

Спиновая когерентность двумерного электронного газа в GaAs квантовой яме

© А.В. Ларионов[¶]

Институт физики твердого тела Российской академии наук,
142432 Черноголовка, Россия

(Получена 23 мая 2014 г. Принята к печати 15 июня 2014 г.)

Экспериментально изучена когерентная спиновая динамика квазидвумерного электронного газа в GaAs квантовой яме. Исследования проводились с помощью время-разрешенного спинового эффекта Керра в оптическом криостате с расщепленным соленоидом, создающим магнитное поле до 6 Тл, при температуре около 2 К. В отсутствие внешнего магнитного поля измерены времена электронной спиновой дефазировки и степень анизотропии спиновой релаксации электронов в зависимости от электронной плотности. Определена зависимость спин-орбитального расщепления от плотности электронного газа. В режиме целочисленного квантового эффекта Холла обнаружено, что время спиновой дефазировки двумерных электронов нижнего спинового подуровня Ландау ведет себя немонотонно вблизи нечетного фактора заполнения $\nu = 3$. Экспериментально обнаруженное немонотонное поведение времени спиновой дефазировки может быть объяснено в терминах нового типа циклотронных мод, возникающих в жидкостной спиновой текстуре.

1. Введение

За прошедшие два десятилетия был достигнут значительный прогресс в понимании и описании таких фундаментальных эффектов как целочисленный и дробный квантовые эффекты Холла. Тем не менее значительная область проблем физики двумерных электронных систем по-прежнему не исследована. Речь идет о создании макроскопических неравновесных систем электронных спинов в режиме целочисленного и дробного квантового эффекта Холла и исследовании процессов релаксации неравновесных спиновых систем. На данный момент имеются теоретические работы, описывающие процесс релаксации спиновых волн в холловском ферромагнетике (см., например, [1]), в которых предложена модель, описывающая процесс релаксации как аннигиляцию спиновых экситонов с нулевым импульсом с последующей генерацией спиновых экситонов с ненулевым импульсом. Недавно появились пионерские экспериментальные исследования [2], в которых рассматривалось влияние спиновых текстур (скирмионов) на процесс релаксации спиновых волн в холловских ферромагнитных состояниях. Авторами впервые было обнаружено немонотонное поведение времени спиновой дефазировки электронов вблизи нечетных ($\nu = 1, 3, 5$) факторов заполнения. В то же время в работе [3] показано, что вблизи тех же факторов заполнения в спектре возбуждения электронной системы появляются новые ветви спиновых возбуждений с энергией, существенно меньшей энергии нулевых спиновых экситонов. Предполагается, что именно эти ветви ответственны за немонотонное поведение времени спиновой релаксации электронов вблизи нечетных факторов заполнения.

Цель работы — изучение спиновой динамики двумерных электронов в зависимости от концентрации, а также исследование особенностей спиновой релаксации в режиме квантового эффекта Холла при нечетных факторах

заполнения, когда полностью заполнен только нижний спиновый подуровень (холловский ферромагнетик).

2. Исследуемые образцы и экспериментальная техника

Изучалась полупроводниковая наноструктура с 17 нм GaAs квантовой ямой (КЯ), содержащая высокоподвижный ($\mu \sim 5 \cdot 10^6$ см²/(В·с)) квазидвумерный электронный газ с (темновой) концентрацией $n_s = 2.4 \cdot 10^{11}$ см⁻². Изменение (уменьшение) концентрации двумерных электронов в КЯ осуществлялось с помощью дополнительного фотовозбуждения He–Ne-лазером. Изучение спиновой динамики двумерных электронов проводилось с помощью метода время-разрешенного спинового эффекта Керра. В качестве источника фотовозбуждения использовался 82 МГц фемтосекундный титан-сапфировый лазер (Tsunami, Spectra Physics). Лазерное излучение предварительно проходило через перестраиваемый акустооптический фильтр, после которого длительность импульсов составляла 2 пс и имела спектральную ширину на половине высоты 0.5 нм. Средняя мощность накачивающего пучка составляла около 1.5 мВт при размере лазерного пятна порядка 100 мкм. Циркулярно поляризованный импульс накачки создавал в образце спиновую ориентацию двумерных электронов вблизи поверхности Ферми, регистрировавшуюся по углу поворота плоскости поляризации отраженного от образца линейно поляризованного пробного пучка. Измерения проводились в спектрально вырожденном режиме, при котором длина волны накачивающего и пробного лазерных пучков совпадала. Измерения проводились в двух различных оптических криостатах со сверхпроводящими соленоидами. Для исследования спиновой динамики в зависимости от концентрации двумерного электронного газа использовался криостат, в котором образец располагался в геометрии Фойгта. Конструкция держателя

[¶] E-mail: larionov@issp.ac.ru

образца позволяла менять угол между направлением магнитного поля и кристаллографическими осями кристалла с точностью 2° . Для измерений в режиме квантового эффекта Холла образец помещался в оптический криостат с расщепленным соленоидом под углом примерно 45° по отношению к внешнему магнитному полю, при температуре около 2К. В этом случае геометрия эксперимента позволяла как выбирать необходимый фактор заполнения, так и обеспечивать квантовые спиновые биения двумерных электронов за счет квантования проекции спина электронов (S_z) на направление магнитного поля. Возможности оптического криостата с расщепленным соленоидом позволяли изучать исследуемый образец вблизи фактора заполнения $\nu = 3$.

Спиновая динамика при различной плотности двумерных электронов ($B = 0$ Тл).

Для изменения концентрации двумерных электронов в КЯ использовалось надбарьерное непрерывное фотовозбуждение He–Ne-лазером. На рис. 1, *a* представлена зависимость спектра фотолюминесценции (ФЛ) двумерного электронного газа от мощности подсветки He–Ne-лазером в отсутствие магнитного поля. Величина энергии Ферми (E_F) определялась с помощью спектров ФЛ с учетом дисперсии дырок, согласно выражению

$$E_F = E'_F(1 + m_e/m_h), \quad (1)$$

где $m_e = 0.67m_0$ — эффективная масса двумерных электронов, $m_h = 0.2m_0$ — эффективная масса дырок, m_0 — масса свободного электрона, E'_F — величина энергии Ферми, определяемая непосредственно из спектров ФЛ.

В исследуемом образце можно было изменять (уменьшать) концентрацию электронов в КЯ примерно в

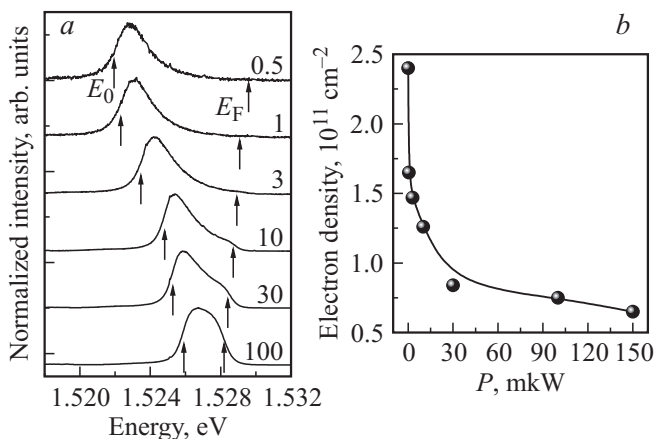


Рис. 1. *a* — отнормированные спектры ФЛ двумерного электронного газа при различной мощности подсветки He–Ne-лазера. Цифры справа соответствуют величине мощности подсветки в микроваттах при размере лазерного пятна около 200 мкм. Стрелками показаны положения энергии дна зоны размерного квантования и энергии Ферми. *b* — зависимость концентрации двумерных электронов в КЯ, вычисленная с учетом формулы (1), в зависимости от мощности подсветки He–Ne-лазером. Сплошная линия приведена для удобства.

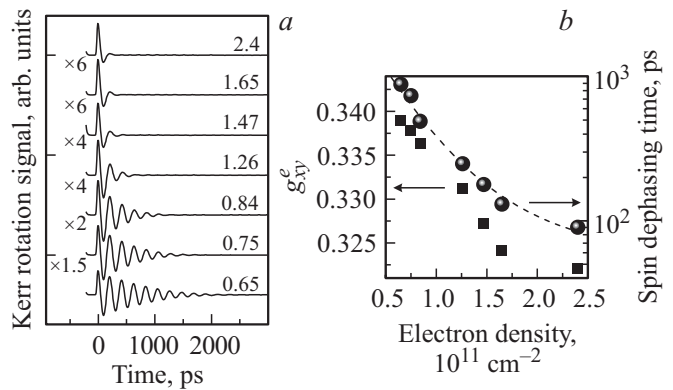


Рис. 2. *a* — керровский сигнал как функция концентрации двумерных электронов (цифры справа от кривых даны в единицах 10^{11} см^{-2}), измеренный при $B = 1$ Тл (геометрия Фойгта). *b* — сводная зависимость электронного g -фактора (левая шкала, квадратные символы) и времени спиновой дефазировки (правая шкала, круглые символы) от плотности двумерного электронного газа. Пунктирная линия приведена для удобства.

4 раза — с 2.4 до $0.65 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. При дальнейшем уменьшении концентрации происходит переход Мотта металл–изолятор, и эта ситуация не рассматривалась.

На рис. 2, *a* представлена зависимость керровского сигнала как функция мощности подсветки He–Ne-лазером при $B = 1$ Тл (геометрия Фойгта). Энергия кванта фотовозбуждения соответствовала величине оптического перехода вблизи фермиевской энергии. Наблюдаемые в керровском сигнале периодические осцилляции возникают благодаря прецессии когерентно выстроенных электронных спинов относительно внешнего магнитного поля. Частота прецессии, Ω_L , ларморовская частота, определяется как: $\hbar\Omega = \Delta E = \mu_B g_e^{xy} B$ (2). Здесь ΔE — электронное спиновое расщепление в зоне проводимости, g_e^{xy} — g -фактор электрона в плоскости КЯ. По литературным данным хорошо известно, что g_e^{xy} в данных структурах почти на порядок величины превосходит g_h^{xy} и время спиновой релаксации дырок существенно короче, чем для электронов. Поэтому, как и в работе [5], мы полагаем, что наблюдаемые в эксперименте квантовые биения происходят между спиновыми состояниями электронов. Экспериментальные результаты на рис. 2, *a* были аппроксимированы моноэкспоненциально затухающей осциллирующей зависимостью с частотой Ω_L и временем затухания T_S^e :

$$I = I_0 \exp(-t/T_S^e) \cos(\Omega_L t). \quad (2)$$

Результаты аппроксимации представлены на рис. 2, *b*: левая шкала (квадратные символы) показывает зависимость электронного g -фактора от концентрации, правая шкала (круглые символы) — зависимость времени спиновой дефазировки от концентрации. Видно, что время спиновой дефазировки увеличивается сверхлинейно с уменьшением электронной плотности. Для того чтобы определить, чем это обусловлено и как этот

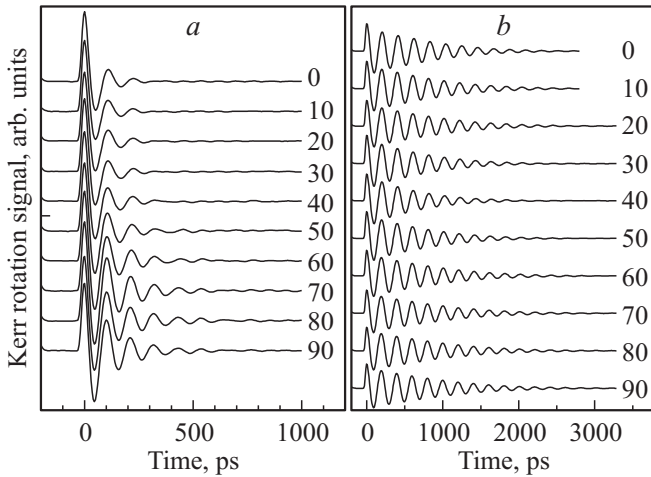


Рис. 3. Зависимость керровского сигнала от угла между кристаллографическим направлением [110] и направлением магнитного поля (цифры справа от кривых) для двух плотностей двумерной электронной системы 1.65 (*a*) и $0.64 \cdot 10^{11}$ см^{-2} (*b*).

экспериментальный факт связан с зависимостью спин-орбитального расщепления от концентрации, необходимо воспользоваться известными выражениями для спин-орбитального расщепления в структурах с отсутствием центра инверсии [6].

Электрон теряет свой спин вследствие прецессии в эффективном магнитном поле (механизм Дьяконова–Переля), которое задается величиной спин-орбитального расщепления зависящего от волнового вектора k :

$$\Delta(\mathbf{k}) = \hbar\Omega(\mathbf{k}) = 2k(\alpha^2 + \beta^2 - 2\alpha\beta \cos 2\varphi_k)^{1/2}, \quad (3)$$

где $\Omega(\mathbf{k}) = 2\hbar[(\alpha + \beta)k_y, (\beta - \alpha)k_x, 0]$ — вектор частоты спиновой прецессии; α и β — постоянные Рашбы и Дрессельхауза соответственно; φ_k — угол между направлением \mathbf{k} и осью $x \parallel [1\bar{1}0]$.

Время спиновой релаксации определяется величиной спин-орбитального расщепления и временем релаксации импульса одиночного электрона τ_p^* :

$$\begin{aligned} 1/\tau_{x,y} &= (\alpha \pm \beta)^2 \tau_p^* 2k_F^2 / \hbar^2; \\ 1/\tau_z &= (\alpha^2 + \beta^2) \tau_p^* 4k_F^2 / \hbar^2. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $1/\tau_{x,z,y}$ — компоненты тензора обратных времен спиновой релаксации в главных осях системы $x \parallel [1\bar{1}0]$, $y \parallel [110]$, $z \parallel [001]$. Различия величин $\tau_{x,z,y}$ связаны с анизотропией спиновой релаксации [6].

Таким образом, экспериментально измеряя τ_p^* и степень анизотропии спиновой релаксации, которая может зависеть от плотности двумерных электронов (эффект Рашбы), можно с помощью полученной зависимости $\tau_s(n_e)$ определить величину спин-орбитального расщепления как функцию концентрации двумерных электронов $\Delta(n_e)$.

Для исследования степени анизотропии спиновой релаксации необходимо измерить время спиновой дефазировки как функцию ориентации магнитного поля \mathbf{B} относительно кристаллографического направления [110]

для разной концентрации двумерных электронов в КЯ. На рис. 3 представлена зависимость керровского сигнала в функции угла между кристаллографическим направлением [110] и направлением магнитного поля для двух разных концентраций, при $B = 1$ Тл (геометрия Фойгта). Хорошо видно, что с уменьшением концентрации двумерных электронов анизотропия спиновой релаксации исчезает. Полученные экспериментальные кривые были аппроксимированы с помощью выражения (2) и показаны на рис. 4, *a* и *b* темными символами для двух разных концентраций.

Ранее нами было показано (см. [7]), что для времени спиновой релаксации в магнитном поле (геометрия Фойгта)

$$\tau_s(\theta) = \frac{D}{1 + b \cos 2\theta}; \quad \left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^{\pm 1} = \frac{3b}{1 + \sqrt{1 - (3b)^2}}, \quad (5)$$

где a, b — постоянные Рашбы и Дрессельхауза соответственно; b — коэффициент анизотропии; θ — угол между направлением магнитного поля и кристаллографическим направлением [110]; $D^{-1} = -3\tau_p^* (\beta k_F / \hbar)^2 \times [1 + (\alpha/\beta)^2]$.

Подгоняя полученные экспериментальные зависимости (рис. 4, *a, b*) с помощью выражения (5), можно определить отношение постоянных Рашбы и Дрессельхауза (см. вставку к рис. 4). Видно, что при темновой концентрации двумерных электронов в КЯ отношение α/β равно единице. Это означает, что структурная инверсионная асимметрия (СИА, гамильтониан Рашбы) равна по величине объемной инверсионной асимметрии (ОИА, гамильтониан Дрессельхауза). Такая большая величина СИА качественно связана с различными свойствами гетероинтерфейсов, что может быть промоделировано разными высотами барьеров справа и слева относительно КЯ. С уменьшением концентрации двумерных электронов в КЯ величина СИА падает и отношение α/β стремится к нулю.

Для экспериментального определения времени релаксации импульса τ_p^* измерялась магнитополевая зависимость времени спиновой релаксации $\tau_s(\mathbf{B})$ в слабом магнитном поле (геометрия Фарадея). На рис. 5, *a, b* представлены зависимости керровского сигнала от величины магнитного поля (геометрия Фарадея) для двух разных концентраций. Видно, что с ростом магнитного поля время спиновой релаксации быстро увеличивается. Это обусловлено ослаблением механизма Дьяконова–Переля вследствие циклотронного движения двумерных электронов [8]. Полученные экспериментальные кривые хорошо аппроксимируются моноэкспонентой. Результат такой аппроксимации показан на рис. 5, *c* темными символами для темновой концентрации двумерных электронов в КЯ. Непрерывная кривая — подгонка экспериментальных точек параболической зависимостью, полученной в работе [8] для двумерного случая:

$$\frac{\tau_s(\mathbf{B})}{\tau_s(0)} = 1 + (\omega_c \tau_p^*)^2, \quad (6)$$

где ω_c — циклотронная частота, τ_p^* — время релаксации импульса.

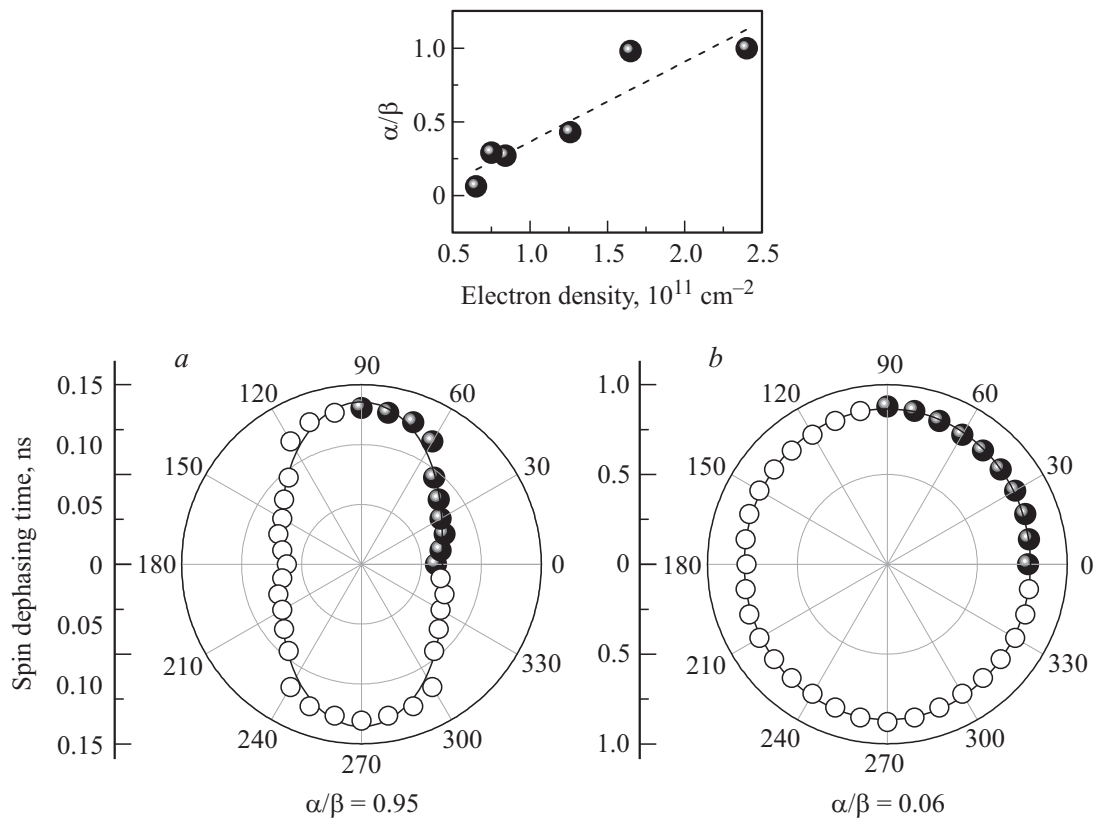


Рис. 4. Сводная зависимость времени спиновой дефазировки от угла между кристаллографическим направлением [110] и направлением магнитного поля (темные символы) для двух плотностей двумерной электронной системы 1.65 (a) и $0.64 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (b). Светлые символы добавлены из симметричных соображений. Сплошными кривыми показана аппроксимация по формуле (5). На вставке представлена зависимость отношения постоянных Рашби и Дрессельхауза от плотности двумерных электронов. Пунктирная линия приведена для удобства.

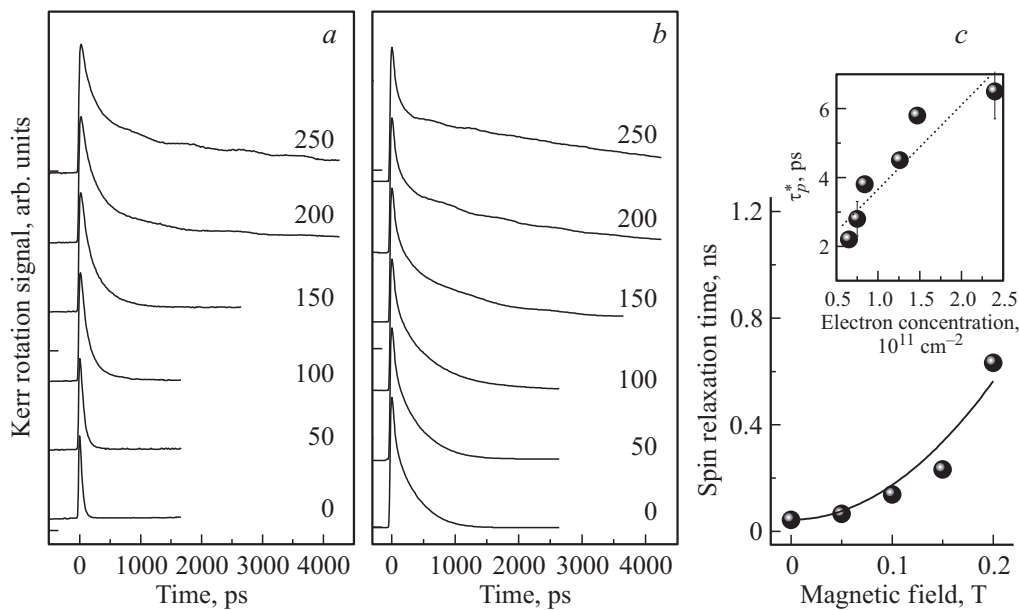


Рис. 5. Зависимость керровского сигнала от величины магнитного поля (геометрия Фарадея, цифры справа от кривых — значение магнитного поля в мТл) для двух плотностей двумерной электронной системы 2.4 (a) и $0.84 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (b). c — время спиновой релаксации как функция магнитного поля (геометрия Фарадея, темные символы) для концентрации $2.4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Сплошной кривой показана аппроксимация по формуле (6). На вставке представлена зависимость времени релаксации импульса одиночного электрона от плотности двумерного электронного газа.

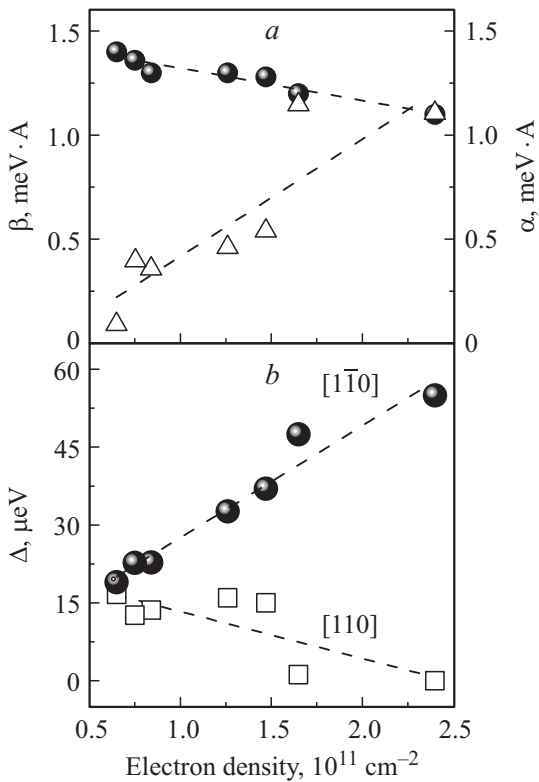


Рис. 6. *a* — экспериментальная зависимость постоянных Дрессельхауза β (круглые символы) и Рашбы α (треугольные символы) от плотности двумерного электронного газа. *b* — экспериментальная зависимость спин-орбитального расщепления вдоль направления $[1\bar{1}0]$ (круглые символы) и вдоль направления $[110]$ (квадратные символы) от плотности двумерного электронного газа. Пунктирные прямые приведены для удобства.

Наблюдаемое в эксперименте снижение τ_p^* , предсказанное в работах [9] и экспериментально обнаруженное в работе [10], обусловлено влиянием электрон-электронного взаимодействия. Согласно развитой теории, при уменьшении концентрации двумерных электронов уменьшается энергия Ферми и частота электрон-электронных столкновений увеличивается. Это приводит к линейной зависимости времени релаксации импульса одиночного электрона от плотности двумерного электронного газа.

На рис. 6, *a* представлены абсолютные значения постоянных Рашбы и Дрессельхауза как функции плотности двумерных электронов, вычисленные с учетом формулы (5) и экспериментальных значений, показанных на вставке к рис. 4. Четырехкратное уменьшение электронной плотности приводит к исчезновению эффекта Рашбы, в то время как постоянная Дрессельхауза меняется слабо. На рис. 6, *b* показано поведение величины спин-орбитального расщепления от концентрации двумерных электронов для двух ортогональных кристаллографических направлений, вычисленное с помощью выражения (3) и полученных экспериментальных значений для постоянных Рашбы и Дрессельхауза. При максимальной

концентрации двумерных электронов спин-орбитальное расщепление максимально вдоль направления $[110]$ и отсутствует в направлении $[1\bar{1}0]$, что соответствует максимальной степени анизотропии спиновой релаксации. По мере уменьшения концентрации двумерных электронов степень анизотропии уменьшается и как следствие уменьшается разница в величине спин-орбитального расщепления для двух взаимно ортогональных направлений — $[1\bar{1}0]$ и $[110]$ соответственно. При этом существенно уменьшается (в 3 раза) абсолютная величина спин-орбитального расщепления, что соответствует росту времени спиновой релаксации примерно в 10 раз (рис. 2, *b*, правая шкала).

3. Спиновая динамика двумерных электронов в режиме квантового эффекта Холла

Основной интерес исследований спиновой динамики в квантующем магнитном поле был направлен на изучение поведения спиновой дефазировки двумерных электронов вблизи нечетного фактора заполнения $\nu = 3$, когда полностью заполнен нижайший спиновый подуровень Ландау (квантово-холловский ферромагнетик).

На рис. 7 представлены интегральные по времени спектры ФЛ двумерного электронного газа, записанные при внутривибридном импульсном фотовозбуждении (около 50 мэВ выше по энергии относительно дна зоны размерного квантования) в квантующем магнитном поле (геометрия 45°). Хорошо виден веер уровней Ландау, особенности (кинки) в спектральном сдвиге

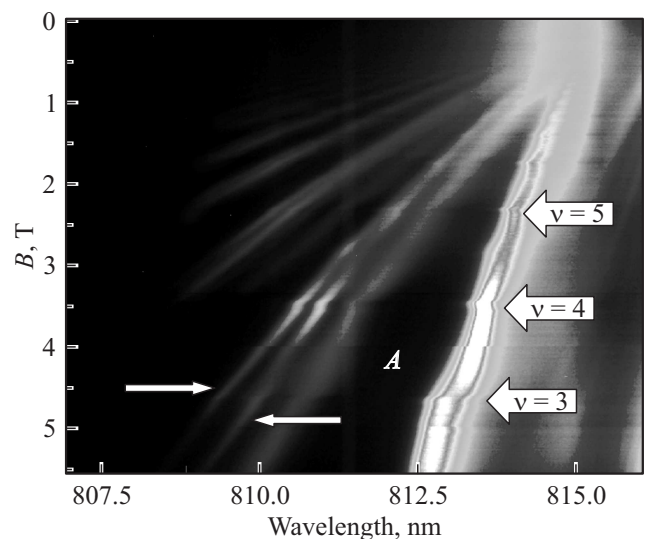


Рис. 7. Спектры ФЛ при внутривибридном фотовозбуждении 17 нм GaAs КЯ при развертке магнитного поля (геометрия 45°). Стрелками справа показаны факторы заполнения уровней Ландау. Стрелками слева показаны верхний и нижний спиновые подуровни Ландау ($\nu = 3$). Линия A соответствует основному (нижайшему) уровню Ландау.

нулевого уровня Ландау (линия А) соответствуют различным факторам заполнения (стрелки справа). Для фактора заполнения вблизи фактора заполнения $\nu = 3$ в спектрах ФЛ хорошо разрешается тонкая структура уровня Ландау, которая соответствует двум спиновым подуровням Ландау — верхнему (незаполненному) спиновому подуровню Ландау и нижнему (полностью заполненному) спиновому подуровню Ландау (показаны стрелками слева).

Была детально исследована спиновая дефазировка двумерных электронов вблизи фактора заполнения $\nu = 3$ в спектральных позициях, соответствующих верхнему и нижнему спиновым подуровням Ландау (см. рис. 8). Видно, что как в случае нижнего (рис. 8, *a*), так и в случае верхнего спиновых подуровней Ландау (рис. 8, *b*) осциллирующая часть керровского сигнала находится на долгоживущей подставке. Мы полагаем, что эта долгоживущая подставка связана со спиновой релаксацией, которая обусловлена процессом переворота спина. Время переворота спина существенно длиннее времени спиновой дефазировки и составляет более 30 нс для электронов верхнего спинового подуровня Ландау и несколько сот наносекунд для электронов нижнего спинового подуровня Ландау при температуре 2 К, при которой проводились измерения. Этот экспериментальный факт согласуется с данными работы [4].

Проведенный анализ экспериментальных зависимостей показал, что в наклонном магнитном поле можно разделить вклады в керровский сигнал от циклотронной прецессии электронов, обусловленный квантующей (фарадеевской) компонентой магнитного поля (долгоживущая подставка), и от осциллирующего вклада, обусловленного ларморовской прецессией электронов относительно направления внешнего магнитного поля (фойгтовская компонента). Было также установлено, что вклад в керровский сигнал от циклотронной прецессии электронов не чувствителен к факторам заполнения, вследствие чего в дальнейшем нас будет интересовать только осциллирующая часть керровских кривых, и долгоживущая подставка будет вычитаться.

Из рис. 8 видно, что время спиновой дефазировки электронов на верхнем спиновом подуровне Ландау существенно короче (порядка 300 пс вблизи фактора заполнения $\nu = 3$), чем время спиновой дефазировки электронов на нижнем спиновом подуровне Ландау (более 1 нс). Также было установлено, что время спиновой дефазировки электронов на верхнем спиновом подуровне Ландау нечувствительно к фактору заполнения.

На рис. 9, *a* представлена зависимость керровского сигнала от величины магнитного поля (цифры справа от кривых) вблизи фактора заполнения $\nu = 3$ для электронов нижнего спинового подуровня Ландау. Результат моноэкспоненциальной аппроксимации экспериментальных кривых по формуле (2) показан на рис. 9, *b*. Максимальное значение времени спиновой дефазировки ($B = 4.65$ Тл) точно соответствует фактору заполнения $\nu = 3$. При отходе от фактора заполнения $\nu = 3$

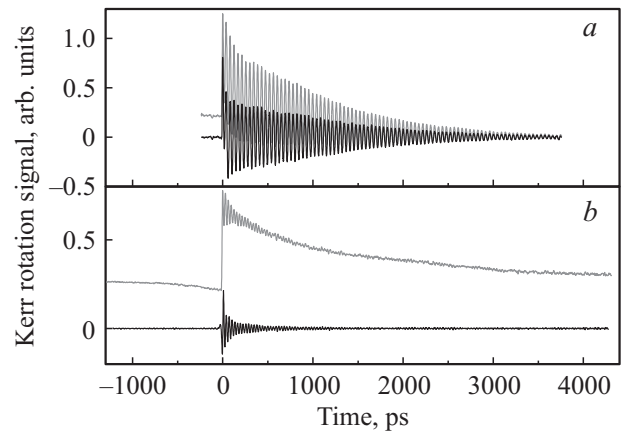


Рис. 8. Зависимость керровского сигнала (серые кривые), зарегистрированного в спектральных позициях, соответствующих нижнему (*a*) и верхнему (*b*) спиновым подуровням Ландау при $B = 4.66$ Тл ($\nu = 3$). Темные кривые получены после вычитания долгоживущей подставки.

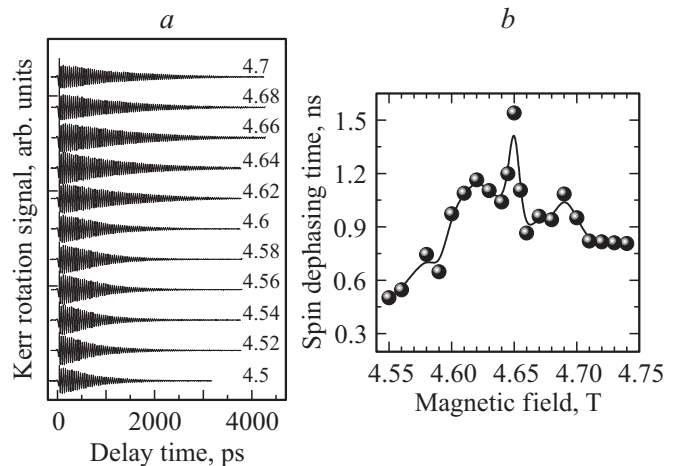


Рис. 9. *a* — зависимости керровского сигнала, зарегистрированного в спектральной позиции, соответствующей нижнему спиновому подуровню Ландау, от магнитного поля вблизи фактора заполнения $\nu = 3$. Кривые получены после вычитания долгоживущей подставки. *b* — сводная зависимость времени спиновой дефазировки электронов нижнего спинового подуровня Ландау от магнитного поля. Фактору заполнения $\nu = 3$ соответствует магнитное поле $B = 4.65$ Тл. Сплошная кривая проведена для удобства.

время сбоя фазы быстро падает, при этом наблюдаются при больших и меньших факторах заполнения (вблизи $\nu = 3$) немонотонности (дополнительные локальные максимумы) в поведении времени спиновой дефазировки. Это экспериментальное наблюдение согласуется с ранее полученными результатами в работе [2]. В нашем случае в отличие от вышеупомянутой работы точно было установлено, что такое поведение времени сбоя фазы имеет место только на нижнем спиновом подуровне Ландау. Это, на наш взгляд, существенно меняет понимание происходящих процессов. Мы свя-

зывается такое поведение времени спиновой дефазировки с особенностью поведения голдстоуновской моды, возбуждаемой в нашем эксперименте [1]. Немонотонное поведение вблизи нечетных факторов заполнения может быть обусловлено новым типом спиновых возбуждений, обнаруженных в работе [3].

4. Заключение

Таким образом, в данной работе была исследована когерентная спиновая динамика двумерных электронов разной плотности, в нулевом и квантующем магнитном поле. Обнаружено, что время спиновой дефазировки сверхлинейно увеличивается с уменьшением электронной плотности. Определена зависимость спин-орбитального расщепления от плотности электронного газа. В режиме целочисленного квантового эффекта Холла продемонстрировано, что вблизи фактора заполнения $\nu = 3$ возможно возбуждение голдстоуновской моды с временем затухания 1.5 нс. Также обнаружено, что время спиновой дефазировки двумерных электронов нижнего спинового подуровня Ландау ведет себя немонотонно вблизи нечетного фактора заполнения $\nu = 3$. Экспериментально обнаруженное немонотонное поведение времени спиновой дефазировки может быть объяснено в терминах нового типа циклотронных мод, возникающих в жидкостной спиновой текстуре.

Авторы выражают благодарность Л.В. Кулику, Л.Е. Голубу и М.М. Глазову за плодотворные обсуждения и замечания.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 12-02-00796).

Список литературы

- [1] S. Dickmann. Phys. Rev. Lett., **93**, 206 804 (2004).
- [2] D. Fokuoka, K. Oto, K. Muro, Y. Hirayama, N. Kumada. Phys. Rev. Lett., **105**, 126 802 (2010).
- [3] I.K. Drozdov, L.V. Kulik, A.S. Zhuravlev, V.E. Kirpichev, I.V. Kukushkin, S. Schmult, W. Dietsche. Phys. Rev. Lett., **105**, 126 802 (2010).
- [4] L.V. Kulik, A.S. Zhuravlev, V.E. Kirpichev, V.E. Bisti, I.V. Kukushkin. Phys. Rev. B, **87**, 045 316 (2013).
- [5] А.В. Ларионов, А.С. Журавлев. Письма ЖЭТФ, **97** (3), 156 (2013).
- [6] N.S. Averkiev, L.E. Golub, M. Willander. J. Phys.: Condens. Matter, **14**, R271 (2002).
- [7] A.V. Larionov, L.E. Golub. Phys. Rev. B, **78**, 033 302 (2008).
- [8] M. Griesbeck, M.M. Glazov, T. Korn, E.Ya. Sherman, D. Waller, C. Reichl, D. Schuh, W. Wegscheider, C. Schueller. Phys. Rev. B, **89**, 241 314(R) (2010).
- [9] Е.Л. Ивченко и М.М. Глазов. ЖЭТФ, **126**, 1465 (2004).
- [10] W.J.H. Leyland, R.T. Harley, M. Henini, A.J. Shields, I. Farrer, D.A. Ritchie. Phys. Rev. B, **76**, 195 305 (2007).

Редактор Т.А. Полянская