде галлия при квазирезонансном возбуждении экситона $\alpha \approx 1.2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ [9], энергия фотона $h\nu = 1.5165$ эВ. Используя формулы (4)–(6), можно определить концентрацию равновесных электронов $N \approx 1.8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, число равновесных электронов, определенное с помощью метода оптической ориентации, соответствует уровню остаточного легирования $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

3. Согласно теории оптической ориентации [6], предельная степень поляризации равна 25% в объемном недеформированном GaAs. Однако в нашем случае подгонка по формулам (1) и (2) дает предельное значение $\rho = 50\%$. Это может быть связано с небольшой остаточной деформацией растяжения слоя GaAs вдоль оси роста, вызывающей расщепление дырочных уровней $|\pm 3/2\rangle$ и $|\pm 1/2\rangle$ на величину порядка

kT . В этом случае дырки заполняют в основном верхние уровни $|\pm 3/2\rangle$, так что $\rho = 2S_z$ [6], и предельная степень поляризации $\rho = 50\%$.

Циркулярно поляризованный свет с $h\nu = 1.5165$ эВ рождает экситоны, поляризация излучения которых исследуется. При низких температурах равновесные электроны связаны на донорах. Каким образом электронные спины в экситонах получают информацию о поляризации равновесных электронов на донорах? Дело в том, что существует эффективный механизм усреднения электронного спина по различным состояниям – электрон-электронное рассеяние с переворотом спина [10]. В цитируемой работе показано, что вплоть до самых малых интенсивностей накачки средний спин электронов одинаков в разных состояниях. Об эффективном усреднении свидетельствует также и тот факт, что формы кривых деполяризации одинаковы в области X - и D^0-X -линий, хотя поляризация ФЛ в нулевом поле отличается для них более чем на порядок. Отличие начальных поляризаций обусловлено различием в правилах отбора для двух переходов [7]. При малых накачках (число экситонов $n_x \ll N$) релаксация общего среднего спина определяется спиновой релаксацией электронов, локализованных на донорах [10]. Поэтому полученное время $\tau_s = 290 \pm 30$ нс соответствует релаксации спина электронов на донорах.

Обсудим причины долгого времени спиновой релаксации электронов на донорах. Известно четыре основных механизма потери электронного спина в арсениде галлия [6]: механизмы Дьяконова – Переля, Эллиота – Яфета, которые основаны на спин-орбитальном взаимодействии; механизм Бира – Арнонова – Пикуса (БАП) вследствие обменного взаимодействия с дыркой, и спиновая релаксация за счет сверхтонкого взаимодействия с ядрами решетки. Первые два механизма подавлены вследствие замораживания орбитального движения электрона на доноре. Механизм БАП отсутствует, поскольку в пределе слабой интенсивности накачки стационарная концентрация дырок в полупроводнике n -типа крайне мала. Единственный механизм, который может работать в данной ситуации, обусловлен сверхтонким взаимодействием с ядрами. Оценка для этого механизма показывает, что время пребывания электрона на доноре оказывается порядка 10^{-10} с. Столь короткие времена корреляции в нашем случае не могут быть связаны с прыжками электрона по случайно расположенным донорам, так как концентрация примесей мала [11]. Выброс электронов в зону при гелиевых температурах также неэффективен. Необычай-

но короткие времена корреляции электронного спина мы связываем со спецификой исследуемой структуры. В данной структуре буферный слой ограничен с двух сторон высокими барьерами, остаточное легирование которых такое же, как и самого буфера, то есть $N_d - N_A \approx 10^{14}$ см $^{-3}$. В равновесии электроны из барьеров переходят в область буферного слоя. Таким образом, помимо электронов, локализованных на донорах, имеются “лишние” электроны, которые при низкой температуре сосредотачиваются вблизи дна зоны проводимости либо связываются на нейтральный донор с образованием D^- -центров. Рассеяние свободных электронов на нейтральных донорах с переворотом спина (либо прыжки слабосвязанного второго электрона по донорам) могут представлять собой эффективный механизм изменения спинового состояния электронов на нейтральных донорах. Это приведет к укорочению времени корреляции электронного спина. Данная модель качественно объясняет причину рекордно долгого времени $\tau_s = 290 \pm 30$ нс спиновой памяти электронов, локализованных на мелких донорах.

Авторы глубоко признательны И. А. Меркулову за обсуждения. Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований проекты # 00-02-16991, # 01-02-17906, проектом молодых ученых РАН по фундаментальным и прикладным исследованиям # 36 и грантом CRDF # RP1-2252.

1. G. A. Prinz, *Science* **282**, 1660 (1998).
2. G. Burkard, D. Loss, and D. P. DiVincenzo, *Phys. Rev.* **B59**, 2070 (1999).
3. C. Weisbuch, PhD Thesis, 1977.
4. Р. И. Джиоев, Б. П. Захарченя, В. Л. Коренев, М. Н. Степанова, *ФТТ* **39**, 1975 (1997).
5. J. M. Kikkawa and D. D. Awschalom, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4313 (1998).
6. *Оптическая ориентация. Современные проблемы науки о конденсированных средах*, под ред. Б. П. Захарченя и Ф. Майера, Л.: Наука, 1989.
7. G. Fishman, C. Hermann, G. Lampel, and C. Weisbuch, *J. de Physique* **35**, C3-7 (1974).
8. C. Weisbuch and C. Hermann, *Phys. Rev.* **B15**, 816 (1977).
9. *Оптические свойства полупроводников*, под ред. Уиллардсона и Бира, М.: Мир, 1970, гл.11.
10. D. Paget, *Phys. Rev.* **B24**, 3776 (1981).
11. K. V. Kavokin, *Phys. Rev.* **B15**, July, 2001, to be published.