

УДК 537.611.44 539.213

ЛОКАЛИЗАЦИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН В ОКРЕСТНОСТИ РЕЗОНАНСНОГО УРОВНЯ В НЕУПОРЯДОЧЕННОМ ФЕРРОМАГНЕТИКЕ

М. В. Медведев, Ю. Н. Скрыбин

Использованием методов, развитых в теории диффузии электронов в пределе слабой локализации, показано, что в неупорядоченном изотропном ферромагнетике, обладающим низколежащими резонансными уровнями из-за наличия примесных антиферромагнитных связей, может наблюдаться локализация спиновых волн с энергиями, близкими к энергии резонансного уровня.

В последние годы был достигнут важный прогресс в описании диффузии электронов в пределе слабой локализации [1], что позволило вычислить поправки квантовой природы к коэффициенту диффузии и получить критерий локализации электронов. Этот подход можно распространить и на спин-волновые возбуждения в неупорядоченных ферромагнетиках (для некоторых моделей беспорядка это было сделано в [2]) и, в частности, исследовать возможность локализации низкочастотных магнонов в неупорядоченном изотропном ферромагнетике с резонансными уровнями, когда эти уровни созданы конечной концентрацией примесных антиферромагнитных связей. Интерес к последней задаче связан с тем, что недавно авторы при исследовании спектра спин-волновых возбуждений в модели ферромагнетика со случайными связями между z ближайшими соседями

$$\mathcal{K} = -\frac{1}{2} \sum_{n=1}^N \sum_{\Delta=1}^z J(n, n+\Delta) S(n) S(n+\Delta) \quad (1)$$

(случайная обменная связь $J(n, n+\Delta)$, между ближайшими магнитными соседями n и $n+\Delta$ описывается двухпиковым распределением

$$P(J(n, n+\Delta)) = (1 - c_b) \delta(J(n, n+\Delta) - J_A) + c_b \delta(J(n, n+\Delta) - J_B) \quad (2)$$

с малой концентрацией $c_b \ll 1$ примесных антиферромагнитных связей ($J_B < 0$ в массиве ферромагнитных связей $J_A > 0$), получили anomальное затухание спиновых волн $\Gamma_k(E)$ в окрестности резонансного уровня E_0 [3] при $E \approx E_0$

$$\Gamma_k(E) \approx \frac{z}{2} c_b \sqrt{\pi g_0(E)} \sim k^{-1}, \quad (3)$$

где $g_0(E) \approx \frac{1}{4\pi^2 J_A S} \sqrt{\frac{E}{J_A S}}$ — плотность спин-волновых состояний у дна полосы регулярного ферромагнетика, тогда как при достаточном удалении от резонансного уровня $E - E_0 \gg \gamma(E_0)$ (здесь $\gamma(E_0)$ — ширина резонансного уровня) затухание $\Gamma_k(E)$ пропорционально $E g_0(E) (ak)^2 \sim k^5$. Если же распределение (2) дополнить предположением, что антиферромагнитные связи $J_B < 0$ вдобавок равномерно распределены в интервале между J_B^{min}

и J_B^{\max} , то рассеяние спиновых волн в полосе энергий резонансных уровней между E_0^{\min} и E_0^{\max} дает затухание

$$\Gamma_{\mathbf{k}}(E) \simeq \pi c_b \frac{z^2 J_A}{(J_B^{\max} - J_B^{\min})} \varepsilon_{\mathbf{k}} \sim k^2 \quad (4)$$

($\varepsilon_{\mathbf{k}} \simeq J_A S (ak)^2$ — спектр спиновых волн в регулярном ферромагнетике).

Как показано Малеевым и Топервергом [4], коэффициент диффузии $D_E(\mathbf{k}, \omega)$ входит в запаздывающую функцию Грина плотности частиц как

$$K^R(\mathbf{k}, \omega) = -i \int_0^{\infty} dt e^{i\omega t} \langle [\rho_{\mathbf{k}}(t), \rho_{-\mathbf{k}}(0)] \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} dE \left(-\frac{\partial n(E)}{\partial E} \right) g_0(E) \frac{i D_E(\mathbf{k}, \omega)}{\omega + i D_E(\mathbf{k}, \omega) k^2} \quad (5)$$

где $\rho_{\mathbf{k}}$ — Фурье-образ оператора плотности частиц, $|n(E)$ — фермиевская (или бозевская) функция распределения и черта сверху подразумевает концентрационное усреднение. Для спиновых волн оператор плотности частиц $\rho(n) = a_n^+ a_n$ с помощью соотношения Гольштейна—Примакова $S^z(n) = S - a_n^+ a_n$ может быть связан с продольной компонентой локального магнитного момента $M^z(n) = g_{\mu_B} S^z(n)$ на узле n , и тем самым функция Грина плотности частиц $K^R(\mathbf{k}, \omega)$ связана с усредненной продольной спиновой восприимчивостью $\chi^{zz}(\mathbf{k}, \omega)$. Учет куперовских диаграмм в рассеянии на дефектах [1] дает поправку следующего вида к классическому коэффициенту диффузии $D_E(0) = E/3m\Gamma_{\mathbf{k}}(E)$ для трехмерного пространства

$$D_E(\omega) = D_E(0) \left[1 + \frac{A}{m D_E(0)} \left(\frac{\omega \lambda^2(E)}{D_E(0)} \right)^{1/2} + \dots \right], \quad (6)$$

где A — постоянная и $\lambda(E) = 2\pi/k$ (для спиновых волн в кубическом ферромагнетике $m = (2J S a^2)^{-1}$). Видно, что квантовая поправка к коэффициенту диффузии, пропорциональная $1/m D_E(0) = 3\Gamma_{\mathbf{k}}(E)/E$, по существу также пропорциональна отношению $(\lambda(E)/l(E))$ длины волны частицы $\lambda(E) = 2\pi/k$ к длине свободного пробега $l(E) = v(E) \tau(E) = \sqrt{2E/m}/2\Gamma_{\mathbf{k}}(E)$. Теперь критерий Иоффе—Регеля $\lambda(E) \sim l(E)$, определяющий начало локализации, фактически совпадает с условием $1/m D_E(0) \sim 1$ или же условием плохой определенности спиновых возбуждений $\Gamma_{\mathbf{k}}(E)/E_{\mathbf{k}} \sim 1$ (с точностью до несущественных численных множителей).

Легко видеть, что для возбуждений, лежащих ниже резонансного уровня E_0 ,

$$\Gamma_{\mathbf{k}}(E) \simeq c_b \frac{1}{8\pi} z^3 I_W^2 J_A S \left(\frac{E}{E_0} \right)^2 \sqrt{\frac{E}{J_A S}} \quad (7)$$

(I_W — интеграл Ватсона) отношение $\Gamma_{\mathbf{k}}(E)/E_{\mathbf{k}}$ достаточно мало, что указывает на отсутствие локализации. В то же время для энергии возбуждений порядка E_0 отношение $\Gamma_{\mathbf{k}}(E_0)/E_0$ равно

$$\Gamma_{\mathbf{k}}(E_0)/E_0 \simeq \frac{z}{2} c_b \sqrt{\pi E_0 g_0(E_0)} = c_b \frac{2\pi z}{(E_0/J_A S)^{3/2}}. \quad (8)$$

Это говорит о локализации возбуждений уже при малой концентрации антиферромагнитных примесных связей порядка $c_b^* \simeq \frac{1}{2\pi z} \left(\frac{E_0}{J_A S} \right)^{3/2} \ll 1$.

Заметим, что все рассмотрение спин-волнового спектра в приближении, линейном по концентрации примесных связей $c_b \ll 1$, подразумевает, что анализ проводится для концентраций, много меньших порога протекания по антиферромагнитным связям порядка $c_{b, \text{пер}} \sim 1/z$ (т. е. фактически $c_b \ll 1/z$), при котором образуется бесконечный кластер антиферромагнитно связанных спинов. Очевидно, что в силу малости отношения $E_0/J_A S \ll 1$ критическая концентрация лежит в интервале применимости нашего подхода.

Наконец, для модели с равномерным распределением примесных антиферромагнитных связей можно получить

$$\Gamma_{\mathbf{k}}(E)/E_{\mathbf{k}} \approx \pi c_b \frac{z^2 J_A^-}{J_B^{\max} - J_B^{\min}} \sim c_b z \ll 1, \quad (9)$$

так как даже наибольшая по модулю примесная связь $|J_B^{\min}|$ удовлетворяет условию $|J_B^{\min}| < |J_B^-|_{\text{crit}} = \frac{z-2}{2} J_A$, поскольку мы рассмотрели только случай «докритических» антиферромагнитных связей, не вызывающих локальную перестройку основного ферромагнитного состояния в однопримесном приближении. Это говорит о том, что в аморфном ферромагнетике с небольшой концентрацией непрерывно распределенных антиферромагнитных примесных связей ($c_B \ll 1/z$) аномальное относительное затухание спиновых волн $\Gamma_{\mathbf{k}}/E_{\mathbf{k}} = \text{const}$ еще не является свидетельством локализации возбуждений.

Л и т е р а т у р а

- [1] *Altshuler B. L., Aronov A. G., Khmel'nitskii D. E., Larkin A. I.* Coherent effects in disordered conductors, in *Quantum theory of solids*, ed. by I. M. Lifshits. Moscow: Mir, 1983, p. 130—237.
- [2] *Bruinsma K., Coppersmith S. N.* Phys. Rev. B, 1986, vol. 33, N 9, p. 6541—6544.
- [3] *Медведев М. В., Скрябин Ю. Н.* ФММ, 1987, т. 64, № 3, с. 442—447.
- [4] *Малеев С. В., Топерверг Б. П.* ЖЭТФ, 1975, т. 69, № 4 (10), с. 1440—1452.

Институт физики металлов
УрО АН СССР
Свердловск

Поступило в Редакцию
25 мая 1987 г.