

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»

---

Физический факультет  
Кафедра физики полупроводников и оптоэлектроники

**Исследование спиновой релаксации носителей тока в  
полупроводниках**

*Лабораторный практикум по курсу*

*«Основы спинтроники»*

(Описание к лабораторной работе)

УДК 621. 315.416

Исследование спиновой релаксации носителей тока в полупроводниках.: Лабораторная работа по курсу «Основы спинтроники» / Сост. А.А. Ежевский, – Н. Новгород: ННГУ, 2018. –18 с.

Настоящее описание предназначено для студентов старших курсов физического факультета ННГУ, обучающихся по направлению подготовки: 11.04.04 Электроника и наноэлектроника; Направленности (профили): твердотельная электроника и наноэлектроника

Составители: докт. физ.-мат. наук, профессор А.А. Ежевский

Рецензент: докт. физ.-мат. наук, зав. лабораторией электроники  
твёрдого тела НИФТИ ННГУ В.Г. Шенгуров  
Нижегородский государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского

## Оглавление

1. Теоретическое введение	5
2. Практическая часть (указания к выполнению лабораторной работы).	25
3. Контрольные вопросы	25
Литература	26

**Цель работы:** изучение релаксационных процессов электронных спинов в твердых телах, экспериментальное исследование механизмов спиновой релаксации электронов проводимости в полупроводниках, определение времен спиновой релаксации в широком интервале температур.

### Постановка задачи

Используя явление спинового резонанса электронов проводимости, студенту предлагается изучить релаксационные процессы электронных спинов носителей тока в твердых телах, экспериментально исследовать механизмы спиновой релаксации в полупроводниках

Для выполнения работы студенту предлагается:

1. Установка для изучения спектров электронного парамагнитного резонанса: спектрометр электронного парамагнитного резонанса BRUKER-EMXplus–10/12 Electron-Spin Resonance Spectrometer System с гелиевым криостатом, со стабилизацией температуры в диапазоне 3.8-300К. ;
2. Набор образцов кремния, легированных донорными примесями: Li, P, As;
3. Персональный компьютер и программные средства записи и обработки спектров спектрометра электронного парамагнитного резонанса BRUKER-EMXplus–10/12 Electron-Spin Resonance Spectrometer System: Bruker WinEPR Acquisition, и Bruker WinEPR Processing.

## 1. Теоретическое введение

### 1.1 Спиновая релаксация и спиновая дефазировка (декогерентизация)

Процессы, которые приводят спины к равновесию с окружением, носят название процессов спиновой релаксации. Поскольку они ответственны за сохранение спиновой поляризации носителей тока, они имеют очень важное значение для спинтроники. Обычно неравновесные электронные спины живут в металле и полупроводниках относительно “долго” (порядка наносекунд – значительно дольше по сравнению со временем релаксации импульса), что делает возможным спинам, несущим закодированную информацию, перемещаться за время спиновой релаксации  $\tau_s$  на макроскопические расстояния до детектора (см. рис.1). Именно этот факт делает спинтронику привлекательной сферой для технологии приборов.

Можно ещё сказать, что, изучая спиновую релаксацию, мы помогаем найти ответы на три важных вопроса спинтроники:

- а) Как наиболее эффективно можно поляризовать спиновую систему?
- б) Как долго спиновая система может помнить (сохранять) спиновую ориентацию?
- в) Как спиновая ориентация может быть эффективно детектирована?

Введем следующие обозначения:

$T_1$  – время спин-решеточной релаксации или продольной релаксации;

$T_2$  – время дефазировки.

$\tau_s$  – время жизни спиновой ориентации. Величина  $\tau_s$  является обобщенным временем  $T_1$  и  $T_2$

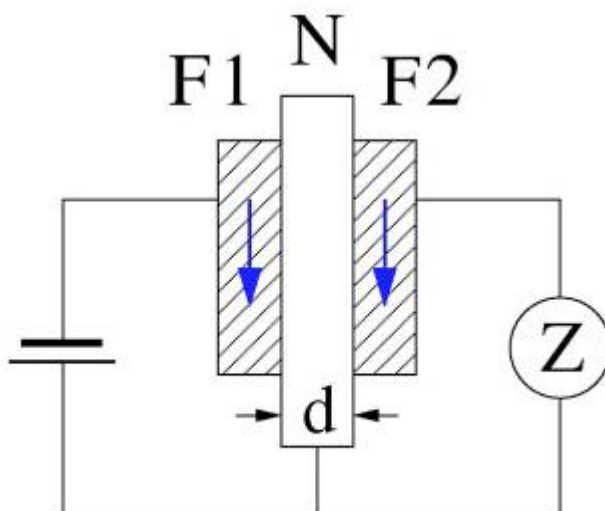


Рисунок 1. Структура, в которой два полностью поляризованных ферромагнетика F1-инжектор и F2 – детектор поляризованных спинов с параллельными намагниченностями разделены немагнитной областью N. [1]

## 1.2 Времена спиновой релаксации и дефазировки $T_1$ и $T_2$

Традиционно спиновая релаксация и спиновая дефазировка рассматривалась в рамках системы уравнений Блоха-Торрей (Bloch-Torrey) [2] для намагниченности. Магнитный момент  $\mathbf{M}$  в магнитном поле прецессирует (рис.2).

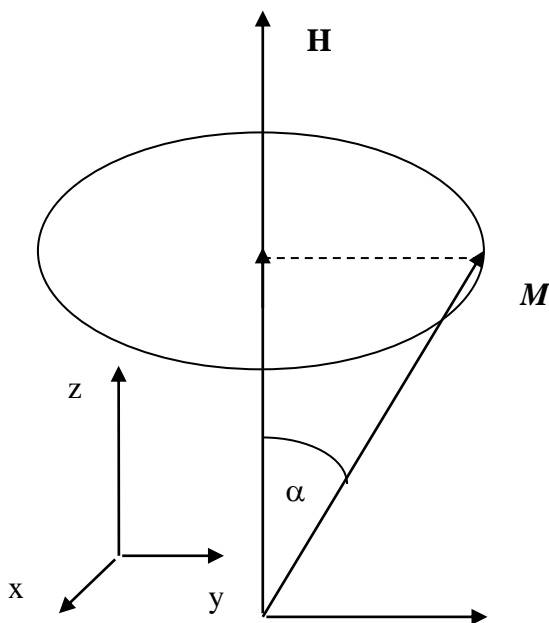


Рисунок 2 Магнитный момент во внешнем магнитном поле.

Для каждой компоненты запишем уравнения

$$\frac{dM_x}{dt} = j \cdot (\mathbf{M} \times \mathbf{B})_x - \frac{M_x}{T_2} + D \cdot \nabla^2 M_x, \quad (1)$$

$$\frac{dM_y}{dt} = j \cdot (\mathbf{M} \times \mathbf{B})_y - \frac{M_y}{T_2} + D \cdot \nabla^2 M_y, \quad (2)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = j \cdot (\mathbf{M} \times \mathbf{B})_z - \frac{M_z - M_o}{T_1} + D \cdot \nabla^2 M_z. \quad (3)$$

Здесь  $\gamma = \mu_B \cdot \frac{g}{\hbar}$  – гиромагнитное отношение для электрона;  $M_o = \chi \cdot B_o$  – термически равновесная намагниченность;  $T_1$  – время спин-решёточной или продольной релаксации;  $T_2$  – время дефазировки (декогерентизации) или поперечной релаксации;  $\mathbf{B}(t) = B_o \hat{\mathbf{z}} + \mathbf{B}_1(t)$ ,  $D$  – коэффициент диффузии.

Величина  $T_1$  характеризует процесс передачи энергии от спиновой системы к решётке (время спин-решёточной релаксации), обычно через фононы. Величина  $T_2$  характеризует процессы, в результате которых ансамбль поперечных спинов,

прецессирующих вначале в одинаковой фазе, за  $T_2$  теряет свою фазу из-за пространственных и временных флуктуаций частоты прецессии. В этом случае говорят, что спины находятся в немного различающихся состояниях, характеризующихся различными spin-flip параметрами. Однако в при этом могут отличаться и g-факторы и, значит, частоты прецессии, которые характеризуются разбросом  $\Delta g$ . Это аналогично флуктуациям частот прецессии локализованных спинов, вызванным неоднородностью магнитного поля  $B_0$ . Однако, из-за высокой подвижности электронов индуцированное разбросом g-факторов уширение, подавляется сужением за счёт подвижности (motional narrowing, которое наблюдается также и в системе локализованных спинов из-за подвижности молекул, их вращений или перескоков, и обменного взаимодействия). Эти процессы дают вклад в  $T_2$ :  $1/T_2 \sim \Delta\omega^2 \cdot \tau_p$ , где  $\Delta\omega = \left(\frac{\delta g}{g}\right)\gamma \cdot B_0$  - разброс частот прецессии, зависящий от  $B_0$ , а  $\tau_p$  – время рассеяния импульса электрона.

### 1.3 Механизмы спиновой релаксации

Спиновая релаксация может быть вызвана любой флуктуацией или неоднородностью спиновых взаимодействий. Перечислим основные механизмы спиновой релаксации электронов проводимости в металлах и полупроводниках.

1. Эллиотта-Яфета [3,4];
2. Дьяконова-Переля [5,6];
3. Бира-Аронова-Пикуса [7,8];
4. Механизм, связанный с неоднородностью g-фактора [9,10]
5. Механизм, обусловленный сверхтонким взаимодействием [11]
6. Релаксация, вызванная анизотропным обменным взаимодействием [12,13]

В работе [14] отмечается, что для объемных полупроводниковых материалов III-V и II-VI, наиболее широко применяющихся в спинтронике, первые четыре механизма характерны для металлического типа проводимости, а последние два - для проводимости на изоляторной стороне перехода металл-изолятор. В полупроводниковых квантовых точках спиновая релаксация вызвана в основном рассеянием электронов на фононах и сверхтонким взаимодействием. В полупроводниках, легированных магнитными примесями, обменное взаимодействие электронов с магнитными примесями играет заметную роль в процессах спиновой релаксации. Ниже рассмотрены основные механизмы спиновой релаксации.

### Механизмы Эллиотта-Яфета

Эллиотт первым в 1954 году представил, что спин электрона проводимости может релаксировать посредством рассеяния импульса на фононах или на примеси, если решёточные ионы индуцируют спин-орбитальную связь в электронной волновой функции:

$$V_{so} = \frac{\hbar}{4m^2c^2} \cdot \nabla V_{sc} \times \hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}, \quad (4)$$

где  $m$  – масса свободного электрона,  $V_{sc}$  – скалярный (независимый от спина) потенциал периодической решетки,  $\hat{\mathbf{p}} \equiv -i\hbar\nabla$  линейный оператор момента,  $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$  -матрицы Паули. Спин-орбитальное взаимодействие можно ввести в уравнение Шрёдингера для электрона в решётке с периодическим потенциалом:

$$\left[ \frac{p^2}{2m} + V \right] \cdot \Psi = E\Psi \quad (5)$$

где  $\Psi = U_k \cdot e^{ikr}$  -функция Блоха, если записать уравнение Дирака:

$$\left[ \frac{p^2}{2m} + V - \frac{p^4}{8m^3c^2} + \frac{\hbar}{4m^2c^2} (\nabla\vec{V} \cdot \vec{p}) + \frac{\hbar}{4m^2c^2} (\nabla\vec{V} \times \vec{p}) \cdot \vec{\sigma} \right] \cdot \Psi = \gamma\Psi \quad (6)$$

и пренебречь 3-им и 4-ым членами. Тогда последний член описывает спин-орбитальное взаимодействие (5.4.).

В этом случае блоховская волновая функция больше не является собственным состоянием  $\hat{\sigma}_z$ , а является комбинацией Паули spin-up  $|\uparrow\rangle$  и spin-down  $|\downarrow\rangle$  состояний.

Для случая кристаллов с центром симметрии

$$\Psi_{k\uparrow}(\mathbf{r}) = [a_{k\uparrow}(\mathbf{r})|\uparrow\rangle + b_{k\uparrow}(\mathbf{r})|\downarrow\rangle] \cdot e^{ik \cdot \mathbf{r}}, \quad (7)$$

$$\Psi_{k\downarrow}(\mathbf{r}) = [a_{k\downarrow}^*(\mathbf{r})|\downarrow\rangle - b_{k\downarrow}^*(\mathbf{r})|\uparrow\rangle] \cdot e^{ik \cdot \mathbf{r}}, \quad (8)$$

где  $|b| \approx \lambda_{so} / \Delta E \ll 1$ . Здесь  $\Delta E$  – это энергетическое расстояние между рассматриваемым зонным состоянием и состоянием (при таком же моменте) в ближайшей зоне, а  $\lambda_{so}$  – амплитуда матричного элемента  $V_{so}$  между двумя состояниями.

Само по себе спин-орбитальное взаимодействие не вызывает спиновую релаксацию, но в комбинации с рассеянием импульса электрона приводит к релаксации. Рассеяние электрона обычно вызвано ионизированной примесью при низких  $T$  и фононами при высоких  $T$ . Кроме того, есть ещё spin-flip механизм, который включает фононы. Фононы (тепловые колебания) модулируют спин-орбитальное взаимодействие и напрямую взаимодействуют со спинами (т.е. с  $|\uparrow\rangle$  и  $|\downarrow\rangle$  состояниями). Этот процесс существенен при низких температурах.



Скорость спиновой релаксации в механизме Эллиотта, для случая, когда электрон рассеивается на фононах, может быть выражена через функцию Элиашберга (Eliashberg)  $\alpha_s^2 F(\Omega)$

$$\frac{1}{\tau_s} = 8\pi T \int_0^{\infty} d\Omega \alpha_s^2 F(\Omega) \partial N(\Omega) / \partial t, \quad (9)$$

где  $N(\Omega) = \left[ \exp\left(\frac{\hbar\Omega}{k_B T}\right) - 1 \right]^{-1}$  - функция распределения для фононов. Функция  $\alpha_s^2 F(\Omega)$  даёт вклад фононов с частотой  $\Omega$  в электрон-фононное взаимодействие с переворачиванием спина (spin-flip electron-phonon interaction)

$$\alpha_s^2 F(\Omega) = \frac{g_s}{\alpha \cdot M \cdot \Omega} \sum_{\nu} \left\langle \left\langle g_{\mathbf{k}n\uparrow, \mathbf{k}'n'\downarrow}^{\nu} \delta(\omega_{\mathbf{q}\nu} - \Omega) \right\rangle_{\mathbf{k}n} \right\rangle_{\mathbf{k}'n'}, \quad (10)$$

где  $g_s$  – число электронных состояний на уровне Ферми, приходящееся на один спин и атом,  $M$  – масса иона,  $\omega_{\mathbf{q}\nu}$  – частота фонона с импульсом  $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$ ,  $\nu$  – индекс (номер ветви), а матричный элемент процесса переворота спина

$$g_{\mathbf{k}n\uparrow, \mathbf{k}'n'\downarrow}^{\nu} \equiv \left| \mathbf{u}_{\mathbf{q}\nu} \cdot (\Psi_{\mathbf{k}n\uparrow}, \nabla V \Psi_{\mathbf{k}'n'\downarrow}) \right|^2, \quad (11)$$

где  $\mathbf{u}_{\mathbf{q}\nu}$  – поляризация фонона с моментом  $\mathbf{q}$ .

Таким образом, важной особенностью механизма Эллиотта является релаксация спина через изменение импульса при учете спин-орбитального взаимодействия. Т.е., величина  $1/\tau_s$  пропорциональна  $1/\tau$  – скорости рассеяния импульса.

$$\frac{1}{\tau_s} \approx \frac{\langle b^2 \rangle}{\tau_p} \quad (12)$$

или

$$\frac{1}{\tau_s} \approx \frac{(\Delta g)^2}{\tau_p}, \quad (13)$$

Матричный элемент в (11) зависит от  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k}'$ , поэтому как было показано Яфетом [4], в полупроводниках нужно рассматривать два различных случая: а). Минимум зоны проводимости находится в точке  $\mathbf{k}=0$  или  $\mathbf{k}=\mathbf{K}_n/2$  ( $A_3B_5$ , Ge) и б). Минимум зоны проводимости не находится в точке  $\mathbf{k}=0$  или  $\mathbf{k}=\mathbf{K}_n/2$  (Si, Bi).

В первом случае (а) матричный элемент пропорционален  $A\mathbf{K}q^2$ , где  $\mathbf{q}=\mathbf{k}'-\mathbf{k}-\mathbf{K}_n$ ,  $A \sim C\delta g(\hbar^2/mE_G)$ ,  $\delta g \sim (\epsilon_p^2/mE_G)\Delta/(\Delta + E_G)$ ,  $C$ - деформационный потенциал,  $\delta g$ - отклонение  $g$ -фактора от 2.0023 за счет спин-орбитального взаимодействия,  $\Delta$ - спин-орбитальное расщепление ближайшей зоны. С учетом рассеяния электрона на фононах:

$$1/\tau = \frac{2}{\pi^{3/2}\hbar} \frac{C^2}{\rho u^2} \left( \frac{2m^*kT}{\hbar^2} \right)^{3/2} \quad (14)$$

для скорости спиновой релаксации можно записать:

$$1/\tau_s = \frac{2}{\pi^{3/2}\hbar} \frac{B^2}{\rho u^2} \left( \frac{2m^*kT}{\hbar^2} \right)^{7/2} \quad (15)$$

Для полупроводников  $A^3B^5$  часто используемая формула для спиновой релаксации электронов проводимости с энергией  $E_k$  может быть записана как [1]:

$$\frac{1}{\tau_s(E_k)} \propto \left( \frac{\Delta_{so}}{E_g + \Delta_{so}} \right)^2 \cdot \left( \frac{E_k}{E_g} \right)^2 \cdot \frac{1}{\tau_p(E_k)}, \quad (16)$$

где  $\Delta_{so}$  – расщепление валентной зоны,  $\tau(E_k)$  время рассеяния момента для энергии  $E_k$ ;  $E_k = E_F$  для вырожденного полупроводника и  $E_k = k_B T$  для невырожденного.

Во втором случае (б) матричный элемент пропорционален  $V(k'-k)^2$ , где  $V \sim C a \delta g$ , тогда выражение для скорости спиновой релаксации запишется как:

$$1/\tau_s = \frac{2}{\pi^{3/2}\hbar} \frac{B^2}{\rho u^2} \left( \frac{2m^*kT}{\hbar^2} \right)^{5/2} \quad (17)$$

Для металлов и вырожденных полупроводников температурная зависимость  $1/\tau_s$  совпадает с температурной зависимостью  $1/\tau_p$ . Это означает, что при низких температурах величина  $1/\tau_s$  является константой и линейно увеличивается с температурой при более высоких температурах. Для невырожденных полупроводников

$$1/\tau_s(T) \sim T^n / \tau_p(T). \quad (18)$$

где  $n$ - принимает значения 1 или 2.

В другом практически важном случае рассеяния на заряженной примеси ( $\tau_p \sim T^{3/2}$ )

$$\frac{1}{\tau_s} \sim T^{1/2}. \quad (19)$$

Соотношение Яфета связывает температурную зависимость величины  $1/\Delta\tau_s$  с температурной зависимостью удельного сопротивления:

$$\frac{1}{\tau_s(T)} \sim \langle b^2 \rangle \cdot \rho(T). \quad (20)$$

Яфетом показано, что  $\frac{1}{\tau_s} \sim T^5$  (закон Блоха-Грюнайзена) при низких температурах в многовалентных металлах.

Как будет показано в следующем разделе, процессы Эллиотта-Яфета менее существенны в полупроводниках III-V и II-VI по сравнению с кремнием из-за большего

вклада процессов Дьяконова-Переля. Спиновая релаксация электронов в зоне проводимости исследовалась при низких температурах в работах [16-19] и при высоких температурах в работах [20, 21]. Теоретически спиновая релаксация электронов проводимости в кремнии впервые исследовалась независимо Эллиоттом [3] и Яфетом [4]. Отличие процессов Эллиотта от процессов Яфета заключается в том, что в первом случае процессы с переворачиванием спина вызваны электрон-фононным взаимодействием между спин-смешанными состояниями зоны проводимости, а во втором – прямых процессов, обусловленных спин-фононной связью в результате модуляции фононами спин-орбитального взаимодействия. Причем, как было отмечено в [14] процессы Яфета связаны только с внутридолинным рассеянием электронов на акустических фононах, в результате чего такие процессы описываются формулой (3.17). Авторы работы [22] обнаружили, что в кремнии процессы Эллиотта и Яфета подавляют друг друга, в результате чего суммарная скорость релаксации должна быть меньше, чем предсказывает каждый из этих процессов в отдельности. Они рассмотрели междолинное рассеяние в отличие от Яфета, который учел лишь внутридолинное рассеяние на акустических фононах (т.е. при малых  $k$  и низких температурах), и, применив метод псевдопотенциала, получили, что  $\frac{1}{\tau_s} \sim T^3$  (рис. 3.3).

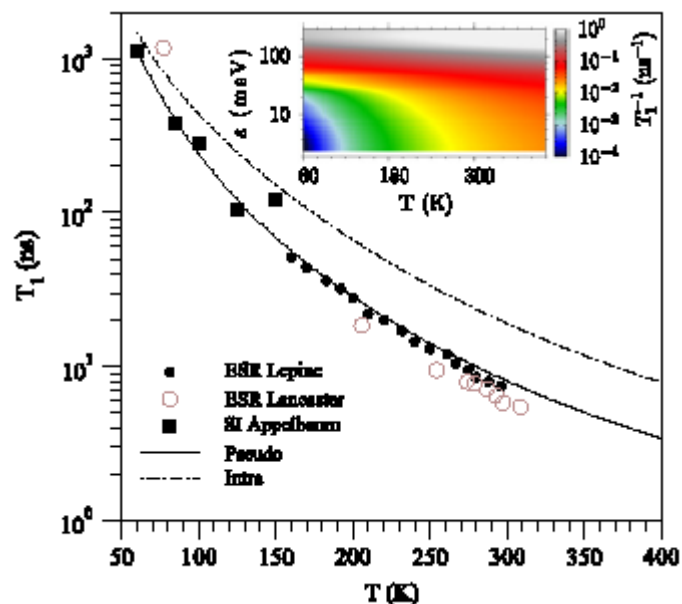


Рис. 3. Время спиновой релаксации  $T_1$  как функция температуры. Сплошная кривая – расчет [22], символы – результаты экспериментов: SI Appelbaum – [23], ESR Lepine – [20], ESR Lancaster – [21]. Intra – расчет с учетом только внутридолинного рассеяния [22].

При исследовании спиновой релаксации носителей тока кроме процессов рассеяния на фононах в экспериментах сильно проявляются процессы рассеяния на примесях.

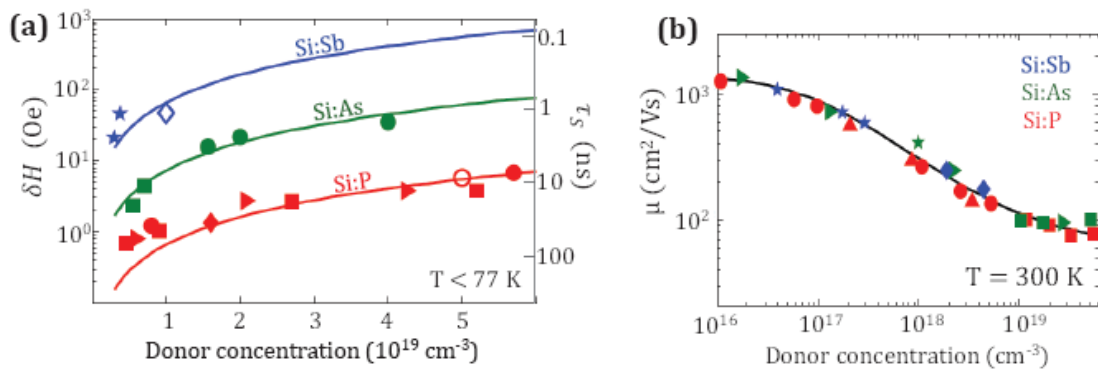


Рис. 4. а). Спиновая релаксация в сильно легированном кремнии n-типа для трех типов доноров: фосфора (Si:P), мышьяка (Si:As) и сурьмы (Si:Sb). Сплошные линии обозначают результаты теории (правая ось), а символы обозначают эмпирические значения измеренной ширины линии в экспериментах EPR и (левая ось). б) подвижность при комнатной температуре в зависимости от концентрации доноров. Данные взяты из работы [15].

На Рис. 4 показаны зависимости ширины линии ЭПР, пропорциональной скорости спиновой релаксации в сильно легированном кремнии n-типа для трех типов доноров: фосфора (Si:P), мышьяка (Si:As) и сурьмы (Si:Sb), а также подвижность при комнатной температуре в зависимости от концентрации доноров, характеризующаяся незначительной зависимостью от химической природы доноров. Сильная зависимость на Рис.4а от химической природы донора свидетельствует о рассеянии спина на спин-орбитальном потенциале, вносимом примесью, который увеличивается в ряду доноров пятой группы также, как увеличивается расщепление  $\Delta_{so}$  состояния локализованного донорного электрона  $T_2$  под действием спин-орбитального взаимодействия:

$$\Delta_{so} = 0.03 \text{ meV, Si:P}; \quad 0.1 \text{ meV, Si:As}; \quad 0.3 \text{ meV, Si:Sb}; \quad 1.0 \text{ meV, Si:Bi}.$$

Спиновая релаксация локализованных донорных электронов в кремнии интенсивно исследовалась в работах [24-29].

### **Механизм Дзяконова-Переля**

Существенный механизм спиновой релаксации, вызванной вкладом спин-орбитального взаимодействия, возникает в системах, в которых отсутствует центр симметрии. В этом случае состояния spin-up и spin-down уже не вырождены,  $E_{k\uparrow} \neq E_{k\downarrow}$ , однако, согласно теории Крамерса всё ещё выполняется условие  $E_{k\uparrow} = E_{-k\downarrow}$ . Т.е. под действием спин-орбитального взаимодействия в отсутствие центра симметрии эти состояния расщепляются, и это расщепление может быть описано введением собственного  $\mathbf{k}$ -зависимого магнитного поля  $\mathbf{V}_i(\mathbf{k})$ , вокруг которого электронные спины прецессируют с ларморовской частотой

$$\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k}) = \frac{e}{m} \cdot \mathbf{V}_i(\mathbf{k}) = \gamma \cdot \mathbf{V}_i(\mathbf{k}). \quad (21)$$

Соответствующий Гамильтониан, описывающий прецессию электрона в зоне проводимости, можно записать как:

$$H(\mathbf{k}) = \frac{1}{2} \hbar \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k}), \quad (22)$$

где  $\boldsymbol{\sigma}$  – матрицы Паули. Эта прецессия совместно с процессом рассеяния импульса приводит к релаксации спина. Важно отметить, однако, что аналогия с реальной ларморовской прецессией неполная, т.к. внешнее магнитное поле индуцирует макроскопическую поляризацию и отсюда – намагниченность, в то время как  $H(\mathbf{k})$  производит равное количество спинов up и down.

Рассматривают два предельных случая:

1)  $\tau_p \cdot \Omega_{av} \geq 1$  и 2)  $\tau_p \cdot \Omega_{av} \leq 1$ , где величина  $\Omega_{av}$  – среднее значение. В случае 1) электронный спин за  $\tau_p$  успевает сделать целый оборот вокруг  $\mathbf{B}_i(\mathbf{k})$  и тогда  $1/\tau_s \approx \Delta\Omega$ , где  $\Delta\Omega$  – случайный разброс частот  $\Omega(k)$ . Наибольший интерес в механизме Дьяконова-Переля представляет случай 2, когда за  $\tau_p$  фаза меняется на  $\delta\phi = \Omega_{av} \cdot \tau_p$ , т.е. на один шаг, прежде чем испытать другое поле и повернуться с другой скоростью в другом направлении. Таким образом, фаза спина будет случайно меняться: через время  $t$ , за которое будет совершено  $t/\tau_p$  шагов, фаза

$$\phi(t) = \delta\phi \cdot \sqrt{\frac{t}{\tau_p}}. \quad (23)$$

Определяя  $\tau_s$  как время, за которое  $\phi(t) = 1$ , получаем, что  $\delta\phi \cdot \sqrt{\frac{\tau_s}{\tau_p}} = 1$ . Тогда

$$\frac{1}{\tau_s} = \Omega_{av}^2 \cdot \tau_p. \quad (24)$$

Поскольку увеличение интенсивности рассеяния делает механизм Эллиотта-Яфета более эффективным, то в то же время это приводит к уменьшению эффективности механизма Дьяконова-Переля. Механизм Дьяконова-Переля становится более важным при увеличении  $E_g$  и  $T$ .

В полупроводниках A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> величина

$$\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k}) = \alpha \cdot \hbar^2 (2m_c^3 E_g)^{-1/2} \cdot \boldsymbol{\kappa}, \quad (25)$$

где  $\boldsymbol{\kappa} = [k_x(k_y^2 - k_z^2), k_y(k_z^2 - k_x^2), k_z(k_x^2 - k_y^2)]$  – компоненты решеточного волнового вектора вдоль главных осей кристалла;  $\alpha$  – безразмерный параметр, характеризующий спин-орбитальное взаимодействие, тогда

$$\frac{1}{\tau_s} \sim \tau_p \cdot \alpha^2 \frac{E_k^3}{\hbar^2 \cdot E_g}. \quad (26)$$

Для невырожденных полупроводников

$$\frac{1}{\tau_s} \sim \tau_p \alpha^2 \frac{(k_B T)^3}{\hbar^2 \cdot E_g}. \quad (27)$$

Можно найти отношение  $\tau_s$  для рассмотренных двух различных механизмов [5]:

$$\frac{\tau_{sД-П}}{\tau_{sЭ-Я}} = 0.4 \frac{\hbar^2}{\tau_p^2 \cdot k_B T \cdot E_g} \left( \frac{m_{vc}}{m_c} \right)^2 \left( \frac{1 - \frac{\eta}{2}}{1 - \frac{\eta}{3}} \right)^2. \quad (28)$$

Как было показано в работе [30] для n-типа III-V и II-VI полупроводников наиболее существенными механизмами спиновой релаксации являются механизмы Дьяконова-Переля и Эллиотта-Яфета, причем процессы Дьяконова-Переля преобладают над процессами Эллиотта-Яфета даже в узкозонных материалах, а основными механизмами рассеяния являются рассеяние на ионизированной примеси и рассеяние на продольных оптических фононах. Зависимости времени рассеяния от температуры и плотности легирующей примеси можно выразить как  $\tau_p \sim T^{3/2} n_D^{-1}$  для невырожденного электронного газа  $T \gg T_F$  и  $\tau_p \sim T^0 n_D^0$  для  $T \ll T_F$  (вырожденного случая). Основываясь на этих формулах, для механизма Дьяконова-Переля с учетом рассеяния на ионизированной примеси можно записать:

$\tau_s \sim T^{-9/2} n_D$  для невырожденного электронного газа и  $\tau_s \sim T^0 n_D^{-2}$  - для вырожденного.

Многие экспериментальные исследования спиновой релаксации в полупроводниках GaAs, GaSb, GaN, InAs, InSb, InP, ZnSe, ZnO, CdTe и HgCdTe (см. [31] и обзор [14]) показывают хорошее согласие с формулой  $\tau_s \sim T^{-9/2}$ , справедливой для рассеяния на ионизированной примеси (см. рис.3.4). При рассеянии электронов на продольных оптических фононах,  $\tau_p^{-1}$  изменяется слабее по сравнению с  $1/\langle \varepsilon_k^3 \rangle \sim T^{-3}$ , поэтому  $\tau_s$  по-прежнему уменьшается с ростом температуры. В GaAs рассеяние на продольных оптических фононах становится существенным при  $T > 100\text{K}$  [14].

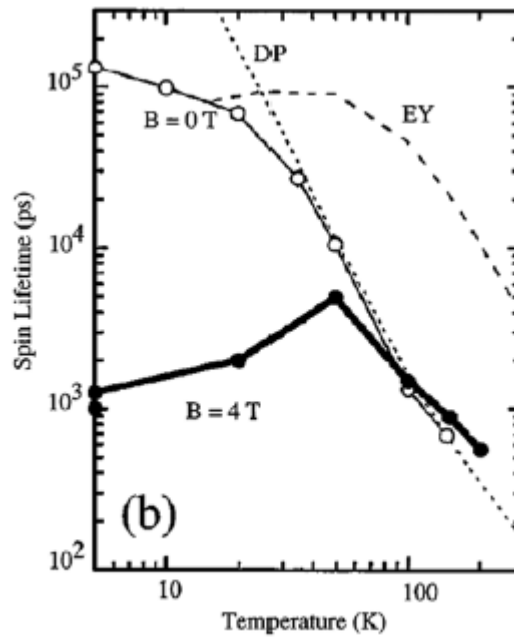


Рис. 3.4. Температурная зависимость времени спиновой релаксации в объемном n-GaAs при  $B=0$  и  $B=4$  Т с плотностью легирования  $n_D=10^{16}$  см $^{-3}$ . (Из работы [31])

### Механизм Бира-Аронова-Пикуса

В полупроводниках  $p$ -типа спиновая релаксация электронов проводимости может происходить посредством рассеяния электрона на дырке, сопровождающегося их обменным взаимодействием. Соответствующий Гамильтониан можно записать:

$$H = A \cdot \mathbf{S} \cdot \mathbf{J} \cdot \delta(\mathbf{r}), \quad (29)$$

где  $A$  пропорционален обменному интегралу между состояниями зоны проводимости и валентной зоны;  $\mathbf{J}$  – оператор углового момента дырок;  $\mathbf{S}$  – спиновый оператор электронов;  $\mathbf{r}$  – относительное расстояние электрон-дырка.

Наиболее часто употребляемое выражение для времени релаксации:

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{2}{\tau_o} \cdot N_a \cdot a_B^3 \cdot \frac{v_k}{v_B} \left[ \frac{p}{N_a} |\psi(0)|^4 + \frac{5}{3} \frac{N_a - p}{N_a} \right], \quad (30)$$

где  $a_B$  – Боровский размер экситона, равный  $\frac{\hbar^2 \cdot \varepsilon}{e^2 m_c}$ ;  $p$  – плотность свободных дырок;  $\tau_o$  –

параметр обменного расщепления  $\left( \frac{\hbar}{\tau_o} = \frac{3\pi}{64} \Delta_{ex}^2 / E_B \right)$ ;  $E_B$  – боровская энергия экситона,

равная  $\frac{\hbar^2}{2m_c a_B^2}$ ;  $\Delta_{ex}$  – обменное расщепление основного состояния экситона;  $v_B = \frac{\hbar}{m_c \cdot a_B}$ ;

$|\psi(0)|^2$  – фактор Зоммерфельда, равный  $\frac{2\pi}{k} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{2\pi}{k}\right) \right]^{-1}$ , а  $\kappa = \frac{E_k}{E_B}$ .

Для вырожденных дырок и для скорости электронов  $v_k$  больше скорости дырок на уровне Ферми

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{3}{\tau_o} p \cdot a_B^3 \cdot \frac{v_k}{v_B} \cdot \frac{k_B T}{E_{Fh}}, \quad (31)$$

где  $E_{Fh}$  – дырочная энергия Ферми, а  $|\Psi(o)|^2 \approx 1$  для полностью экранированного потенциала.

Этот механизм существенен и доминирует по сравнению с другими механизмами в сильно легированных образцах  $p$ -типа и при низких температурах  $T$ .

### ***Механизмы спиновой релаксации с участием сверхтонких взаимодействий***

В последнее время огромное внимание уделяется механизму, связанному со сверхтонким взаимодействием электронов проводимости с ядерными спинами, наибольший вклад, в которое дает Ферми-контактное взаимодействие, определяемое ненулевой плотностью электрона проводимости на ядре. Впервые сведения о том, что электрон проводимости создает конечную плотность на ядре в кристалле, появились в результате измерения смещений частот ядерного магнитного резонанса в металлах по сравнению с немагнитным состоянием вещества. Такое смещение частот известно под названием сдвига Найта [32,33]. Измерения найтовских сдвигов позволило определить отношения электронной плотности на ядре в металле  $|\phi_{k_F}(R_i)|^2$  к электронной плотности для свободного атома  $|\phi_A(R_i)|^2$  для ряда металлов: 0.46 для лития, 0.6 для натрия.

Спин электрона в орбитальном состоянии  $\psi(\mathbf{r})$  находится под воздействием магнитного поля

$$\mathbf{B}_n = \frac{2\mu_o}{3} \frac{g_o}{g} \sum_i \hbar \cdot \gamma_{n,i} \cdot \mathbf{I}_i \cdot |\psi(\mathbf{R}_i)|^2. \quad (32)$$

где  $\mu_o$  – магнитная проницаемость вакуума;  $i$  – обозначение для ядер в положениях  $\mathbf{R}_i$ ;  $\mathbf{S}$  и  $\mathbf{I}_i$  – соответственно, электронный и ядерный спиновые операторы, выраженные в единицах  $\hbar$ , а  $\gamma_{n,i}$  – ядерное гиромагнитное отношение  $g_o$  –  $g$ -фактор свободного электрона  $g$ - эффективный  $g$ -фактор.

Гамильтониан взаимодействия электронного спина с ядерным описывается Ферми-контактным взаимодействием:

$$\hat{H} = -\frac{8\pi}{3} \cdot g \cdot \mu_B \cdot g_N \cdot \mu_n \cdot \mathbf{S} \cdot \mathbf{I} \cdot \delta(r). \quad (33)$$



Он может быть получен на основе классической электромагнитной теории: поведение электрона в магнитном поле  $H$  описывается путём замены  $p$  на  $(p + \frac{e}{c}A)$ , где  $A$  – векторный потенциал, определяемый как  $div \vec{A} = 0$ ,  $rot \vec{A} = \vec{H}$ .

Магнитный диполь  $\vec{\mu}$  создаёт в точке на расстоянии  $\vec{r}$  магнитное поле с векторным потенциалом

$$\vec{A} = \frac{[\vec{\mu} \cdot \vec{r}]}{r^3} = rot \left( \frac{\vec{\mu}}{r} \right), \quad (34)$$

тогда

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \left( \vec{p} + \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2 + 2\beta \cdot s \cdot rot \vec{A}, \quad (35)$$

где  $\beta$  – магнетон Бора,  $s$  – спин частицы, состояние которого расщепляется в магнитном поле  $H = rot A$  (зеemanовское расщепление).

В первом приближении оставляют только члены, линейные по  $A$ :

$$\hat{H} = \frac{e}{2mc} (\vec{p} \cdot \vec{A} + \vec{A} \cdot \vec{p}) + 2\beta \cdot s \cdot rot \vec{A} \quad (36)$$

или

$$\hat{H} = 2\beta \frac{\vec{l} \cdot \vec{\mu}}{r^3} + 2\beta \cdot s \cdot rot rot \left( \frac{\vec{\mu}}{r} \right), \quad (37)$$

где  $\vec{l} \cdot \vec{\mu} = [\vec{r} \cdot \vec{p}]$ . Зависящую от спина часть:

$$\hat{H}_1^s = 2\beta \cdot s \cdot \left[ \nabla \left( \nabla \frac{\mu}{r} \right) \right] = 2\beta \left[ (s \cdot \vec{\nabla})(\mu \cdot \vec{\nabla}) - (s \cdot \mu) \nabla^2 \right] \cdot \frac{1}{r} \quad (38)$$

удобно переписать в виде:

$$\hat{H}_1^s = 2\beta \left[ (s \cdot \nabla)(\mu \cdot \nabla) - \frac{1}{3}(\mu \cdot s) \nabla^2 \right] \cdot \left( \frac{1}{r} \right) - \frac{4\beta}{3} (s \cdot \mu) \nabla^2 \left( \frac{1}{r} \right) \quad (39)$$

----- I -----                      ----- II -----

Для  $r \neq 0$  член II = 0 (из уравнения Лапласа), а член I описывает диполь-дипольное взаимодействие:

$$2\beta \left[ 3(s \cdot r)(\mu \cdot r) / r^5 - s \cdot \mu / r^3 \right]; \quad (40)$$

при  $r \rightarrow 0$  второй член (II) равен

$$\frac{16}{3} \pi \beta \cdot (s \cdot \mu) \cdot \delta(r) \quad (41)$$

и при интегрировании

$$W_m^s = (\Psi_e | H_1^s | \Psi_e) = \int \Psi_e | H_1^s | \Psi_e d\Omega = \frac{16}{3} \pi \beta (s \cdot \mu) |\Psi_e(0)|^2. \quad (42)$$

Таким образом, Гамильтониан сверхтонкого взаимодействия электрона с ядром можно записать в виде:

$$\hat{H} = 2\beta \cdot \gamma \cdot H \cdot I \cdot \left[ \frac{l}{r^3} - \frac{s}{r^3} + 3 \frac{\vec{r}(\vec{s} \cdot \vec{r})}{r^5} + \frac{8}{3} \pi \cdot s \cdot \delta(r) \right]. \quad (43)$$

$$\hat{H}_{HF} = \vec{S} \cdot \vec{A} \cdot \vec{I} \quad (44)$$

$$\vec{A} = a \cdot \vec{I} + \vec{B}, \quad (45)$$

где  $a = \frac{16}{3} \pi \cdot \beta \cdot \gamma \cdot h \cdot |\Psi(0)|^2$ ;  $B = 2\beta \cdot \gamma \cdot \hbar \left\langle \Psi \left| \frac{1}{r^3} \right| \Psi \right\rangle \frac{l(l+1)}{j(j+1)}$ ,  $l \neq 0$ ; а  $\left| \frac{1}{r^3} \right| = \left| \frac{3x_i x_j}{r^5} - \frac{\delta_{ij}}{r^3} \right|$  при

$x_i, x_j = x, y, z$ .

Найдем вклад сверхтонкого взаимодействия в релаксацию спинов электронов проводимости.

Подобная задача решалась Дьяконовым и Перелем в работе [34] для случая оптически поляризованных электронов в твердых растворах GaAlAs [35], где все ядра основной решетки обладают спинами, а электроны в условиях экспериментов [35], заброшенные в зону проводимости циркулярно поляризованным светом, быстро захватываются на мелкие донорные центры, в которых область локализации электрона охватывает большое ( $\sim 10^5$ ) число ядер решетки. Спиновая релаксация таких локализованных электронов определяется воздействием случайных локальных магнитных полей, причиной существования которых может быть, в данном случае, сверхтонкое взаимодействие с ядрами решетки.

$$\overline{H_c^2} = (\mu_B g)^{-2} \sum_n A_n^2 I_n (I_n + 1) \quad (46)$$

Более подробное описание такой задачи можно найти в [36], где, кроме того, подробно обсуждается корректность ее постановки для случая локализованных электронов с использованием только сверхтонкого взаимодействия.

Вероятность переворота спина в единицу времени определяется как:

$$W = \frac{1}{2} \left( \frac{\mu_0 g}{\hbar} \right)^2 \text{Re} \int_0^\infty \exp(-i\Omega\tau) \langle H_{c-}(0) H_{c+}(\tau) \rangle d\tau \quad (47)$$

где  $\Omega = \mu_0 g H_0 / \hbar$  - частота прецессии спина электрона во внешнем поле. Используя для определения корреляционной функции модель Марковского процесса [36]:

$$\langle H_{c-}(0)H_{c+}(\tau) \rangle = \frac{2}{3} \overline{H_c^2} \exp(-\gamma_c \tau) \quad (48)$$

где  $\gamma_c = 1/\tau_c$  - обратное время корреляции случайного поля и интегрируя 3.47 с учетом 3.48 и определяя время спиновой релаксации как  $\tau_s = (2W)^{-1}$ , можно получить:

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{2}{3} \cdot \frac{\omega_l^2 \gamma_c}{\gamma_c^2 + \Omega^2} \quad (49)$$

где  $\omega_l$  – частота прецессии спина электрона в локальном поле. Если применить этот результат к электронам проводимости, то можно положить  $\Omega=0$ , ( $\gamma_c \gg \Omega$  из-за огромной скорости электронов) тогда для скорости спиновой релаксации получим:

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{2}{3} \cdot \frac{\omega_l^2}{\gamma_c} = \frac{2}{3} \cdot \omega_l^2 \tau_c \quad (50)$$

Эта формула соответствует динамическому усреднению локальных полей за счет движения электронов проводимости. Известно, что оно приводит к разрушению тонкой и сверхтонкой структуры вследствие движения спинов, которое было впервые рассмотрено Андерсоном в [36] и описано Абрагамом [32] для спиновых систем в жидкостях и газах. В выражении для скорости спиновой релаксации (3.50) нет явной зависимости от концентрации магнитных ядер в том случае, когда не все ядра в кристаллической матрице обладают спином. Мы обсудим такую зависимость ниже.

Другой способ определения вклада сверхтонкого взаимодействия в спиновую релаксацию электронов проводимости, в основе которой лежит полуклассическая модель движения электрона с эффективной массой  $m^*$  в полупроводнике, предложена Першиным и Привманом в [9]. Для простоты предполагается, что  $S=1/2$ ,  $I=1/2$ . В процессе движения электрон испытывает сверхтонкое взаимодействие с ядрами:

$$\hat{H} = \vec{\sigma} \sum_i A_i(t) \cdot \vec{I}_i, \quad (51)$$

где  $\vec{\sigma}$  - матрица Паули;  $A_i = \frac{8\pi}{3} g_0 \cdot \mu_B \cdot \mu_i |\Psi(r_i, t)|^2$  - изотропная константа сверхтонкого взаимодействия, обусловленного Ферми-контактным взаимодействием,  $\mu_i$  – магнитный момент  $i$ -го ядра в позиции  $r_i$ .

Будем считать, что  $A_i$  постоянно в течение интервала времени взаимодействия  $t_i$ ,  $t_i + \delta t_i$  и равно нулю вне интервала (а также, что  $t_i + \delta t_i < t_{i+1}$ ).

Далее рассмотрим эволюцию спиновой матрицы плотности  $\rho(t)$  с помощью уравнения:

$$\hbar \frac{\partial \rho}{\partial t} = [H, \rho],$$

решение которого, запишется как:

$$\rho(t_i + \delta t_i) = e^{-(i/\hbar)\hat{H}_i\delta t_i} \cdot \rho(t_i) \cdot e^{(i/\hbar)\hat{H}_i\delta t_i}, \quad (52)$$

где  $\rho(t_i) = \rho_e^{i-1} \times \rho_i$ .

Для электронного спина

$$\rho_e^{i-1} = \begin{pmatrix} \rho_{00}^{i-1} & \rho_{01}^{i-1} \\ \rho_{10}^{i-1} & \rho_{11}^{i-1} \end{pmatrix}; \quad (53)$$

для ядерного спина

$$\rho_i = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + p_i^z & p_i^x - ip_i^y \\ p_i^x + ip_i^y & 1 - p_i^z \end{pmatrix}, \quad (54)$$

где  $p_i$  – вектор поляризации ядерного спина.

В результате преобразований в работе [37] было получено:

$$\rho_{00}^i = \rho_{00}^{i-1} \cos^2(2a_i) + \frac{1}{2}(1 + p_i^z) \sin^2(2a_i) + \frac{\sin(4a_i)}{2} (p_i^x \cdot I_n \cdot \rho_{10}^{i-1} - p_i^y \cdot R_e \cdot \rho_{10}^{i-1}) \quad (57)$$

$$\rho_{10}^i = \rho_{10}^{i-1} \left( \cos^2(2a_i) + ip_i^z \frac{\sin(4a_i)}{2} \right) + i(p_i^x + ip_i^y) \cdot \sin(2a_i) \left( \frac{e^{-i2a_i}}{2} - \rho_{00}^{i-1} \cos(2a_i) \right), \quad (58)$$

$$\rho_{11}^i = 1 - \rho_{00}^i, \quad \rho_{01}^i = (\rho_{10}^i)^* \quad (59)$$

где

$$a_i = \frac{\bar{A}_i \delta t_i}{\hbar} \quad (60)$$

Спиновая поляризация характеризуется вектором  $S_i$  с компонентами  $S_i^x = 2\text{Re}(\rho_{10}^i)$ ,  $S_i^y = 2\text{Im}(\rho_{10}^i)$ ,  $S_i^z = 2(\rho_{00}^{i-1})$ . С учетом выражений (5.57) и (5.58), для вектора спиновой поляризации можно записать:

$$\vec{S}_i = \vec{P}_i \sin^2(2a_i) + \vec{S}_{i-1} \cos^2(2a_i) + \sin(2a_i) \cos(2a_i) \vec{P}_i \times \vec{S}_{i-1}.$$

Если предположить, что ядерные спины однородно поляризованы ( $\mathbf{P}_i = \mathbf{P}$ ), можно ввести векторы продольной и поперечной электронной спиновой поляризации по отношению к поляризации ядер:

$$\vec{S}_i = \vec{S}_i^{\parallel} + \vec{S}_i^{\perp}$$

Тогда эволюция вектора поляризации выразится как:

$$\vec{S}_i = \vec{P}(1 - \cos^{2i}(2\bar{a})) + \vec{S}_0^{\parallel} \cos^{2i}(2\bar{a}) = \vec{P} + \cos^{2i}(2\bar{a})(\vec{S}_0^{\parallel} - \vec{P}) = \vec{P} + e^{-t/T_1}(\vec{S}_0^{\parallel} - \vec{P})$$

где

$$T_{\parallel} = \frac{\Delta t}{2 \ln(\cos(2a))} \quad (61)$$

есть время продольной спиновой релаксации. Для случая неполяризованных ядерных спинов авторами был проведен численный расчет, который дал также экспоненциальный спад продольной намагниченности электронных спинов с временем релаксации (61).

Можно сделать оценки параметров теории, рассматривая выражение для времени спиновой релаксации при взаимодействии электронов проводимости с ядрами для случая, когда  $a \ll 1$ :

$$\tau_s = -\frac{\Delta t}{2 \ln \cos 2a} \approx \frac{\Delta t}{4a^2}, \quad (62)$$

где  $\Delta t$  - время между актами взаимодействия электрона с одним ядром, а параметр взаимодействия

$$a = \frac{1}{\hbar} \frac{8\pi}{3} g_0 \mu_B \mu_N |\psi|^2 \delta t \quad (63)$$

зависит как от значения электронной плотности на ядре  $|\psi|^2$ , так и от времени электронно-ядерного взаимодействия  $\delta t$ . В приближении модели [37] электрон описывается волновым пакетом с поперечными и продольными размерами  $(b, b, \lambda)$ , поэтому для электронной плотности принимается значение

$$|\Psi|^2 = |u_0|^2 \Omega_0 / b^2 \lambda, \quad (64)$$

где  $\Omega_0$  есть объем элементарной ячейки, а  $|u_0|^2$  - квадрат модуля блоховской волновой функции, причем известно, что для GaAs  $|u_0|^2 = 5 \cdot 10^{25} \text{ см}^{-3}$ , а для кремния  $|u_0|^2 \Omega_0 = (186 \pm 12) (|u_0|^2 = 7 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-3})$  [38].

Для времени электронно-ядерного взаимодействия используется приближение

$$\delta t = \frac{\lambda}{v}, \quad (65)$$

где  $v$  - скорость электрона с энергией  $kT$ . По порядку величины  $v \sim 10^7 \text{ см/с}$ . Оцененное в [37] время спиновой релаксации для GaAs, где каждое ядро, с которым взаимодействует электрон, является магнитным, оказалось равным 30 нс. В кремнии с природной композицией изотопов содержание ядер изотопа  $^{29}\text{Si}$  с  $I=1/2$  составляет всего 4.7%, поэтому аналогичные оценки дают значение порядка 2 мкс. Такое значение трудно выделить на фоне механизмов Эллиотта-Яфета. В кремнии, обогащенном изотопом  $^{29}\text{Si}$  до концентраций близких к 100%, такой вклад может быть более существенным. Зависимость вклада СТВ от степени обогащения изотопом с ненулевым ядерным спином

для механизма Першина-Привмана определяется как  $\alpha^{1/3}$  ( $\alpha$ - доля ядер со спином  $I \neq 0$ ) и возникает из-за зависимости параметра  $\Delta t$  от содержания магнитных ядер:

$$\Delta t = \frac{\alpha^{1/3} N_a}{v_F} \quad (66)$$

Это справедливо тогда, когда можно считать, что электрон при своем движении взаимодействует каждый раз только с одним магнитным ядром. В этом случае время релаксации оказывается не зависящим от величины волнового пакета:

$$T^{-1} = \frac{4(2\pi)^2 (A \delta t)^2}{\Delta t} = \frac{4(2\pi)^2 A^2 \lambda^2 \alpha^{1/3} N_a^{1/3}}{v} \quad (67)$$

где  $A$  сверхтонкая константа  $\left( A = \frac{8\pi}{3} g_0 \cdot \mu_B \cdot \mu |\Psi|^2 \right)$ , измеренная в МГц.  $N_a$  – плотность атомов кремния в кристалле.

Когда концентрация магнитных ядер при обогащении кремния изотопом  $^{29}\text{Si}$  становится большой настолько, что в пределах волнового пакета оказывается несколько ядер, то кроме того, что время  $\Delta t$  теряет смысл, поскольку  $\Delta t / \delta t \rightarrow 1$ , необходимо скорость релаксации умножить на количество ядер, попадающих в пределы волнового пакета, т.е. на  $N = \alpha^{1/3} N_a^{1/3} \lambda$ . Тогда:

$$T^{-1} = \frac{4(2\pi)^2 A^2 \lambda^3 \alpha^{2/3} N_a^{2/3}}{v} \quad (68)$$

В этом случае, скорость спиновой релаксации становится зависящей от размера волнового пакета (пропорциональна его первой степени) и зависящей от доли ядер в степени  $2/3$ . Таким образом, при определенной точности эксперимента было бы возможным определить справедливость той или иной модели, а также уточнить параметры теории.

В работах [39,40] были экспериментально исследованы образцы высокоомного кремния n-типа проводимости, выращенного бестигельной зонной плавкой и различающиеся содержанием изотопа  $^{29}\text{Si}$ . Все образцы имели низкую концентрацию фосфора, который присутствовал в образцах в качестве остаточной примеси ( $4-6 \cdot 10^{13} \text{см}^{-3}$ ). Спектры ЭПР, измерялись при температуре 90К, при малой мощности СВЧ поля (20dB) и малой амплитуде модулирующего ВЧ поля 0.002 мТл. Изменение ширины линий в зависимости от концентрации магнитных ядер представлено на рисунке 3.5.

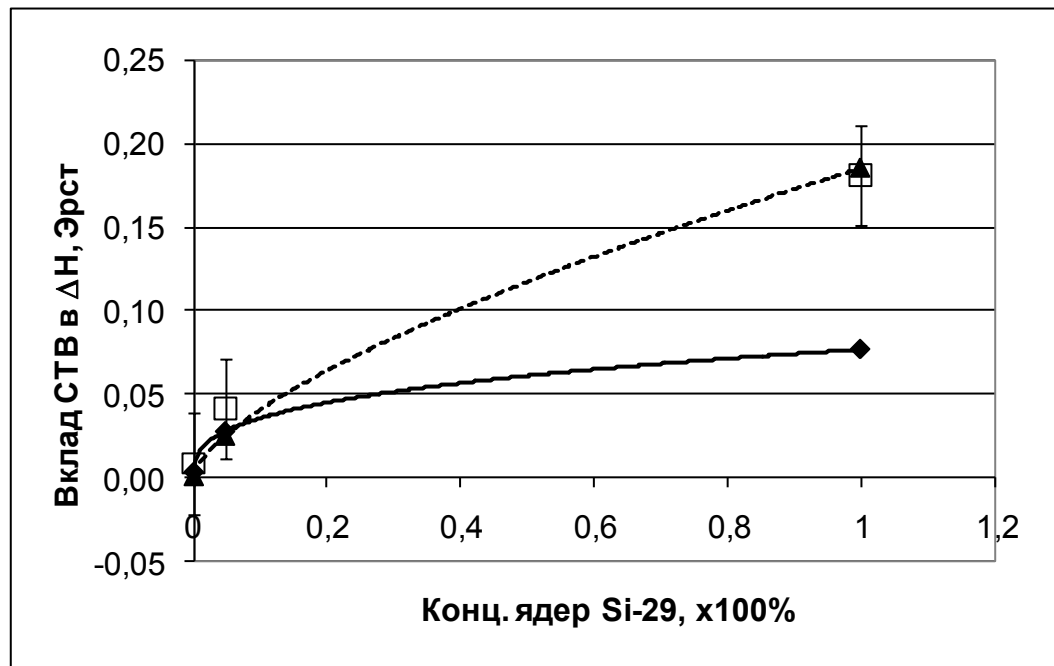


Рисунок 3.5. Изменение ширины линии ЭСР электронов проводимости в зависимости от концентрации магнитных ядер. □ – эксперимент; ◆ – расчет по формуле (3.64); ▲ - расчет по формуле (3.65) с параметром  $\lambda \approx 9 \times 10^{-8}$ .

Теоретические кривые были построены на основе модели Першина-Привмана для области малых концентраций ядер (3.64) и уточненной модели для области больших концентраций (3.65), которые предсказывают степенные зависимости с показателями 1/3 и 2/3 соответственно.

### *Механизм спиновой релаксации связанный с неоднородностью g-тензора*

Прецессия спина в магнитном поле (направление и частота) определяются g-фактором (g-тензором). Маргулис [9] первым предложил механизм спиновой релаксации электронов проводимости, при наличии магнитного поля вызванный зависимостью g-фактора от импульса (или энергии [10]), приводящий к неоднородному уширению распределения частот прецессии. В отсутствие рассеяния неоднородное уширение прецессии приводит к обратимой релаксации. Любое рассеяние, включая электрон-электронное [10], вызывает необратимую релаксацию. В этом режиме скорость релаксации выражается следующей формулой:

$$\frac{1}{\tau_s} = (\mu_B B)^2 \cdot \sum_l \frac{(g_{lj}^2 - \bar{g}_{lj}^2) \tau_c}{1 + (\mu_B B)^2 \sum_n \bar{g}_{nj}^2 \tau_c^2} \quad (69)$$

### **Спиновая релаксация, вызванная анизотропным обменным взаимодействием**

Анизотропное обменное взаимодействие является эффективным механизмом релаксации в легированных полупроводниках в непроводящей (диэлектрической) фазе [41,12, 43-45]. Оно является следствием обменного взаимодействия между носителями, локализованными на легирующей примеси, с учетом спин-орбитальной связи. Оно может быть записано как:

$$H_{anex} \approx -J_{ij} \left[ \sin(\gamma_{ij}) \frac{\vec{\gamma}_{ij}}{\gamma_{ij}} (\vec{S}_i \times \vec{S}_j) + (1 - \cos \gamma_{ij}) \left( \frac{\vec{\gamma}_{ij}}{\gamma_{ij}} \vec{S}_i \right) \left( \frac{\vec{\gamma}_{ij}}{\gamma_{ij}} \vec{S}_j \right) \right] \quad (70)$$

Здесь  $\vec{\gamma}_{ij}$  - вектор, пропорциональный величине спин-орбитального взаимодействия.

В непроводящей фазе электрон прецессирует вокруг анизотропного обменного поля, созданного случайно ориентированным электронным спином, что порождает случайное блуждание спиновой прецессии. Время корреляции спиновой прецессии ограничивается временем прыжка, а также изотропным обменным взаимодействием с соседними электронами. Последнее, возмущает спиновую прецессию индивидуального спина, но сохраняет полную поляризацию. Поскольку  $\tau_c \approx 1/\langle J_{ij} \rangle$  и  $\Omega \approx \langle J_{ij} \gamma_{ij} \rangle$ , то, согласно [39]:

$$\tau_s^{-1} \approx \frac{2}{3} \langle J_{ij} \rangle \langle \gamma_{ij} \rangle^2 \quad (71)$$

В магнитных полупроводниках (например GaMnAs) возникает механизм, связанный с обменным s-d взаимодействием с магнитными примесями [46].

Рассматривают два основных режима взаимодействия: непроводящий и металлической проводимости. В первом случае  $\tau_s^{-1} \approx \frac{2}{3} \langle \Omega_{s(p)-d}^2 \rangle \tau_c$ , а в случае металлической проводимости для скорости спиновой релаксации можно записать:

$$\tau_s^{-1} \approx \frac{m_e \langle k \rangle}{3\pi} J_{sd}^2 N_M S_M (S_M + 1) \quad (72)$$

где

$$\langle k \rangle = \sum_{\mathbf{k}} k f_{\mathbf{k}} (1 - f_{\mathbf{k}}) / \sum_{\mathbf{k}} f_{\mathbf{k}} (1 - f_{\mathbf{k}}) \quad (73)$$



## **2. Практическая часть (указания к выполнению лабораторной работы).**

### **Задания**

1. Для серии образцов кремния, легированных донорными примесями исследовать температурные зависимости ширины линии ЭПР электронов проводимости в интервале температур 90-300К.
2. Используя связь ширины линии ЭПР со скоростью спиновой релаксации построить зависимости скорости спиновой релаксации от температуры, концентрации донорной примеси и порядкового номера химического элемента примеси.
3. Из характера зависимостей определить различные вклады в спиновую релаксацию исследованных образцов.
4. На основе анализа полученных экспериментальных данных и известных теоретических моделей механизмов спиновой релаксации установить согласие экспериментально определенных вкладов с теоретическими моделями.
5. Определить, какие из рассмотренных в теоретическом введении механизмов следует учитывать в экспериментально исследованных случаях.

### **Содержание отчета**

- Описание цели исследований.
- Краткое изложение метода исследований.
- Результаты измерений (таблицы, графики).
- Выводы.
- Литература.

## **3. Контрольные вопросы**

1. Объяснить происхождение магнитных моментов у атомов и рассмотреть различные вклады в парамагнетизм металлов и полупроводников.
2. g-фактор, его определение. Значения g-факторов для свободного и зонных электронов и дырок.
3. Рассмотреть спин-орбитальное взаимодействие в свободных атомах.
4. Рассмотреть зонные структуры полупроводников GaAs, Si, Ge их особенности с учетом спин-орбитального расщепления зон.

5. Рассмотреть различные механизмы рассеяния электронов проводимости в полупроводниках.
6. Почему вводятся различные времена спиновой релаксации  $T_1$  и  $T_2$ .
7. Рассмотреть механизмы спиновой релаксации электронов проводимости в металлах и полупроводниках: Эллиота-Яфета; Дьяконова-Переля; Бира-Аронова-Пикуса; релаксацию через сверхтонкие взаимодействия.

## Литература

1. Torrey H.C. Bloch equations with diffusion terms // *Phys. Rev.* 1956. V.104. P.563–565.
2. Zutic I., Fabian J., Das Sarma S. Spintronics: Fundamentals and applications // *Rev. Mod. Phys.* 2004. V.76, P.323-410.
3. Elliott R.J. Theory of the effect of spin-orbit coupling on magnetic resonance in some semiconductors // *Phys. Rev.* 1954. V.96. P.266–279.
4. Yafet Y. g-factor and spin lattice relaxation of conduction electrons // *Solid State Physics*, edited by F. Seitz and D. Turnbull (Academic, New York), 1963. V. 14, P. 1-98.
5. Дьяконов М.И., Перель В.И. Спиновая релаксация электронов проводимости в нецентросимметричных полупроводниках // *ФТТ*. 1971. Т.13. С.3581-3585.
6. M.I. D'yakonov, V.I. Perel', On spin orientation of electrons in interband absorption of light in semiconductors // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 1971. V. 60 P. 1954-1965.
7. Бир Г.Л., Аронов А.Г., Пикус Г.Е. Спиновая релаксация электронов вследствие рассеяния дырками // *ЖЭТФ*. 1975. Т.69. С.1382-1397.
8. Aronov A.G., Pikus G.E., Titkov A.N., Spin relaxation of conduction electrons in p-type III-V compounds // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 1983. V. 84. P. 1170.
9. Margulis A.D., Margulis V.A. Spin relaxation of conduction electrons in semiconductors in a strong magnetic field. The precession mechanism // *Sov. Phys. Solid State* 1983. V. 25. P. 918-921.
10. Wu M.W., Ning C.Z. A novel mechanism for spin dephasing due to spin-conserving scatterings.// *Eur. Phys. J. B* 2000. V. 18. P. 373-376.
11. G. Fishman, G. Lampel, Spin relaxation of photoelectrons in p-type gallium arsenide // *Phys. Rev. B* 1977. V. 16. P. 820-831.
12. Kavokin K.V., Spin relaxation of localized electrons in n-type semiconductors // *Semicond. Sci. Technol.* 2008. V. 23. P. 114009-114022.

13. Wu M.W. Spin dephasing induced by inhomogeneous broadening in D'yakonov\_Perel' effect in a n-doped GaAs quantum well // J. Phys. Soc. Japan 2001. V. 70. P. 2195-2198.
14. Wu M.W., Jiang J.H., Weng M.Q. Spin dynamics in semiconductors // Physics Reports 2010. V. 493. P. 61-236.
15. Y. Song, H. Dery, Phys. Rev. B **86**, 085201 (2012); Yang Song, Oleg Chalaev, and Hanan Dery. Donor-driven spin relaxation in multi-valley semiconductors arXiv:1407.0725v1 [cond-mat.mtrl-sci] 2 Jul 2014
16. Zarifis V., Castner, T.G. ESR linewidth behavior for barely metallic n-type silicon // Phys. Rev. B 1987. V. 36. P. 6198-6201.
17. Quirt J.D., Marko J.R. Absolute spin susceptibilities and other ESR parameters of heavily doped n-type silicon. i. metallic samples // Phys. Rev. B 1972. V. 5. P. 1716-1728.
18. Carver G.P., Holcomb D.F., Kaeck J.A.  $P^{31}$  spin echoes in metallic phosphorus-doped silicon // Phys. Rev. B 1971. V. 3. P. 4285-4286.
19. Ue H., Maekawa S. Electron-spin-resonance studies of heavily phosphorus-doped silicon // Phys. Rev. B 1971. V. 3. P. 4232-4238.
20. Lépine D.J. Spin resonance of localized and delocalized electrons in phosphorus-doped silicon between 20 and 300 K // Phys. Rev. B 1970. V. 2. P. 2429-2439.
21. Lancaster G., van Wyk J.A., Schneider E.E. Spin-lattice relaxation of conduction electrons in silicon // Proc. Phys. Soc. 1964. V. 84. P. 19-24.
22. Cheng J.L., Wu M.W., Fabian J. Theory of the spin relaxation of conduction electrons in silicon // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 104. P. 016601-1-016601-4.
23. Appelbaum I., Huang B., Monsma D.J., Electronic measurement and control of spin transport in silicon // Nature 2007. V. 447. P. 295-298.
24. Roth L.M. g factor and donor spin-lattice relaxation for electrons in germanium and silicon // Phys. Rev. 1960. V. 118. P. 1534-1540.
25. Abrahams E. Donor electron spin relaxation in silicon // Phys. Rev. 1957. V. 107. P. 491-496.
26. Culvahouse J.W., Pipkin F.M. Experimental study of spin-lattice relaxation times in arsenic-doped silicon // Phys. Rev. 1958. V. 109. P. 319-327.
27. Feher G., Gere E.A., Electron spin resonance experiments on donors in silicon. ii. electron spin relaxation effects // Phys. Rev. 1959. V. 114. P. 1245-1256.
28. H. Hasegawa, Spin-lattice relaxation of shallow donor states in Ge and Si through a direct phonon process // Phys. Rev. 1960. V. 118. P. 1523-1534.
29. Wilson D.K. Electron spin resonance experiments on shallow donors in germanium // Phys. Rev. 1964. V. 134. P. A265-A286.

30. Jiang J.H., Wu M.W. Electron-spin relaxation in bulk III\_V semiconductors from a fully microscopic kinetic spin Bloch equation approach // *Phys. Rev. B* 2009. V. 79 P. 125206.
31. Kikkawa J.M., Awschalom D.D. Resonant spin amplification in n-type GaAs // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 80. P. 4313-4316.
32. Абрагам А. Ядерный магнетизм.: пер. с англ.: М. ИЛ, 1963, 551 с.
33. Винтер Ж., «Магнитный резонанс в металлах», М: «Мир», 1976–288 с.
34. Дьяконов, М.И., Перель В.И. Оптическая ориентация в системе электронов и ядер решетки в полупроводниках: Теория // *ЖЭТФ* 1973. Т.65, в.1(7). С.362-376.
35. Берковиц В.Л., Екимов А.И., Сафаров В.И. Оптическая ориентация в системе электронов и ядер решетки в полупроводниках. Эксперимент // *ЖЭТФ* 1973. Т. 65, в.1(7). С.346-361.
36. Anderson P.W., Weiss P.R. // *J. Phys. Soc. Japan.* 1954. V.9. P.316.
37. Pershin Y.V., Privman V. Spin relaxation of conduction electrons in semiconductors due to interaction with nuclear spins // *Nano Letters.* 2003. V.3. P.695-700.
38. Shulman R.G., Wyluda B.J. Nuclear magnetic resonance of Si<sup>29</sup> in n- and p-type silicon // *Phys. Rev.* 1956. V. 103. P. 1127-1129.
39. Сухоруков А.В., Ежевский А.А., Гусев А.В., Гусейнов Д.В., Попков С.А.. Процессы спиновой релаксации электронов проводимости в кремнии с различным изотопным составом. Вестник Нижегородского университета. Серия «Физика твердого тела» 2010. Вып. 5(2). С. 332-336
40. Ezhevskii A.A., Soukhorukov A.V., Guseinov D.V., Popkov S.A., Gusev A.V., Gavva V.A. Spin relaxation and spin-diffusion length of conduction electrons in silicon with different compositions of isotopes //ICPS-30 July 25-30, 2010/Coex, Seoul, Korea, AIP Conference Proceeding Series.
41. Low-temperature spin relaxation in n-type GaAs / R.I. Dzhioev, et.al. // *Phys. Rev. B* 2002. V. 66. P. 245204.
42. Kavokin K.V. Spin relaxation of localized electrons in n-type semiconductors // *Semicond. Sci. Technol.* 2008. V. 23. P. 114009 (13 pp.).
43. [322] K.V. Kavokin, Symmetry of anisotropic exchange interactions in semiconductor nanostructures, *Phys. Rev. B* 69 (2004) 075302.
44. Kavokin K.V. Anisotropic exchange interaction of localized conduction-band electrons in semiconductors // *Phys. Rev. B* 2001. V. 64. P. 075305.
45. Putikka W.O., Joynt R. Theory of optical orientation in n-type semiconductors // *Phys. Rev. B* 2004. V. 70. P. 113201.

46. Jiang J.H., Zhou Y., Korn T., Schüller C., Wu M.W., Electron spin relaxation in paramagnetic Ga(Mn)As quantum wells // Phys. Rev. B 2009. V. 79. P. 155201.

**Исследование спиновой релаксации носителей тока в полупроводниках**  
(Лабораторная работа)

Составитель:  
**Ежевский Александр Александрович**

---