

О ДВУХ МАГНИТНЫХ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ РАДИУСАХ ВЫШЕ T_c В ЖЕЛЕЗО-НИКЕЛЕВОМ ИНВАРНОМ СПЛАВЕ

С.В.Григорьев¹⁾, С.А.Климко, С.В.Малеев, А.И.Окороков, В.В.Рунов,
Р.Кампманн*, Х.Экерлебе*²⁾

Санкт-Петербургский институт ядерной физики РАН
188350 Гатчина, Санкт-Петербург, Россия

* GKSS Forschungszentrum 21502 Geesthacht, Germany

Поступила в редакцию 2 июня 1997 г.

Исследован магнитный фазовый переход в инварном сплаве $Fe_{70}Ni_{30}$ с помощью малоуглового рассеяния нейтронов в широком диапазоне переданных импульсов. Этим методом измерены два магнитных корреляционных радиуса R_{c1} и R_{c2} , сосуществующих выше температуры фазового перехода T_c в сплаве. Критические корреляции с радиусом R_{c1} хорошо описываются выражением Орнштейна-Цернике, а корреляции второго, на порядок более крупного масштаба R_{c2} - квадратированным выражением Орнштейна-Цернике. Полученные температурные зависимости корреляционных радиусов R_{c1} и R_{c2} подчиняются степенному закону $R_c \sim ((T - T_c)/T_c)^{-\nu}$ с критическими индексами $\nu_1 = 0.65 \pm 0.05$ и $\nu_2 = 1.3 \pm 0.1$ меньшего и большего масштабов, соответственно.

PACS: 61.12.Ex, 75.40.-s, 75.50.Bb

Сосуществование двух масштабных длин критических флуктуаций вблизи фазового перехода наблюдается в целом ряде систем: $SrTiO_3$ [1,2], Ho [3], $RbCaF_3$ [4], $KMnF_3$ [5], Tb [6], UPd_2Al_3 [7]. Исследования структурных и магнитных фазовых переходов методами рентгеновской и нейтронной дифракции показали, что в зависимости интенсивности рассеяния от переданного импульса выше температуры перехода T_c появляется узкий пик, наложенный на уже существующий широкий пик обычного критического рассеяния. Появление узкого пика в данной температурной области указывает на существование второго, более крупного масштаба наряду с обычным характерным масштабом критических флуктуаций. Появление узкой компоненты в критическом рассеянии было установлено с помощью рентгеновских установок высокого разрешения [1]. Впоследствии было показано, что она пространственно локализована внутри слоя толщиной 0.2 мм вблизи поверхности кристалла [6] и ее характерные параметры сильно зависят от способа обработки поверхности [7]. При этом обычные флуктуации равномерно распределены по всему объему образца. В то же время эксперименты с $RbCaF_3$ [4], $KMnF_3$ [5], испытывающими фазовый переход первого рода, близкий ко второму, показали, что в этих кристаллах второй масштаб наблюдается как объемный эффект. Из экспериментов с изученными материалами следует, что, по-видимому, сильное взаимовлияние упругих деформаций и параметра порядка приводит к появлению узкого пика в критическом рассеянии выше температуры перехода. Обзор по проблеме, включающий в себя экспериментальные данные и возможные объяснения этого явления, представлен недавно в работе [8].

¹⁾ e-mail: grigor@rvv.lnpi.spb.su

²⁾ R.Kampmann, H.Eckerlebe

В нашей работе [9] с помощью одновременного измерения малоуглового рассеяния нейтронов и деполяризации прошедшего пучка нейтронов было установлено наличие двух масштабных длин магнитных корреляций выше температуры Кюри T_c в инварном сплаве состава $Fe_{75}Ni_{25}$ (с добавлением 0.7 % углерода), имеющем ГЦК структуру. Следует отметить, что сплавы Fe и Ni инварного состава являются принципиально разупорядоченными системами [10]. Аномальное поведение коэффициента линейного теплового расширения и модуля Юнга в температурном диапазоне от 0 К до температуры магнитного фазового перехода T_c показывает, что магнитные и объемные характеристики инварных сплавов сильно связаны. По-видимому, возникновение второй магнитной корреляционной длины при $T > T_c$ связано с сильным взаимодействием разупорядоченной магнитной подсистемы с упругими деформациями вблизи температуры перехода. В данной работе, используя малоугловое рассеяние нейтронов в широком диапазоне переданных импульсов $q \in [2 \cdot 10^{-3} - 5 \cdot 10^{-1}] \text{ \AA}^{-1}$, мы измерили температурную зависимость двух масштабных длин магнитных корреляций в инварном железо - никелевом сплаве выше T_c и нашли критические индексы обоих масштабов. Показано также, что корреляторы разных масштабов сильно различаются по форме и могут быть описаны выражением Орнштейна-Цернике и квадрированным выражением для малого и большого масштабов, соответственно.

В работе проведены измерения сечения малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов на поликристаллическом образце ГЦК железо-никелевого сплава $Fe_{70}Ni_{30}$, допированного углеродом (0.1% ат.). Образец выплавлялся в индукционной печи в аргоновой атмосфере, гомогенизировался при 1200°C в течение 4 час и после этого закалялся в воде. Аттестация ГЦК структуры образца проводилась методом дифракции нейтронов на установке мини-СФИНКС [11]. Эксперименты проводились на установке малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов SANS-2 реактора FRG-1 GKSS, Гестхакт, Германия. Установка снабжена двухкоординатным позиционно-чувствительным детектором (80×80 ячеек с размерами 7×7 мм), который может быть размещен на расстоянии от 1.5 до 21.5 м после образца, что позволяет проводить измерения в широком диапазоне переданных импульсов. Рассеянные нейтроны регистрировались в диапазоне $2 \cdot 10^{-3} \leq q \leq 5 \cdot 10^{-1} \text{ \AA}^{-1}$ с шагом $\Delta q = 2 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}^{-1}$. Средняя по спектру длина волны $\lambda = 5.1 \text{ \AA}$ ($\delta\lambda/\lambda = 0.1$). Аппаратурное разрешение установки (полуширина на полувысоте) составляет величину $5 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}^{-1}$. Анализируемая в данной работе интенсивность магнитного рассеяния I_s определялась как превышение над ядерным рассеянием, в качестве которого принималось рассеяние ГЦК решетки сплава в парамагнитном состоянии при $T_p = 400 \text{ K}$:

$$I_s(T, q) = I(T, q) - I(T_p, q). \quad (1)$$

Температурные измерения проводились в печи с гелиевым наполнением в широком температурном диапазоне вблизи температуры перехода T_c ($T \in [290 - 340]$) с шагом 5 К и со стабилизацией 0.1 К.

На рис.1 показан типичный для исследуемого сплава вид магнитного дифференциального сечения малоуглового рассеяния ($d\sigma/d\Omega$), нормированного на объем образца, как функции переданного импульса q в двойном логарифмическом масштабе при $T = 313 \text{ K}$. Из рисунка хорошо видно, что существуют два разных диапазона q , в которых сечение малоуглового рассеяния ($d\sigma/d\Omega$) подчи-

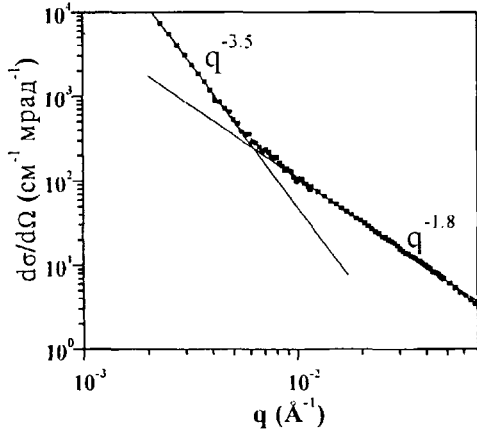


Рис.1. Сечение малоуглового рассеяния $d\sigma/d\Omega$ как функция переданного импульса q при $T = 313$ К для $Fe_{70}Ni_{30}$

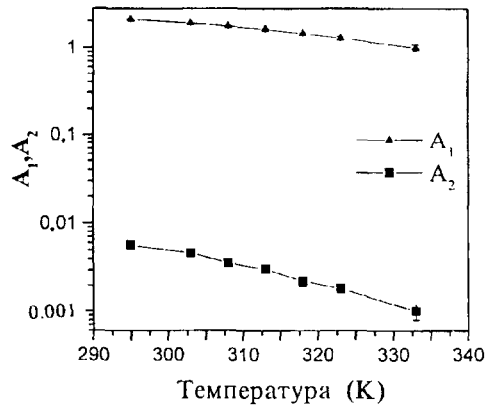


Рис.2. Температурные зависимости амплитуд рассеяния A_1, A_2

няется разным законам рассеяния q^{-n} . В диапазоне $q \leq q_0$ (где $q_0 \approx 10^{-2} \text{ \AA}^{-1}$ – точка излома q – зависимости сечения) показатель степени закона рассеяния n близок к 4, а в диапазоне $q \geq q_0$ показатель n приблизительно равен 2. Такой вид зависимости ($d\sigma/d\Omega$) демонстрирует наличие двух (разных по форме) магнитных корреляторов, характеризующих систему вблизи температуры Кюри. Каждый из корреляторов оказывается доминирующим в соответствующем диапазоне переданных импульсов, что, в свою очередь, указывает на большую разницу в корреляционных радиусах. Мы предположили, что сечение рассеяния во всем диапазоне q может быть описано суммой выражения Орнштейна–Цернике и квадрированного выражения Орнштейна–Цернике:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)(q) = \frac{A_1}{a_0^2 \cdot (q^2 + \kappa_1^2)} + \frac{A_2}{a_0^4 \cdot (q^2 + \kappa_2^2)^2}, \quad (2)$$

где $a_0 = 1 \text{ \AA}$ – константа порядка межатомного расстояния, A_1, A_2 – амплитуды рассеяния, имеющие размерность дифференциального сечения рассеяния, а $\kappa_1 = R_{c1}^{-1}$ и $\kappa_2 = R_{c2}^{-1}$ – обратные корреляционные длины малого и большого масштабов. Подгонка данных по методу χ^2 с учетом функции разрешения с хорошей достоверностью ($\chi^2 \approx 1$) дает величины параметров $A_1, A_2, \kappa_1, \kappa_2$, и их температурные зависимости представлены на рис.2 и 3.

Амплитуды A_1 и A_2 растут с понижением температуры, а их абсолютные величины различаются на два-три порядка. Величины κ_1^2 и κ_2^2 уменьшаются с понижением температуры. При температуре $T = 295$ К κ_2^2 становится близким к нулю в пределах разрешения установки, а κ_1^2 при этой температуре не меняется по сравнению со значением, измеренным при $T = 303$ К. На наш взгляд, в этой области температур происходит срыв фазового перехода второго рода.

В предположении, что оба радиуса корреляции нормированы на одну температуру T_c , мы можем записать:

$$\kappa_{1c}^2 = \kappa_{01}^2 \tau^{2\nu_1}, \quad \kappa_{2c}^2 = \kappa_{02}^2 \tau^{2\nu_2}, \quad (3)$$

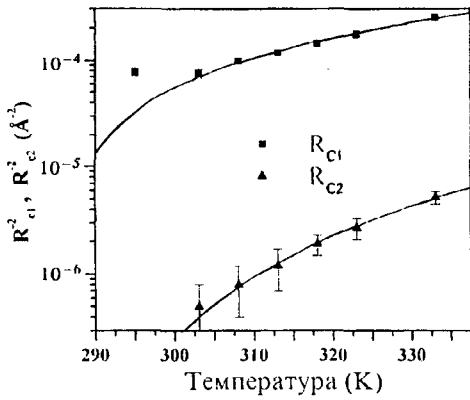


Рис.3. Зависимости квадрата обратных радиусов корреляции κ_1^2 , κ_2^2 , существующих в системе, от температуры T . Сплошными линиями показаны расчетные зависимости с параметрами, полученными из χ^2 -подгонки

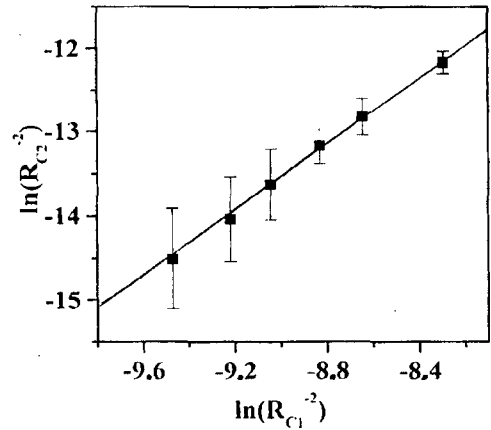


Рис.4. Зависимость $\ln \kappa_{2c}^2$ от $\ln \kappa_{1c}^2$. Тангенс угла наклона прямой соответствует отношению критических индексов разных масштабных длин (ν_2/ν_1) и равен 1.95 ± 0.04

где $\nu_{1,2}$ – критические индексы, $\tau = (T - T_c)/T_c$ – приведенная температура. Логарифмируя оба уравнения, а затем выражая $\ln(\tau)$ из одного уравнения и подставляя его в другое, можно получить линейную зависимость: $\ln \kappa_{2c}^2 = (\nu_2/\nu_1) \ln \kappa_{1c}^2 + \text{const}$. Тангенс угла наклона прямой $\ln \kappa_{2c}^2$ от $\ln \kappa_{1c}^2$ равен соотношению степеней (ν_2/ν_1) . На рис.4 представлена зависимость $\ln \kappa_{2c}^2$ от $\ln \kappa_{1c}^2$ и $(\nu_2/\nu_1) = 1.95 \pm 0.04$. Другими словами, критический индекс ν_1 малой корреляционной длины R_{c1} оказывается вдвое меньше критического индекса ν_2 большей корреляционной длины R_{c2} .

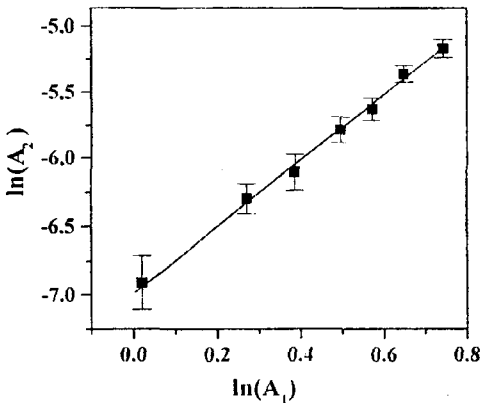


Рис.5. Зависимость $\ln A_2$ от $\ln A_1$. Тангенс угла наклона прямой соответствует отношению критических индексов амплитуд рассеяния разных масштабных длин и равен 2.5 ± 0.1

Аналогичные рассуждения можно провести относительно амплитуд A_1 и A_2 . Зависимость $\ln A_2$ от $\ln A_1$ представлена на рис.5. Наблюдается четкая линейная зависимость и тангенс угла наклона прямой, получаемый из зависимости, равен 2.5 ± 0.1 .

Экспериментальные температурные зависимости $\kappa_{c(1,2)}^2(T)$ обрабатывались подгонкой по степенному закону (3) с учетом, что $T_c = 285$ К. В результате были получены параметры $\kappa_{01}^2 = 0.0024 \pm 0.0003 \text{ \AA}^{-2}$, $\kappa_{02}^2 = 0.0005 \pm 0.0001 \text{ \AA}^{-2}$, $\nu_1 = 0.64 \pm 0.03$ и $\nu_2 = 1.3 \pm 0.1$. Расчетные зависимости $\kappa_{c(1,2)}^2(T)$ с параметрами, полученными из МНК, показаны на рис.3 сплошными линиями.

Мы планируем продолжить исследования двух магнитных корреляционных длин выше T_c в инварном сплаве классического состава $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$. Однако уже сейчас можно сказать, что представленный в работе экспериментальный материал требует для его осмысления дополнительных усилий со стороны теоретиков.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект Л-ЕН-96-15-96775) и ГНТП "Нейтронные исследования конденсированных сред".

-
1. S.R. Andrews, J.Phys. C19, 3712 (1986).
 2. G. Shirane, R.A. Cowley, M. Matsuda et al., Phys.Rev.B 48, 15595 (1993).
 3. T.R. Tharston, G.Helgensen, D. Gibbs et al., Phys.Rev.Lett. 70, 3151 (1993).
 4. T.W. Ryan, R.J. Nelmes, K.A. Cowley et al., Phys.Rev.Lett. 56, 2704 (1986).
 5. U.J.Nicholls and R.A. Cowley, J.Phys. C20, 3417 (1987).
 6. K. Hirota, G. Shirane, P.M. Gehring et al., Phys.Rev. B 49, 11967 (1994).
 7. N. Sato, N. Aso, K. Hirota et al., Phys.Rev. B 53, 14043 (1996).
 8. R.A Cowley, Physica Scripta T66, 24 (1996).
 9. С.В.Григорьев, А.И.Окоороков, В.В.Рунов, Препринт ПИЯФ.2112 (1996).
 10. В.Л.Седов, *Антиферромагнетизм гамма-железа. Проблема инвара*, М.: Наука, 1987.
 11. O.K.Antson, A.P.Bulkin, P.E. Hiismaki et al., Physica B 156 & 157, 567 (1989).