Письма в ЖЭТФ, том 74, вып. 7, с. 417 – 421

Теория биений фарадеевского вращения в квантовых ямах с большой величиной спинового расщепления

В. Н. Гриднев[1)]

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

Поступила в редакцию 11 июля 2001 г.
После переработки 22 августа 2001 г.

Теоретически исследована спиновая динамика электронов проводимости в квантовой яме со структурой цинковой обманки для случая, когда величина спинового расщепления превосходит уширение энергетических уровней вследствие столкновений. Показано, что при определенных условиях нормальная к плоскости квантовой ямы компонента спиновой плотности может осциллировать со временем и в отсутствие внешнего магнитного поля. Эти осцилляции могли бы возбуждаться и регистрироваться методом нелинейной двухимпульсной спектроскопии. В отличие от случая малого спинового расщепления, внешнее поперечное магнитное поле сильно влияет на спиновую динамику в этом режиме.

PACS: 76.20.+q, 78.20.Ls, 78.47.+p

В последние годы значительный интерес вызывают свойства когерентных спиновых состояний в полупроводниках и гибридных системах ферромагнетик – полупроводник [1 – 3]. Такие состояния обладают конечным временем жизни, поскольку тепловые флуктуации разрушают когерентность со скоростью, которая сильно зависит от свойств конкретной системы. Выявление факторов, влияющих на скорость разрушения спиновой когерентности, является одной из важных задач нового направления исследований в физике твердого тела – спинтронике.

Новым эффективным методом исследования спиновой динамики является метод нелинейной оптической двухимпульсной спектроскопии, в котором первый световой импульс циркулярно-поляризован и создает спиновую плотность (спиновую ориентацию) $\mathbf{S}_0$ возбужденных электронов, степень которой характеризуется величиной поворота плоскости поляризации θ второго, линейно-поляризованного импульса света.

Применение методов нелинейной импульсной спектроскопии позволило перейти от измерений усредненных величин к измерениям их временной эволюции. Так, зависимость поворота плоскости поляризации θ от времени задержки второго импульса t_d характеризует временную эволюцию спиновой ориентации $\mathbf{S}(t)$. Характер этой эволюции зависит от величины и направления внешнего магнитного поля $\mathbf{B}$. Спиновая когерентность обнаруживается по осцилляциям зависимости фарадеевского вращения от времени задержки t_d в поперечном (по отношению к направлению света) магнитном поле. Эти осцилляции связаны с квантовыми биениями между зеемановскими подуровнями электрона, и их затухание характеризует разрушение спиновой когерентности со временем [4].

В настоящей работе мы укажем на новые возможности, которые дает анализ временной зависимости $\mathbf{S}(t)$ для исследования спиновой динамики в полупроводниковых гетероструктурах. В частности, мы проанализируем осцилляции $S_z(t)$ в квантовой яме (ось z совпадает с нормалью к плоскости квантовой ямы) и покажем, что существование спинового расщепления зоны проводимости может приводить к существованию таких осцилляций и без внешнего магнитного поля.

Здесь необходимо пояснить, что процессы спиновой релаксации в полупроводниках интенсивно исследовались и ранее в связи с широким применением метода оптической ориентации [5]. Понимание микроскопических механизмов этих процессов, достигнутое в этих работах, является базой и для современных исследований. Однако выполненные ранее теоретические расчеты оптических эффектов, обусловленных спиновой релаксацией, исходили из предположения, что источники света, используемые для оптической накачки, являются непрерывными. Измеряемые при этом величины, например степень поляризации люминесценции, являются усредненными по времени жизни электрона в зоне проводимости. При таком усреднении неизбежно теряется часть информации о механизмах спиновой релаксации. Поэтому использование новых эксперименtальных методов и, в частности, методов нелинейной импульсной спект-

---

[1)] e-mail: gridnev@pop.ioffe.rssi.ru

роскопии, требует в ряде случаев дополнительного теоретического анализа спиновой динамики фотовозбужденных электронов.

Рассмотрим временную эволюцию спиновой плотности оптически ориентированных электронов в зоне проводимости квантовой ямы со структурой цинковой обманки во внешнем магнитном поле $\mathbf{B}$, параллельном плоскости квантовой ямы. В случае, когда можно пренебречь всеми релаксационными процессами кроме релаксации спина, для расчета зависимости среднего спина электрона $\mathbf{S}$ от времени обычно используют уравнение [5]

$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} = \Omega_L \times \mathbf{S} - \frac{\mathbf{S}}{\tau_{\mathrm{S}}(\mathbf{B})}, \tag{1}$$

где $\Omega_L = g\mu_B\mathbf{B}/\hbar$, $\tau_S(\mathbf{B})$ – время спиновой релаксации, зависящее, помимо чисто микроскопических факторов, также от величины и ориентации $\mathbf{B}$ относительно $\mathbf{S}(0)$. В геометрии Фойгта $\mathbf{B}\|x$ и $\mathbf{S}(0)\|z$ из уравнения (1) получаем

$$S_z(t) = S_z(0)\cos(\Omega_L t)\exp(-t/\tau_S). \tag{2}$$

В данном случае τ_S характеризует время затухания спиновой когерентности. Так как фарадеевское вращение $\theta(t_d) \sim S_z(t_d)$, то, измеряя затухание осцилляций $\theta(t_d)$, можно определить τ_S (более подробно см. в [4]). Эта методика применялась для исследования спиновой когерентности в объемных полупроводниках [6], квантовых ямах [1, 7] и квантовых точках [8].

Однако соотношение (2) и лежащее в его основе уравнение (1) применимы лишь при определенных условиях, характер которых зависит от механизма релаксации спина электронов. Экспериментальное определение основного механизма спиновой релаксации в каждом конкретном образце представляет собой непростую задачу, поскольку изменение таких параметров, как концентрация легирующих добавок и температуры, сильно меняет относительную роль различных механизмов [5, 9]. В образцах с высокой подвижностью и при высоких температурах доминирует механизм релаксации Дьяконова-Переля (ДП) [10], связанный со спин-орбитальным (спиновым) расщеплением зоны проводимости, которое описывается следующим членом в гамильтониане электронов:

$$V_s = \frac{\hbar}{2}\Omega_s(\mathbf{k})\boldsymbol{\sigma}, \tag{3}$$

где $\mathbf{k}$ – волновой вектор электрона, $\boldsymbol{\sigma} = \{\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z\}$ – матрицы Паули, а $\Omega_s(\mathbf{k})$ можно рассматривать как эффективное магнитное поле, зависящее от $\mathbf{k}$. В квантовых ямах двумерный вектор $\Omega_s(\mathbf{k})$ линейно зависит от k_x и k_y при малых $\mathbf{k}$ и в общем случае содержит два вклада, один из которых – объемный – связан с отсутствием центра инверсии в структуре цинковой обманки [11], а второй – поверхностный – присутствует только в асимметричных квантовых ямах [12]. Относительная величина этих вкладов может быть различна, важно, однако, что при заданной энергии электрона величина спинового расщепления электрона в достаточно узкой квантовой яме больше, чем в объемном материале [13], и, как следствие, в квантовых ямах возрастает роль механизма ДП спиновой релаксации. Эффективность этого механизма возрастает с увеличением параметра $\Omega_s\tau$, где τ – время релаксации импульса. При $\Omega_s\tau \gtrsim 1$ время спиновой релаксации $\tau_S \sim \tau$. Экспериментальные измерения спинового расщепления в квантовых ямах [14, 15] дают $\hbar\Omega_s \simeq 1$ мэВ при $k \simeq 10^{-6}$ см$^{-1}$. При $\tau \simeq 1$ пс параметр $\Omega_s\tau \sim 1$ и спин-орбитальное взаимодействие (3) нельзя рассматривать как малое возмущение.

В этих условиях простое уравнение (1), описывающее затухающую прецессию спина электрона в магнитном поле, перестает быть справедливым, поскольку взаимодействие (3) уже само по себе и без магнитного поля вызывает прецессию спинов. Последовательное рассмотрение этой задачи требует выхода за рамки приближения, в котором спиновое расщепление рассматривается как малое возмущение [10, 13].

Для того, чтобы рассчитать средний спин $\mathbf{S}(t)$, необходимо найти спиновую матрицу плотности электронов $\rho_{ss'}(\mathbf{k})$, где $s, s' = \pm\frac{1}{2}$, $\mathbf{k}$ – двумерный волновой вектор в плоскости квантовой ямы. Спин $\mathbf{S}(t)$ связан с $\rho_{ss'}(\mathbf{k})$ соотношением

$$\mathbf{S}(t) = \mathrm{Tr}\,\boldsymbol{\sigma}\int\frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^2}\hat{\rho}(\mathbf{k}, t). \tag{4}$$

Матрицу плотности $\hat{\rho}(\mathbf{k}, t)$ удобно представить в виде

$$\rho_{ss'}(\mathbf{k}, t) = \frac{1}{2}[n(\mathbf{k}, t)\delta_{ss'} + \boldsymbol{\sigma}_{ss'}\cdot\mathbf{S}(\mathbf{k}, t)]. \tag{5}$$

Вектор $\mathbf{S}(\mathbf{k}, t)$ определяет спиновую плотность и удовлетворяет следующему уравнению [10, 16]:

$$\frac{\mathbf{S}(\mathbf{k})}{dt} = \Omega(\mathbf{k}) \times \mathbf{S}(\mathbf{k}) + \\ + \int\frac{d\mathbf{k}'}{(2\pi)^2}W(\mathbf{k}, \mathbf{k}')(\mathbf{S}(\mathbf{k}') - \mathbf{S}(\mathbf{k})), \tag{6}$$

где $W(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ – вероятность рассеяния и $\Omega(\mathbf{k}) = \Omega_L + \Omega_s(\mathbf{k})$. Мы будем считать рассеяние упругим, то есть примем, что $W(\mathbf{k},\mathbf{k}')$ зависит только от угла между $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}'$. В правой части (6) мы опустили член, описывающий генерацию электронов, поскольку в случае достаточно короткого импульса накачки $\tau_p \approx 100$ фс генерацию электронов можно учесть, задав начальное условие $S_z^0(0) = S_0$. Чтобы упростить расчет, мы примем, что эффективное магнитное поле $\Omega_s(\mathbf{k})$ в (3) определяется каким-либо одним из двух вкладов: поверхностным, когда $\Omega_s(\mathbf{k}) \sim \{k_y, -k_x\}$, или объемным, $\Omega_s(\mathbf{k}) \sim \{k_x, -k_y\}$ (предполагаем, что квантовая яма имеет ориентацию [001]). В любом из этих двух случаев $\Omega_s(\mathbf{k}) = |\Omega_s(\mathbf{k})|$ не зависит от направления $\mathbf{k}$ и $\Omega_s(\mathbf{k})$ может быть представлено в виде

$$\Omega_s(\mathbf{k}) = \mathbf{a}e^{i\phi} + \mathbf{a}^* e^{-i\phi}, \tag{7}$$

где угол ϕ определяет направление вектора $\mathbf{k}$ в плоскости квантовой ямы, двумерный комплексный вектор $\mathbf{a}$ удовлетворяет условию $\mathbf{a}^2 = 0$ и линейно зависит от $\mathbf{k}$.

Следуя [16], разложим $\mathbf{S}(\mathbf{k})$ и $W(\mathbf{k},\mathbf{k}')$ в ряды Фурье:

$$\mathbf{S}(\mathbf{k}) = \sum_n \mathbf{S}^n e^{in\phi},$$
$$W(\phi - \phi') = \sum_n W_n e^{in(\phi-\phi')}.$$

Подставляя эти разложения в (6), получим бесконечную систему линейных дифференциальных уравнений для коэффициентов $\mathbf{S}^n(t)$, из которой необходимо найти z-компоненту полного спина $S_z^0(t)$, определяющую фарадеевское вращение. Метод решения этой системы уравнений зависит от параметра $\kappa = \Omega_s\tau$, где τ – время релаксации импульса. Если $\kappa \ll 1$, то $S_z^{n+1} \sim \kappa S_z^n$, и, до тех пор, пока нас интересует релаксация S_z^0, в получающейся системе уравнений можно пренебречь всеми $\mathbf{S}^n$ с $|n| \geq 2$. В этом случае $\mathbf{S}^0$ и $\mathbf{S}^{\pm 1}$ удовлетворяют следующей системе уравнений:

$$d\mathbf{S}^0/dt = \mathbf{a} \times \mathbf{S}^{-1} + \mathbf{a}^* \times \mathbf{S}^{+1} + \Omega_L \times \mathbf{S}^0, \tag{8}$$
$$d\mathbf{S}^{+1}/dt \ = \mathbf{a} \times \mathbf{S}^0 + \Omega_L \times \mathbf{S}^{+1} - \mathbf{S}^{+1}/\tau, \tag{9}$$
$$d\mathbf{S}^{-1}/dt \ = \mathbf{a}^* \times \mathbf{S}^0 + \Omega_L \times \mathbf{S}^{-1} - \mathbf{S}^{-1}/\tau, \tag{10}$$

где

$$\tau^{-1} = \int \frac{d\phi}{2\pi} W(\phi)[1 - \cos(\phi)]$$

определяет скорость релаксации импульса.

Спиновая динамика характеризуется собственными частотами системы уравнений (8) – (10). Замечательным свойством этой системы уравнений является то, что при $\Omega_L = 0$, то есть в случае отсутствия внешнего магнитного поля она дает точное и замкнутое уравнение для S_z^0, справедливое при любом значении параметра κ. Соответствующая собственная частота дается выражением

$$\omega_\perp = \frac{i}{2\tau}(1 - \sqrt{1 - 4\kappa^2}). \tag{11}$$

При $\kappa \ll 1$ собственное значение $-i\omega_\perp = 1/\tau_\perp = \kappa\Omega_s$ дает скорость релаксации z-компоненты спина в квантовой яме за счет механизма ДП [13]. В обратном предельном случае, $\kappa \gg 1$, из (11) получаем

$$\omega_\perp = i/2\tau + \Omega_s. \tag{12}$$

Таким образом, и без внешнего магнитного поля при большой величине спинового расщепления и высокой подвижности z-компонента спина осциллирует с частотой Ω_s, причем время затухания этих осцилляций $\tau_S = 2\tau$. Отметим, что собственная частота, соответствующая x- и y-компонентам спина, получается из (11) заменой $\Omega_s \to \Omega_s/\sqrt{2}$, что дает в два раза меньшую скорость релаксации этих компонент спина при $\kappa \ll 1$ [13] и в $\sqrt{2}$ раз меньшую частоту прецессии при $\kappa \gg 1$.

Рассмотрим теперь влияние поперечного магнитного поля на собственную частоту (11). При $\mathbf{B} \neq \neq 0$ нормальные и параллельные плоскости квантовой ямы компоненты спина оказываются связанными, и найти аналитическое решение кинетического уравнения (6) не удается. При $\kappa \ll 1$ мы находили собственные частоты системы уравнений (8)–(10) численно. При этом нас интересовали те из собственных частот, которые в нулевом магнитном поле дают скорости релаксации $1/\tau_\perp = \kappa\Omega_s$ и $1/\tau_\| = \kappa\Omega_s/2$ перпендикулярной и параллельной компонент спиновой плотности, соответственно. Численное исследование показало, что при увеличении магнитного поля релаксационные моды трансформируются в осциллирующие с частотой Ω_L моды, а времена релаксации, соответствующие этим модам, при $\Omega_L \gg 1/\tau$ выходят на постояное значение $\tau_\|$. Слабую зависимость τ_S от B можно объяснить взаимной компенсацией двух факторов, действующих противоположным образом. При увеличении B ось прецессии спина $\Omega_s + \Omega_L$ все больше приближается к Ω_L, что уменьшает скорость релаксации спина в механизме ДП [17]. С другой стороны, увеличивающаяся скорость прецессии спина в магнитном поле ведет к росту скорости его релаксации. В продольном магнитном поле работает лишь первый из этих факторов, поэтому время спиновой релаксации в продольном поле растет с ростом B [17].

Рассмотрим теперь влияние поперечного магнитного поля на спиновую динамику электронов в случае $\kappa \gg 1$. Качественно это влияние можно понять, если пренебречь в кинетическом уравнении (6) интегралом столкновений. В этом случае спин электрона с импульсом $\mathbf{k}$ испытывает прецессию, скорость и направление которой определяются вектором $\Omega(\mathbf{k}) = \Omega_s(\mathbf{k}) + \Omega_L$. Следовательно, в нашей модели при $\mathbf{B} \neq 0$ частота прецессии спина электрона становится зависящей от направления $\mathbf{k}$. Пренебрежем для упрощения расчета конечной шириной начального распределения фотовозбужденных электронов по энергиям, обусловленной конечной длительностью импульса накачки. Тогда для z-компоненты результирующего спина имеем

$$S_z(t) = S_z(0) \int \frac{d\phi}{2\pi} e^{-i\Omega(\mathbf{k})t}. \qquad (13)$$

Если $\Omega_s(\mathbf{k}) \sim \Omega_L$, то интерференция слагаемых с разными $\mathbf{k}$ в (13) приводит к быстрому падению $S_z(t)$ уже при $t \sim \Omega_s^{-1} \ll \tau$. Такое падение $S_z(t)$ конечно же не является истинным затуханием, то есть необратимым процессом, а представляет собой лишь начальную стадию некоторого квазипериодического процесса, обусловленную широким распределением частот прецессии спинов. Однако из-за наличия хотя и слабого, но истинного затухания начальное падение $S_z(t)$ по своему внешнему проявлению не будет отличаться от затухания, связанного с необратимостью. Наиболее сильно такое поведение выражено в случае равенства спинового и зеемановского расщеплений. В этом случае из (13) получаем

$$S_z(t) = S_z(0) J_0(2\Omega_L t), \qquad (14)$$

где $J_0(z)$ – функция Бесселя нулевого порядка, имеющая первый нуль при $z \approx 2.4$.

Здесь необходимо отметить, что принятое нами предположение о доминировании какого-либо одного из механизмов спинового расщепления – поверхностного или объемного – ведет (в линейном по $\mathbf{k}$ приближении) к независимости величины спинового расщепления от направления $\mathbf{k}$. Нарушение этого условия качественно не изменяет сделанных выводов при $\kappa \ll 1$, однако оказывается существенным при $\kappa \gg 1$. В этом случае интерференция осцилляций спинов электронов с разными $\mathbf{k}$ в (13) оказывается деструктивной уже и без магнитного поля и, следовательно, оказывается возможным падение $S_z(t)$ до нуля за время, существенно меньшее времени τ. При увеличении магнитного поля до значений, таких, что $\Omega_L \gg \Omega_s$, происходит восстановление режима с временем релаксации $\tau_S \sim \tau$. Отметим, что в объемном материале, из-за малой величины $\Omega_s(\mathbf{k})$, спиновая динамика является релаксационной и поэтому сильная анизотропия $\Omega_s(\mathbf{k})$ не приводит к указанным выше особенностям временной зависимости $\mathbf{S}(t)$.

В заключение отметим, что полученные в этой работе результаты, несмотря на их модельный характер, указывают на существенно новые возможности метода нелинейной двухимпульсной спектроскопии для исследования спиновой динамики в полупроводниковых гетероструктурах. Этот метод может быть использован для поиска и исследования гетероструктур с большой величиной спинового расщепления, спиновая динамика электронов в которых обладает рядом отличительных особенностей. При проведении экспериментальных исследований рассмотренных в статье эффектов необходимо учесть, что если процесс термализации фотоэлектронов протекает слишком быстро (за время, сравнимое с периодом осцилляций), то это затрудняет наблюдение осцилляций суммарного спина электронов. Эта проблема возникает во всех экспериментальных исследованиях спиновой когерентности. Для того, чтобы свести к минимуму деструктивное влияние термализации, необходимо, чтобы энергия фотоэлектрона была не слишком велика, в частности, она должна быть меньше энергии оптического фонона. При соблюдении этого условия возможно наблюдение осцилляций с периодом ~ 1 нс [6]. Однако уменьшение энергии фотоэлектрона ведет в нелегированных образцах к существенному уменьшению его импульса и, как следствие, к уменьшению спинового расщепления. Возможно поэтому для экспериментального обнаружения осцилляций фарадеевского вращения, обусловленного спиновым расщеплением зоны проводимости, целесообразно использовать легированные образцы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, программ “Фундаментальная спектроскопия” и “Оптика лазеров”.

---

1. D. D. Awschalom and J. M. Kikkawa, Physics Today **52**, 33 (1999).
2. A. Imamoglu, D. D. Awschalom, G. Burkard et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 1598 (2001).
3. P. Šeba, P. Exner, K. N. Pichugin et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 1598 (2001).
4. L. J. Sham, J. Magn. Mag. Mat. **200**, 219 (1999).
5. *Оптическая ориентация*, под ред. Б. П. Захарчени и Ф. Майера, Л.: Наука, 1989.
6. J. M. Kikkawa and D. D. Awschalom, Phys. Rev. Lett. **80**, 4313 (1998).

7. S. A. Crooker, D. D. Awschalom, J. J. Baumberg et al., Phys. Rev. **B56**, 7574 (1997).
8. J. A. Gupta, D. D. Awschalom, X. Peng et al., Phys. Rev. **B59**, R10421 (1999).
9. L. Viña, J. Phys.: Condens. Matter **11**, 5929 (1999).
10. М. И. Дьяконов, В. И. Перель, ЖЭТФ **60**, 1954 (1971); ФТТ **13**, 3581 (1971).
11. G. Dresselhaus, Phys. Rev. **100**, 580 (1955).
12. Ю. А. Бычков, Э. И. Рашба, Письма в ЖЭТФ **39**, 66 (1984).
13. М. И. Дьяконов, В. Ю. Качоровский, ФТП **20**, 178 (1986).
14. B. Jusserand, D. Richards, G. Allan et al., Phys. Rev. **B52**, 4707 (1995).
15. P. Ramvall, B. Kowalski, and P. Omling, Phys. Rev. **B55**, 7160 (1997).
16. M. Z. Maialle, E. A. de Andrada, and L. J. Sham, Phys. Rev. **B47**, 15776 (1993).
17. Е. Л. Ивченко, ФТТ **15**, 1566 (1973).