ЛОКАЛИЗАЦИЯ ОДНОЧАСТИЧНЫХ СПИНОВЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ С ХАОТИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ ТИПА «ЛЕГКАЯ ОСЬ»

М. В. Медведев, М. В. Садовский

Рассматриваются спин-волновые возбуждения в ферромагнетике с хаотической анизотропией типа «легкая ось». Показано, что в этом случае возникает аномальное затухание магнонов у края спин-волновой полосы, что связывается с локализацией магнонов. Продемонстрирован изоморфизм задачи о локализации магнонов в рассматриваемой модели с задачей о локализации электронов в модели Андерсона с диагональным беспорядком. Рассчитано положение порогов локализации.

1. Влияние флуктуаций величины параметра одноосной анизотропии на спектр спиновых волн аморфного ферромагнетика было рассмотрено Игнатченко и Исхаковым [1] в рамках феноменологического уравнения Ландау—Лифшица. При этом было выдвинуто предположение, что методами спин-волновой спектроскопии можно будет обнаружить соответствующую модификацию закона дисперсии спиновых волн и тем самым оценить флуктуации параметра анизотропии на разных узлах и их пространственную корреляцию. Интересно рассмотреть похожую задачу в рамках решеточной модели аморфного ферромагнетика и сопоставить результаты расчета спин-волнового спектра в рамках теории возмущений с результатами определения положения порога локализации спиновых возбуждений (в духе андерсоновской теории локализации электронов [2]).

С этой целью рассмотрим модель одноосного гайзенберговского ферромагнетика, в которой случайные значения принимает только параметр одноионной анизотропии $K(n) \geqslant 0$ типа «легкая ось», а все прочие величины являются регулярными

$$H = -\frac{1}{2} J \sum_{n=1}^{N} \sum_{\Delta=1}^{Z} \mathbf{S}_n \mathbf{S}_{n+\Delta} - \sum_{n=1}^{N} K(n) (S_n^z)^2. \tag{1}$$

Здесь $J > 0$, Z — число ближайших соседей, и мы предполагаем, что одноосность кристалла проявляется только в существовании одноосной одноионной анизотропии и практически не сказывается на параметрах решетки и обменного взаимодействия, так что магнитная решетка достаточно хорошо аппроксимируется кубической решеткой. Условие $K(n) \geqslant 0$ гарантирует параллельное ферромагнитное выстраивание всех спинов в основном состоянии $|\Psi_0\rangle$, энергия которого равна

$$E_0 = -\frac{1}{2} JNZS^2 - S^2 \sum_n K(n).$$

Запишем уравнение Шредингера для состояния $|\Psi_1\rangle$ с единичным спиновым отклонением (суммарная z-проекция спинового момента кристалла в этом случае равна $S^z_{\text{sum}} = NS - 1$)

$$H |\Psi_1\rangle = E_1 |\Psi_1\rangle. \tag{2}$$

Волновая функция $|\Psi_1\rangle$ разлагается по ортам одночастичных спиновых отклонений, локализованных на узлах

$$|\Psi_1\rangle = \sum_{n=1}^{N} c_n |n\rangle; \quad |n\rangle = (2S)^{-1/2} S_n^- |\Psi_0\rangle. \tag{3}$$

В результате получим однородные уравнения для коэффициентов

$$\{E - JSZ - (2S-1) K(n)\} c_n + JS \sum_{\Delta=1}^{Z} c_{n+\Delta} = 0 \tag{4}$$

или неоднородные уравнения для соответствующей функции Грина

$$\{E - JSZ - (2S-1) K(n)\} G_{np} + JS \sum_{\Delta=1}^{Z} G_{n+\Delta,\,p} = \delta_{np} \tag{5}$$

(энергия $E = E_1 - E_0$ отсчитывается от энергии основного состояния). Здесь $G_{np}(E + i0^+)$ является Фурье-образом запаздывающей функции Грина

$$G_{np}(t) = -i\Theta(t)(2S)^{-1} \langle \Psi_0 | S_n^+(t) S_p^-(0) | \Psi_0 \rangle.$$

Для расчета собственно-энергетических поправок к спектру спиновых волн $\varepsilon_{\mathbf{q}}^0$ в приближении среднего поля

$$\varepsilon_{\mathbf{q}}^0 = (2S-1)\bar{K}(n) + JS\left(Z - \sum_{\Delta} e^{i\mathbf{q}\Delta}\right) \tag{6}$$

можно использовать метод Эдвардса—Джонса [3] и получить в борновском приближении закон дисперсии

$$\varepsilon_{\mathbf{q}} \simeq (2S-1)\bar{K}\left[1 - \left(\frac{2S-1}{2S}\right)\frac{D\{K\}}{\bar{K}J}\zeta\right] + JSa^2q^2\left[1 - \left(\frac{2S-1}{2S}\right)^2 \frac{D\{K\}}{J^2}\eta\right] \tag{7}$$

и затухание

$$\Gamma_{\mathbf{q}} \simeq (2S-1)^2 D\{K\}\pi g_0(\varepsilon_{\mathbf{q}}^0) \simeq (2S-1)^2 \frac{D\{K\}}{\pi JS} aq \tag{8}$$

в длинноволновой области $aq \ll 1$ (a — параметр решетки и g_0 — плотность спин-волновых состояний кристалла в приближении среднего поля).

При выводе (7) и (8) при усреднении по беспорядку использовано предположение о статистически-независимых флуктуациях параметра анизотропии на разных узлах решетки

$$\overline{K(n)K(m)} = [\overline{K^2}(n) - (\bar{K})^2]\delta_{np} + (\bar{K})^2 \equiv D\{K\}\delta_{np} + (\bar{K})^2, \tag{9}$$

где $D(K)$ — дисперсия параметра анизотропии. Пренебрежение пространственной корреляцией флуктуаций анизотропии не является обязательным, но удобно при последующем сравнении с теорией локализации. Численные коэффициенты ζ и η в (7) равны

$$\zeta = \frac{1}{N}\sum_{\mathbf{q}} \frac{2}{Z - \sum_{\Delta} e^{i\mathbf{q}\Delta}} \simeq 0.51 \text{ (для ПКР)},$$

$$\eta = \lim_{\alpha\to 0^+} \frac{1}{N}\sum_{\mathbf{q}} \frac{4}{\left(Z - 2\alpha - \sum_{\Delta} e^{i\mathbf{q}\Delta}\right)^2} \approx 0.05 \text{ (для ПКР) [4]).}$$

Так как отношение $(2S-1)/2S$ порядка 1, то условие малости поправок к результатам среднего поля требует $D\{K\}/\bar{K}J \ll 1$ и $D\{K\}\eta/J^2 \ll 1$. При этом видно, что учет флуктуаций параметра анизотропии уменьшает щель в спин-волновом спектре и коэффициент спин-волновой жесткости. Заметим, что щелью в спин-волновом спектре здесь мы называем величину $\varepsilon_{\mathbf{q}=0}$, а не истинную щель в плотности состояний одночастичных спиновых возбуждений, отвечающую нижней лифшицевской границе одночастичного спектра при $\varepsilon_{\min}=(2S-1)\min\{K(n)\}$. При энергии $\sim\varepsilon_{\mathbf{q}=0}$ происходит резкое возрастание плотности одночастичных состояний.

Наиболее интересное физическое следствие формул (7) и (8) состоит в следующем. Ход дисперсионной кривой вблизи $\varepsilon_{\mathbf{q}=0}$ не является хорошо определенной величиной ввиду наличия затухания $\Gamma_{\mathbf{q}}\sim aq$, в то время как изменение энергии возбуждения вблизи щели задается $\varepsilon_{\mathbf{q}}-\varepsilon_{\mathbf{q}=0}\sim\sim a^2q^2$. Поэтому дисперсионная кривая спиновых волн в длинноволновой области становится хорошо определенной только при условии

$$\frac{\Gamma_{\mathbf{q}}}{\varepsilon_{\mathbf{q}}-\varepsilon_{\mathbf{q}=0}}\simeq\frac{1}{\pi}\left(\frac{2S-1}{2S}\right)^2\frac{D\{K\}}{J^2}\frac{1}{aq}\ll 1, \tag{10}$$

т. е. только при $D\{K\}/\bar{J}^2\ll aq\ll 1$. По-видимому, впервые это важное обстоятельство было отмечено Коренблитом и Шендером [5] на примере асперомагнетиков со случайным распределением осей легкого намагничивания.

Заметим, что в рассматриваемой модели не существует бесщелевая голдстоуновская мода. Ее существование обычно связывается с непрерывным вырождением основного состояния, которое отсутствует в системах с анизотропией типа «легкая ось». Ситуация меняется в системах с анизотропией типа «легкая плоскость» ($K(n)<0$ в (1)), где сохраняется инвариантность основного состояния относительно поворотов в плоскости легкого намагничивания.

2. Появление области неприменимости теории возмущений вблизи энергий дна спин-волновой полосы, определяемой приближением среднего поля, свидетельствует о возможности локализации спиновых возбуждений у края зоны.

Если ввести обозначения

$$\varepsilon_n\equiv(2S-1)K(n)+JSZ,\quad V\equiv JS, \tag{11}$$

то уравнения (4) и (5) демонстрируют изоморфизм рассматриваемой модели и модели Андерсона с диагональным беспорядком [2, 6, 7]. При этом ε_n играет роль случайной энергии электрона на n-ом узле, а V — амплитуды перехода с узла на узел. Это позволяет применить в нашей задаче критерии, разработанные для определения порога локализации электронов. Если не претендовать на большую численную точность в определении положения порога локализации и ограничиться качественным анализом ситуации, то можно использовать займановский критерий локализации возбуждений [8]

$$Z\exp\overline{\left\{\ln\left|\frac{JS}{E-JSZ-(2S-1)K(n)}\right|\right\}}\leqslant 1. \tag{12}$$

Рассмотрим случай равномерного распределения случайных значений параметра анизотропии в интервале

$$\bar{K}-\frac{W}{2}<K(n)<\bar{K}+\frac{W}{2},\quad W\leqslant 2\bar{K}. \tag{13}$$

Выполнив в (12) усреднение, находим, что одночастичные спиновые возбуждения будут локализованы при условии

$$Ze\frac{1}{|x^2-y^2|^{1/2}}\left|\frac{x-y}{x+y}\right|^{x/2y}\leqslant 1, \tag{14}$$

где $x=[E-JSZ-(2S-1)\bar{K}]/JS$ — безразмерная энергия и $y=(2S-1)W/2JS$ — безразмерный разброс случайных значений параметра анизотропии.

Знак равенства в (14) дает уравнение для определения порога локализации спиновых возбуждений. При этом в силу инвариантности (14) к замене $x \to -x$ следует симметрия положения порогов локализации относительно точки $x=0$ (или, что то же самое, $E=(2S-1)\,K+JSZ$ — середины спин-волновой полосы в приближении среднего поля). Тогда, полагая $x=0$, найдем условие на величину разброса значений анизотропии, необходимую для локализации возбуждений во всей полосе

$$\frac{2\,(2S-1)\,\bar{K}}{2JS} > \frac{(2S-1)\,W}{2JS} > Ze. \tag{15}$$

Однако для нас более интересен случай относительно малой по сравнению с $\bar{K}J$ и J^2 дисперсии $D\{K\}=W^2/12$. В пределе $y\to 0$ из (14) следует $x=\pm Z$. Поэтому в случае $y/x \approx y/Z \ll 1$ получим уравнение

$$|x| \simeq Z\left[1+\frac{1}{6}\left(\frac{y}{x}\right)^2\right] \tag{16}$$

с решением

$$x \simeq \pm Z\left[1+\frac{1}{6}\left(\frac{y}{Z}\right)^2\right]. \tag{17}$$

Таким образом, нижний порог локализации ε_{loc} будет равен

$$\frac{\varepsilon_{loc}}{2JS} = \frac{(2S-1)\,\bar{K}}{2JS}\left[1-\frac{1}{Z}\left(\frac{2S-1}{2S}\right)\frac{D\{K\}}{\bar{K}J}\right] =$$

$$= \frac{\varepsilon_{\mathbf{q}=0}}{2JS} + \left(\frac{2S-1}{2S}\right)^2\left(\zeta-\frac{1}{Z}\right)\frac{D\{K\}}{J^2}, \tag{18}$$

где для удобства сравнения выделена энергия щели $\varepsilon_{\mathbf{q}=0}$ (7) и $\zeta - 1/Z \simeq 0.34$ для ПКР.

Заметим, что аналогичный результат, хотя с другим численным коэффициентом, дает подход Абу-Чакры и Таулеса [9]

$$\frac{\varepsilon_{loc}}{2JS} = \frac{(2S-1)\,\bar{K}}{2JS}\left[1-\frac{2}{K_c}\left(\frac{2S-1}{2S}\right)\frac{D\{K\}}{\bar{K}J}\right] =$$

$$= \frac{\varepsilon_{\mathbf{q}=0}}{2JS} + \left(\frac{2S-1}{2S}\right)^2\left(\zeta-\frac{2}{K_c}\right)\frac{D\{K\}}{J^2}, \tag{19}$$

где K_c — константа связности решетки [10] и $\zeta - 2/K_c \simeq 0.08$ для ПКР.

Отсюда можно заключить, что при малости дисперсии анизотропии $D\{K\}/J^2 \ll 1$ по отношению к обменному взаимодействию область плохой определенности спиновых волн простирается примерно до энергий $\sim D^2\{K\}/J^3$ вверх от дна спин-волновой полосы невозмущенного «среднего» кристалла, тогда как нижний порог локализации расположен ниже щели спин-волнового спектра невозмущенного кристалла на величину $\sim D\{K\}/J$ (но, разумеется, выше щели $\varepsilon_{\mathbf{q}=0}$, получаемой по теории возмущений). При этом оценка по Займану [8] дает несколько более высокое положение порога локализации, чем оценка по Абу-Чакре и Таулесу [9].

Таким образом, существование флуктуаций параметра анизотропии типа «легкая ось» приводит к резкому росту относительного затухания у дна спин-волновой полосы и локализации магнонов внутри области аномального затухания. К сожалению, резкий рост затухания делает невозможным изучение этой области резонансными методами (например, методом спин-волнового резонанса), но можно предположить, что возникновение локализации спиновых возбуждений скажется на явлениях переноса (например, повлияет на величину магнонного вклада в теплопроводность и т. п.).

Ситуация с появлением области аномального затухания $\Gamma_{\mathbf{q}} \sim aq$ у дна спин-волновой полосы является типичной для неупорядоченных магнетиков с анизотропией типа «легкая ось», в частности, она реализуется в асперомагнетиках с хаотически ориентированными осями легкого намагничивания [5] и в ферромагнетиках с регулярным значением параметра анизотропии типа «легкая ось» и хаотическими обменными связями разных знаков [11]. Поэтому взаимосвязь аномального поведения затухания магнонов и их локализации, продемонстрированная в рассмотренной модельной задаче, позволяет считать, что во всех таких случаях следует ожидать возникновения локализации магнонов у нижнего края зоны одночастичных спиновых возбуждений, который наиболее существен для термодинамических и кинетических явлений в магнетиках. В случаях неупорядоченных магнетиков только с изотропными обменными взаимодействиями или с анизотропией типа «легкая плоскость» можно рассчитывать на локализацию спиновых возбуждений в верхней части энергетической зоны, как это недавно было продемонстрировано для изотропного гайзенберговского спинового стекла [12]. Вопрос же о локализации магнонов у дна энергетической зоны, по-видимому, требует отдельного исследования для каждой модельной системы в связи с возможностью возникновения низколежащей примесной полосы локальных спиновых возбуждений другой поляризации, чем поляризация спиновых возбуждений матрицы невозмущенного магнитного кристалла.

Литература

[1] В. А. Игнатченко, Р. С. Исхаков. ЖЭТФ, *72*, 1006, 1977.
[2] P. W. Anderson. Phys. Rev., *109*, 1492, 1958.
[3] S. F. Edwards, R. C. Jones. J. Phys. C: Sol. St. Phys., *4*, 2109, 1971.
[4] J. Oitmaa. Sol. St. Commun., *9*, 745, 1971.
[5] I. Ya. Korenblit, E. F. Shender. J. Phys. F: Metal Phys., *9*, 2245, 1979.
[6] E. N. Economou, M. H. Cohen. Phys. Rev., *B5*, 2931, 1972.
[7] D. J. Thouless. Phys. Reports, *13*, 93, 1974.
[8] J. M. Ziman. J. Phys. C: Sol. St. Phys., *2*, 1230, 1969.
[9] R. Abou-Chacra, D. J. Thouless. J. Phys. C: Sol. St. Phys., *7*, 65, 1974.
[10] V. K. S. Shante, S. Kirkpatrick. Adv. Phys., *20*, 325, 1971.
[11] M. V. Medvedev. Phys. St. Sol. (b), *88*, 117, 1978.
[12] R. Bhargava, D. Kumar. Phys. Rev., *B19*, 2764, 1979.

Институт физики металлов
УНЦ АН СССР
Свердловск

Поступило в Редакцию
17 декабря 1980 г.