

ИССЛЕДОВАНИЕ КРИТИЧЕСКОЙ ФАКТОРИЗАЦИИ ТРОЙНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ СПИНОВЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ С ПОМОЩЬЮ РАССЕЯНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ В Fe ВЫШЕ T_c

*А.И.Окороков, А.Г.Гукасов, В.Н.Слюсарь,
Б.П.Топерверг, О.Шерп¹⁾, Ф.Фужара¹⁾*

Экспериментально показано, что в критической области $qR_c > 1$ температурная зависимость тройного динамического спинового коррелятора согласуется с результатами обобщения предсказаний операторной алгебры Полякова – Каданова на динамические корреляции.

Высшие корреляторы параметра порядка играют весьма существенную роль в физике критических явлений. Они, в частности, определяют процессы взаимодействия критических флуктуаций друг с другом, различного рода нелинейные явления и т. д. В теории статического подобия, например¹⁾, Поляковым²⁾ был сформулирован принцип слияния корреляций, определяющий асимптотические свойства амплитуды взаимодействия критических флуктуаций с сильно различающимися импульсами. Аналогичные результаты были получены Ка-

¹⁾ Институт Лауэ-Ланжевена, Гренобль, Франция.

дановым³ на языке алгебры флуктуирующих величин. Согласно^{2,3} в этом случае имеет место критическая факторизация импульсной зависимости многочастичных корреляторов. Так, если один из входящих в коррелятор импульсов q велик по сравнению с остальными, то зависимость от него выделяется в виде множителя q^t в области $q \gg \kappa = R_c^{-1}$, где $R_c \sim \tau^\nu$ — корреляционный радиус, $\tau = (T - T_c)/T_c$, $\nu \approx \frac{2}{3}$, $t = \frac{1}{\nu} - 1 - \eta \approx \frac{1}{2}$, η — параметр Фишера. Несмотря на принципиальный характер этого результата, насколько нам известно, экспериментально он до сих пор проверен не был из-за отсутствия возможности такой проверки.

На особую роль высших спиновых корреляций, четных и нечетных, для критической динамики ферромагнетиков было указано в⁴. В этой работе была высказана гипотеза, что для тройных динамических вершин происходит такая же факторизация, как и в статическом случае. В⁴ был предложен также способ экспериментального изучения тройных корреляций в нулевом магнитном поле H , осуществленный в⁵. И, наконец, в работах^{6,7} было показано, что более перспективно изучать тройные корреляции с помощью эффекта правой асимметрии рассеяния поляризованных нейтронов в ферромагнетиках, находящихся выше T_c в слабом магнитном поле. Этот эффект был обнаружен в работе⁷ при рассеянии нейтронов в железе. В⁶ также был предложен способ проверки критической факторизации.

Достигнутой в работе⁷ статистической точности и величины интервала изменения параметров q и τ оказалось недостаточно для надежной проверки гипотезы критической факторизации. Поэтому были предприняты дальнейшие исследования, проведенные при больших $q(k\theta = 0,1 \text{ \AA}^{-1})$ в широком диапазоне τ на установке Д-7 высокопоточного реактора института Лауэ-Ланжевена. В настоящем сообщении приводятся результаты этих исследований.

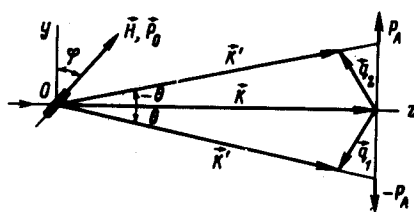


Рис. 1. Кинематическая схема эксперимента

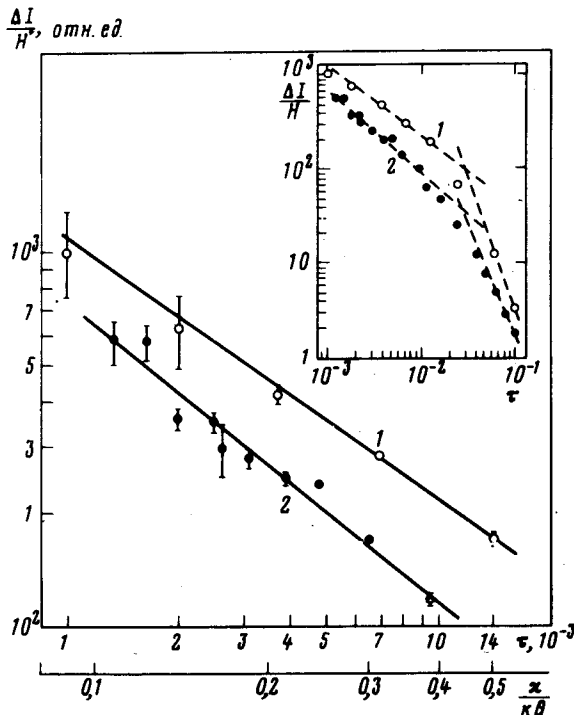


Рис. 2. Температурная зависимость асимметрии критического рассеяния поляризованных нейтронов $\Delta I/H$, $\Delta I = I(\theta, -P_0) - I(-\theta, -P_0) + I(-\theta, P_0) - I(\theta, P_0)$

Суть использованного нами метода состоит в следующем. Согласно⁶ интенсивность магнитного рассеяния поляризованных нейтронов на угол θ в ферромагнетиках выше T_c в слабом магнитном поле H пропорциональна

$$I(\theta, H) \sim \int \frac{d\omega k'}{\omega k} \left\{ \text{Im } G^{(1)}(q, \omega) + g\mu(\mathbf{H}\mathbf{e})(\mathbf{e}P_0)\text{Im } G^{(3)}(q, \omega) \right\}, \quad (1)$$

где $\omega = E' - E$ — переданная при рассеянии энергия, $q = k' - k$ — переданный импульс, k ,

k' , E , E' — импульсы и энергия нейтронов до и после рассеяния, P_0 — их начальная поляризация, $e = qq^{-1}$, $G^{(1)}$ — парная, а $G^{(3)}$ — трехспиновая функции Грина. Если вектор \mathbf{H} лежит в плоскости рассеяния (см. рис. 1) и угол между \mathbf{H} и перпендикуляром к направлению \mathbf{k} равен φ , то при $\theta \ll 1$, $\omega \ll E$ из этой формулы следует, что

$$\Delta I_\theta = I(\theta, H) - I(-\theta, H) \sim P_0 H \sin 2\varphi \int d\omega \frac{2E\theta}{\omega^2 + (2E\theta)^2} \text{Im } G^{(3)}(q, \omega). \quad (2)$$

Таким образом, если для $G^{(3)}$ имеет место критическая факторизация, то для всей критической области $k\theta \gg \kappa$ температурная зависимость $\Delta I_\theta(\tau)$ должна определяться температурной зависимостью $G^{(3)}(\tau)$, т. е. ΔI_θ должна быть пропорциональна τ^{-x} , где $x \approx 2/3$ (см. 6).

Основные измерения были проведены на пучке поляризованных нейтронов на образце железа в температурном интервале $T - T_c = 1 \div 100$ К. Как и в работе 7 термостат с образцом размещался в горизонтальном поле \mathbf{H} между полюсниками электромагнита, ось которого была направлена под углом φ к перпендикуляру к оси пучка в плоскости рассеяния. Измерения проводились при углах $\varphi = 35^\circ$ и $\varphi = 22^\circ$. Согласно формуле (2) величина эффекта растет с увеличением поля. Однако линейная зависимость $\Delta I_\theta(H)$ имеет место лишь в области слабых полей, таких, что $g\mu H < g\mu H_c \approx T_c \tau^{5/3}$ 6. Для этого, как и в 7 значение H_c определялось по пересечению зависимостей $\Delta I_\theta(H)$, экстраполированных с области слабых и сильных полей, а рабочее поле выбиралось в пределах $(0,5 \div 0,7)H_c$. Для исследованного температурного диапазона рабочее поле изменялось от 14 до 2650 Э. Результат выражался в виде $\Delta I/H = f(\tau)$, где $\Delta I = \Delta I_\theta(+P_0) - \Delta I_\theta(-P_0)$.

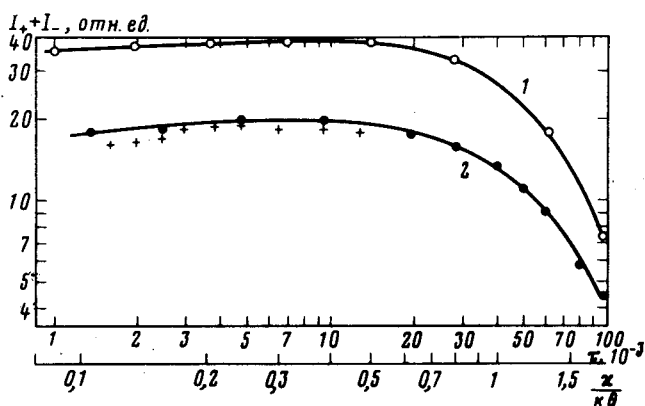


Рис. 3. Температурная зависимость интенсивности $I_+ + I_- = I(\theta, P_0) + I(\theta; -P_0)$ критического рассеяния нейтронов при $k\theta = 0,1 \text{ \AA}^{-1}$: 1 — $\varphi = 35^\circ$, $H \leq (0,5 \div 0,7)H_c$, 2 — $\varphi = 22^\circ$, $H \ll H_c$ (●), $H \lesssim H_c$ (+)

На рис. 2 представлена эта зависимость $f(\tau)$ в логарифмическом масштабе для двух значений угла φ . Видно, что степенной закон изменения $f(\tau) \sim \tau^{-x}$ имеет место в области $\tau < 0,014$. По оценке критической является область $\tau < 0,04$, где используемое нами значение $k\theta$ больше κ . Ожидаемая из теории слабая зависимость сечения рассеяния от температуры в критической области наблюдается при $\tau < 0,025$ (см. рис. 3), откуда следует заключить, что для $\tau \leq \leq 0,014$, где $k\theta/\kappa \geq 2$, асимптотическое условие $k\theta \gg \kappa$ выполняется достаточно хорошо. Температурный ход $\Delta I(\tau)/H$ в широкой области τ показан на вставке рис. 2. Он демонстрирует переход от гидродинамического режима к критическому при $\tau = 0,03 \div 0,04$, где $k\theta = \kappa$. В области $\tau < 0,014$ усредненный по двум значениям φ показатель x , полученный методом наименьших квадратичных отклонений, оказался равным $\langle x \rangle = 0,76 \pm 0,05$. Если для определения x использовать интервал $\tau < 0,008$, в котором условие $k\theta \gg \kappa$ выполняется лучше, то $\langle x \rangle = 0,67 \pm 0,07$, а при $\tau < 0,006$ $\langle x \rangle = 0,58 \pm 0,10$. Таким образом, в работе экспериментально подтверждается гипотеза критической факторизации для тройных динамических корреляций, а значение найденного индекса температурной зависимости $G^{(3)}(\tau)$ близко к теоретическому.

В заключение мы благодарны Г.М.Драбкину и С.В.Малееву за поддержку работы, А.В.Лазуте за критические замечания, В.В.Рунову, Э.Б.Родзевичу, А.Д.Третьякову, И.Н.Ивановой за помощь в работе и администрации ИЛЛ за обеспечение проведения эксперимента.

Литература

1. Паташинский А.З., Покровский В.Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. М.: Наука, 1982.
2. Поляков А.М. ЖЭТФ, 1969, 57, 271.
3. Kadanoff L.P. Phys. Rev. Lett., 1969, 23, 1430.
4. Лазута А.В., Малеев С.В., Тонерверг Б.П. ЖЭТФ, 1978, 75, 764.
5. Okorokov A.I., Gukasov A.G., Otchik Ya. M., Rûnov V.V. Phys. Lett., 1978, 65A, 60.
6. Лазута А.В., Малеев С.В., Тонерверг Б.П. ЖЭТФ, 1981, 81, 1475.
7. Окороков А.И., Гукасов А.Г., Рунов В.В., Михайлова В.Е., Рот М. ЖЭТФ, 1981, 81, 1462.

Институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
9 февраля 1983 г.