Эффекты спин-орбитального взаимодействия в полупроводниках. Конспект лекций для аспирантов. Лекция 2

М. М. Глазов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе

Краткий конспект лекций для аспирантов, прочитанных в рамках курсов "Физика полупроводников" и "Физика конденсированного состояния". В тексте возможны опечатки и неточности. Также приведен список литературы, по гиперссылкам доступны полные тексты статей и книг. Основные источники:

- Сборник под редакцией Б.П. Захарчени и Ф. Мейера, *Оптическая ориентация* [1];
- Сборник под редакцией М.И. Дьяконова, *Spin physics in Semiconductors* [2];
- M.M. Glazov, *Electron & Nuclear Spin Dynamics in Semiconductor Nanostructures* [3].

I. СПИНОВАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ. МЕХАНИЗМ ДЬЯКОНОВА-ПЕРЕЛЯ

A. Кинетическая теория

На прошлой лекции мы обсуждали спиновые расщепления дисперсионных кривых электронов и дырок и получили, что в нецентросимметричных системах спиновое вырождение электронных состояний снято: $E_s(\boldsymbol{k}) \neq E_{-s}(\boldsymbol{k})$. Это расщепление можно представить как эффективное магнитное поле, действующее на электронный спин

$$\mathcal{H}_{so} = \frac{\hbar}{2}(\boldsymbol{\Omega}_{\boldsymbol{k}} \cdot \boldsymbol{\sigma}). \tag{1}$$

Здесь $\boldsymbol{\Omega}_{\boldsymbol{k}}$ – эффективная частота прецессии спина, $\boldsymbol{\Omega}_{\boldsymbol{k}} = -\boldsymbol{\Omega}_{-\boldsymbol{k}}$. Таким образом, если электрон движется, то его спин испытывает эффективное магнитное поле, величина и направление которого жестко связаны с его волновым вектором. Наиболее ярким эффектом этого поля является спиновая релаксация неравновесного спина по механизму Дьяконова-Переля.

Рассмотрим электрон в кристалле, пусть $\bar{E} = \hbar^2\bar{k}^2/2m$ – характерная энергия электрона ($\bar{k} = k_F$ – фермиевский волновой вектор или k_T – тепловой волновой вектор). При движении электрон рассеивается на дефектах: примесях, фононах и т.п. Введем время τ – время свободного пробега (время между актами рассеяния). За время τ направление импульса данного электрона становится случайным. Пусть)для простоты) рассеяние упругое или квазиупругое.

Будем считать, что

$$\frac{\bar{E}\tau}{\hbar} \gg 1,$$

т.е. уширение электронных уровней за счет рассеяния мало. Это соответствует делокализованным электронам, которые лишь изредка сталкиваются с дефектами.

Спиновая динамика характеризуется двумя безразмерными параметрами:

$$\frac{\hbar\Omega}{\bar{E}}, \quad \text{и} \quad \Omega\tau,$$

где Ω – характерная частота спиновой прецессии в (1). Первый параметр $\hbar\Omega/\bar{E}$ по своему физическому смысле квантовый. В типичных структурах $\hbar\Omega \ll 1$ meV, а $\bar{E} \sim 5\ldots 10$ meV. Здесь и далее считаем $\hbar\Omega/\bar{E} \ll 1$, поэтому влиянием спина на орбитальное движение электрона можно пренебречь.

В то же время параметр $\delta\varphi = \Omega\tau$ может быть как больше, так и меньше единицы (в зависимости от силы спин-орбитальной связи, качества структуры и температуры). Этот параметр – классический – он характеризует угол поворота спина между последовательными столкновениями. Рассмотрим для начала режим частых столкновений:

$$\delta\varphi = \Omega\tau \ll 1. \tag{2}$$

В каждом акте рассеяния волновой вектор электрона $\boldsymbol{k}$ меняется случайным образом, поэтому направление $\boldsymbol{\Omega_k}$ также меняется случайно. Таким образом спин совершает случайные блуждания по сфере, см. рис. 1.

Оценим, на какой типичный угол повернется спин электрона за N столкновений. Средний квадрат такого угла можно записать в виде

$$\Phi^2 = (\delta\varphi)^2 N. \tag{3}$$

Начальное направление спина будет потеряно, если $\Phi^2 \sim 1$. Это произойдет за время спиновой релаксации τ_s. Число столкновений будет $N = \tau_s/\tau$, иными словами

$$1 \sim (\Omega\tau)^2 \frac{\tau_s}{\tau} \quad \Rightarrow \quad \frac{1}{\tau_s} \sim \Omega^2\tau. \tag{4}$$

Этот результат принадлежит М.И. Дьяконову и В.И. Перелю, М. И. Дьяконов, В. И. Перель. *Спиновая релаксация электронов проводимости в полупроводниках без центра инверсии,* ФТТ **13**, 3581 (1972) [4]. Важным следствием этого результата является то, что чем чище структура, т.е. чем больше τ, тем меньше τ_s, т.е. тем быстрее идет спиновая релаксация. Поэтому в механизме Дьяконова-Переля спиновая релаксация замедляется за счет столкновений.

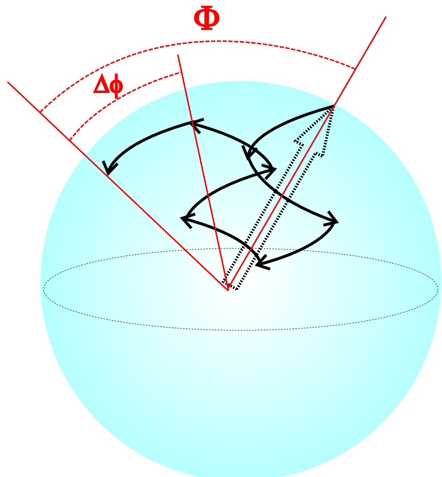

Рис. 1. Спиновая релаксация в механизме Дьяконова-Переля: спин совершает случайные блуждания и релаксирует.

Опишем релаксацию спина в механизме Дьяконова-Переля в рамках кинетической теории. Динамика спина ансамбля электронов описывается в рамках спиновой матрицы плотности $\rho_{\boldsymbol{k}} = f_{\boldsymbol{k}} I + \boldsymbol{S}_{\boldsymbol{k}} \cdot \boldsymbol{\sigma}$, где $\boldsymbol{S}_{\boldsymbol{k}}$ – функция распределения спина электронов. В отсутствие процессов рассеяния функция $\boldsymbol{S}_{\boldsymbol{k}}$ описывается уравнением

$$\frac{\partial \boldsymbol{S}_{\boldsymbol{k}}}{\partial t} + \boldsymbol{S}_{\boldsymbol{k}} \times \boldsymbol{\Omega}_{\boldsymbol{k}} = 0.$$

Здесь частота прецессии спина $\boldsymbol{\Omega}_{\boldsymbol{k}}$ дается формулой (1). Это уравнение описывает прецессию спина, обусловленную спиновым расщеплением электронных зон. Процессы рассеяния можно описать, добавив в правую часть уравнения интеграл столкновений:

$$\frac{\partial \boldsymbol{S}_{\boldsymbol{k}}}{\partial t} + \boldsymbol{S}_{\boldsymbol{k}} \times \boldsymbol{\Omega}_{\boldsymbol{k}} = \mathrm{St}\{\boldsymbol{S}\}. \tag{5}$$

В простейшем случае упругих процессов

$$\mathrm{St}\{\boldsymbol{S}\} = \sum_{\boldsymbol{k}'} \left[W_{\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}'} \boldsymbol{S}_{\boldsymbol{k}'} - W_{\boldsymbol{k}',\boldsymbol{k}} \boldsymbol{S}_{\boldsymbol{k}} \right] = -\frac{\delta \boldsymbol{S}_{\boldsymbol{k}}}{\tau}.$$

Здесь мы воспользовались приближением времени релаксации, $\delta \boldsymbol{S}_{\boldsymbol{k}} = \boldsymbol{S}_{\boldsymbol{k}} - \bar{\boldsymbol{S}}_k$ – анизотропная в $\boldsymbol{k}$-пространстве часть функции распределения, черта сверху обозначает усреднение по углам вектора $\boldsymbol{k}$.

В качестве конкретного примера рассмотрим двумерный электронный газ в плоскости (xy), пусть $\boldsymbol{\Omega}_{\boldsymbol{k}} \parallel (xy)$. Считаем, что электроны вырождены, а в начальный момент спин электронного газа был выстроен вдоль оси z. Кинетическое уравнение (5) можно преобразовать к следующему виду

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}+\frac{1}{\tau}\right)\frac{\partial}{\partial t}S_{z,\boldsymbol{k}}+\Omega_{\boldsymbol{k}}^2 S_{z,\boldsymbol{k}}+\left(\frac{\partial}{\partial t}+\frac{1}{\tau}\right)\frac{S_{z,\boldsymbol{k}}-\bar{S}_{z,k}}{\tau}=0. \tag{6}$$

Это уравнение следует дополнить начальными условиями $S_{z,\boldsymbol{k}}(t=0)=S_z(0)\propto\delta(E_{\boldsymbol{k}}-E_F)$ и $\partial S_{z,\boldsymbol{k}}(t=0)/\partial t=0$, E_F – энергия Ферми.

Для изотропного спинового расщепления, когда абсолютная величина частоты прецессии $\Omega_{\boldsymbol{k}}$ не зависит от направления волнового вектора, $S_{z,\boldsymbol{k}}=\bar{S}_{z,\boldsymbol{k}}$ и последний член в (6) исчезает. Спиновая динамика описывается уравнением

$$S_z(t)=S_z(0)\left[\cos\left(\frac{qt}{2\tau}\right)+\frac{1}{q}\sin\left(\frac{qt}{2\tau}\right)\right]\mathrm{e}^{-\frac{t}{2\tau}}, \tag{7}$$

где $q=\sqrt{4\Omega_{k_F}^2\tau^2-1}$, k_F – волновой вектор Ферми. Согласно (7) можно идентифицировать два качественно различных режима спиновой релаксации: (i) режим спиновой прецессии, когда биения на частоте $\sqrt{\Omega_{k_F}^2-1/(2\tau)^2}$ экспоненциально затухают за время $\tau_b=2\tau$, и (ii) режим доминирования столкновений, в котором полный спин спадает по экспоненте за время $\tau_{DP}=1/(\Omega_{k_F}^2\tau)$. Переход между режимами имеет место при $\Omega_{k_F}\tau=1/2$.

Экспериментальные зависимости спиновой поляризации от времени, измеренные на структуре с квантовой ямой с высокой подвижностью носителей заряда, приведены на рис. 2.

Для двумерных системах в режиме частных столкновений механизм Дьяконова-Переля был описан в работе М.И. Дьяконова и В.Ю. Качоровского, *Спиновая релаксация двумерных электронов в нецентросимметричных полупроводниках*, ФТП **20**, 178 (1986) [6]. Ответ при произвольном значении классического параметра $\Omega\tau$ получен в статье В. Н. Гриднев, *Теория биений фарадеевского вращения в квантовых ямах с большой величиной спинового расщепления*, Письма в ЖЭТФ **74**, 417 (2001) [7].

B. Влияние магнитного поля на спиновую релаксацию

В механизме Дьяконова-Переля магнитное поле двояко влияет на спиновую релаксацию. Пусть поле направлено вдоль оси z, и мы следим за z-компонентой спина. Тогда, во-первых, за счет эффекта Лармора ось прецессии спина прижимается к направлению внешнего магнитного поля, при этом характерный угол поворота спина между двумя столкновениями приобретает (в случае $\Omega_L\tau\gg 1$, где Ω_L – частота ларморовской прецессии спина во внешнем поле) дополнительную малость:

$$(\delta\varphi)^2\sim\frac{(\Omega\tau)^2}{(\Omega_L\tau)^2}=\left(\frac{\Omega}{\Omega_L}\right)^2.$$

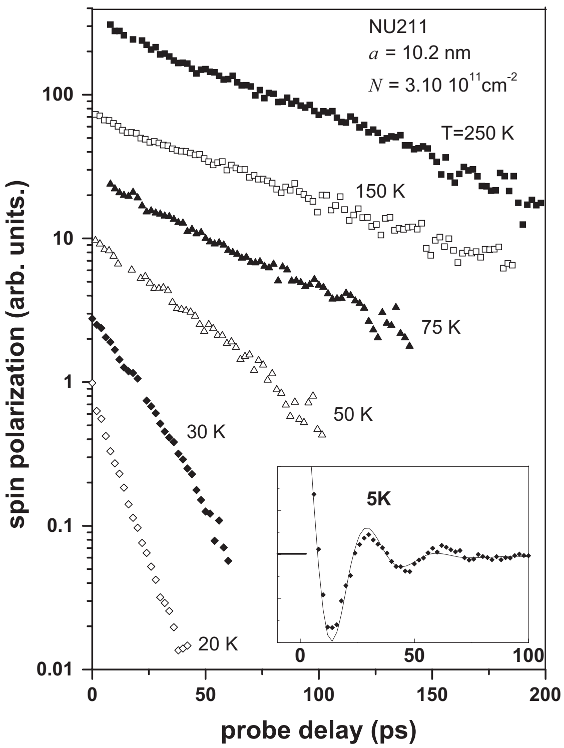

Рис. 2. Зависимость степени поляризации электронного газа в образце с квантовой ямой от времени при различных температурах, измеренная методом "накачка–зондирование" (см. лекцию 7). При температуре 20 K и выше спин спадает экспоненциально, время релаксации резко возрастает с увеличением температуры. При $T = 5$ K наблюдаются осцилляции (см. вставку). Из [5].

Это означает, что при $\Omega_L \tau \gg 1$ для скорости спиновой релаксации имеем

$$\frac{1}{\tau_s} \sim \frac{\Omega^2}{\Omega_L^2 \tau}. \tag{8}$$

Таким образом спиновая релаксация подавляется за счет эффекта Лармора.

Во-вторых, магнитное поле за счет циклотронного движения электронов по орбите приводит к периодическому изменению волнового вектора $\boldsymbol{k}$ электрона. Если спиновое расщепление линейно по волновому вектору, то это приводит к перенормировке времени рассеяния τ согласно

$$\tau \to \frac{\tau}{1 + \omega_C^2 \tau^2},$$

где $\omega_C = eB/mc$ – циклотронная частота. Тогда

$$\frac{1}{\tau_s} \sim \frac{\Omega^2 \tau}{1 + \omega_C^2 \tau^2}. \tag{9}$$

Этот результат легко получить, перейдя во вращающуюся с частотой ω_C систему отсчета, где циклотронного эффекта нет, однако возникает эффективное поле, обусловленное неинерци-

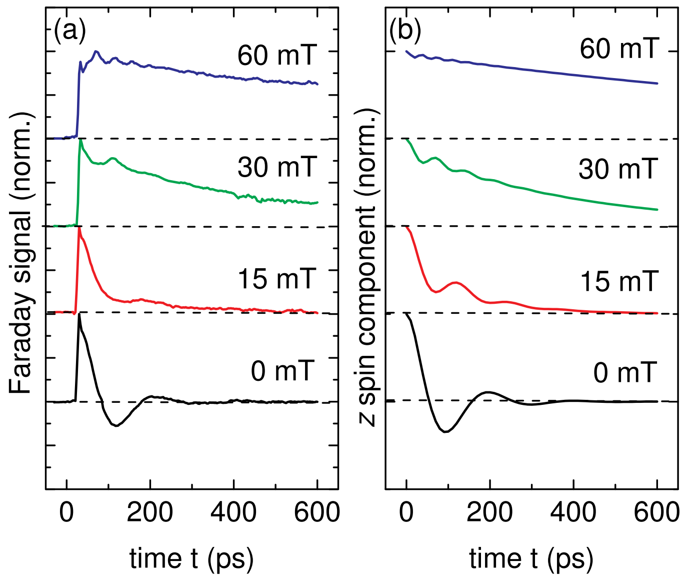

Рис. 3. (a) Спиновые сигналы фарадеевского вращения в продольном магнитном поле, измеренные на образце с двумерным электронным газом при $T = 400$ mK. (b) Рассчитанная временная эволюция z компоненты спина. Из [9].

альностью такой системы отсчета. Поскольку в типичных условиях $\omega_C \gg \Omega_L$, циклотронный эффект, как правило, доминирует. В структурах с квантовыми ямами циклотронный и ларморовский вклады можно разделить, исследуя зависимость τ_s от угла между магнитным полем и нормалью к структуре: циклотронный эффект определяется только нормальной компонентой магнитного поля, в то время как ларморовский (без учета анизотропии g-фактора) – полным полем.

Эти эффекты были предсказаны в [Е.Л. Ивченко, *Спиновая релаксация свободных носителей в полупроводниках без центра инверсии в продольном магнитном поле*, ФТТ **15**, 1566 (1973)] [8]. Влияние магнитного поля на спиновую динамику в случае чистой системы, когда $\Omega\tau \sim 1$ исследовалось в работе M. Griesbeck, M. M. Glazov, T. Korn, E. Ya. Sherman, D. Waller, C. Reichl, D. Schuh, W. Wegscheider, and C. Schüller, *Cyclotron effect on coherent spin precession of two-dimensional electrons*, Phys. Rev. B **80**, 241314(R) (2009) [9].

II. МЕХАНИЗМЫ СПИНОВОЙ РЕЛАКСАЦИИ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА. ОБЗОР

1. Механизм Эллиота-Яфета [предложен Эллиотом [10] и Яфетом [11]]. В этом механизме учитываются процессы рассеяния с переворотом спина. В отличие от механизма

Дьяконова-Переля здесь

$$\tau_s \sim C\tau,$$

где $C \gg 1$ – константа, зависящая от силы спин-орбитальной связи. Этот механизм может проявляться в узкозонных полупроводниках и металлах. Он также важен для дырок.

2. Механизм Бира-Аронова-Пикуса (1975 г.) [12]. Этот механизм важен в условиях оптической ориентации и большой мощности накачки: спин электронов теряется за счет обменного взаимодействия с неполяризованными дырками. Также механизм Бира-Аронова-Пикуса важен для экситонов.

3. В магнитных системах релаксация неравновесного электронного спина может осуществляться за счет обменного взаимодействия между свободным электроном и электроном, локализованным на парамагнитном центре.

Для локализованных электронов механизмы потери спина совершенно иные – свободное движение электронов подавлено и роль спин-орбитального взаимодействия значительно ослабевает. Главным образом спиновая релаксация локализованных носителей заряда определяется сверхтонким взаимодействием с ядрами решетки (в слабых и умеренных магнитных полях) и электрон-фононным взаимодействием (в больших полях).

III. СПИНОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ

A. Спиновый эффект Фарадея. Проявления спиновых шумов в фарадеевском вращении

Спиновую динамику в полупроводниках удобно исследовать оптически, в частности, в методе “накачка – зондирование”, суть которого проиллюстрирована на рис. 4 и состоит в следующем: на образец падает короткий достаточно мощный циркулярно поляризованный импульс накачки, поглощение которого вызывает ориентацию по спину носителей заряда. Согласно правилам отбора это приводит к ненулевому среднему спину в системе, $S_z \neq 0$. С некоторой задержкой на образец приходит значительно более слабый линейно поляризованный импульс. Наличие в образце неравновесной спиновой поляризации приводит к тому, что система становится оптически активной: плоскость поляризации зондирующего импульса поворачивается в геометрии на прохождение (магнитооптический или спиновый эффект Фарадея), а также в геометрии на отражение (спиновый эффект Керра). Кроме этого, прошедший через образец и отраженный от него зондирующий импульс приобретают частичную циркулярную поляризацию – эллиптичность. Угол поворота плоскости поляризации, а также наведенная эллиптичность пропорциональны спиновой поляризации в системе в данный момент времени. Если к образцу приложено магнитное поле в геометрии Фойгта (в плоскости, поперечной направлению распространения лучей зондирования и накачки), то спины электронов прецессируют вокруг внешнего поля, поэтому наведенная эллиптичность, углы фарадеевского и керровского вращения осциллируют как функции задержки между импульсами накачки и зондирования, отражая спиновую прецессию. Использовать линейно поляризованный зондирующий луч для анализа спиновой поляризации электронов по спиновому эффекту Фарадея предложили А.Г. Аронов и Е.Л. Ивченко в 1973 году [13].

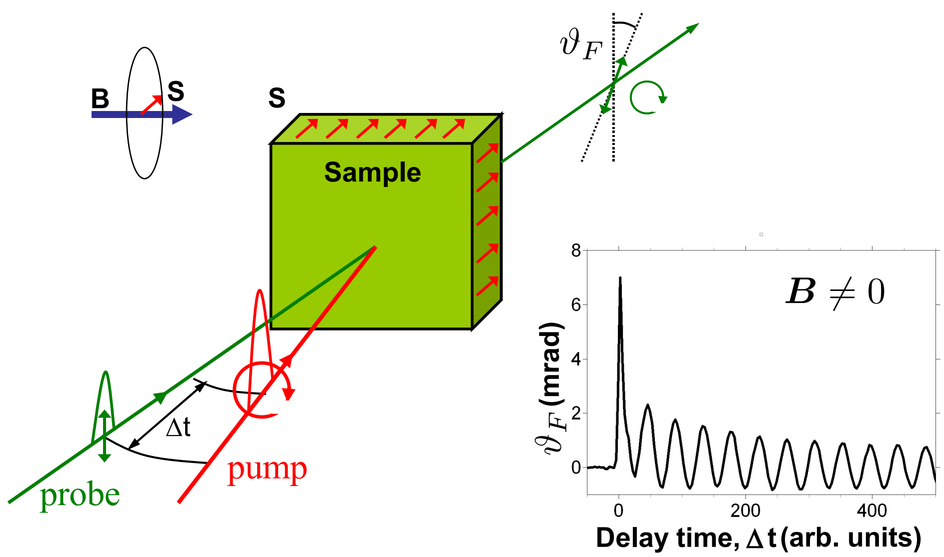

Рис. 4. Иллюстрация метода накачка – зондирования. Pump и probe обозначают циркулярно поляризованный импульс накачки и линейно поляризованный импульс зондирования, соответственно. На вставке показан типичный сигнал фарадеевского вращения как функция времени задержки между импульсами накачки и зондирования Δt. Из [14].

В экспериментах накачка – зондирование обычно имеют место следующие соотношения между параметрами (ω_{P} – несущая частота импульсов накачки/зондирования, обычно она вблизи $E_g/\hbar$, где E_g – ширина запрещенной зоны, в некоторых экспериментах частоты лазеров накачки и зондирования перестраивают независимо; $\tau_p \sim 1$ ps – длительность импульсов)

$$\frac{2\pi}{\omega_{\mathrm{P}}} \ll \tau_p \ll \tau_s, \frac{2\pi}{\Omega}.$$

Здесь τ_s – время спиновой релаксации, а Ω – частота спиновой прецессии во внешнем поле. Как правило, наблюдаемый в методе накачка-зондирование сигнал фарадеевского/керровского вращения или эллиптичности имеет вид

$$\vartheta_F(\Delta t) \propto \cos(\Omega \Delta t) e^{-\Delta t/\tau_s}, \tag{10}$$

где Δt – задержка между импульсом зондирования и накачки. Таким образом метод накачка – зондирование позволяет непосредственно из эксперимента извлекать данные по спиновой динамике: частоты прецессии спинов, времена затухания и т.п. Обзор состояния исследований в этой области приведен в М.М. Глазов, *Когерентная спиновая динамика электронов и экситонов в наноструктурах*, ФТТ 54, 3 (2012) [14].

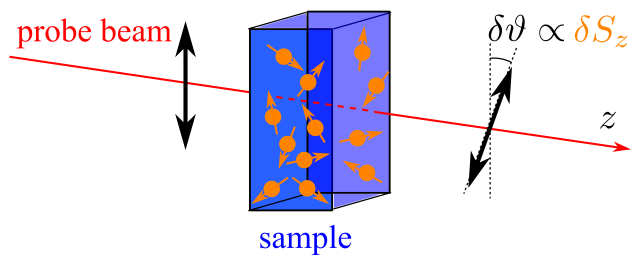

Рис. 5. Схематическая иллюстрация детектирования спиновых флуктуаций: z – ось распространения линейно поляризованного зондирующего луча, двойные стрелки показывают ориентацию плоскости линейной поляризации света до и после прохождения образца.

Можно ожидать, что без импульса накачки плоскость поляризации пробного луча поворачиваться не будет. Это так только "в среднем". На самом деле, угол фарадеевского вращения линейно поляризованного луча флуктуирует вблизи нулевого среднего значения [см. рис. 5]:

$$\langle \vartheta_F \rangle = 0, \quad \langle \vartheta_F^2 \rangle \neq 0,$$

скобки обозначают усреднение по времени. Эти флуктуации связаны с тем, что в ансамбле электронов имеются флуктуации спина $\langle \delta S_z^2 \rangle \neq 0$ даже в отсутствие средней спиновой поляризации $\langle S_z \rangle = 0$. Такие флуктуации называют также спиновым шумом (spin noise). Грубо говоря, среди N электронов может быть флуктуация $\sim \sqrt{N}$ спин-поляризованных носителей. Наличие в момент времени t случайной флуктуации z-компоненты спина, δS_z, приводит к флуктуационному повороту плоскости поляризации пробного луча,

$$\delta\vartheta_F(t) \propto \delta S_z(t). \tag{11}$$

Отметим, что с точки зрения распространения света через образец спиновые флуктуации, как правило, можно рассматривать как статические.

B. Элементы теории флуктуаций

Спиновые флуктуации носят квантовостатистический характер. Например, для одного неполяризованного электрона ($\langle \boldsymbol{S} \rangle = 0$) пользуясь определением оператора спина можно получить:

$$\langle \delta S_x^2 \rangle = \langle \delta S_y^2 \rangle = \langle \delta S_z^2 \rangle = S(S+1)/3 = 1/4.$$

Обычно спиновый шум характеризуют временной корреляционной функцией

$$\langle \delta S_z(t+\tau) \delta S_z(t) \rangle \tag{12}$$

Усреднение в (12) подразумевает следующее: рассматривается произведение компонент спина в разные моменты времени $t+\tau$ и t, которое усредняется по t при фиксированной разности времени τ. В общем случае исследуют корреляционные функции различных компонент спина. Если есть один спин, то при $\tau = 0$ имеем

$$\langle \delta S_z(t) \delta S_z(t) \rangle = \langle S_z^2 \rangle = \frac{1}{4}. \tag{13}$$

Для ансамбля из N независимых электронов одновременная среднеквадратичная флуктуация полного спина в N раз больше.

Динамику спиновых флуктуаций можно определить из следующих соображений. Флуктуация $\delta \boldsymbol{S}$ эволюционирует со временем также, как если бы она была создана за счет действия внешних сил (это утверждение носит общий характер и называется гипотезой Онзагера). Тогда ясно, что спиновые флуктуации должны "исчезать" за время спиновой релаксации τ_s, а если к системе приложено магнитное поле $\boldsymbol{B} \perp z$, то они прецессируют с частой $\Omega = g\mu_B B/\hbar$. Таким образом для флуктуации спина имеем

$$\frac{d\delta \boldsymbol{S}}{dt} + \delta \boldsymbol{S} \times \boldsymbol{\Omega} + \frac{\delta \boldsymbol{S}}{\tau_s} = \boldsymbol{\xi}(t). \tag{14}$$

Правая часть уравнения $\boldsymbol{\xi}(t)$ – случайная сила, называемая также силой Ланжевена. Ланжевеновская сила вводится формальным образом, что "поддерживать" среднеквадратичные флуктуации (13). Средние значения случайных сил равны нулю, $\langle \xi(t) \rangle = 0$, для корреляционной функции в пределе слабого магнитного поля ($g\mu_B B/k_B T \ll 1$) можно получить

$$\langle \xi_i(t) \xi_j(t') \rangle = \frac{1}{2\tau_s} \delta_{ij} \delta(t-t'). \tag{15}$$

Обычно вводят фурье-компоненты флуктуирующего спина согласно

$$\delta \boldsymbol{S}_\omega = \int_{-\infty}^{\infty} \delta \boldsymbol{S}(t) e^{\mathrm{i}\omega t} dt, \quad \delta \boldsymbol{S}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta \boldsymbol{S}_\omega e^{-\mathrm{i}\omega t} \frac{d\omega}{2\pi},$$

аналогичным образом определяются и фурье-спектры корреляторов спина

$$(\delta S_i \delta S_j)_\omega = \int_{-\infty}^{\infty} \langle \delta S_i(t+\tau)\delta S_j(t)\rangle e^{\mathrm{i}\omega\tau} d\tau. \tag{16}$$

Отметим, что

$$\langle \delta\xi_i(\omega)\delta\xi_j^*(\omega')\rangle = \frac{\pi}{\tau_s}\delta_{ij}\delta(\omega-\omega'). \tag{17}$$

Приведем решение (14) для случая, когда $\boldsymbol{\Omega} \perp z$. Для коррелятора $\langle \delta S_z(t)\delta S_z(t')\rangle$ имеем:

$$\langle S_z(t+\tau)S_z(t)\rangle = \frac{1}{4}\cos\Omega\tau\ \mathrm{e}^{-|\tau|/\tau_s}. \tag{18}$$

В частотном представлении получаем спектр мощности спиновых флуктуаций (spin noise spectrum):

$$(S_z^2)_\omega = \frac{\tau_s}{4}\left[\frac{1}{1+(\omega+\Omega)^2\tau_s^2} + \frac{1}{1+(\omega-\Omega)^2\tau_s^2}\right]. \tag{19}$$

Вблизи $\omega = \pm\Omega$ он описывается функцией Лоренца с шириной, определяемой τ_s. Корреляционная функция продольных компонент спина (в слабом поле $|g\mu_B B| \ll k_B T$) описывается функцией (18) с $\Omega = 0$.

C. Флуктуационно-диссипационная теорема

В равновесных условиях спектр спиновых флуктуаций (19) можно выразить через спиновую восприимчивость системы. Такая связь является очень глубокой, она носит название *флуктуационно-диссипационной теоремы*. Мы не будем приводить общее доказательство флуктуационно-диссипационной теоремы (см., например, параграфы 118, 123 и 124 тома 5 курса Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшица [15]), но проиллюстрируем вывод этой теоремы для спиновых флуктуаций.

Определим "обобщенную силу", действующую на спин, в виде $\boldsymbol{f} = -g\mu_B\boldsymbol{B}$, где $\boldsymbol{B}$ – внешнее магнитное поле. Тогда гамильтониан взаимодействия спина с полем принимает вид

$$\frac{1}{2}g\mu_B(\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{B}) = -\hat{\boldsymbol{s}}\cdot\boldsymbol{f}.$$

Введем тензор спиновой восприимчивости $\mu_{ij}(\omega)$ согласно

$$S_{i,\omega} = \mu_{ij}(\omega) f_j.$$

Тензор $\mu_{ij}(\omega)$ описывает отклик спина на внешнее поле, осциллирующее на частоте ω: $\boldsymbol{f}\exp(-\mathrm{i}\omega t) + \text{c.c.}$. Флуктуационно-диссипационная теорема гласит, что

$$(\delta S_i \delta S_j)_\omega = \frac{\mathrm{i}k_B T}{\omega}\left[\mu_{ij}^*(\omega) - \mu_{ji}(\omega)\right]. \tag{20}$$

В (20) считается, что $k_B T \gg \hbar\omega$.

Найдем отклик спина на переменное поле $\boldsymbol{B} \parallel z$ воспользовавшись кинетическим уравнением для z-компоненты спина

$$\frac{dS_z}{dt} + \frac{S_z - S_0}{\tau_s} = 0, \tag{21}$$

где $S_0 \equiv S_0(B)$ – равновесное значение z-компоненты спина. В пределе малых магнитных полей

$$S_0(B) = -\frac{g\mu_B B}{4k_B T} \quad \text{или} \quad S_0(\Omega_0) = f_z/(4k_B T).$$

Тогда для $S_{z,\omega}$ имеем

$$S_{z,\omega} = \frac{f_1}{4k_B T\tau_s}\frac{\tau_s}{1 - \mathrm{i}\omega\tau_s}, \quad \mu_{zz}(\omega) = \frac{1}{4k_B T}\frac{1}{1 - \mathrm{i}\omega\tau_s}. \tag{22}$$

Сравнение (19) (при $\Omega = 0$) и (22) подтверждает справедливость флуктуационно-диссипационной теоремы (20).

D. Информация в спектрах спинового шума

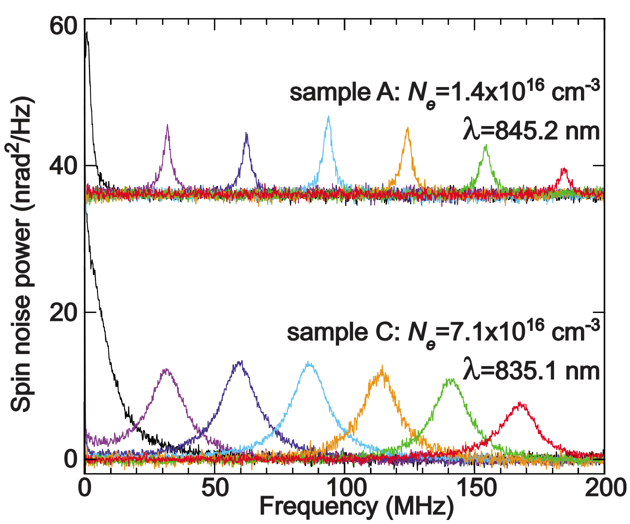

Рис. 6. Спектры спиновых флуктуаций электронов в объемном GaAs (приведены данные по двум образцам с разными концентрациями электронов N_e) в магнитных полях $B_x = 0$, 50, 100, 150, 200, 250, 300 Гс (от "черного" до "красного" спектра). Из [16].

Сопоставление выражения (18) с формулой (10) показывает, что исследование спинового коррелятора (например, путем измерения коррелятора углов фарадеевского вращения для коротких линейно поляризованных импульсов света) дает информацию о спиновой динамике даже без накачки.

В экспериментах, как правило, используется монохроматический зондирующий луч и измеряется спектр мощности шумов фарадеевского вращения, который линейно связан со спектром мощности спиновых шумов (19). Измерение спинового шума также позволяет установить времена спиновой релаксации и частоты спиновой прецессии электронов, находящихся в равновесных или близких к равновесным условиях. Экспериментально измеренные в работе Scott A. Crooker, Lili Cheng, and Darryl L. Smith, *Spin noise of conduction electrons in n-type bulk GaAs*, Phys. Rev. B **79**, 035208 (2009) [16] спектры спиновых флуктуаций в объемном полупроводнике представлены на рис. 6.

Метод спектроскопии спиновых шумов был предложен и реализован Е.Б. Александровым и В.С. Запасским в 1981 году [17], обзор современных достижений приведен в J. Hübner, F. Berski, R. Dahbashi, and M. Oestreich, *The rise of spin noise spectroscopy in semiconductors: From acoustic to GHz frequencies*, physica status solidi (b) **251**, 1824-1838 (2014) [18]. Теория спиновых флуктуаций в неравновесных условиях развита в М. М. Глазов, *Спиновые флуктуации неравновесных электронов и экситонов в полупроводниках*, ЖЭТФ **149**, 547 (2016) [19].

---

[1] Оптическая ориентация / Под ред. Б. П. Захарченя, Ф. Майер. — Наука, Л., 1989.

[2] Spin physics in semiconductors / Ed. by M. I. Dyakonov. Springer Series in Solid-State Sciences 157. — 2nd ed. edition. — Springer International Publishing, 2017.

[3] *Glazov M.* Electron & Nuclear Spin Dynamics in Semiconductor Nanostructures. Series on Semiconductor Science and Technology. — OUP Oxford, 2018.

[4] *Дьяконов М. И., Перель В. И.* Спиновая релаксация электронов проводимости в полупроводниках без центра инверсии // *ФТТ.* — 1972. — Т. 13. — С. 3581.

[5] Enhanced spin-relaxation time due to electron-electron scattering in semiconductor quantum wells / W. J. H. Leyland, G. H. John, R. T. Harley et al. // *Phys. Rev. B.* — 2007. — Vol. 75, no. 16. — P. 165309.

[6] *Дьяконов М. И., Качоровский В. Ю.* Спиновая релаксация двумерных электронов в полупроводниках без центра инверсии // *ФТП.* — 1986. — Т. 20. — С. 178.

[7] *Гриднев В. Н.* Теория биений фарадеевского вращения в квантовых ямах с большой величиной спинового расщепления // *Письма ЖЭТФ.* — 2001. — Т. 74. — С. 417.

[8] *Ивченко Е. Л.* Спиновая релаксация свободных носителей в полупроводниках без центра инверсии в продольном магнитном поле // *ФТТ.* — 1973. — Т. 15. — С. 1566.

[9] Cyclotron effect on coherent spin precession of two-dimensional electrons / M. Griesbeck, M. M. Glazov, T. Korn et al. // *Phys. Rev. B.* — 2009. — Vol. 80, no. 24. — P. 241314.

[10] *Elliott R. J.* Theory of the effect of spin-orbit coupling on magnetic resonance in some semiconductors // *Phys. Rev.* — 1954. — Vol. 96, no. 2. — P. 266.

[11] *Yafet Y.* g-factors and spin-lattice relaxation of conduction electrons // Solid State Physics / Ed. by F. Seitz, D. Turnbull. — Academic, New-York, 1963. — P. 2.

[12] *Бир Г. Л., Аронов А. Г., Пикус Г. Е.* Спиновая релаксация электронов при рассеянии на дырках // *ЖЭТФ.* — 1975. — Т. 69. — С. 1382.

[13] *Аронов А. Г., Ивченко Е. Л.* Дихроизм и оптическая анизотропия в среде с ориентированными спинами свободных электронов // *ФТТ.* — 1973. — Т. 15. — С. 231.

[14] *Глазов М. М.* Когерентная спиновая динамика электронов и экситонов в наноструктурах (обзор) // *ФТТ.* — 2012. — Vol. 54. — P. 3.

[15] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Статистическая физика. Часть 1. — Москва. Наука, 1976.

[16] *Crooker S. A., Cheng L., Smith D. L.* Spin noise of conduction electrons in n -type bulk GaAs // *Phys. Rev. B.* — 2009. — Vol. 79, no. 3. — P. 035208.

[17] *Александров Е. Б., Запасский В. С.* Магнитный резонанс в спектре шумов фарадеевского вращения // *ЖЭТФ.* — 1981. — Т. 81. — С. 132.

[18] The rise of spin noise spectroscopy in semiconductors: From acoustic to GHz frequencies / J. Hübner, F. Berski, R. Dahbashi, M. Oestreich // *physica status solidi (b).* — 2014. — Vol. 251. — Pp. 1824–1838.

[19] *Глазов М. М.* Спиновые флуктуации неравновесных электронов и экситонов в полупроводниках // *ЖЭТФ.* — 2016. — Т. 149. — С. 547.