

СУЖЕНИЕ ЛИНИИ МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА ФЛУКТУАЦИЯМИ ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ МЕТАЛЛАХ

Б.П.Водопьянов¹⁾, Л.Р.Тагиров

Казанский государственный университет
420008, Казань

¹⁾Казанский физико-технический институт КНЦ АН СССР
420029, Казань

Поступила в редакцию 16 августа 1991 г.

Получено кинетическое уравнение для намагниченности локализованных спинов в неупорядоченных металлах с учетом обменного взаимодействия. Показано, что в случае, когда коррелятор обменного взаимодействия $\omega_{ex}^2 = \frac{1}{8} \sum_j < J_{ij}^2 -$

$< J_{ij} >_{imp}^2 >_{imp}$ больше ширины δ распределения локальных полей, форма линии становится лоренцевой с шириной $\sim \delta^3 / \omega_{ex}^2$.

1. Явление "обменного сужения" линии магнитного резонанса (МР), понимание которого было достигнуто в работах Андерсона Ф. ^{1,2}, заключается в усреднении локальных (дипольных, неоднородных, сверхтонких) полей при быстром обменном движении намагниченности. В чистых металлах основным механизмом обмена является дальнедействующий косвенный обмен Рудермана - Киттеля (РККИ), спадающий с расстоянием как $r^{-3} \cos(2k_F r)$ (k_F - фермиевский импульс). Начиная с работы Де Жена ³ принято считать, что в металлах с примесями РККИ-взаимодействие экспоненциально затухает на длине свободного пробега электронов проводимости l .

Теперь представим себе неупорядоченный металл с длиной свободного пробега в несколько постоянных решетки a и содержащий небольшое количество магнитных примесей, среднее расстояние между которыми $r_{cp} \approx ac^{-1/3} > l$ ($c \leq 0,01$ - относительная концентрация магнитных примесей). В этом случае подавляющая часть спинов магнитных ионов не связана друг с другом обменом и, очевидно, никакого обменного сужения линии МР не должно быть.

В настоящей статье, используя идею, высказанную в работах ^{4,5}, что на расстояниях $r > l$ потенциал РККИ не спадает экспоненциально, а становится случайной функцией координат спинов, мы покажем, что в неупорядоченном магниторазбавленном металле обменное сужение линии МР будет иметь место в полной мере.

2. Будем считать, что основным источником ширины линии является разброс локальных полей. Тогда гамильтониан задачи будет

$$H = \sum_i \omega_i S_i^z + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} J_{ij} \vec{S}_i \vec{S}_j + \omega_1(t) \sum_i (S_i^+ + S_i^-), \quad (1)$$

$\omega_i = \omega_s + \Omega_i$ - локальная частота прецессии i -ого спина, ω_s - ларморова частота, $S = 1/2$ для простоты выкладок. Обменное взаимодействие в (1) представим в виде

$$J_{ij} \vec{S}_i \vec{S}_j = (\delta J_{ij}) \vec{S}_i \vec{S}_j + < J_{ij} >_{imp} \vec{S}_i \vec{S}_j, \quad (2)$$

$\langle \dots \rangle_{imp}$ означает усреднение по расположению примесей. Последнее слагаемое в (2) в дальнейших выкладках опустим, так как $\langle J_{ij} \rangle_{imp} \sim \exp(-r/l)^{3-5}$. Запишем уравнение движения для средней поперечной намагниченности i -ого спина, $\sigma_i(t) = \langle S_i^+(t) \rangle$:

$$i \frac{\partial \sigma_i}{\partial t} = \langle [S_i^+(t), H] \rangle = -\omega_i \sigma_i - \sum_{j \neq i} (\delta J_{ij}) \langle S_i^+(t) S_j^z(t) - S_i^z(t) S_j^+(t) \rangle. \quad (3)$$

Связь между i -ым и j -ым магнитными моментами будем учитывать в линейном по концентрации спинов приближении, тогда

$$i \frac{\partial}{\partial t} \langle S_i^+(t) S_j^z(t) \rangle = -\omega_i \langle S_i^+(t) S_j^z(t) \rangle + \frac{1}{4} (\delta J_{ij}) (\sigma_j(t) - \sigma_i(t)). \quad (4)$$

Подставляя решение (4) в (3) получим интегродифференциальное уравнение для намагниченности i -ого спина с ядром, зависящим от разности аргументов

$$\frac{\partial \sigma_i}{\partial t} = i\omega_i \sigma_i + \frac{1}{4} \sum_{j \neq i} (\delta J_{ij})^2 \int_{t_0}^t dt_1 (\sigma_j(t_1) - \sigma_i(t_1)) (e^{i\omega_i(t-t_1)} + e^{i\omega_j(t-t_1)}). \quad (5)$$

Нижний предел в интеграле $t_0 = -\infty$ для стационарного режима МР и $t_0 = 0$ для режима спада свободной индукции. Решение (5) находится посредством Фурье (Лаплас) преобразования

$$\sigma_i(\omega) = \frac{1}{\Delta} \sigma_i(t=0) + \frac{1}{4\Delta} \sum_{j \neq i} (\delta J_{ij})^2 (K_\omega^i + K_\omega^j) \sigma_j(\omega), \quad (6)$$

$$\Delta = i(\omega - \omega_i) + \frac{1}{4} \sum_{j \neq i} (\delta J_{ij})^2 (K_\omega^i + K_\omega^j), \quad K_\omega^i = \frac{1}{i(\omega - \omega_i)}.$$

Одночастичный механизм релаксации поперечной намагниченности, дающий

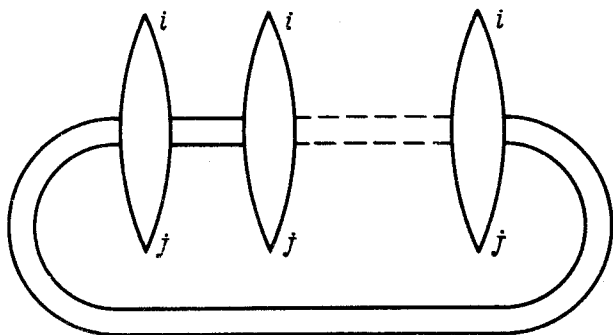


Рис. 1.

однородную ширину, вводится обычным образом: $\omega_i \rightarrow \omega_i + i/T_2$, ниже под ω_i мы будем подразумевать именно это выражение. Далее, получаем для σ_i из (6) итерационное разложение и усредняем каждый член ряда по расположению примесей. Основной вклад при усреднении дают кольцевые диаграммы, показанные на рис.1, где петли соответствуют РККИ-взаимодействию $J_{ij} = J^2 T \int \sigma_\omega(\vec{r}_i \vec{r}_j) \sigma_\omega(\vec{r}_i \vec{r}_j)$, $\sigma_\omega(\vec{r}_i \vec{r}_j)$ - электронная температурная функция Грина, J - интеграл взаимодействия локализованного спина со спином электрона проводимости. Двойные линии, соединяющие электронные петли, в

зависимости от направления стрелок соответствуют диффузону или куперону. Эти диаграммы пропорциональны r^{-3k} (k - число петель) при $l < r < \xi$, ξ - длина, на которой сбивается фаза электронов проводимости. Диаграммы с несовпадающими индексами имеют множитель $\exp(-r_{ij}/l)$. Диаграммы с другим числом диффузонов и куперонов, а также диаграммы с совпадающими индексами, но имеющие другую архитектуру, имеют малость по $(k_F l)^{-1}$. Суммирование кольцевых диаграмм приводит к уравнению для $\bar{\sigma}_i(t)$ по форме совпадающему с (5) с заменой $\sigma_i(t)$ на $\bar{\sigma}_i(t)$ и $(\delta J_{ij})^2$ на $1/2(\delta J_{ij})^2$.

$$\frac{\partial \bar{\sigma}_i}{\partial t} = i\omega_i \bar{\sigma}_i + \frac{1}{8} \sum_{j \neq i} \overline{(\delta J_{ij})^2} \int_{t_0}^t dt_1 (\bar{\sigma}_j(t_1) - \bar{\sigma}_i(t_1)) (e^{i\omega_i(t-t_1)} + e^{i\omega_j(t-t_1)}). \quad (7)$$

$\overline{(\delta J_{ij})^2}$ в (7) зависит только от $|\bar{r}_i - \bar{r}_j|$, что позволяет получить замкнутое уравнение для поперечной намагниченности спинового пакета $M_n(t) = \sum_{i \in \{n\}} \bar{\sigma}_i(t)$ - совокупности спинов, имеющих одинаковую частоту прецессии $\omega_i = \omega_n$. После перехода к непрерывному распределению частот пакетов с функцией распределения $g(\Omega)$ кинетическое уравнение для поперечной компоненты спектральной плотности намагниченности $M_\Omega(t)$ будет иметь вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_\Omega(t)}{\partial t} - i(\omega_s + \Omega + \frac{i}{T_2}) M_\Omega(t) &= \omega_{ex}^2 \int_{t_0}^t dt_1 g(\Omega) e^{i\tilde{\Omega}(t-t_1)} \int d\Omega' M_{\Omega'}(t_1) + \\ &+ \omega_{ex}^2 \int_{t_0}^t dt_1 g(\Omega) \int d\Omega' M_{\Omega'}(t_1) e^{i\tilde{\Omega}(t-t_1)} - \omega_{ex}^2 \int_{t_0}^t dt_1 M_\Omega(t_1) e^{i\tilde{\Omega}(t-t_1)} - \\ &- \omega_{ex}^2 \int_{t_0}^t dt_1 M_\Omega(t_1) \int d\Omega' e^{i\tilde{\Omega}'(t-t_1)} g(\Omega'), \end{aligned} \quad (8)$$

$$\omega_{ex}^2 = \frac{n \rho_F^2 J^4}{8\pi l^3}, \quad (9)$$

где $\tilde{\Omega} = \omega_s + \Omega + i/T_2$, ρ_F - плотность электронных состояний на уровне Ферми, n - число спинов в единице объема. Интегрируя уравнение (8) по частоте Ω убеждаемся, что его правая часть обращается в ноль, как и должно быть для скалярного обмена, который коммутирует с любой компонентой полной намагниченности. Решение уравнения (8) есть

$$M_\Omega(\omega) = \frac{-i g(\Omega) M_0 + \omega_{ex}^2 [g(\Omega) K_\Omega(\omega) \int d\Omega' M_{\Omega'}(\omega) + \int d\Omega' M_{\Omega'}(\omega) K_{\Omega'}(\omega)]}{i(\omega - \omega_s - \Omega) + \frac{1}{T_2} + \omega_{ex}^2 [K_\Omega(\omega) + \int d\Omega' g(\Omega') K_{\Omega'}(\omega)]}, \quad (10)$$

M_0 - статическая намагниченность. Наблюдаемая форма линии МР пропорциональна спектральной плотности полной намагниченности $M(\omega)$

$$\begin{aligned} M(\omega) &= \int d\Omega M_\Omega(\omega) = -\frac{i A_0 M_0}{\omega_{ex}^2 [(1 - A_1)^2 - A_0 A_2]}, \\ A_n &= \omega_{ex}^2 \int d\Omega \frac{g(\Omega)}{\Delta \Omega} (K_\Omega(\omega))^n, \quad K_\Omega(\omega) = \frac{1}{i(\omega - \omega_s - \Omega) + 1/T_2}, \\ \Delta \Omega &= i(\omega - \omega_s - \Omega) + \frac{1}{T_2} + \omega_{ex}^2 [K_\Omega(\omega) + \int d\Omega' g(\Omega') K_{\Omega'}(\omega)]. \end{aligned} \quad (11)$$

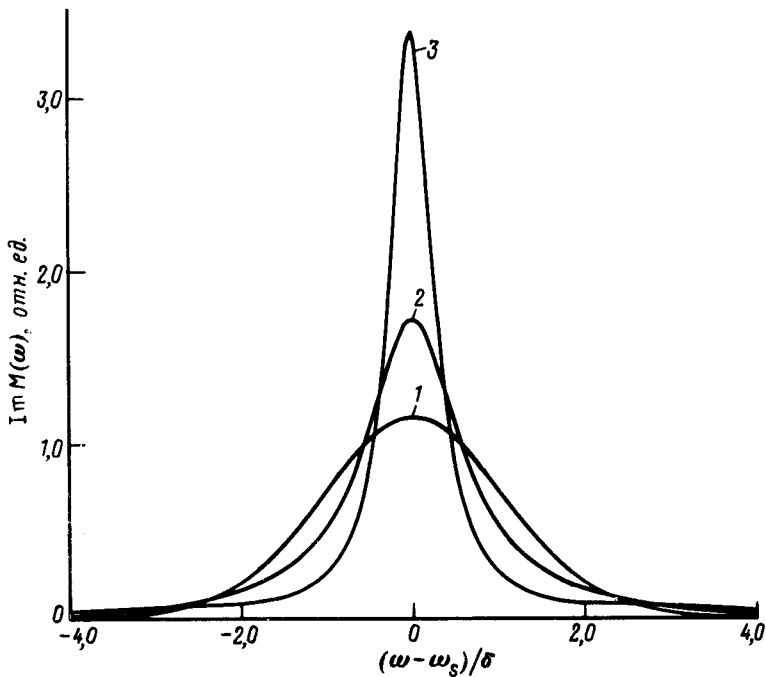


Рис. 2.

Формулы (11) позволяют построить форму линии резонансного поглощения для произвольного распределения локальных полей $g(\Omega)$. Рис.2 иллюстрирует процесс сужения линии МР и изменения ее формы по мере роста ω_{ex} . В качестве $g(\Omega)$ взято гауссово распределение $(2\pi\delta)^{-1/2} \exp(-\frac{\Omega^2}{2\delta^2})$. На рисунке кривая 1 соответствует $\omega_{ex}/\delta = 0$; 2 - $\omega_{ex}/\delta = 1$; 3 - $\omega_{ex}/\delta = 2$; $1/T_2 = 0,1\delta$ для всех трех кривых.

Для типичных значений параметров $\rho_F J \approx 10^{-2} \div 10^{-1}$, $c \approx 10^{-3} \div 10^{-2}$, $l \approx 2a \div 5a$ оценка дает $\omega_{ex} \approx 10^9 \div 10^{12}$ Гц. Если при вычислении ω_{ex}^2 мы будем вместо $\langle (\delta J_{ij})^2 \rangle$ использовать $\langle J_{ij} \rangle_{imp}^2$, то получим результат в $\exp(2r_{cp}/l) \sim 10^2 \div 10^3$ раз меньше ⁶ и условие обменного сужения $\omega_{ex} > \delta$ будет практически невыполнимо, по крайней мере в диапазоне стандартных частот ЭПР $\sim 10^{10}$ Гц.

В пределе $\omega_{ex} > \delta$, $|\omega - \omega_s|$ форму обменно суженной линии МР можно найти аналитически. Вычисление интегралов в (11) приводит к лоренциану вида

$$M(\omega) = \frac{\omega_s M_0}{\omega_s - \omega + i \left[\frac{1}{T_2} + \sqrt{\frac{2}{\pi} \frac{\delta^3}{\omega_{ex}^2}} \right]} \quad (12)$$

Авторы благодарны Кочелаеву Б.И. за обсуждение результатов.

2. Anderson P.W. J. Phys. Soc. Japan, 1954, 9, 316.
3. De Gennes P.G. J. Phys. Radium, 1962, 23, 630.
4. Зюзин А.Ю., Спивак Б.З. Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 185.
5. Булаевский Л.Н., Панюков С.В. Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 190.
6. Кочелаев Б.И., Тагиров Л.Р. ЖЭТФ, 1985, 89, 1358.