

Анизотропия спиновой релаксации электронов, вызванная конкуренцией механизмов Рашбы и Дрессельхауза

© А.М. Смирнов, В.А. Осепцова, А.В. Платонов[¶], А.С. Гуревич, В.П. Кочерешко^{¶¶}, А.С. Школьник, В.П. Евтихийев, В.В. Петров*, Ю.К. Долгих*, Ю.П. Ефимов*, С.А. Елисеев*

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

* Научно-исследовательский институт физики им. В.А. Фока при Санкт-Петербургском государственном университете, 198054 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 17 ноября 2008 г. Принята к печати 25 ноября 2008 г.)

Методом оптической ориентации исследована анизотропия спиновой релаксации электронов в асимметричных вдоль оси роста квантовых ямах AlGaAs. Показано, что различие кривых Ханле для ориентаций $[110]$ и $[\bar{1}\bar{1}0]$ связано именно с анизотропией спиновой релаксации, а не с анизотропией электронного g -фактора. Обнаружен вклад в кривые Ханле как от свободных, так и от локализованных электронов, имеющих разное время жизни.

PACS: 73.21.Fg, 72.25.Rb, 73.63.Hs, 76.60.Jx

1. Введение

Одной из основных проблем практического использования спина электрона для хранения и обработки информации является слишком короткое время спиновой релаксации электронов. Обычно оно составляет десятки или сотни пикосекунд. Такое короткое время спиновой релаксации сильно ограничивает возможности использования спина электрона.

Известно, что главным механизмом спиновой релаксации электронов в типичных полупроводниках типа GaAs и гетероструктурах на их основе является прецессионный механизм Дьяконова–Переля [1]. Механизм спиновой релаксации Дьяконова–Переля заключается в том, что электронный спин прецессирует вокруг направления эффективного магнитного поля, которое вызвано отсутствием центра инверсии в структуре. Соответствующий гамильтониан спин-орбитального взаимодействия имеет вид

$$H = \hbar \hat{\sigma} \Omega(\mathbf{k}),$$

где $\hat{\sigma}$ — вектор матриц Паули, $\Omega(\mathbf{k})$ — частота прецессии спина, зависящая от электронного квазиимпульса \mathbf{k} . Направление прецессии определяется квазиимпульсом \mathbf{k} и видом асимметрии образца.

Известны два вида пространственной асимметрии полупроводниковых гетероструктур, которые могут приводить к спиновой релаксации носителей:

1) отсутствие центра инверсии самого объемного полупроводника (bulk inversion asymmetry (BIA)), впервые рассмотренное Дрессельхаузом [2],

2) асимметрия потенциала гетероструктуры (structure inversion asymmetry, (SIA)), впервые рассмотренная Э.И. Рашбой [3].

SIA может быть вызвана как внешним электрическим полем, так и деформацией или конструкцией самой гетероструктуры. SIA приводит к появлению эффективного магнитного поля, перпендикулярного квазиимпульсу электрона \mathbf{k} . BIA приводит к возникновению магнитного поля, направление которого зависит от угла между квазиимпульсом и кристаллографическими осями. В квантовых ямах, выращенных вдоль оси (001), оба вида асимметрии SIA и BIA приводят к появлению эффективного магнитного поля, лежащего в плоскости структуры. В координатах $x \parallel [\bar{1}\bar{1}0]$ и $y \parallel [110]$ частота прецессии имеет вид

$$\Omega_{\text{SIA}} = \alpha(k_y, -k_x), \quad \Omega_{\text{BIA}} = \beta(k_y, k_x).$$

Если имеется только один вид асимметрии по отношению к пространственной инверсии, например SIA, то частота прецессии будет одной и той же для всех направлений квазиимпульса $|\Omega| = \alpha k$. В результате время спиновой релаксации не будет зависеть от ориентации спина в плоскости структуры.

Если в структуре присутствуют оба вида асимметрии, тогда эффективное магнитное поле является суммой вкладов SIA и BIA:

$$\Omega = \Omega_{\text{SIA}} + \Omega_{\text{BIA}}.$$

В этом случае частота прецессии уже зависит от направления квазиимпульса \mathbf{k} [4]:

$$|\Omega| = k \sqrt{\alpha^2 + \beta^2 - 2\alpha\beta \cos 2\varphi},$$

где φ — угол между направлением \mathbf{k} и осью $[\bar{1}\bar{1}0]$. Угловая зависимость $\Omega(\mathbf{k})$ представлена на рис. 1.

Благодаря анизотропии Ω в \mathbf{k} пространстве время спиновой релаксации зависит от ориентации спина относительно кристаллографических осей [5]. В частности, если $|\alpha| = |\beta|$, то эффективное магнитное поле Ω направлено вдоль одной и той же оси независимо от направления квазиимпульса электрона \mathbf{k} .

[¶] E-mail: Alexei.Platonov@mail.ioffe.ru

^{¶¶} E-mail: Vladimir.Kochereshko@mail.ioffe.ru

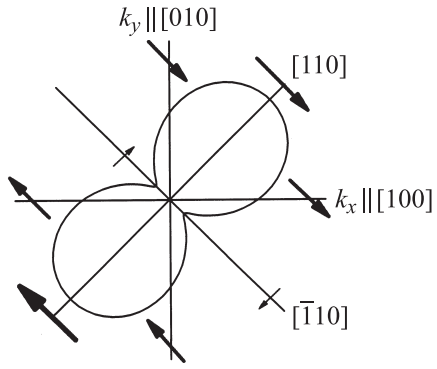


Рис. 1. Угловая зависимость эффективного магнитного поля $\Omega(\mathbf{k})$, вызванного отсутствием центра инверсии в гетероструктуре. Длина стрелки пропорциональна величине $|\Omega(\mathbf{k})|$.

Время спиновой релаксации дается выражениями:

$$\frac{1}{\tau_z} = C(\alpha^2 + \beta^2)$$

— для спина, ориентированного вдоль оси структуры $[100]$,

$$\frac{1}{\tau_{\pm}} = C \frac{(\alpha \pm \beta)^2}{2}$$

— для спина, ориентированного вдоль осей $[110]$ и $[1\bar{1}0]$. C — фактор, не зависящий от ориентации спина.

Следовательно, если бы $\alpha = \beta$, то можно полностью скомпенсировать два этих механизма для некоторых определенных кристаллографических направлений спина [6], в частности для направления $[110]$.

Первые обнадеживающие результаты, показывающие возможность такой компенсации, были получены в нашей работе [7] для асимметричной квантовой ямы GaAs/AlGaAs с линейным градиентом потенциала. С помощью метода оптической ориентации там было показано, что время жизни спина, ориентированного вдоль осей $[110]$, $[1\bar{1}0]$ или $[001]$, может заметно различаться друг от друга. Однако ряд вопросов оставался не ясным.

В данной работе проведено более детальное исследование спиновой релаксации в асимметричных квантовых ямах. Показано, что, во-первых, различие ширины контуров Ханле связано именно с анизотропией спиновой релаксации, а не с анизотропией g -фактора электрона, и во-вторых, что эффект анизотропии спиновой релаксации наблюдается только для свободных электронов и отсутствует для локализованных.

2. Экспериментальные результаты и обсуждение

В работе исследовались структуры с одиночной асимметричной вдоль оси роста квантовой ямой на основе AlGaAs. Структуры были выращены методом МПЭ на подложках GaAs с ориентацией $[100]$ и содержали

300 нм буферного слоя $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$, 250 нм барьерного слоя $\text{As}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$, квантовую яму, второй барьерный слой и 5 нм покрывающего слоя. Квантовые ямы имели форму, близкую к треугольной. Квантовая яма $\text{Al}_{0,05}\text{Ga}_{0,95}\text{As}$ была ограничена с одной стороны барьером $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$. Второй наклонный барьер был выращен с линейным изменением эффективного состава Al от 5 до 30% на ширине 100 Å. Структуры намеренно не легировались и имели слабую проводимость p -типа при температуре 77 К. Схема структур представлена на рис. 2. Градиент потенциала ямы создавался двумя способами: либо путем изменения состава барьеров в процессе роста, либо при „послойном росте“ (digital epitaxy). В первом случае изменение состава достигается путем изменения температуры ячейки, а во втором случае градиент потенциала достигается путем выращивания сверхрешетки с переменным периодом. Первым методом удастся получить структуры более высокого качества. Однако при втором способе удастся более точно контролировать форму потенциала. В такой яме помещался только один уровень квантования электрона и два уровня тяжелой дырки. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) и возбуждения оптической ориентации

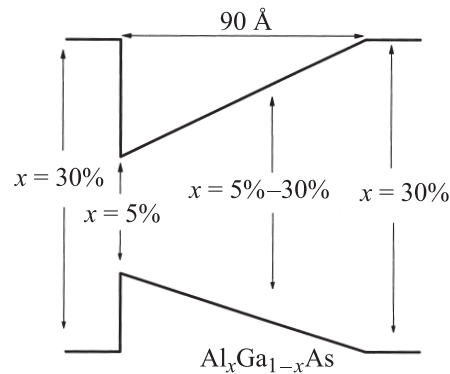


Рис. 2. Схема гетероструктуры с треугольной квантовой ямой на основе AlGaAs.

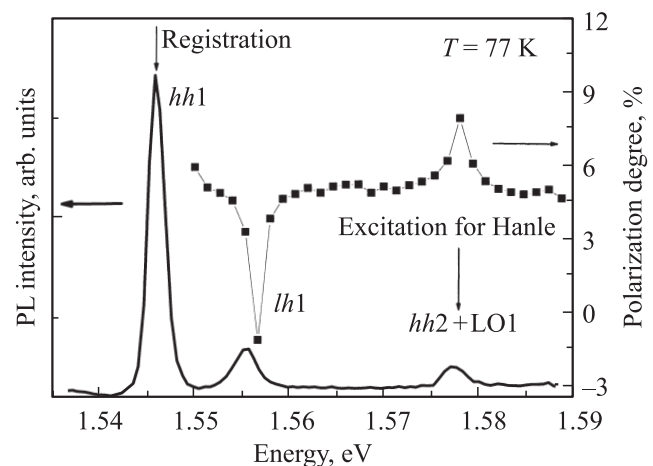


Рис. 3. Спектры фотолюминесценции и возбуждения фотолюминесценции от структуры с треугольной квантовой ямой, $T = 77$ К.

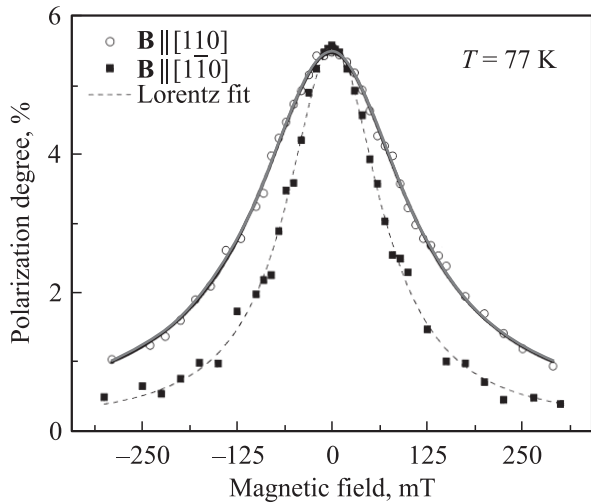


Рис. 4. Кривые деполяризации Ханле, измеренные при температуре 77 К для двух направлений магнитного поля. $B \parallel [110]$ — сплошная кривая и $B \parallel [1\bar{1}0]$ — штриховая линия. Символы — эксперимент.

такой структуры представлены на рис. 3. В спектре фотолюминесценции в области энергий 1.545 эВ наблюдается яркая линия ФЛ экситона с тяжелой дыркой, а в области 1.555 эВ — линия экситона с легкой дыркой. Расщепление этих состояний по энергии вызвано эффектами квантования дырок в яме. Выше по энергии в области 1.577 эВ наблюдается фоновое повторение линии тяжелого экситона.

На этом же рисунке представлен спектр оптической ориентации возбуждения излучения. Циркулярно поляризованное возбуждение Ti:Sa-лазера сканировалось в диапазоне от 1.59 до 1.55 эВ. Циркулярная поляризация ФЛ детектировалась на линии тяжелого экситона. В спектре возбуждения оптической ориентации наблюдался максимум на линии фонового повторения тяжелого экситона и резкий минимум со сменой знака на линии легкого экситона. При возбуждении в остальной области энергии степень поляризации составляла порядка 5% и была почти постоянной по спектру. Смена знака сигнала оптической ориентации на легком экситоне подтверждает правильность идентификации наблюдаемых линий в спектре.

Для измерения времени жизни спина использовался эффект Ханле — деполяризация сигнала оптической ориентации в поперечном магнитном поле. При измерении кривых Ханле возбуждение осуществлялось на линии фотонного повторения основного состояния тяжелого экситона, на энергии 1.577 эВ. На рис. 4 представлены кривые Ханле, измеренные при $T = 77$ К при двух ориентациях магнитного поля относительно кристаллографических осей структуры: $[110]$ и $[1\bar{1}0]$. Температура жидкого азота была выбрана нами для того, чтобы исключить влияние экситонных эффектов на оптическую ориентацию электронов. Действительно, в этом случае энергия связи экситона меньше kT , и носители в основ-

ном живут в виде несвязанных электронно-дырочных пар. Мы считаем, что дырки из-за короткого времени спиновой релаксации вносят незначительный вклад в сигнал оптической ориентации. Хорошо видно, что полуширины контуров Ханле различны для этих двух ориентаций магнитного поля. Контур Ханле подгонялись кривыми Лоренца, в результате для представленного образца мы получили полуширины 0.12 и 0.075 Тл.

Различие полуширин контуров Ханле может быть вызвано как анизотропией времен жизни спина электрона (T), так и анизотропией электронного g -фактора [8]. Действительно, степень поляризации ФЛ в условиях оптической ориентации описывается формулой

$$P(\mathbf{B}) = \frac{P(0)}{1 + [\mu_B(g_{xx} \pm g_{xy})B/\hbar]^2 T_z T_{\mp}},$$

где $P(0)$ — степень начальной ориентации спина, g_{ij} — компоненты электронного g -фактора, T_z — время жизни спина в направлении $[100]$, T_{\pm} — время жизни спина в направлениях $[110]$ и $[1\bar{1}0]$,

$$\frac{1}{T_i} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_i},$$

τ_0 — время жизни электрона, τ_i — время спиновой релаксации, μ_B — магнетон Бора.

Для того чтобы выяснить причину анизотропии кривых Ханле, мы провели измерения кривых Ханле при температуре 1.6 К. При низкой температуре существенными оказываются экситонные эффекты, когда фотовозбужденные носители живут в основном в виде экситонов [9]. Для электронов, связанных в экситон, механизм спиновой релаксации Дьяконова–Переля оказывается подавленным, а иные, специфические для экситонов механизмы спиновой релаксации [10] не должны обладать анизотропией, и анизотропия могла бы возникнуть только благодаря анизотропии g -фактора.

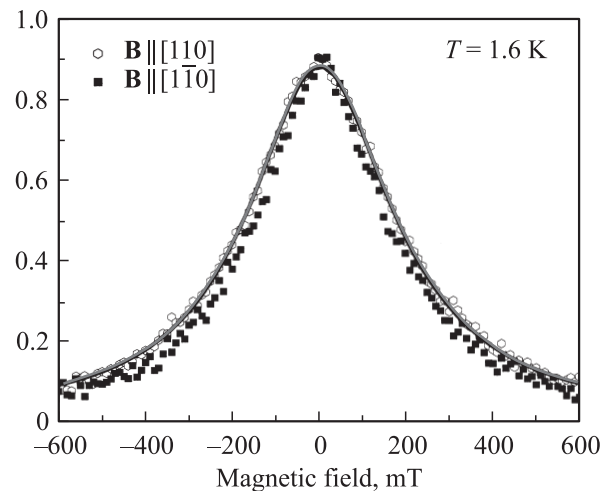


Рис. 5. Кривые Ханле того же образца, измеренные при температуре 1.6 К для двух направлений магнитного поля, как и на рис. 4.

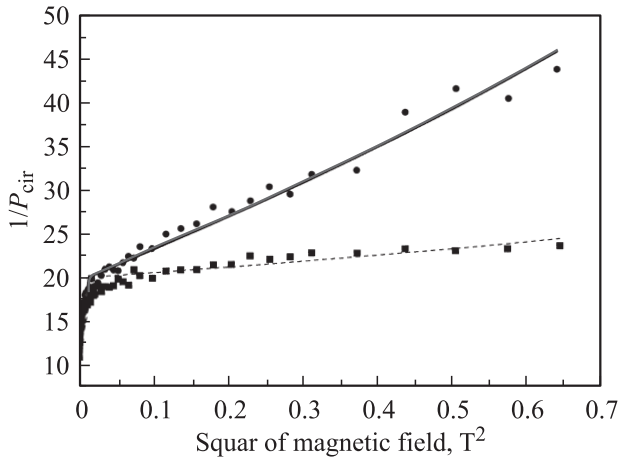


Рис. 6. Кривые деполяризации Ханле, построенные в осях $1/P_{\text{cir}}(B) = f(B^2)$ для двух направлений магнитного поля: $B \parallel [110]$ — сплошная кривая и $B \parallel [1\bar{1}0]$ — штриховая линия. Символы — эксперимент.

Кривые Ханле для низкой температуры представлены на рис. 5. Хорошо видно, что в этом случае контуры Ханле для ориентации поля вдоль осей $[110]$ и $[1\bar{1}0]$ совпадают. Следовательно, g -фактор электрона изотропен в плоскости структуры.

Таким образом, можно считать доказанным, что вся анизотропия кривых Ханле связана именно с анизотропией спиновой релаксации электронов. В результате мы можем определить величины времен спиновой релаксации электрона для двух ориентаций спина.

Так как $P(0) \approx 6\%$, можно считать, что времена спиновой релаксации τ_i много меньше времени жизни электрона τ_0 . Это позволяет нам определить время спиновой релаксации, считая, что g -фактор электрона в наших структурах равен 0.35 [11]. В результате получим

$$\tau_- = 0.8 \text{ нс}, \quad \tau_+ = 0.3 \text{ нс}, \quad \tau_z = 0.2 \text{ нс}.$$

Отсюда можно определить отношение параметров Рашбы и Дрессельхауса:

$$\left| \frac{\alpha}{\beta} \right| = \frac{\sqrt{\tau_-} + \sqrt{\tau_+}}{\sqrt{\tau_-} - \sqrt{\tau_+}} \approx 4.$$

В некоторых образцах асимметричных квантовых ям GaAs/AlGaAs мы наблюдали сложный, не Лоренцев, контур Ханле (см. рис. 6). По конструкции этот образец был таким же, как и образец, результаты для которого представлены на рис. 4, 5. На этих рисунках показаны зависимости обратной величины степени поляризации $1/P_{\text{cir}}(\mathbf{B})$ от квадрата магнитного поля. Это по сути те же кривые Ханле, построенные так, чтобы кривые Лоренца представлялись прямыми линиями, наклон которых пропорционален времени жизни спина:

$$\frac{1}{P_{\text{cir}}(\mathbf{B})} = \frac{1}{P(0)} \left\{ 1 + \left[\frac{\mu_B (g_{xx} \pm g_{xy}) B}{\hbar} \right]^2 T_z T_{\mp} \right\}.$$

Хорошо видно, что кривые деполяризации имеют два участка. Участок с большим наклоном в малых магнит-

ных полях соответствует локализованным электронам, имеющим большее время жизни. Второй участок с меньшим наклоном соответствует свободным электронам с меньшим временем жизни [12]. Как и следовало ожидать, анизотропия времени жизни наблюдается только для свободных электронов, для которых среднее значение квазиимпульса не равно нулю.

3. Заключение

Методом оптической ориентации и эффекта Ханле исследована анизотропия спиновой релаксации электронов в асимметричных квантовых ямах GaAs/AlGaAs. Показано, что различие кривых Ханле, измеренных при разных направлениях магнитного поля, связано именно с анизотропией спиновой релаксации, а не с анизотропией электронного g -фактора. Обнаружен вклад в кривые Ханле как от свободных, так и от локализованных электронов, имеющих существенно разное время жизни. Анизотропия времени спиновой релаксации наблюдалась только для свободных электронов и отсутствовала для локализованных.

Авторы выражают благодарность Л.Е. Голубу и Н.С. Аверкиеву за плодотворные обсуждения.

Работа получила частичную финансовую поддержку РФФИ и программ президиума РАН и ОФН РАН.

Список литературы

- [1] М.И. Дьяконов, И.И. Перель. ЖЭТФ, **33**, 1053 (1971).
- [2] G. Dresselhaus. Phys. Rev., **100**, 580 (1955).
- [3] Ю.А. Бычков, Э.И. Рашба. Письма ЖЭТФ, **39**, 66 (1984).
- [4] E.A. de Andrada e Silva. Phys. Rev. B, **46**, 1921 (1992).
- [5] N.S. Averkiev, L.E. Golub, M. Willander. J. Phys.: Condens. Matter, **14**, R271 (2002).
- [6] N.S. Averkiev, L.E. Golub. Phys. Rev. B, **60**, 15 582 (1999).
- [7] N.S. Averkiev, L.E. Golub, A.S. Gurevich, V.P. Evtikhiev, V.P. Kochereshko, A.V. Platonov, A.S. Shkolnik. Phys. Rev. B, **74**, 033 305 (2006).
- [8] S. Hallstein, M. Oestreich, W.W. Rühle, K. Köhler. In: *High Magnetic Fields in the Physics of Semiconductors II*, ed. by G. Landwehr, W. Ossau (World Scientific, Singapore, 1997) vol. 2, p. 593.
- [9] П.С. Копьев, В.П. Кочерешко, И.Н. Уральцев, Д.Р. Яковлев. Письма ЖЭТФ, **46**, 442 (1987).
- [10] M.Z. Maialle, E.A. de Andrea e Silva, L.J. Sham. Phys. Rev. B, **47**, 15 776 (1993).
- [11] E.L. Ivchenko. *Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures* (Alpha Science Int., Harrow, UK, 2005).
- [12] I.N. Uraltsev, V.P. Kochereshko, P.S. Kopev, A.M. Vasiliev, D.R. Yakovlev, Surf. Sci., **229**, 459 (1990).

Редактор Т.А. Полянская

Spin relaxation anisotropy caused by the competition of the Rashba and Dresselhaus terms

A.M. Smirnov, V.A. Oseptsova, A.V. Platonov, A.S. Gurevich, V.P. Kochereshko, A.S. Shkolnik, V.P. Evtikhiev, V.V. Petrov, Yu.K. Dolgikh*, Yu.P. Efimov*, S.A. Eliseev**

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Science,
194021 St. Petersburg, Russia

* Institute of Physics,
St. Petersburg State University,
198504 St. Petersburg, Russia

Abstract By means of the optical orientation technique we have studied anisotropy of the electron spin relaxation in the AlGaAs quantum wells that were asymmetrical along the growth direction. It is demonstrated that the Hanle curves distinguish for the magnetic field oriented along $[110]$ and $[\bar{1}\bar{1}0]$ crystal axes caused by the anisotropy of the spin relaxation instead of the electron g -factor anisotropy. We obtained contribution to the Hanle effect both from the free electrons and localized ones that have different life time.