Исследование трехчастичных спиновых корреляций при критическом рассеянии поляризованных нейтронов на монокристалле Ni

© С.В. Григорьев, В.В. Пиядов, А.И. Окороков, H. Eckerlebe*

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН,
Гатчина, Ленинградская обл., Россия
* GKSS Forschungszentrum,
Geesthacht, Germany

E-mail: piyadov@lns.pnpi.spb.ru

Исследовано критическое малоугловое рассеяние поляризованных нейтронов на спиновых флуктуациях в монокристалле Ni в специальной „наклонной" геометрии магнитного поля. Метод наклонной геометрии позволяет разряду с парными исследовать трехчастичные спиновые корреляции, которые определяют асимметричный относительно переданного импульса q поляризационно-зависимый вклад в рассеяние. Этот вклад зависит от q как $1/(q^2+\xi^{-2})^{5/2}$, где f — корреляционная длина нейтронного рассеяния, и линейно растет с полем H в области слабых полей, а затем насыщается. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с теорией подобия.

Авторы признательны за поддержку Российскому фонду фундаментальных исследований (проект № 09-02-01023).

1. Введение

Статические и динамические свойства гейзенберговских ферромагнетиков выше точки Кюри T_C хорошо описываются и интерпретируются в терминах гипотезы скейлинга [1]. В упрощенном виде эта гипотеза постулирует, что все физические переменные описываются однородными масштабирующими функциями, которые зависят только от одного параметра $q\xi(T)$ с ξ в виде корреляционной длины флуктуирующего параметра порядка.

Присутствие корреляций третьего и более высоких порядков оказывается очень значимым в критической области температур вблизи T_C. Четные корреляционные функции, включающие четырехчастичную корреляционную функцию и т. п., меняют критический индекс парной корреляционной функции от величины, соответствующей приближению среднего поля $\nu \approx 1/2$, до величины, соответствующей гипотезе критического скейлинга $\nu \approx 2/3$. Нечетные корреляционные функции не вносят вклада в статическую часть магнитной восприимчивости, поскольку это противоречило бы закону сохранения энергии по отношению к операции обращения времени. Тем не менее нечетные корреляционные функции могут вносить вклад в динамическую восприимчивость. Самая низшая из нечетных, тройная вершина $([S_x \times S_y]S_z)$, и трехспиновая корреляционная функция были введены Малеевым в [2] и затем детально исследованы в [3]. Как показано в [2] и экспериментально подтверждено в [4], тройная вершина $([S_x \times S_y]S_z)$ оказывается новой физической величиной, которая отсутствует в статической теории фазовых переходов. Тройные динамические спиновые флуктуации были впервые обнаружены Окороковым с соавторами [4–6] в экспериментах по рассеянию поляризованных нейтронов в железе.

Хорошо известно, что магнитное рассеяние нейтронов обусловлено двухспиновой корреляционной функцией, которая определяется через мнимую часть обычной магнитной восприимчивости. В нулевом магнитном поле это симметричный тензор второго ранга, и поэтому интенсивность нейтронного рассеяния не зависит от поляризации нейтронов $\mathbf{P}_0$. При приложении магнитного поля появляется антисимметричная часть тензора, и, если поле приложено вдоль оси z, получаем $\langle S_x S_y\rangle \neq \langle S_y S_x\rangle$, а сечение рассеяния становится зависящим от $\mathbf{P}_0$. В случае слабого поля эта антисимметричная часть рассеяния пропорциональна полю $\mathbf{H}$, а поскольку зеемановское взаимодействие — это произведение $\mathbf{H}$ и полного спина $\sum S_R$, она определяется как трехспиновая корреляционная функция $(\langle[S_x \times S_y]S_z\rangle)$ [3,7,8]. Эта часть нейтронного рассеяния имеет киральную природу, обусловленную винтом векторного произведения спинов в тройной вершине, и если в случае спирали она статична, то для ферромагнетиков она может быть только динамической. Действительно, поперечные компоненты спина (S_x и S_y) в ферромагнетиках всегда связаны с возбуждениями.

Сечение кирального рассеяния нейтронов в пределе малых углов имеет следующий вид [7,8]:

$$\sigma_{\mathrm{ch}}(q,\omega) = (2rP_0T/\pi\omega)(\hat{q}\cdot\hat{h})^2 \mathrm{Im}C(q,\omega), \qquad (1)$$

где $\hat{h}$ и $\hat{q}$ — это единичные векторы магнитного поля $\mathbf{H}$ и переданного момента $\mathbf{q}$ соответственно, а ω — переданная энергия. В данном выражении мы учли тот факт, что как динамическая киральность $\mathbf{C}(\mathbf{q},\omega)$, так и нейтронная поляризация $\mathbf{P}_0$ направлены вдоль поля, и $\mathbf{C} = \mathbf{h}C$. В соответствии со стандартной схемой малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов в процессе измерения происходит интегрирование уравнения (1) по переданной энергии ω. После преобразований

с учетом наклонной геометрии магнитного поля **H** (1) можно переписать в следующем виде:

$$\sigma_{\rm ch}(\theta) = \frac{2}{\pi}\, r^2 P_0 \sin 2\varphi \frac{g\mu_{\rm B} H}{2E(ka)\theta^2}\, \frac{\xi}{a}\, \mathrm{sgn}(\theta), \qquad (2)$$

где φ — угол между $\hat{h}$ и $\hat{q}$, θ — угол рассеяния, E и k — энергия и импульс нейтронов соответственно.

Для подобных экспериментов в пределе малого магнитного поля теория предсказывает, что температурная зависимость в сечении кирального рассеяния связана с трехчастичной вершиной и определяется через множитель $(\xi/a) = \tau^{-2/3}$. Это предсказание теории подтвердилось в [4–6] для железа и в [9] для ферромагнитного диэлектрика EuS, в которых была установлена зависимость $\tau^{-0.67\pm0.05}$. Таким образом, подобные исследования позволили экспериментально подтвердить правило слияния критических флуктуаций, которое эквивалентно алгебре Полякова–Каданова–Вильсона [1].

Основной задачей настоящей работы являлось изучение критической динамики и, в частности, трехспиновой корреляционной функции магнитной подсистемы монокристалла Ni, известного как ферромагнетик с недостроенной $3d$-оболочкой ($3d8$-$4s2$) с малым спином и магнитным моментом, равным $0.6\mu_{\rm B}$.

2. Постановка эксперимента

Для проведения эксперимента был использован образец монокристалла никеля, который представлял собой цилиндр диаметром 10 mm и высотой 5 mm. Температура Кюри изучаемого образца равнялась $T_C = 631$ K, что хорошо согласуется с литературными данными. Эксперименты проводились на установке малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов SANS2 реактора FRG-1 GKSS (Гестахт, Германия), в схема эксперимента представлена на рис. 1. В эксперименте использовался пучок поляризованных нейтронов с $P_0 = 0.95$, длиной волны $\lambda = 0.58$ nm ($\Delta\lambda/\lambda = 0.1$) и расходимостью 10 mrad. Рассеянные нейтроны регистрировались двухкоординатным позиционно-чувствительным детектором в диапазоне $10^{-1} \le q \le 1\,\mathrm{nm}^{-1}$ с шагом $\Delta q = 0.02\,\mathrm{nm}^{-1}$. Интенсивность нейтронного рассеяния измерялась в температурном диапазоне от $T = 626$ до 646 K. Внешнее магнитное поле **H** было приложено под углом $\varphi = 45^\circ$ к оси пучка **k** (наклонная геометрия) и варьировалось в диапазоне от 1 до 270 mT.

Интенсивность рассеянных нейтронов измерялась в ходе эксперимента для падающего пучка с поляризацией по ($\uparrow$) и против ($\downarrow$) магнитного поля $I^{\uparrow}(q)$ и $I^{\downarrow}(q)$ соответственно.

Как уже отмечалось, метод наклонной геометрии позволяет различать два вклада в магнитное рассеяние: симметричное поляризационно-независимое (СПН-вклад) и асимметричное поляризационно-зависимое (АПЗ-вклад)

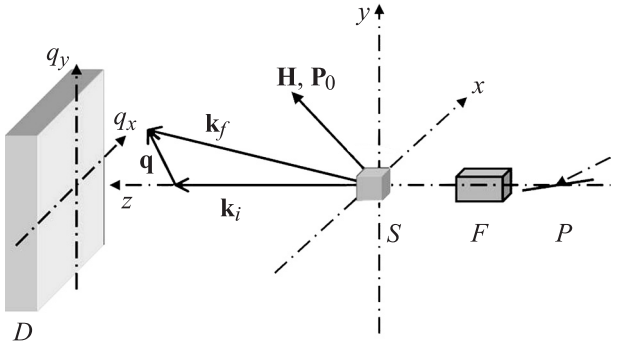

Рис. 1. Схема эксперимента по малоугловому рассеянию поляризованных нейтронов в наклонной геометрии. P — поляризатор, F — спин-флиппер, S — образец, D — двумерный позиционно-чувствительный детектор. Магнитное поле **H** наклонено под углом $\varphi = 45^\circ$ по отношению к падающему пучку k_i в плоскости рассеяния (xz).

рассеяние. С помощью стандартной процедуры магнитное рассеяние было определено вычитанием из измеряемой величины интенсивности немагнитного фона при $T \gg T_C$, т. е.

$$I_m(\mathbf{q}, T) = I(\mathbf{q}, T) - I(\mathbf{q}, T \gg T_C). \qquad (3)$$

Для того чтобы отделить СПН-рассеяние от АПЗ-рассеяния, суммировались интенсивности с противоположной поляризацией падающего пучка $I_\Sigma(q) = I_m(P_0, q) + I_m(-P_0, q)$ и усреднялась сумма по 2π при всех $|q| = \sqrt{q_x^2 + q_y^2}$. В результате асимметричная часть рассеяния обращается в нуль и остается только СПН-рассеяние. Эта часть рассеяния связана с парной корреляционной функцей. Поляризационно-зависимая часть рассеяния является асимметричной. Эта асимметрия обусловлена направлением магнитного поля. В случае **H**, лежащего в плоскости (xz) (рис. 1), асимметрия более всего проявляется вдоль компоненты x переданного импульса q_x. Таким образом, асимметричный вклад был получен в результате вычитания измеряемых интенсивностей $I(\pm P_0, q_x)$

$$\Delta I(q) = [I(P_0, q_x) - I(-P_0, q_x)]. \qquad (4)$$

3. Результаты эксперимента

Температурная зависимость интенсивности магнитного рассеяния $I_\Sigma(q)$ для разных значений переданного импульса q представлена на рис. 2. Величина $I_{\rm tot} \approx \int_0^k I(q) q dq$ интенсивности магнитного рассеяния, проинтегрированной по всему диапазону переданных импульсов, показана на вставке к рис. 2. Температурная зависимость $I_{\rm tot}(T)$ демонстрирует острый максимум при $T_C = 631$ K. При понижении температуры интенсивность рассеяния $I(q)$ сильно растет по мере приближения к T_C сверху для малого переданного импульса

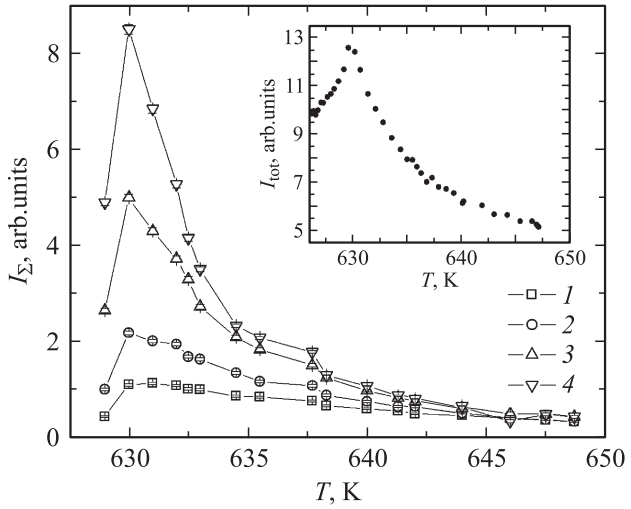

Рис. 2. Температурная зависимость интенсивности магнитного рассеяния в слабом магнитном поле $H = 1$ mT при различных значениях q. q, nm^{-1}: *1* — 0.41, *2* — 0.30, *3* — 0.20, *4* — 0.15. На вставке — температурная зависимость интегральной интенсивности рассеяния.

$q = 0.15\,\text{nm}^{-1}$ и слабо растет при относительно большом переданном импульсе $q = 0.4\,\text{nm}^{-1}$. Такое поведение соответствует образованию критических флуктуаций и росту их корреляционной длины по мере того, как T приближается к T_C.

На рис. 3, 4 представлены типичные примеры асимметричного рассеяния $I_A(q)$ в магнитных полях $H = 50$ и 270 mT при температурах $T = 626$ K (ниже T_C), $T = T_C$ и $T = 634$ K (выше T_C). При $T < T_C$ асимметричное рассеяние может быть отнесено к рассеянию на спиновых волнах в ферромагнетике [10]. Характерная особенность рассеяния — „плечи“, наблюдаемые на рис. 3, являются типичными для такого типа взаимодействия нейтронов с веществом. Характерное значение q_c, соответствующее этой особенности, связано с жесткостью спиновых волн D следующим выражением: $q_c/k = h^2/(2Dm_n)$, где k — волновой вектор нейтрона, а m_n — его масса. Как видим из рис. 3, характерные значения q_c и интенсивность рассеяния при $q < q_c$ уменьшаются с увеличением магнитного поля, что также характерно для данного типа рассеяния [11]. Истинная величина жесткости спиновых волн определяется через q_c при $H \to 0$. Оценка величины жесткости спиновых волн, полученная из q_c при данной температуре $T = 626$ K, дает значение $D = 70\,\text{meV}\cdot\text{Å}^2$.

Асимметричный вклад в рассеяние $I_A(q)$ при различных значениях переданного импульса ($q = 0.15$, 0.20, 0.30 и $0.40\,\text{nm}^{-1}$) показан на вставке к рис. 3 в зависимости от магнитного поля при $T = 626$ K. Видно, что величина I_A равна нулю при $H = 0$ и отлична от нуля при ненулевой средней намагниченности образца.

При $T = T_C$ и выше асимметричное рассеяние $I_A(q)$, обусловленное трехчастичными корреляциями, представлено на рис. 4. Как видно из рис. 4, особенностей типа „плеча“, связанных с рассеянием на спиновых волнах, на кривых не наблюдается. Асимметричное рассеяние $I_A(q)$ выше T_C хорошо аппроксимируется зависимостью от переданного импульса как $A\xi^{-2}/(q^2 + \xi^{-2})^{5/2}$. На вставке к рис. 4 представлены зависимости амплитуды асимметричного рассеяния I_A от магнитного поля при значении температуры $T = 631$ K. Интенсивность асимметричного вклада I_A увеличивается линейно в диапазоне малых полей от 0 до 50 mT и затем насыщается в диапазоне полей 50–270 mT при $T = T_C$. При $T = 634$ K асимметричное рассеяние меньше, чем при T_C, но все-таки обладает теми же характеристиками. Так, диапазон слабых магнитных полей достигает значения 150 mT. Следует также отметить, что асимметричный вклад

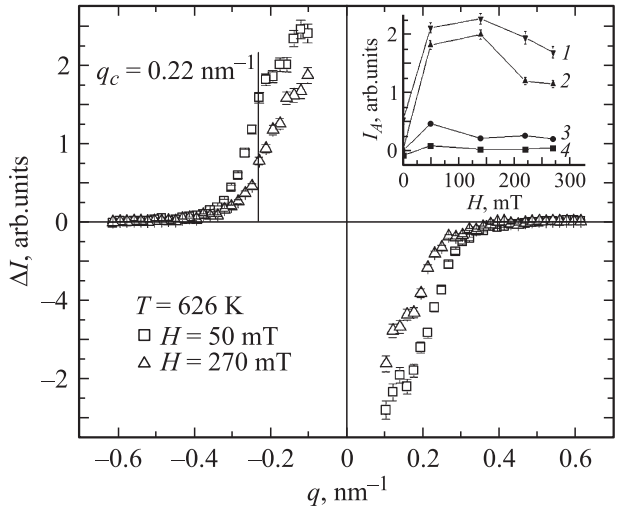

Рис. 3. Зависимость асимметричной части рассеяния ΔI от q при $T = 626$ K. На вставке — величина I_A в зависимости от магнитного поля при $q = 0.15$ (*1*), 0.20 (*2*), 0.30 (*3*) и $0.41\,\text{nm}^{-1}$ (*4*), $T = 626$ K.

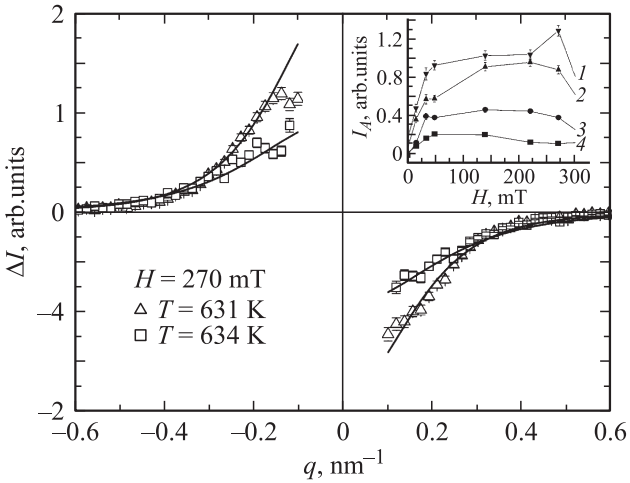

Рис. 4. Зависимость асимметричной части рассеяния ΔI от q при $T = 631$ и 634 K. На вставке — то же, что на рис. 3, при $T = 631$ K.

составляет около 20–25% от симметричного вклада во всем диапазоне измеренных переданных импульсов.

Таким образом, в работе исследованы особенности асимметричного вклада в рассеяние поляризованных нейтронов на критических флуктуациях в Ni. К существенным особенностям асимметричного рассеяния следует отнести следующие.

1) Оно появляется, только когда угол наклона между магнитным полем **H** и направлением падающего пучка **k** не равен 0 или $\pi/2$. Его появление в такой наклонной геометрии означает динамическую природу рассеяния.

2) Функция рассеяния меняет свой знак для положительного и отрицательного значения **q**.

3) Рассеяние зависит от переданного импульса как $1/(q^2 + \xi^{-2})^{5/2}$.

4) Оно линейно растет с ростом магнитного поля H в области слабых полей и затем насыщается до некоторой константы.

Все эти особенности позволяют однозначно идентифицировать такое рассеяние как рассеяние на трехчастичных флуктуациях.

Авторы благодарят исследовательский центр GKSS (Гестахт, Германия) за оказанное гостеприимство.

Список литературы

[1] А.З. Поташинский, В.Л. Покровский. Флуктуационная теория фазовых переходов. Наука, М. (1982). 197 с.
[2] С.В. Малеев. ЖЭТФ **42**, 713 (1976).
[3] А.В. Лазута, С.В. Малеев, Б.П. Топерверг. ЖЭТФ **48**, 386 (1978).
[4] A.I. Okorokov, A.G. Gukasov, Ya.M. Otchik, V.V. Runov. Phys. Lett. A **65**, 60 (1978).
[5] А.И. Окороков, А.Г. Гукасов, В.Н. Слюсарь, Б.П. Топерверг, О. Шерп, Ф. Фужара. Письма в ЖЭТФ **37**, *6*, 269 (1983).
[6] А.Г. Гукасов, А.И. Окороков, Ф. Фужара, О. Шерп. Письма в ЖЭТФ **37**, *9*, 432 (1983).
[7] S.V. Maleyev. Phys. Rev. Lett. **75**, 4682 (1995).
[8] С.В. Малеев. УФН **172**, 617 (2002).
[9] S.V. Grigoriev, S.V. Metelev, A.I. Okorokov, R. Georgii, P. Boeni, D. Lamago, H. Eckerlebe, K. Pranzas. Phys. Rev. B **72**, 214 423 (2005).
[10] А.И. Окороков, В.В. Рунов, Б.П. Топерверг, А.Д. Третьяков, Е.И. Мальцев, И.М. Пузей, В.Е. Михайлова. Письма в ЖЭТФ **43**, *8*, 390 (1986).
[11] S.V. Grigoriev, S.V. Maleyev, A.I. Okorokov, H. Eckerlebe, G. Kozik. Appl. Phys. A **74**, 719 (2002).