

ИССЛЕДОВАНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН В АМОРФНЫХ МАГНЕТИКАХ С ПОМОЩЬЮ РАССЕЯНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ

*А.И.Огороков, В.В.Рунов, Б.П.Тонерверг, А.Д.Третьяков,
Е.И.Мальцев¹⁾, И.М.Пузей¹⁾; В.Е.Михайлова²⁾*

Предложен метод определения спин-волновой жесткости с помощью эффекта право-левой асимметрии рассеяния поляризованных нейтронов. Получены значения критического индекса спин-волновой жесткости в аморфных магнетиках $x = 0,36 \pm 0,025$ для $50\text{Fe}22\text{Ni}10\text{Cr}18\text{P}$ и $x = 0,31 \pm 0,02$ для $48\text{Fe}34\text{Ni}18\text{P}$.

В последние годы большое внимание было уделено экспериментальному исследованию спиновых волн в аморфных магнетиках (см., например, ^{1, 2}). При этом в основном изучалось влияние структурного беспорядка на процессы распространения низкочастотных возбуждений при температурах далеких от точки Кюри (T_c). С другой стороны, спин-волновая динамика вблизи T_c в настоящее время исследована явно недостаточно. В двух известных нам работах ^{3, 4}, посвященных этому вопросу, было обнаружено, что зависимость спин-волновой жесткости D от относительной температуры $\tau = (T_c - T)/T_c$, как и в кристаллических ферромагнетиках, удовлетворительно описывается степенным законом: $D(\tau) = D_0 \tau^x$. Однако, в отличие от упорядоченных веществ, где, в соответствии с теоретическими предсказаниями, $x \approx 1/3$, в аморфных магнетиках, согласно ³ $x = 0,5 \pm 0,1$, а из ⁴ следует, что $x = 0,6 \pm 0,08$. Здесь важно обратить внимание не только на низкую точность полученных в ^{3, 4} результатов, но и на возможные систематические ошибки в определении $D(\tau)$, которые связаны с рядом трудностей применения традиционных методов ^{3, 4} для исследования критической динамики аморфных магнетиков. Чтобы пояснить источники этих трудностей, напомним, что хорошо определенные спиновые волны существуют лишь в том случае, когда их длины волн велики по сравнению с корреляционным радиусом $R_c(\tau)$, а их энергии малы по сравнению с характерной энергией критических флуктуаций $\Omega(\tau)$. Поэтому необходимо измерять малые переданные энергии рассеянных нейтронов $\omega \ll \Omega$ при малых переданных импульсах $q \ll R_c^{-1}$, учитывая, что $\Omega \rightarrow 0, R_c \rightarrow \infty$ при $T \rightarrow T_c$.

Предлагаемый здесь метод основан на использовании эффектов асимметрии малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов ^{5, 6}, и его суть состоит в следующем. В эксперименте измеряется разность интенсивностей рассеянных на малый угол θ нейтронов, первоначально поляризованных вдоль и против намагниченности образца: $\Delta I(\theta) = I(\theta, \mathbf{P}_0) - I(\theta, -\mathbf{P}_0)$, где \mathbf{P}_0 — начальная поляризация. Эта величина пропорциональна сумме двух слагаемых, первое

¹⁾ Институт прецизионных сплавов ЦНИИчермет им. И.П.Бардина.

²⁾ Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, НРБ.

из которых описывает магнитное рассеяние, а второе – интерференцию магнитного рассеяния и ядерного ^{7, 8}:

$$\Delta I(\theta) \sim A_m^2 \int d\omega \{ (\mathbf{em})(\mathbf{eP}_0) S_{q, \omega}^a + A_m \bar{\alpha} M(\mathbf{P}_0 \mathbf{m}_\perp) \phi_{q, \omega} \}. \quad (1)$$

Здесь A_m – амплитуда магнитного рассеяния атома, $\bar{\alpha}$ – среднее значение ядерной амплитуды, $\mathbf{e} = \mathbf{q}/q$, $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M$, M – намагниченность образца, $\mathbf{m}_\perp = \mathbf{m} - \mathbf{e}(\mathbf{em})$. В условиях эксперимента $(\mathbf{em})(\mathbf{eP}_0) = P_0(\mathbf{em})^2$, $P_0 = (\mathbf{P}_0 \mathbf{m})$. Функция $S_{q, \omega}^a$ описывает антисимметричные спиновые корреляции: $S_{q, \omega}^a = m^\alpha \epsilon^{\alpha\beta\gamma} \langle S_{q, \omega}^\beta S_{-q, -\omega}^\gamma \rangle$, а $\phi_{q, \omega}$ – динамический ядерный структурный фактор. В спин-волновой области при $\omega \ll T$ для $S_{q, \omega}^a$ имеем:

$$S_{q, \omega}^a = \frac{T}{2\omega} M \{ \delta(\omega - \epsilon_q) + \delta(\omega + \epsilon_q) \}, \quad (2a)$$

$$\epsilon_q^2 = \{ Dq^2 + g\mu H_i \} \{ Dq^2 + g\mu H_i + 4\pi g\mu M[1 - (\mathbf{em})^2] \}, \quad (2b)$$

где ϵ_q – энергия спиновой волны, H_i – внутреннее магнитное поле. Если $\theta \ll 1$ и $\omega \ll E$, где E – энергия падающих нейтронов, то

$$(\mathbf{em})^2 = \frac{k^2}{2} q^{-2} \left\{ \theta_x^2 (1 - \cos 2\varphi) + \left(\frac{\omega}{2E} \right)^2 (1 + \cos 2\varphi) + \theta_x \frac{\omega}{2E} \sin 2\varphi \right\}. \quad (3)$$

Здесь $q^2 = k^2[\theta^2 + (\omega/2E)^2]$, $\theta^2 = \theta_x^2 + \theta_y^2$, ось x перпендикулярна импульсу падающих нейтронов \mathbf{k} и лежит в плоскости, определяемой векторами \mathbf{e} и \mathbf{m} , а φ – угол между \mathbf{k} и \mathbf{m} . Из формул (1) – (3) следует, что если основной вклад в рассеяние дают процессы, для которых $\omega \ll E$, то рассеяние на спиновых волнах может быть экспериментально отделено от вклада интерференции магнитного и ядерного рассеяния. Для этого необходимо измерить величину $\Delta I(\theta_x)$ при углах рассеяния θ_x и $-\theta_x$ и образовать разность $A(\theta_x) = \frac{1}{2}[\Delta I(\theta_x) - \Delta I(-\theta_x)]$. Величина $A(\theta_x)$ отлична от нуля лишь при $\varphi \neq 0, \pi/2$, и в нее не дает вклада интерференционное рассеяние. Действительно, в главном порядке по параметру ω/E функция $\phi_{q, \omega}$ четна по ω , в то время как последнее слагаемое в (3), пропорциональное θ_x , нечетно по ω . Поэтому интеграл по ω от их произведения равен нулю. Функция же $S_{q, \omega}^a$ не является четной по ω , что и обеспечивает неравенство нулю разности $A(\theta_x)$. Подставляя (3) и (2) в (1), нетрудно вычислить $\Delta I(\theta_x)$, а затем и $A(\theta_x)$. Однако, это не является нашей целью (аналогичные вычисления для сечения рассеяния выполнены в работах Малеева⁹). Мы лишь заметим здесь, что, согласно (2), (3), рассеяние на спиновых волнах возможно при углах $\theta \leq \theta_0$, где θ_0 определяется областью существования решений дисперсионных уравнений $\omega = \pm \epsilon_q(\omega)$. В простейшем случае, когда $Dk^2\theta_0^2 \gg g\mu H_i$ и $Dk^2\theta_0^2 \gg 4\pi g\mu M$, из (2b), (3) имеем $\theta_0 = E/Dk^2$, где $D = D_0\tau^x$ при $(T - T_c) \ll T_c$. В условиях нашего эксперимента оба эти неравенства выполняются. Более того, измерения проводились при специальном выбранном угле $\varphi = 45^\circ$, при котором, как следует из анализа, $\theta_0 = E/Dk^2$ даже в том случае, когда последнее из неравенств нарушается. Таким образом, определение угла θ_0 , при котором величина $A(\theta_x)$ резко падает, позволило найти значения $D(\tau)$. Примеры угловой зависимости интенсивности рассеяния $I(\theta_x)$, поляризационной $\Delta I(\theta_x)$ и лево-правой $A(\theta_x)$ асимметрии представлены на рис. 1, 2.

В эксперименте использовались образцы с размерами $1 \times 10 \times 50$ мм³, приготовленные из отрезков ленты металлических стекол 50Fe22Ni10Cr18P (I) и 48Fe34Ni18P (II) толщиной 30 мкм. Измерения производились на пучке нейтронов со средней длиной волны $\bar{\lambda} = 8,8$ Å ($\Delta\lambda/\lambda = 30\%$) в диапазоне переданных импульсов $0,02 \lesssim q \lesssim 0,05$ Å⁻¹ и эффективных переданных энергий $\omega \lesssim 2 \cdot 10^{-4}$ эВ.

Из рис. 2 видно, что предельный угол θ_0 из зависимости $A(\theta_x)$ определяется с ошибкой, превышающей углового разрешения установки $\Delta\theta_x = 4 \cdot 10^{-3}$. Резкий спад $A(\theta_x)$ при $\theta_x > \theta_0$ свидетельствует о хорошем выполнении условий применимости спин-волнового приближения: при $\theta_x > \theta_0$ рассеяние (заштрихованная область на рис. 2) возможно лишь

благодаря конечности времени жизни магновов. Это рассеяние возрастает при уменьшении τ , что обусловлено ростом затухания спиновых волн с приближением к T_c .

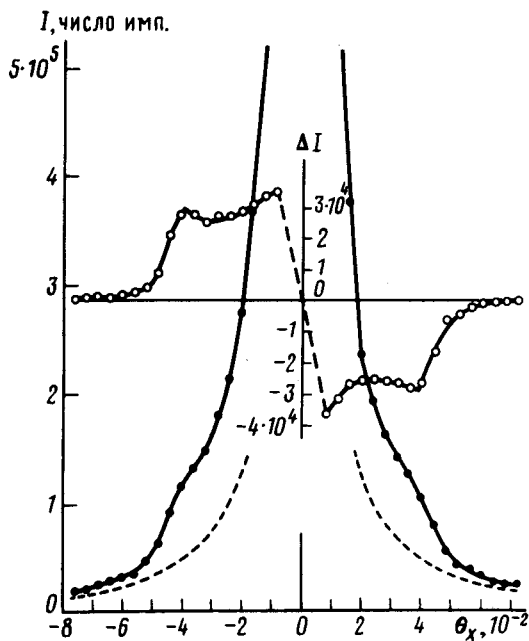


Рис. 1. Угловая зависимость $I(\theta_x)$ и $\Delta I(\theta_x)$. Штриховой линией показан профиль прямого пучка

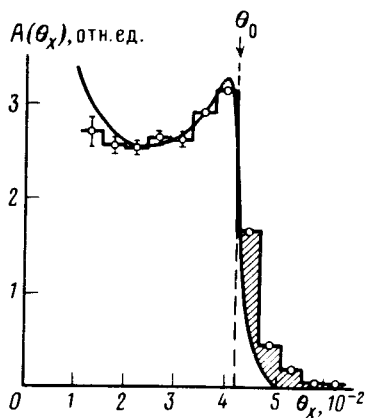


Рис. 2. Угловая зависимость $A(\theta_x)$. Сплошная кривая – расчет с учетом углового разрешения установки

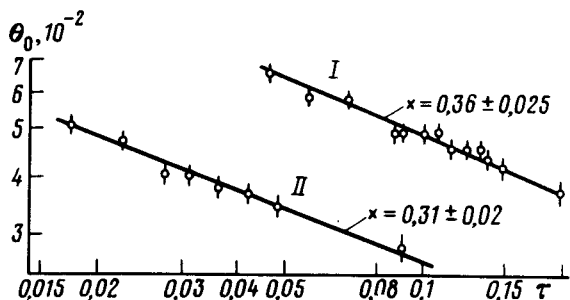


Рис. 3. Зависимость $\theta_0(\tau)$ для образцов I и II

На рис. 3 изображена температурная зависимость $\theta_0(\tau)$. Из обработки этих данных по МНК получены следующие результаты: для образца I индекс спин-волновой жесткости $x = 0,36 \pm 0,025$, $D_0 = 94 \pm 9$ мэВ $\cdot \text{Å}^2$, $T_c = 355$ К; а для образца II $x = 0,31 \pm 0,02$, $D_0 = 160 \pm 12$ мэВ $\cdot \text{Å}^2$, $T_c = 577$ К.

В заключение авторы благодарят С.В.Малева за ценные обсуждения, В.В.Дериглазова и И.Н.Иванову за помощь в измерениях и обработке данных.

Литература

1. Birgeneau R.J. et al. Phys. Rev., 1978, В18, 2192.
2. Aeppli G. et al. Phys. Rev., 1984, В29, 2589.
3. Tarvin J.A. et al. Phys. Rev., 1978, В17, 241.
4. Михайлова В.Е. и др. Препринт ЛИЯФ, 697, Л., 1981.
5. Лазута А.В., Малеев С.В., Топерверг Б.П. ЖЭТФ, 1981, 81, 2095.
6. Окороков А.И., Гукасов А.Г., Рунов В.В., Михайлова В.Е., Рот М. ЖЭТФ, 1981, 81, 1462.
7. Изюмов Ю.А., Малеев С.В. ЖЭТФ, 1961, 41, 1644.
8. Топерверг Б.П. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 429; Препринт ЛИЯФ, 966, Л., 1984.
9. Малеев С.В. ЖЭТФ, 1957, 33, 1010; ЖЭТФ, 1965, 48, 1448.