

Резонансное спиновое усиление в наноструктурах с анизотропной спиновой релаксацией и разбросом электронного g -фактора

© М.М. Глазов[¶], Е.Л. Ивченко

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

(Получена 6 февраля 2008 г. Принята к печати 11 февраля 2008 г.)

Теоретически исследуется спиновая динамика электронов в полупроводниках и структурах с квантовыми ямами в условиях, когда накачка и зондирование осуществляются в виде периодической серии импульсов. Показано, что при фиксированной задержке между импульсами накачки и зондирования сигнал спинового усиления как функция магнитного поля представляет собой ряд узких максимумов, обусловленных соизмеримостью периода спиновой прецессии и периода следования импульсов. В случае анизотропной спиновой релаксации максимум, центрированный на нулевом магнитном поле, оказывается подавленным по сравнению с соседними пиками. Проанализирована роль неоднородного уширения частоты ларморовской прецессии в формировании сигнала спинового усиления.

PACS: 76.30.Pk, 78.47.+p, 78.66.Fd, 78.67.De

1. Введение

Двухимпульсный метод „накачка–зондирование“ является одним из наиболее распространенных способов изучения спиновой когерентности носителей заряда в полупроводниковых структурах [1–5]. Суть метода заключается в том, что на образец падает периодическая последовательность двух импульсов: мощного циркулярно поляризованного импульса накачки, ориентирующего спины электронов и дырок, и слабого линейно поляризованного пробного импульса, зондирующего спиновую динамику электронов. Изучается зависимость угла поворота плоскости поляризации пробного луча от задержки между импульсами накачки и зондирования при отражении этого луча (сигнал Керра) или при его прохождении через образец (сигнал Фарадея). По этой зависимости находится время спиновой релаксации носителей заряда и их комплексов. В таких экспериментах можно наблюдать релаксацию спинов на временных интервалах, меньших периода следования импульсов, который, как правило, составляет величину порядка 10 нс.

В объемных полупроводниках GaAs [1], квантовых ямах CdTe/(Cd,Mg)Te [3,5] и массивах квантовых точек [6] время релаксации спиновых биений в поперечном магнитном поле достигает нескольких наносекунд. Поэтому к моменту прихода очередного импульса спиновая поляризация в системе затухает не полностью. Для определения времен спиновой релаксации в таком случае используется методика резонансного спинового усиления. Она состоит в следующем: при фиксированной величине межимпульсной временной задержки изучается зависимость керровского или фарадеевского сигналов от величины поперечного магнитного поля. Если при каком-то значении поля время повторения импульсов становится кратным периоду спиновой прецессии, угол вращения плоскости поляризации зондирующего импульса резко увеличивается по сравнению

с его значением для несоизмеримых частот, т.е. наблюдается *резонансное спиновое усиление*. Из таких магнитополевых зависимостей можно извлечь времена спиновой релаксации [1].

Доминирующим механизмом спиновой релаксации в полупроводниковых квантовых ямах в широком диапазоне температур и концентраций носителей является прецессионный механизм спиновой релаксации (механизм Дьяконова–Переля). Он обусловлен спиновым расщеплением дисперсионной кривой электронов, которое играет роль эффективного магнитного поля, жестко связанного с волновым вектором электрона. При свободном движении носителей спин электрона прецессирует вокруг эффективного магнитного поля, а рассеяние приводит к случайным изменениям направления частоты прецессии спина [7,8]. В квантовых ямах спиновая релаксация электронов существенно анизотропна. Например, в симметричных структурах с решеткой цинковой обманки, выращенных вдоль оси [001], имеются две линейно независимые компоненты тензора обратных времен спиновой релаксации, описывающие затухание спина, ориентированного вдоль оси роста и в плоскости, перпендикулярной ей. Асимметрия структуры приводит к появлению анизотропии релаксации спина в плоскости: компоненты тензора обратных времен спиновой релаксации, соответствующие осям $[1\bar{1}0]$ и $[110]$, различаются [9].

К настоящему времени построена теория резонансного спинового усиления в системах с изотропной спиновой релаксацией (см. например, [1,10] и ссылки, приведенные в этих работах). В данной статье развивается теория спинового усиления в случае анизотропной спиновой релаксации.

2. Спиновые биения при анизотропной релаксации

Рассмотрим квантовую яму, выращенную вдоль оси $z \parallel [001]$, оси x и y выберем в направлениях $[1\bar{1}0]$ и $[110]$

[¶] E-mail: glazov@coherent.ioffe.ru

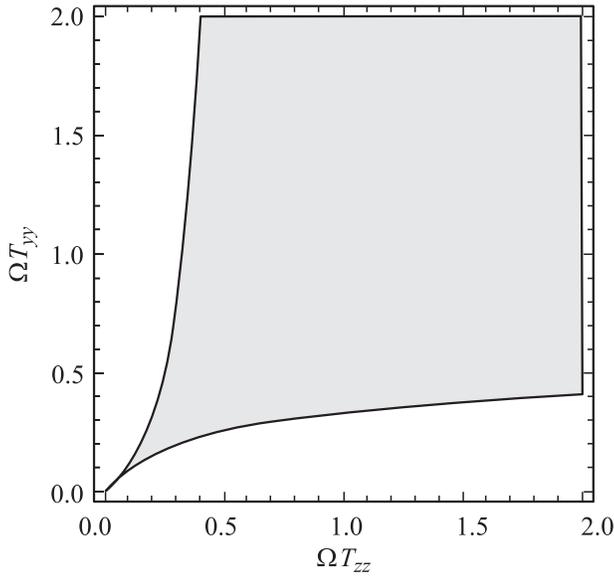


Рис. 1. Область на плоскости $(\Omega T_{zz}, \Omega T_{yy})$, в которой наблюдаются спиновые биения (затененная область).

соответственно. Магнитное поле приложено в плоскости структуры вдоль одной из главных осей, скажем, вдоль оси x . Уравнения кинетики, описывающие динамику полного спина электронного газа \mathbf{s} с компонентами s_x, s_y и s_z , имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{ds_x}{dt} + \frac{s_x}{T_{xx}} &= 0, \\ \frac{ds_y}{dt} + \frac{s_y}{T_{yy}} + \Omega s_z &= 0, \\ \frac{ds_z}{dt} + \frac{s_z}{T_{zz}} - \Omega s_y &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\Omega = g_e \mu_B B / \hbar$ — частота ларморовской прецессии спина во внешнем поле \mathbf{B} , g_e — электронный g -фактор, который для простоты считается изотропным, T_{jj} — время спиновой релаксации для спиновой компоненты s_j ($j = x, y, z$). Компонента спина s_x не смешивается полем с другими двумя компонентами, и решение первого из уравнений (1) имеет простой вид: $s_x(t) = s_{0,x} \exp(-t/T_{xx})$, где $s_{0,x}$ — ее начальное значение. В дальнейшем мы предполагаем условия оптического возбуждения, при которых $s_{0,x} = 0$, и обсуждаем только поведение компонент s_y и s_z .

В важном для сопоставления с экспериментами случае спиновой релаксации, обусловленной механизмом Дьяконова–Переля, выражения для обратных времен спиновой релаксации имеют вид [11]

$$\frac{1}{T_{zz}} = \frac{2}{T_{xx}} = \frac{2}{T_{yy}} = 4 \left(\frac{\beta}{\hbar} \right)^2 \langle k^2 \tau_1 \rangle. \quad (2)$$

Здесь β — константа при линейных по волновому вектору электрона \mathbf{k} спин-зависимых слагаемых в эффективном гамильтониане, которые имеют вид слагаемого

Дрессельхауза, $\beta(\sigma_x k_y + \sigma_y k_x)$, или слагаемого Рашбы, $\beta(\sigma_x k_x - \sigma_y k_y)$, τ_1 — время релаксации импульса одного электрона [12], угловые скобки означают усреднение по ансамблю носителей.

Предположим, что в начальный момент времени $t = 0$ в системе коротким импульсом циркулярно поляризованного света был создан спин, ориентированный по оси z . Начальным условием для системы (1) в таком случае будет $s_z = s_0, s_x = 0, s_y = 0$, где начальная спиновая поляризация s_0 зависит от правил отбора при возбуждении фотоэлектронов. Временная зависимость $s_z(t)$ записывается в виде [13]

$$s_z(t) = s_1 e^{-\lambda_1 t} + s_2 e^{-\lambda_2 t}, \quad (3)$$

где

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{T'} \pm i\tilde{\Omega}, \quad (4)$$

$$\frac{1}{T'} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{T_{zz}} + \frac{1}{T_{yy}} \right), \quad \tilde{\Omega} = \sqrt{\Omega^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{1}{T_{zz}} - \frac{1}{T_{yy}} \right)^2}, \quad (5)$$

$$s_1 = \frac{T_{zz}^{-1} - \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} s_0, \quad s_2 = -\frac{T_{zz}^{-1} - \lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} s_0. \quad (6)$$

Заметим, что в зависимости от соотношения между частотой Ω и обратным временем

$$\frac{1}{T'} = \frac{1}{2} \left| \frac{1}{T_{zz}} - \frac{1}{T_{yy}} \right|$$

величина $\tilde{\Omega}$ является или чисто вещественной, или чисто мнимой.

Для дальнейшего анализа уравнение (3) удобно переписать в виде

$$s_z(t) = s_0 e^{-t/T'} \left[\cos \tilde{\Omega} t + \left(\frac{1}{T_{zz}} - \frac{1}{T_{yy}} \right) \frac{\sin \tilde{\Omega} t}{2\tilde{\Omega}} \right], \quad (7)$$

справедливом при произвольном соотношении между Ω и обратным временем $1/T'$. Отсюда видно, что спиновая поляризация в системе может как демонстрировать затухающие биения, так и спадать без осцилляций [14]. Первое реализуется при вещественном $\tilde{\Omega}$, когда $\Omega T' > 1$, второе — при достаточно большой анизотропии времен релаксации, когда $\Omega T' < 1$, т.е. $|T_{zz}^{-1} - T_{yy}^{-1}| \geq 2\Omega$, и величина $\tilde{\Omega}$ мнимая. Во втором случае отношение $\sin(\tilde{\Omega}t)/\tilde{\Omega}$ можно заменить на $\sinh(|\tilde{\Omega}|t)/|\tilde{\Omega}|$. На рис. 1 схематично представлена область параметров $\Omega T_{zz}, \Omega T_{yy}$, где наблюдаются осцилляции спиновой поляризации. На границе области величина $\tilde{\Omega} = 0$, это магнитное поле назовем пограничным. Видно, что при малых $\Omega T_{zz}, \Omega T_{yy}$ эта область сконцентрирована вблизи диагонали $T_{zz} = T_{yy}$, а с ростом величин $\Omega T_{zz}, \Omega T_{yy}$ область спиновых биений расширяется. Наличие двух режимов спиновой динамики, а также перенормировка частоты прецессии спина по сравнению с ларморовской отличают рассматриваемую ситуацию от режима изотропной спиновой релаксации.

3. Резонансное спиновое усиление

Резонансное спиновое усиление возникает при инъекции электронных спинов последовательно импульсов поляризованного света, идущих с интервалом T_{rep} . Учитывая, что в эксперименте число этих импульсов велико, будем считать их последовательность бесконечной. Согласно (3), в этом случае стационарное значение спиновой поляризации носителей, наблюдаемое при фиксированной задержке Δt между импульсами накачки и зондирования, можно записать в виде

$$s_z(\Delta t) = \sum_{n=1}^{\infty} \left[s_1 e^{-\lambda_1(\Delta t + nT_{\text{rep}})} + s_2 e^{-\lambda_2(\Delta t + nT_{\text{rep}})} \right]. \quad (8)$$

Здесь Δt — задержка между импульсом зондирования и ближайшим последующим импульсом накачки, она может принимать любые отрицательные значения между $-T_{\text{rep}}$ и 0.

Суммируя геометрические прогрессии в (8), получим следующее компактное выражение, описывающее резонансное спиновое усиление в анизотропных системах:

$$s_z(\Delta t) = \frac{s_0}{2} e^{-(T_{\text{rep}} + \Delta t)/\bar{T}} \frac{e^{T_{\text{rep}}/\bar{T}} C[\tilde{\Omega}(T_{\text{rep}} + \Delta t)] - C(\tilde{\Omega}\Delta t)}{\cosh(T_{\text{rep}}/\bar{T}) - \cos(\tilde{\Omega}T_{\text{rep}})}, \quad (9)$$

где

$$C(x) = \cos x - \frac{1}{2\tilde{\Omega}} \left(\frac{1}{T_{zz}} - \frac{1}{T_{yy}} \right) \sin x.$$

Уравнение (9) является центральным результатом данной работы. Оно описывает спиновую поляризацию в экспериментах „накачка–зондирование“ при произвольной анизотропии спиновой релаксации и произвольном соотношении между частотой ларморовской прецессии электронных спинов и частотой следования импульсов.

Анализ формулы (9) показывает, что зависимость спина электронов от магнитного поля B при фиксированной задержке Δt состоит из последовательности максимумов, соответствующих условию $\cos(\tilde{\Omega}T_{\text{rep}}) \approx 2\pi N$, где N — целое число. Действительно, если период спиновой прецессии в магнитном поле $2\pi/\tilde{\Omega}$ и период повторения импульсов оказываются кратными, то спин, инжектируемый очередным импульсом накачки, оказывается в фазе с прецессирующим спином электронов. В результате спиновая поляризация в системе возрастает.

В случае изотропной спиновой релаксации, когда $T_{zz} = T_{yy} \equiv T$ и $\tilde{\Omega} = \Omega$, функция $C(x) \rightarrow \cos x$ и (9) сводится к известному в литературе выражению [10]

$$s_z(\Delta t) = \frac{s_0}{2} e^{-(T_{\text{rep}} + \Delta t)/T} \times \frac{\cos(\Omega\Delta t) - e^{T_{\text{rep}}/T} \cos[\Omega(T_{\text{rep}} + \Delta t)]}{\cos(\Omega T_{\text{rep}}) - \cosh(T_{\text{rep}}/T)}. \quad (10)$$

Проанализируем для уравнения (9), описывающего спиновое усиление при анизотропной релаксации, три важных предельных случая.

1) Магнитное поле равно нулю, и после одиночного импульса накачки $s_z(t) = s_0 e^{-t/T_{zz}}$. Таким образом, сигнал резонансного спинового усиления равен

$$s_z(\Delta t; \Omega = 0) = s_0 \sum_{n=1}^{\infty} e^{-(\Delta t + nT_{\text{rep}}/T_{zz})} = \frac{e^{-\Delta t/T_{zz}}}{e^{T_{\text{rep}}/T_{zz}} - 1} s_0. \quad (11)$$

2) В пограничном магнитном поле, $\tilde{\Omega} = 0$, пренебрегая $|\Delta t|$ по сравнению с периодом повторения импульсов, имеем

$$s_z(0; \tilde{\Omega} = 0) = s_0 \left[\frac{1}{e^{T_{\text{rep}}/\bar{T}} - 1} - \frac{1}{4} \left(\frac{1}{T_{zz}} - \frac{1}{T_{yy}} \right) \frac{T_{\text{rep}}}{\cosh(T_{\text{rep}}/\bar{T}) - 1} \right]. \quad (12)$$

3) Магнитное поле, соответствующее максимуму: $\tilde{\Omega} = 2\pi N$, $N \neq 0$ — целое ($2\pi N|\Delta t/T_{\text{rep}}| \ll 1$). В таком случае имеем

$$s_z(\Delta t; \tilde{\Omega}T_{\text{rep}} = 2\pi N) = \frac{e^{-\Delta t/\bar{T}}}{e^{T_{\text{rep}}/\bar{T}} - 1} s_0. \quad (13)$$

Из сопоставления уравнений (11) и (13) видно, что $s_z(\Delta t; \tilde{\Omega} = 2\pi N) > s_z(\Delta t; \Omega = 0)$, поскольку в механизме Дьяконова–Переля $T_{zz} < T_{yy}$, (см. уравнение (2), а также [9]).

Вблизи максимума, когда $|\tilde{\Omega}T_{\text{rep}} - 2\pi N| \ll 1$ и $|\Delta t/T_{\text{rep}}| \ll 1$, выражение (9) можно переписать в виде функции Лоренца

$$s_z(0, \tilde{\Omega}) = s_0 \frac{1 - e^{-T_{\text{rep}}/\bar{T}}}{(\tilde{\Omega}T_{\text{rep}} - 2\pi N)^2 + 2[\cosh(T_{\text{rep}}/\bar{T}) - 1]}. \quad (14)$$

В этом приближении ширина пика определяется величиной

$$\Delta = \sqrt{2[\cosh(T_{\text{rep}}/\bar{T}) - 1]}, \quad (15)$$

которая в пределе больших времен спиновой релаксации, $T_{\text{rep}}/\bar{T} \ll 1$, сводится к $\Delta \approx T_{\text{rep}}/\bar{T}$, и она тем меньше, чем больше время спиновой релаксации \bar{T} .

Зависимости s_z при фиксированной задержке Δt от величины магнитного поля, выраженной в единицах ΩT_{rep} , представлены на рис. 2: a отвечает случаю изотропной спиновой релаксации, b — случаю умеренной анизотропии, $T_{zz}/T_{yy} = 1/2$, и c — случаю сильной анизотропии, $T_{zz}/T_{yy} = 1/10$. В согласии с (9) сигнал резонансного спинового усиления как функция магнитного поля состоит из пиков, соответствующих $\tilde{\Omega}T_{\text{rep}} = 2\pi N$, где N — целое.

Структура пиков существенно различается в случаях изотропной и анизотропной спиновой релаксации. В первом случае (рис. 2, *a*) все пики имеют одинаковую высоту, в то время как при анизотропной спиновой релаксации (рис. 2, *b*, *c*) высота пиков при $\Omega \neq 0$ оказывается больше. Это является следствием анизотропии

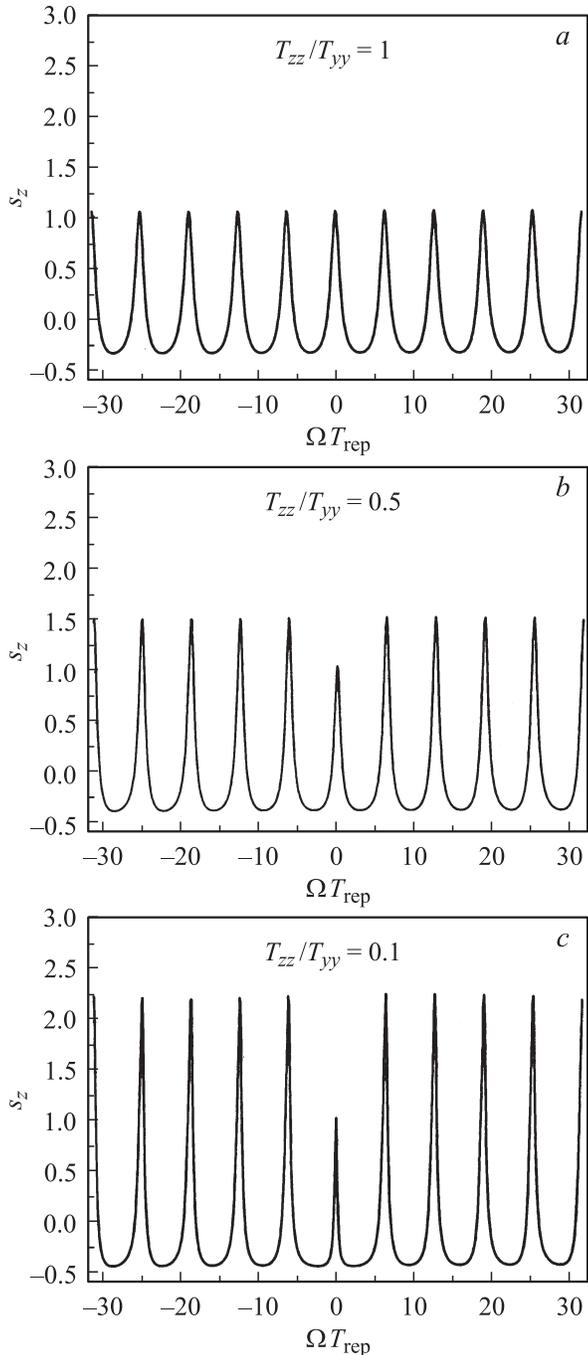


Рис. 2. Сигнал резонансного спинового усиления s_z (ΩT_{rep}). *a* — случай изотропной спиновой релаксации ($T_{zz}/T_{yy} = 1$); *b* — $T_{zz}/T_{yy} = 1/2$, что соответствует аксиально симметричной квантовой яме; *c* — $T_{zz}/T_{yy} = 1/10$. Кривые нормированы на значение $s_z(t=0)$. Остальные параметры расчета: $T_{\text{rep}}/T_{zz} = 2/3$, $-\Delta t/T_{\text{rep}} = 1/250$.

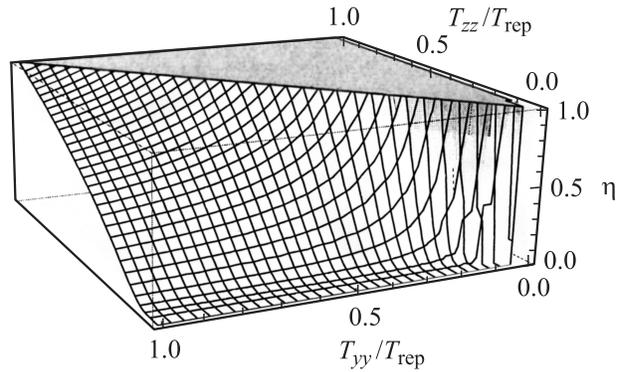


Рис. 3. Зависимость отношения высоты центрального пика сигнала спинового усиления к первому как функция T_{zz}/T_{rep} и T_{yy}/T_{rep} . Показана часть зависимости при $T_{zz} \leq T_{yy}$.

спиновой релаксации. В нулевом магнитном поле сигнал спинового усиления определяется лишь величиной продольного времени спиновой релаксации T_{zz} — см. уравнение (11). С ростом магнитного поля прецессия спина приводит к тому, что затухание спиновых биений, согласно (5), определяется большим временем \bar{T} , поскольку релаксация y -компоненты спина идет медленнее.

Отношение высот нулевого пика и последующих (с номерами, удовлетворяющими условию $2\pi N\Delta t/T_{\text{rep}} \ll 1$) определяется согласно (11), (13) как

$$\eta = \frac{e^{T_{\text{rep}}/\bar{T}} - 1}{e^{T_{\text{rep}}/T_{zz}} - 1} \leq 1. \quad (16)$$

Соответствующая зависимость $\eta(T_{zz}, T_{yy})$ показана на рис. 3. Из рисунка хорошо видно, что с увеличением анизотропии спиновой релаксации амплитуда центрального пика уменьшается. Отметим, что если период повторения импульсов мал, $T_{\text{rep}} \ll T_{zz}, T_{yy}$, то $\eta = \bar{T}/T_{zz}$ и не зависит от периода следования импульсов. В противоположном предельном случае, $T_{\text{rep}} \gg T_{zz}, T_{yy}$, $\eta \rightarrow \exp [T_{\text{rep}}(T_{yy} - T_{zz})/(2T_{yy}T_{zz})]$ и центральный пик экспоненциально подавлен, а зависимость η от величин T_{zz}, T_{yy} особенно резкая.

4. Роль неоднородного уширения

Выше мы предполагали, что время затухания спиновых биений не зависит от магнитного поля. Это условие, по-видимому, нарушается в экспериментах „накачка–зондирование“, например, в объемном GaAs [1] и в квантовых ямах CdTe/(Cd,Mg)Te [3], где основным механизмом спиновой декогерентности является разброс величин g -факторов. С увеличением магнитного поля наблюдаемые времена спиновой релаксации уменьшаются, а пики резонансного спинового усиления увеличиваются.

Для описания этого эффекта усредним выражение (9) по распределению ларморовских частот $f(\Omega)$, обусловленному разбросом значений электронного g -фактора.

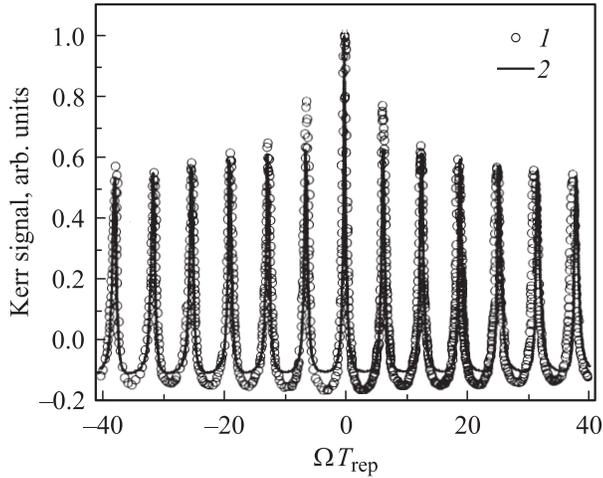


Рис. 4. Сигнал резонансного спинового усиления как функция ΩT_{rep} . 1 — углы керровского вращения, данные работы [10] на образце объемного *n*-GaAs при 6 К. 2 — подгонка, расчет при следующих значениях параметров: разброс величин *g*-фактора $\Delta g_e/\bar{g}_e = 0.35\%$, период повторения импульсов $T_{\text{rep}} = 12.5$ нс, времена спиновой релаксации $T_{zz} = T_{yy} = 40$ нс, задержка $\Delta t = -50$ пс.

Простое аналитическое выражение, описывающее пики резонансного спинового усиления, можно получить, воспользовавшись приближением (14) для формы пика в отсутствие неоднородного уширения и предположив, что разброс ларморовских частот также описывается лоренцианом,

$$f(\Omega) = \frac{\sigma}{\pi[(\Omega - \Omega_0)^2 + \sigma^2]},$$

где $\Omega_0 = \bar{g}_e \mu_B B / \hbar$, \bar{g}_e — среднее значение электронного *g*-фактора, а дисперсия частот σ связана с разбросом значений *g*-фактора соотношением

$$\sigma = \frac{\Delta g_e}{\bar{g}_e} \Omega_0.$$

В таком случае имеем

$$\langle s_z(0, \tilde{\Omega} T_{\text{rep}}) \rangle = s_0 \frac{\Delta + \sigma}{\Delta} \frac{1 - e^{-T_{\text{rep}}/\bar{T}}}{(\tilde{\Omega} T_{\text{rep}} - 2\pi N)^2 + (\Delta + \sigma)^2}. \quad (18)$$

С ростом неоднородного уширения σ высота пиков, описываемых уравнением (18), уменьшается, а ширина увеличивается.

В экспериментах, как правило, реализуется гауссово распределение частот спиновой прецессии,

$$f(\Omega) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\Omega - \Omega_0)^2}{2\sigma^2}\right],$$

которое мы будем использовать далее для численных расчетов сигналов спинового усиления.

На рис. 4 проведено сопоставление развитой здесь теории с экспериментальными данными по резонансному спиновому усилению в объемном GaAs *n*-типа

проводимости (см. рис. 18 из [10]). Точками 1 показаны экспериментальные данные по керровскому вращению, кривая 2 рассчитана при следующих параметрах: $\Delta g_e/\bar{g}_e = 0.35\%$, $T_{\text{rep}} = 12.5$ нс, $T_{zz} = T_{yy} = 40$ нс, $\Delta t = -50$ пс (величины Δt и T_{rep} взяты из работы [10]). Значения времен спиновой релаксации и разброса величин электронного *g*-фактора служили подгоночными параметрами и выбраны из наилучшего согласия с экспериментом. Заметим, что величина разброса *g*-факторов весьма близка к значению, полученному для объемных кристаллов GaAs в [1]. Некоторое несоответствие минимумов сигнала можно было бы устранить корректировкой выбора нуля сигнала, т.е. общим вертикальным сдвигом экспериментальных точек.

Результаты расчета сигналов спинового усиления при анизотропной релаксации представлены на рис. 5. Рис. 5, *a* соответствует $\Delta g_e/\bar{g}_e = 0.05$, а рис. 5, *b* — $\Delta g_e/\bar{g}_e = 0.1$. Амплитуды всех пиков, кроме центрального, монотонно убывают с ростом их номера, сами пики уширяются, так как, согласно (17), дисперсия σ пропор-

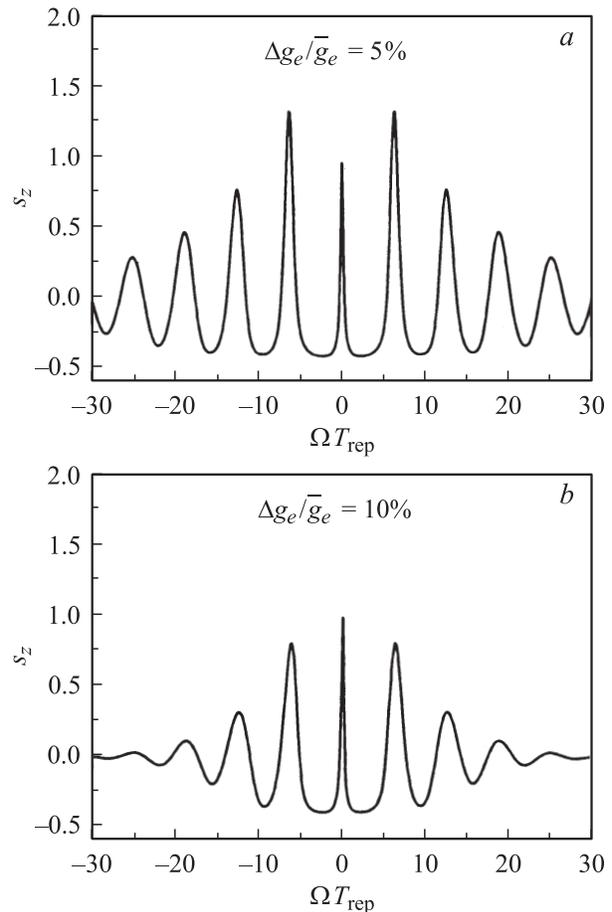


Рис. 5. Сигнал резонансного спинового усиления $s_z(t)$ как функция ΩT_{rep} . Спиновая релаксация анизотропна, $T_{zz}/T_{yy} = 1/10$. *a* — 5%-й разброс величин *g*-фактора, *b* — 10%-й разброс величин *g*-фактора. Кривые нормированы на значение $s_z(t=0)$. Остальные параметры такие же, как и при расчете кривых рис. 2: $T_{\text{rep}}/T_{zz} = 2/3$, $-\Delta/T_{\text{rep}} = 1/250$.

циональна магнитному полю B и, значит, ширина пиков растет линейно с ростом $|N|$. Соотношение высот центрального пика и пиков с номерами ± 1 может быть произвольным. При достаточно малом разбросе g -факторов центральный пик меньше соседних (см. рис. 5, *a*), это соответствует случаю, когда темп дефазировки за счет неоднородного уширения при $\Omega T_{\text{гер}} = \pm 2\pi$ мал по сравнению с \bar{T} . С ростом неоднородного уширения пики с номерами ± 1 становятся все ниже, и если дефазировка, обусловленная разбросом g -факторов, доминирует уже при $\Omega T_{\text{гер}} = \pm 2\pi$, центральный пик оказывается выше соседних, как и в случае изотропной спиновой релаксации (рис. 5, *b*).

Заметим, что при накачке и зондировании в одном и том же направлении z и приложении магнитного поля перпендикулярно начальному спину фотоносителей средний спин $\langle s_z(0, \Omega T_{\text{гер}}) \rangle$ является четной функцией поля и пики с номерами $|N|$ и $-|N|$ имеют одинаковые высоту и ширину.

Предложенный выше метод учета неоднородного уширения эффекта Зеемана предполагает, что электроны локализованы на примесях или неоднородностях кристаллической решетки, значения электронного g -фактора для разных центров локализации неодинаковы и время возможного перескока электрона с одного центра локализации на другой превышает период повторения импульсов $T_{\text{гер}}$. Для свободных трех- или двумерных электронов g -фактор зависит от их кинетической энергии: $g_e = g_e(E)$. Эта зависимость также приводит к дефазировке резонансного усиления спина с эффективной скоростью спиновой релаксации $T_{\text{эф}}^{-1} \sim (\Delta\Omega)^2 \tau_e$, где $\Delta\Omega$ — характерное отклонение частоты спиновой прецессии от ее среднего значения при заданном распределении по энергии электронного газа, τ_e — время релаксации электрона по энергии. Приведенная оценка для $T_{\text{эф}}$ согласуется с результатами работы [15], если введенное в этой работе время $\tilde{\tau}_{00}^1$ отождествить с τ_e . Важным различием рассмотренных механизмов неоднородного уширения является зависимость эффективного времени дефазировки биений от магнитного поля. Если электроны локализованы, то, как несложно убедиться из (17) и (18), $T_{\text{эф}}^{-1} \propto B$. Для свободных носителей эффективная скорость спиновой релаксации $T_{\text{эф}}^{-1} \propto B^2$.

5. Заключение

Таким образом, мы теоретически исследовали резонансное спиновое усиление в полупроводниковых структурах с анизотропной спиновой релаксацией. Наблюдаемый угол вращения плоскости поляризации в экспериментах „накачка—зондирование“ пропорционален спиновой поляризации носителей заряда. При фиксированной задержке между пробным и зондирующим лучами зависимость угла керровского вращения пробного импульса от магнитного поля состоит из последовательности резких максимумов. Пик, соответствующий нуле-

вому магнитному полю, имеет меньшую высоту, чем последующие. Отношение высот пиков характеризует степень анизотропии времен спиновой релаксации для компонент спина вдоль оси структуры и в плоскости структуры в направлении, перпендикулярном магнитному полю.

Изучено влияние неоднородного уширения, связанного с разбросом величин g -фактора электронов. Показано, что в зависимости от уширения и анизотропии спиновой релаксации центральный пик может быть ниже или выше соседних, а высоты последующих пиков будут монотонно спадать с ростом величины магнитного поля.

Работа была частично поддержана грантами РФФИ, программами РАН и фондом некоммерческих программ „Династия“—МЦФФМ.

Авторы благодарны Д.Р. Яковлеву и И.А. Юговой за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] J.M. Kikkawa, D.D. Awschalom. Phys. Rev. Lett., **80**, 4313 (1998).
- [2] M.A. Brand, A. Malinowski, O.Z. Karimov, P.A. Marsden, R.T. Harley, A.J. Shields, D. Sanvitto, D.A. Ritchie, M.Y. Simmons. Phys. Rev. Lett., **89**, 236 601 (2002).
- [3] E.A. Zhukov, D.R. Yakovlev, M. Bayer, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut. Phys. Status Solidi B, **243**, 878 (2006).
- [4] G.V. Astakhov, T. Kiessling, D.R. Yakovlev, E.A. Zhukov, M. Bayer, W. Ossau, B.P. Zakharchenya, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut. Phys. Status Solidi B, **243**, 858 (2006).
- [5] E.A. Zhukov, D.R. Yakovlev, M. Bayer, M.M. Glazov, E.L. Ivchenko, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut. Phys. Rev. B, **76**, 205 310 (2007).
- [6] A. Greilich, R. Oulton, E.A. Zhukov, I.A. Yugova, D.R. Yakovlev, M. Bayer, A. Shabaev, A.L. Efros, I.A. Merkulov, V. Stavarache, D. Reuter, A. Wieck. Phys. Rev. Lett., **96**, 227 401 (2006).
- [7] М.И. Дьяконов, В.И. Перель. ФТТ, **13**, 3581 (1972).
- [8] М.И. Дьяконов, В.Ю. Качоровский. ФТП, **20**, 178 (1986).
- [9] N. Averkiev, L. Golub, M. Willander. J. Phys.: Condens. Matter, **14**, 271 (2002).
- [10] B. Beschoten. In: *Lecture Manuscripts of the 36th Spring School of the Institute of Solid State Research „Magnetism goes Nano“*, ed. by S. Bluegel, Th. Brueckel and C.M. Schneider [Reihe Matter and Materials (Forschungszentrum Juelich GmbH, 2005) v. 26, p. E7.1].
- [11] E.L. Ivchenko. *Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures* (Alpha Science, Harrow UK, 2005).
- [12] W.J.H. Leyland, G.H. John, R.T. Harley, M.M. Glazov, E.L. Ivchenko, D.A. Ritchie, I. Farrer, A.J. Shields, M. Henini. Phys. Rev. B, **75**, 165 309 (2007).
- [13] S. Dohrmann, D. Hagele, J. Rudolph, M. Bichler, D. Schuh, M. Oestreich. Phys. Rev. Lett., **93**, 147 405 (2004).
- [14] K. Morita, H. Sanada, S. Matsuzaka, C.Y. Hu, Y. Ohno, H. Ohno. Appl. Phys. Lett., **87**, 171 905 (2005).
- [15] F.X. Bronolt, I. Martin, A. Saxena, D.L. Smith. Phys. Rev. B, **66**, 233 206 (2002).

Редактор Л.В. Шаронова

Resonant spin amplification in nanostructures with anisotropic spin relaxation and spread of electron g -factor

M.M. Glazov, E.L. Ivchenko

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

Abstract Spin dynamics of electrons in semiconductors and quantum well structures is studied theoretically under the conditions where the pumping and probing take places as periodic series of pulses. It is shown that at a fixed delay between pump and probe pulses the spin amplification signal represents a series of narrow peaks due to commensurability of a spin precession period and a pulse repetition period. In the case of anisotropic spin relaxation a peak centered at zero magnetic field turns out to be suppressed as compared with the neighbouring peaks. The role of inhomogeneous broadening of the Larmor precession frequency in the formation of spin amplification signal is analysed.