

Спиновые корреляции в Ni–Mn–Ga

В. В. Рунов¹⁾, Ю. П. Черненко, М. К. Рунова, В. Г. Гаврилюк⁺, Н. И. Главацкая⁺

Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова РАН, 188300 Гатчина, Ленинградская обл., Россия

⁺ Институт металлофизики АН Украины, 252680 Киев, Украина

Поступила в редакцию 8 ноября 2001 г.

После переработки 20 ноября 2001 г.

Представлены результаты измерений малоуглового рассеяния и деполяризации нейтронов в монокристалле $\text{Ni}_{49.1}\text{Mn}_{29.4}\text{Ga}_{21.5}$ в диапазоне температур $15 < T < 400$ К и магнитных полей $0 < H < 4.5$ кЭ. Определены характерные температуры сплава: $T_C = 373.7$ К и мартенситного перехода $T_m = 301 - 310$ К. Найдено, что магнитное критическое рассеяние вблизи T_C и рассеяние при $T < T_C$ удовлетворительно описываются зависимостью $I_m = A(q^2 + \kappa^2)^{-2}$ (q – переданный волновой вектор, $R_c = 1/\kappa$ – корреляционный радиус), получены температурные зависимости параметров рассеяния A и R_c . Обнаружена лево-правая асимметрия в рассеянии нейтронов, поляризованных по и против приложенного поля при $150 < T < T_m$, обусловленная неупругим магнитным взаимодействием нейтронов в образце. Обсуждаются вопросы намагничивания сплава вблизи T_m , критического рассеяния при $T \simeq T_C$, аномалии в рассеянии и смягчение магнитных возбуждений при $150 < T < T_m$.

PACS: 61.12.Ex, 75.25.+z, 75.40.-s

Тройной интерметаллический сплав Гейслера Ni_2MnGa испытывает мартенситный переход из кубической фазы типа $L2_1$ в тетрагональную фазу с соотношением осей $c/a = 0.94$ [1]. Уникальность этого сплава в том, что мартенситные превращения происходят в ферромагнитном состоянии, поэтому он является одним из материалов, в которых широко исследуется эффект магнитно-контролируемой памяти формы (MSME), магнитоупругие свойства и доменная структура ферромагнитной фазы [1–7]. Характерные температуры и структура мартенситной фазы крайне чувствительны к отклонению состава сплава от стехиометрического, например, температура мартенситного перехода может меняться на сотни градусов [4–8], что привлекательно для возможного технического применения. Помимо MSME и сложной структуры в мартенситной фазе, в сплаве наблюдается ряд других интересных физических явлений, это и смягчение фононной моды [9–11], и изменение в распределении спиновой плотности при мартенситном переходе [12].

В данной работе выполнены измерения малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов (SAPNS) на нестехиометрическом образце Ni–Mn–Ga с целью исследования магнитных неоднородностей мезоскопического масштаба в широком диапазоне температур и магнитных полей. Дефекты мезоскопического масштаба рассматриваются в этих материалах наряду

с атомарной структурой для объяснения наблюдаемых в системе предмартенситных явлений, см., например, [13, 14]. Что касается спиновых корреляций и спиновой динамики, то они, конечно, взаимосвязаны с атомарной структурой, однако, насколько нам известно, этот вопрос не исследовался в литературе.

1. Образцы и методика измерений. Исследовались монокристаллические образцы нестехиометрического сплава $\text{Ni}_{49.1}\text{Mn}_{29.4}\text{Ga}_{21.5}$. Состав, по данным работы [7], имеет следующие характерные температуры, определенные из измерений магнитной восприимчивости: температуру Кюри $T_C \approx 375$ К и температуру мартенситного перехода в диапазоне $T_m \approx 302 - 314$ К. В этой же работе показано, что на образцах этого состава после определенной магнитно-механической обработки достигается обратимый 5.3% MSME.

Эксперименты были выполнены на установке малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов ВЕКТОР [15] (реактор ВВР-М, Гатчина) на длине волны $\lambda = 9.2$ Å ($\Delta\lambda/\lambda = 0.25$). Установка, оборудованная 20-счетчиковым (^3He) детектором и многоканальным анализатором, работает в щелевой геометрии в диапазоне векторов рассеяния $0 < q < 3 \cdot 10^{-1}$ Å⁻¹ ($\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$, где \mathbf{k} , \mathbf{k}' – соответственно волновые векторы падающих и рассеянных нейтронов). Поляризация нейтронного пучка определялась как $P = (I^+ - I^-)/(I^+ + I^-)$, где I^\pm – интенсивность нейтронов с соответствующим спиновым состоянием относительно магнитного

¹⁾e-mail: runov@mail.pnpi.spb.ru

поля. Начальная поляризация падающего на образец нейтронного пучка $P_0 \cong 0.94$. Образцы для SAPNS измерений имели форму прямоугольных пластин с размерами 10×30 мм толщиной $L = 1$ и 2 мм, вырезанных из монокристаллического слитка так, что грани образцов с точностью до нескольких градусов совпадали с плоскостями $\{100\}$. Нейтрон-дифракционные измерения подтвердили наличие структурного перехода из кубической в тетрагональную фазу в диапазоне температур $301\text{--}315$ К ($a = 6.018$, $c = 5.67$ Å, $c/a = 0.94$).

Эксперименты в магнитном поле были выполнены в “наклонной” геометрии, когда образец намагничивается под углом φ к направлению падающего нейтронного пучка. Как показано в работах [16,17], такая геометрия позволяет наблюдать в плоскости рассеяния лево-правую асимметрию рассеяния нейтронов, поляризованных первоначально по и против направления прикладываемого поля, которая обусловлена неупругим магнитным взаимодействием нейтронов в образце. В данном эксперименте магнитное поле в горизонтальной плоскости прикладывалось вдоль грани шириной в 10 мм, то есть $\mathbf{H} \parallel [100]$, под углом $\varphi \cong 55^\circ$ к направлению падающего нейтронного пучка. Измерения проводились в магнитных полях $0 < H < 4500$ Э. Низкотемпературные измерения в диапазоне температур $15 \leq T \leq 320$ К выполнены в криорефрижераторе RNK10–300, высокотемпературные – в вакуумной печи. Долговременная температурная стабилизация образцов была лучше чем $\cong 0.1$ К.

2. Результаты измерений. Температурные изменения поляризации прошедших через образец нейтронов в разных полях приведены на рис.1. Предварительно нагретый до $T > T_C$ образец монтировался в криорефрижератор и при комнатной температуре $T_R \cong 295$ К помещался в магнитное поле в упомянутой выше наклонной геометрии. Как видно из рис.1а(1), при T_R поляризация прошедших нейтронов, регистрируемых центральным детектором, $P \sim 0$, то есть образец в этом поле не намагничивается однородно, а состоит из намагниченных в разных направлениях магнитных доменов. Следует отметить, что слабая перестройка магнитной структуры в поле идет и при T_R . Например, на образце толщиной 1 мм, который легче намагничивается в поле 4.2 кЭ, наблюдался линейный рост поляризации при T_R от 13% до 15% в течение 5 ч. Изменения такого же масштаба имели место и в интенсивности рассеянных нейтронов. Резкое увеличение однородной намагниченности образца, сопровождаемое ростом поляризации до $P \sim 90\%$, наблюдается при T_m , рис.1а(1). При

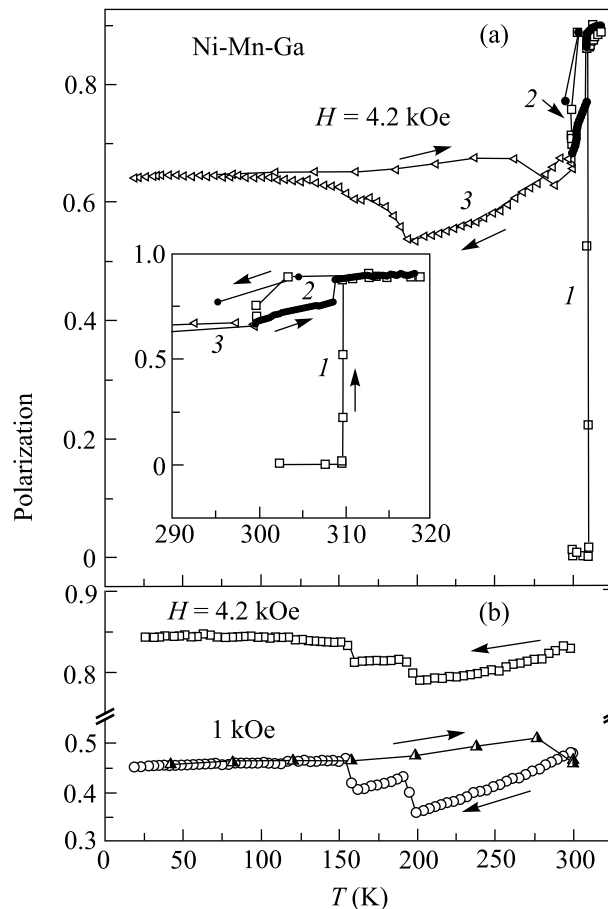


Рис.1. Температурная зависимость нормированной на P_0 поляризации нейтронов, регистрируемых центральным детектором: (а) образец толщиной $L = 2$ мм (1 (□) – первый цикл нагрева – охлаждения вблизи T_m после перегрева образца выше T_C ; 2 (●) – один из повторных циклов нагрева – охлаждения вблизи T_m ; 3 (Δ) – цикл охлаждения-нагрева в диапазоне температур $300\text{--}18$ К); (б) образец $L = 1$ мм в разных полях

последующем охлаждении образца до T_R в поле наблюдался температурный гистерезис, причем поляризация нейтронов не падает до нуля, а лишь уменьшается до $\sim 60\%$. Более того, при выключении магнитного поля при T_R и при последующем включении через несколько суток образец намагничивается однородно до уровня $P \sim 60\%$ в поле 4.2 кЭ, а цикл нагрева – охлаждения вблизи структурного перехода идет по 2 на рис.1а. На рис.1а(3) и 1b приведены типичные циклы охлаждения – нагрева образцов разной толщины в поле 4.2 и 1 кЭ в диапазоне $T = 18\text{--}300$ К.

Как уже отмечалось, медленная перестройка магнитной мезоструктуры в поле идет уже при T_R , однако при температуре вблизи T_m скорость изменений резко возрастает. Кинетика фазового перехода

в поле, наблюдаемая как по изменению поляризации, так и по изменению интенсивности рассеяния вблизи T_m , показана на рис.2, из которого видно, что переход при данных условиях заканчивается за ~ 30 мин,

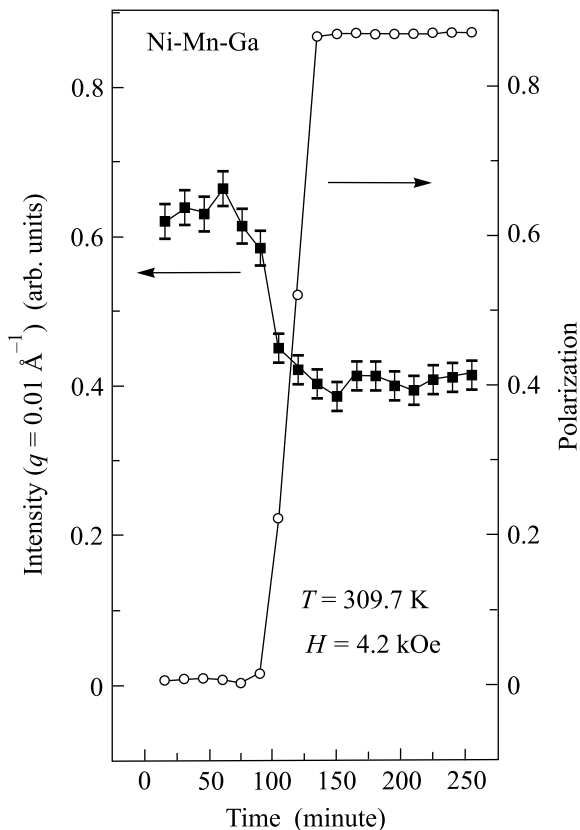


Рис.2. Временная зависимость интенсивности малоуглового рассеяния и нормированной на P_0 поляризации при намагничивании образца $L = 2$ мм вблизи T_m

при этом $P(t)$ хотя и выходит на насыщение при данной температуре, но не достигает своего максимального значения за время измерения в отличие от $P(T > T_m)$ в том же поле, рис.1 (1). Разница составляет $\sim 2\%$.

Температурная зависимость интенсивности малоуглового рассеяния нейтронов ($I = I^+ + I^-$) в разных магнитных полях для одного из векторов рассеяния приведена на рис.3. Отметим наличие двух температурных диапазонов, в которых наблюдается сильное изменение интенсивности рассеяния в полях $H < 4$ кЭ: 1) диапазон $T_m < T < T_C$, в котором интенсивность рассеяния практически линейно растет при $T < T_C$ и резко падает при температуре мартенситного перехода, рис.3 (1); 2) диапазон $100 < T < 250$ К, в котором происходит довольно сильное изменение рассеяния и поляризации с гисте-

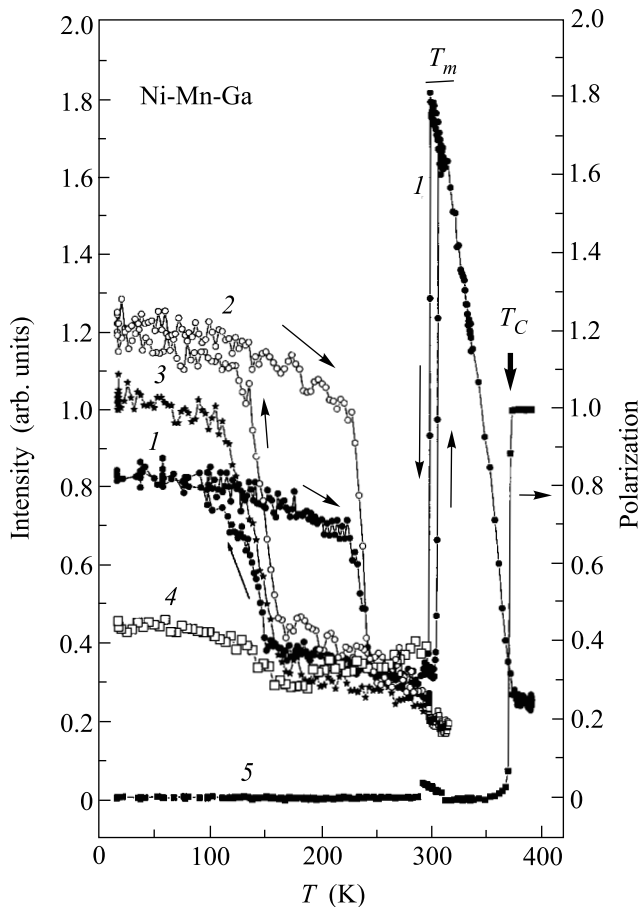


Рис.3. Температурная зависимость интенсивности малоуглового рассеяния нейтронов на образце $L = 2$ мм с переданным импульсом $q \simeq 0.01 \text{ \AA}^{-1}$ (1–4) и поляризации (5): 1 – $H \simeq 0$, ($\lesssim 2$ Э); 2 – $H = 10$ Э; 3 – $H = 1$ кЭ; 4 – $H = 4.2$ кЭ. При измерениях 1 и 5 образец был предварительно нагрет выше T_C в $H \simeq 0$; 2–4 – выполнены после нагрева выше T_m в поле 4.2 кЭ; $T_C = 373.7$ К; $T_m = 301\text{--}310$ К

резисом по температуре, рис.1 и 3 (1–4). Наблюдается также небольшое изменение поляризации вблизи T_m в поле $H \lesssim 2$ Э, в котором проводились измерения, рис.3 (5). Интенсивности рассеяния в слабых полях, рис.3 (1 и 2) весьма сильно отличаются, однако это различие, скорее всего, связано с магнитной предисторией образца. Измерение 1 выполнено в поле $H \lesssim 2$ Э на образце, предварительно нагретом до $T > T_C$, а 2 – в поле $H \simeq 10$ Э после намагничивания образца в поле $H = 4.2$ кЭ по описанной выше процедуре.

На рис.4 приведена характерная статистически значимая для $q = k\Theta \lesssim 0.015 \text{ \AA}^{-1}$ (Θ – угол рассеяния в горизонтальной плоскости) температурная зависимость разности рассеяния нейтронов $\Delta(T) = I^+ - I^-$, поляризованных по или против прикла-

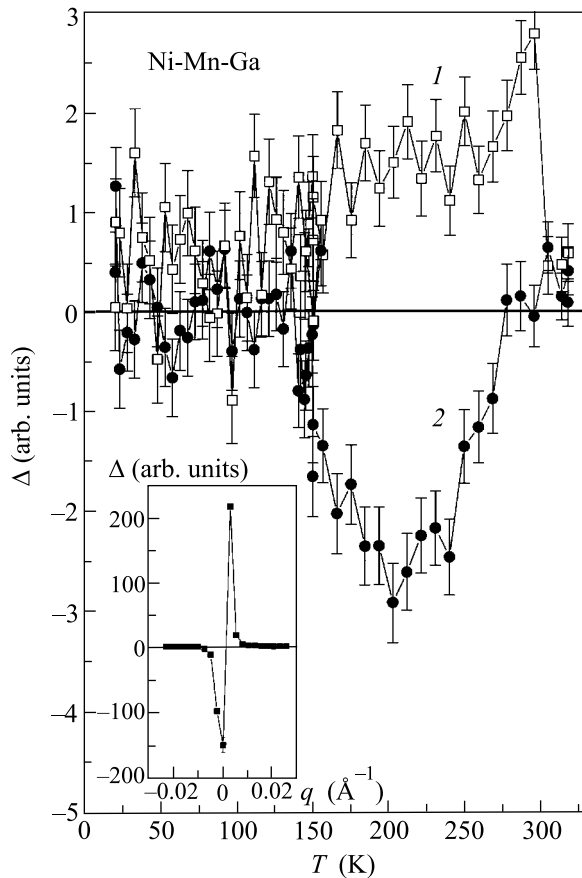


Рис.4. Температурная и импульсная (вставка) зависимости разности рассеяния нейтронов $\Delta = I^+ - I^-$ на образце $L = 2$ мм в поле 4.2 кЭ: 1 - $q = k\Theta \approx 0.01 \text{ \AA}^{-1}$; 2 - $q = k\Theta \approx -0.01 \text{ \AA}^{-1}$. Кривая на вставке получена при $T = 200$ К

дываемого поля $H = 4.2$ кЭ для симметричных относительно $q = 0$ счетчиков и импульсная зависимость (см. вставку) $\Delta(q)$ при $T \approx 200$ К. Как видно из рис.4, в температурном диапазоне 300–150 К рассеяние нейтронов зависит от направления первоначальной поляризации нейтронов ($\Delta \neq 0$, $\Delta/I \lesssim 20\%$) и наблюдается хорошо выраженная лево-правая асимметрия рассеяния.

3. Анализ измерений и обсуждение. Обсудим, в первую очередь, процесс намагничивания образцов, регистрируемый по изменению поляризации и малоуглового рассеяния нейтронов. Как известно, (см., например, [18–20]) изменение поляризации, регистрируемое центральным счетчиком, определяется интегральным магнитным рассеянием нейтронов Σ на крупномасштабных магнитных флуктуациях с характерным размером $R > 1/q_{min}$ (q_{min} – разрешение счетчика):

$$P = P_0 \exp(-g\Sigma L), \quad (1)$$

где $g < 2$ – коэффициент, зависящий от ориентации поляризации нейтронов, падающих на образец, относительно \mathbf{k} . Следовательно, изменение поляризации на рис.1–3 характеризует, в основном, перестройку крупномасштабной магнитной структуры ($q_{min} \gtrsim 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$), в то время как изменение малоуглового рассеяния характеризует эволюцию магнитных неоднородностей масштаба $R < 1/q_{min}$.

Изменения в намагничивании Ni-Mn-Ga сплавов вблизи T_m наблюдаются во всех работах, в которых проводились магнитные измерения. Отметим некоторые особенности, наблюдаемые в данной работе при измерении поляризации нейтронов. Во-первых, зависимость $P(T, H)$ на рис.1 можно объяснить тем, что сформированная магнитная структура в процессе перехода при нагреве в поле в высокосимметричную кубическую фазу в основном сохраняется и при охлаждении, то есть при возврате в низко-симметричную тетрагональную фазу. По-видимому, происходит своеобразное магнитное текстурирование образца, что является одним из способов магнитной обработки данного сплава. Во-вторых, имеет место гистерезис по температуре в изменении магнитной мезоструктуры в диапазоне $150 < T < 300$ К, то есть в мартенситной фазе. Как видно из рис.1, 3 и 4, в этом диапазоне температур наблюдаются скачки в деполаризации, изменения в интенсивности рассеяния, как в магнитном поле, так и при $H \approx 0$, и магнитной динамике в образце, которые обсудим ниже. Можно предположить, что при этих температурах идет структурная перестройка в образце. Наконец, релаксационные изменения магнитной мезоструктуры при $T < T_m$ в магнитном поле, которые заканчиваются лавинообразным переходом в кубическую фазу при $T \lesssim T_m$ (рис.2). Учитывая наблюдаемую долговременную релаксацию и широкий масштаб магнитных неоднородностей, можно ожидать в данном материале релаксационных процессов, аналогичных наблюдаемым в спиновых стеклах.

Обсуждение малоуглового рассеяния начнем с критического рассеяния вблизи T_C (рис.3). Первыми вопросами при изучении критического рассеяния являются определение температуры фазового перехода T_C и зависимости корреляционного радиуса $R_c(\tau)$ ($\tau = T/T_C - 1$). В случае фазового перехода второго рода, как показано теоретически в [21] и экспериментально при изучении критического рассеяния в Fe [20], T_C на поляризационной зависимости $P(T)$ должна находиться на уровне деполаризации тепловых нейтронов, не превышающем нескольких процентов для классических ферромагнетиков. Это связано с малостью деполаризации, обусловлен-

ной рассеянием нейтронов на критических магнитных флуктуациях, интенсивность которого $I_m(q, T)$ описывается формулой Орнштейна – Цернике (О–Ц): $I_m \propto [q^2 + \kappa^2]^{-1}$ (где $\kappa = 1/R_c$), полагая, что при $T = T_C$ величина $R_c \rightarrow \infty$. Дальнейшая же и основная деполяризация при $T < T_C$ идет на магнитных доменах. Поэтому SAPNS эксперименты в первую очередь дают информацию об узкой области температур $T_{beg} \lesssim T_C$, где T_{beg} – температура начала деполяризации. Дальнейшее уточнение T_C и зависимость $R_c(\tau)$ получают из анализа малоуглового рассеяния по формуле О–Ц. Как оказалось, в данной работе интенсивность магнитного малоуглового рассеяния $I_m(q, T) = I(q, T) - I(q, \sim 395 \text{ K})$ при $T \gtrsim T_{beg} \simeq 373.7 \text{ K}$ (на уровне деполяризации $\lesssim 0.5\%$) описывается не формулой О–Ц, а выражением

$$I_m(q) = A/(q^2 + \kappa^2)^2, \quad (2)$$

где A – параметр. Результаты подгонки малоуглового рассеяния по формуле (2) с учетом функции разрешения прибора приведены на рис.5с. Как известно, выражение (2) описывает рассеяние на гораздо менее резко убывающем с расстоянием r , чем для функции О–Ц, корреляторе спинов $\langle S_i S_j \rangle \propto \exp(-r/R_c)$. Ненаблюдение в данной системе критического рассеяния, описываемого формулой О–Ц, означает либо его малость, и для его регистрации требуется более светосильная установка, либо фазовый переход не является, строго говоря, переходом второго рода. Вопрос пока остается открытым. В данной системе мы полагаем температуру перехода $T_C \simeq T_{beg}$, поскольку другой выделенной температуры в этой области просто нет.

Параметры, полученные при подгонке интенсивности рассеяния по формуле (2), приведены на рис.5. Формула (2) удовлетворительно описывает малоугловое рассеяние и ниже T_C во всей области измеряемых температур (см. рис.5с), за исключением непосредственно диапазона мартенситного перехода. Наблюдаемое малоугловое рассеяние при $T < T_C$ может быть вызвано как ядерными, так и магнитными неоднородностями. Однако поскольку оно существенно зависит от магнитного поля (см. рис.3), есть основание полагать, что магнитное рассеяние является определяющим. Причиной магнитного рассеяния в этой области может быть как доменная структура образца в аустенитной фазе, так и зародыши новой мартенситной фазы масштаба $\sim R_c$. Эти образования новой фазы имеют отличный от кубической фазы момент и распределение спиновой плотности [12] и должны вносить свой вклад в интенсивность магнитного малоуглового рассеяния. Как видно из

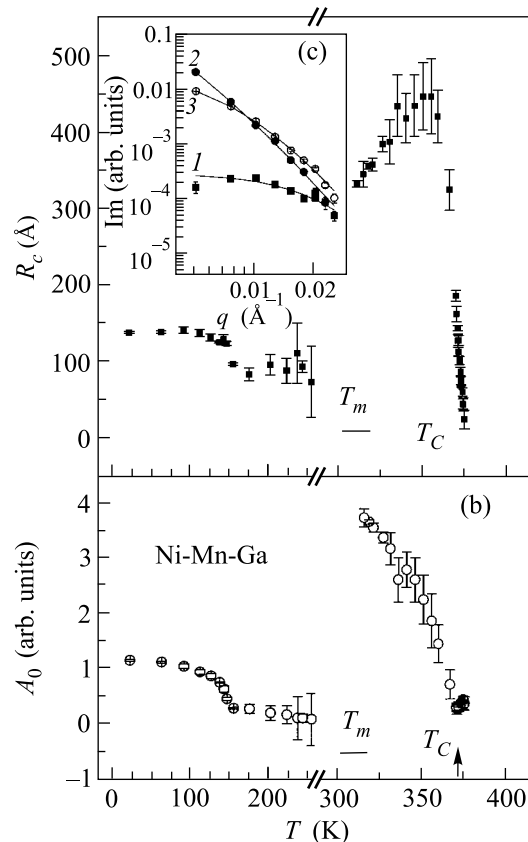


Рис.5. Температурная зависимость параметров подгонки интенсивности магнитного рассеяния на образце $L = 2 \text{ мм}$ при $H \approx 0$ по формуле (2) – (а) и (б) и импульсная зависимость рассеяния I_m (с) при: 1 – 373.9 К; 2 – 359 К и 3 – 92.6 К; сплошные линии на вставке – расчет по формуле (2); $T_C = 373.7 \text{ К}$; $T_m = 301 - 310 \text{ К}$

рис.5, и R_c , и параметр $A_0 = AR_c$, который пропорционален амплитуде рассеяния на магнитных неоднородностях и их концентрации, растут практически линейно с понижением температуры в диапазоне $T_m < T < T_C$ при $H \approx 0$. Резкий срыв роста этих параметров наступает при $T \cong T_m$. Если предположить, что интенсивность рассеяния на областях с мартенситной фазой является определяющей, то при T_m , по-видимому, наблюдается фазовый переход перкаляционного типа. Причем, при $T \simeq T_m$ система гомогенизируется в магнитном мезоскопическом масштабе до такой степени, что заметно намагничивание в ведущем поле $H \lesssim 2 \text{ Э}$, — поляризация в этой температурной области заметно отлична от нуля, см. рис.3 (5). При дальнейшем охлаждении наблюдается менее выраженный рост параметров при $T \sim 150 \text{ К}$.

Из измерения лево-правой асимметрии рассеяния поляризованных нейтронов (см. рис.4) можно вычислить спин-волновую жесткость D , измеряя угол от-

сечки Θ_0 , при превышении которого интенсивность асимметричной части резко падает [16, 17]. Как известно, в спин-волновом приближении, то есть полагая энергию спиновых волн $\omega = Dq^2$, спин-волновая жесткость связана с Θ_0 соотношением $D = E/\Theta_0 k^2$, где E – энергия нейтронов. В данном эксперименте из-за недостаточного углового разрешения прибора не удалось четко зафиксировать Θ_0 , поэтому можно лишь оценить спин-волновую жесткость в диапазоне $150 < T < T_m$ на уровне $D \lesssim 140$ мэВ \AA^2 . Можно предположить, что вне этого диапазона температур в ферромагнитной области спин-волновая жесткость существенно превышает это значение, поэтому $\Theta_0 \lesssim (\lambda/2\pi)q_{min}$, и лево-правая асимметрия рассеяния не наблюдается при существующем разрешении прибора. По-видимому, в диапазоне $150 < T < T_m$ в образце происходит смягчение магнитной моды. В экспериментальной зависимости $\Delta(T) = I^+ - I^-$, кроме асимметричной части в этом же температурном диапазоне, наблюдалась и симметричная относительно $q = k\Theta$ часть, максимальная при $q \simeq 0$. Это означает (см., например, [16, 17, 19, 22]), что при $150 < T < T_m$ в рассеянии нейтронов имеет место магнитно-ядерная интерференция на неоднородностях мезоскопического масштаба. В целом, есть основание предположить, что в этом диапазоне температур идут структурные изменения в образце, сопровождаемые изменениями магнитной мезоструктуры и спиновой динамики.

Выполненные измерения малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов на образцах $\text{Ni}_{49.1}\text{Mn}_{29.4}\text{Ga}_{21.5}$ показали информативность метода. Получены температурные зависимости параметров рассеяния. Обнаружены изменения в магнитной мезоструктуре и смягчение спиновой динамики в мартенситной фазе при $150 < T < T_m$, первопричиной которых, по-видимому, являются структурные изменения. Измерено критическое рассеяние вблизи T_C , интерпретации которого пока нет. Эксперимент показал необходимость дальнейших нейтронных исследований как структуры, так и спиновой динамики в этих сплавах, которые обычно относят к классу “smart material”.

Авторы благодарны А. И. Окорокову, С. В. Григорьеву, Г. П. Копице за полезные дискуссии и помощь в работе.

Работа поддержана проектами Российского фонда фундаментальных исследований (# 01-02-17286 и

00-15-96814), Государственной программой России # 107-17(00)-П и проектом INTAS # 97-30921.

1. P. J. Webster, K. R. Ziebeck, and S. L. Town, *Phil. Mag.* **B49**, 295 (1984).
2. А. Н. Васильев, В. В. Кокорин, Ю. И. Савченко, В. А. Черненко, *ЖЭТФ* **98**, 1437 (1990); **109**, 973 (1996).
3. K. Ullakko, J. Huang, C. Kantner et al., *Appl. Phys. Lett.* **69**, 1966 (1996).
4. S. L. Murray, M. Farinelli, C. Kantner et al., *J. Appl. Phys.* **83**, 7297 (1998).
5. R. D. James and M. Wuttig, *Phil. Mag.* **A77**, 1273 (1998).
6. R. C. O’Handley, *J. Appl. Phys.* **83**, 3263 (1998).
7. O. Heczko, N. Glavatska, V. Gavriljuk, and K. Ullakko, *Proc. 8th European Magnetic Materials and Applications Conference*, 7–10 June 2000, Kiev, Ukraine, Publ. Trans. Tech. Publications LTD, Switzerland, p. 341.
8. A. N. Vasil’ev, A. D. Bozhko, V. V. Khovailo et al., *Phys. Rev.* **B59**, 1113 (1999).
9. G. Fritsch, V. V. Kokorin, and A. Kempf, *J. Phys.: Condens. Matter* **6**, L107 (1994).
10. A. Zheludev, S. M. Shapiro, P. Wochner et al., *Phys. Rev.* **B51**, 11310 (1995).
11. U. Stuhr, P. Vorderwisch, V. V. Kokorin et al., *Phys. Rev.* **B56**, 14360 (1997).
12. P. J. Brown, A. Y. Bargawi, J. Crangle et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **11**, 4715 (1999).
13. J. A. Krumhansel and R. J. Gooding, *Phys. Rev.* **B39**, 3047 (1989).
14. W. Cao, J. A. Krumhansl, and R. J. Gooding, *Phys. Rev.* **B41**, 11319 (1990).
15. С. В. Григорьев, О. А. Губин, Г. П. Копица и др., *Препринт ПИЯФ – 2028*, Гатчина, 1995.
16. А. И. Окороков, А. Г. Гукасов, В. В. Рунов и др., *ЖЭТФ* **81**, 1462 (1981).
17. А. В. Лазута, С. В. Малеев, Б. П. Топерверг, *ЖЭТФ* **81**, 1475 (1981).
18. С. В. Григорьев, С. А. Клишко, С. В. Малеев и др., *ЖЭТФ* **112**, 2134 (1997).
19. В. В. Рунов, Д. Ю. Чернышов, А. И. Курбаков и др., *ЖЭТФ* **118**, 1174 (2000).
20. А. И. Окороков, В. В. Рунов, А. Г. Гукасов, Г. М. Драбкин, *Изв. АН СССР* **42**, 1770 (1978).
21. С. В. Малеев, В. А. Рубан, *ЖЭТФ* **62**, 415 (1972).
22. В. В. Рунов, Х. Глаттли, Г. П. Копица и др., *Письма в ЖЭТФ* **69**, 323 (1999).