

Длинноволновые статические смещения атомов в сплавах γ -FeNi

© Ю.Н. Михайлов, С.Ф. Дубинин

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,
620219 Екатеринбург, Россия

E-mail: mikhailov@uraltc.ru

(Поступила в Редакцию 26 февраля 2004 г.)

В монокристаллах сплавов γ -Fe_xNi_{100-x} при $x = 57, 68$ at.% (на трехосевом нейтронном спектрометре) измерены температурные зависимости интенсивности упругого диффузного рассеяния нейтронов около основных узлов обратной решетки в плоскости (110). Обнаружены новые эффекты нестабильности γ -решетки по отношению к длинноволновым (поперечным и продольным) статическим смещениям атомов, которые зависят от концентрации железа в сплавах и температуры. Обсуждается связь этих структурных искажений с предмартенситными явлениями и инварным эффектом в сплавах γ -FeNi.

Работа выполнена при финансовой поддержке МПНТ РФ (контракт № 40.012.1.1.1150), программы ОФН РАН № 14 и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 02-02-17849).

1. Введение

Хорошо, что сплавы γ -Fe_xNi_{100-x} ($x \geq 50$ at.%) в зависимости от состава обладают элинварными, инварными свойствами и испытывают мартенситное превращение, при котором (с уменьшением температуры) из ГЦК-структуры образуется более рыхлая ОЦК-решетка. Интервалы концентраций, где наблюдаются инварность (аномальное поведение коэффициента теплового расширения $\alpha(T)$) и ГЦК→ОЦК-превращение, частично перекрываются. Это затрудняет однозначную интерпретацию конкретных экспериментов и создание адекватных теоретических трактовок.

В настоящее время опубликованы теоретические работы (см. например, [1–3]), в которых предприняты попытки объяснить отмеченные физические явления с помощью расчетов электронной зонной структуры рассматриваемых сплавов. Из этих расчетов следует, что существование HS-(высокоспиновых) и LS-(низкоспиновых) состояний в ГЦК-решетке зависит от степени заполнения электронных подполос с различной t_{2g} - и e_g -симметрией, связанной с числом электронов на атом и температурой. Инварность и мартенситные превращения в сплавах FeNi, согласно этой теории, являются двумя различными эффектами, обусловленными магнитообъемной нестабильностью. Кроме того, в [1] получено, что температуры структурных превращений в сплавах FeNi и в чистом Fe связаны с различием энергий HS- и LS-состояний. Однако в рамках модели [1–3] остается неясной роль структурного [4,5] и магнитного [6–8] состояний, а также динамических [9–11] и статических [12–14] смещений атомов в исходных сплавах, которые являются важными для установления механизмов возникновения инварности и мартенситного превращения.

В данной работе мы исследуем нестабильность кристаллической решетки сплавов γ -FeNi по отношению к статическим смещениям атомов. Ранее подобные исследования [12–14] для этих сплавов проводились методами дифракции рентгеновских лучей и электронов, которые

не позволяют разделить эффекты рассеяния, обусловленные статическими и динамическими смещениями атомов. Кроме того, измерения были выполнены вблизи температур мартенситных превращений. Выбранный нами метод упругого ядерного диффузного рассеяния нейтронов дает прямую информацию о чисто статических смещениях атомов в объеме массивных образцов. Такие нейтронные данные о статических смещениях атомов в широком интервале температур, охватывающем как ферромагнитное, так и парамагнитное состояние сплава, приведены в [15]. В этой работе обнаружено упругое ядерное диффузное рассеяние нейтронов в монокристалле сплава γ -Fe₆₈Ni₃₂ ($T_C \cong 380$ K) в окрестности температуры Кюри на плоскости (001) обратной решетки. Происхождение ядерного диффузного рассеяния нейтронов связывалось с возникновением в сплаве (при переходе в магнитоупорядоченное состояние) длинноволновых продольных статических смещений атомов. Поскольку измерения были выполнены только на монокристалле одного состава и в одной плоскости обратной решетки, представлялось интересным продолжить эти исследования.

Поэтому в настоящей работе нами получены температурные зависимости интенсивности упругого диффузного рассеяния нейтронов около основных узлов обратной решетки того же монокристалла γ -Fe₆₈Ni₃₂, но в другой плоскости: (110). Чтобы сравнить результаты экспериментов в сплавах, значительно различающихся по составу, аналогичные измерения были проведены в монокристалле сплава γ -Fe₅₇Ni₄₃ ($T_C \cong 695$ K), который в отличие от γ -Fe₆₈Ni₃₂ ($T_{\gamma \rightarrow \alpha} \cong 200$ K) не испытывает структурного ГЦК→ОЦК-превращения.

2. Образцы и методика измерений

Монокристаллы сплавов γ -FeNi были выращены по методу Бриджмена и представляли собой шарики диаметром $1.2 \cdot 10^{-2}$ m. Разброс блоков мозаики в монокристаллах не превышал 30'. Исследуемые образцы закреп-

лялись в высокотемпературной камере таким образом, чтобы направление $[110]$ было перпендикулярным плоскости, в которой проводились нейтронные измерения.

Интенсивности рассеянных нейтронов измерялись на трехосевом нейтронном спектрометре. Длина волны падающих на образец нейтронов, сформированная двойным кристаллом-монокроматором из пиролитического графита (плоскость отражения (004)), составляла $\lambda = 1.490 \text{ \AA}$. В качестве анализатора использовалась плоскость (111) деформированного монокристалла германия. Чтобы избавиться от неупругих компонент рассеяния нейтронов (полное сечение диффузного рассеяния нейтронов около ненулевых узлов обратной решетки может состоять из упругого ядерного, магнитного критического и неупругого — фонного и спин-волнового), анализатор спектрометра был установлен на энергию первичного пучка нейтронов. Поэтому далее речь пойдет только об упругом рассеянии нейтронов.

Магнитное критическое рассеяние (МКР) около ненулевых узлов обратной решетки рассчитывалось по формуле

$$I_M(T, \mathbf{k} = \boldsymbol{\tau}_{hkl} + \mathbf{q}) = I_M(T, \mathbf{q})F^2(\mathbf{k}), \quad (1)$$

где \mathbf{k} — вектор рассеяния, $\boldsymbol{\tau}_{hkl}$ — вектор узла обратной решетки, \mathbf{q} — волновой вектор, $I_M(T, \mathbf{q})$ — МКР около нулевого узла (000), $F(\mathbf{k})$ — магнитный формфактор. Температурные зависимости интенсивности МКР нейтронов около узла (000) измерялись экспериментально (при тех же значениях \mathbf{q} , что и около ненулевых узлов обратной решетки), а магнитные формфакторы для сплавов определялись в соответствии с их составом. Значения $F(\mathbf{k})$ для атомов Fe и Ni были взяты из работы [16].

Сравнивая экспериментальные интенсивности рассеянных нейтронов в зависимости от температуры около ненулевых узлов обратной решетки с соответствующими расчетными вкладами МКР, можно судить о природе наблюдаемых эффектов. Если различие интенсивностей, измеренных при разных температурах, превышает расчетное значение (1), то этот дополнительный вклад в интенсивность представляет собой только ядерное диффузное рассеяние нейтронов, связанное со статическими смещениями атомов.

3. Результаты эксперимента

Измерения температурного поведения диффузного рассеяния нейтронов в сплавах γ -FeNi проведены в плоскости (110) обратной решетки (рис. 1). Темными и светлыми кружками на рисунке показаны точки обратной решетки, в которых были получены экспериментальные данные. Векторы рассеяния, соответствующие всем этим точкам, определяются выражением

$$\boldsymbol{\kappa} = \boldsymbol{\tau}_{hkl} + \mathbf{q}, \quad (2)$$

где величина волнового вектора составляет $|\mathbf{q}| = 0.07(2\pi/a)$.

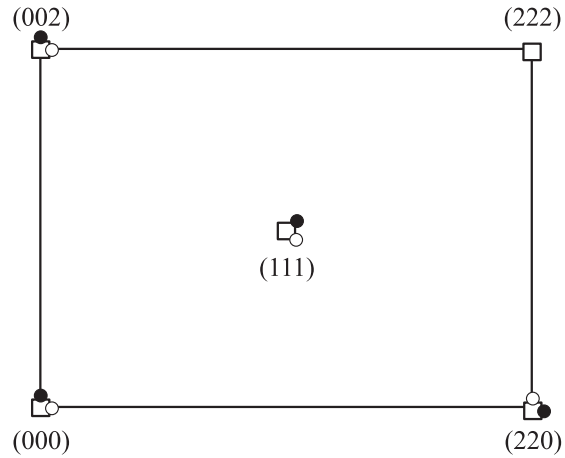


Рис. 1. Схема обратной решетки (квадраты) сплавов γ -FeNi в плоскости (110) и точек (темные и светлые кружки), в которых определялось температурное поведение ядерного диффузного рассеяния нейтронов.

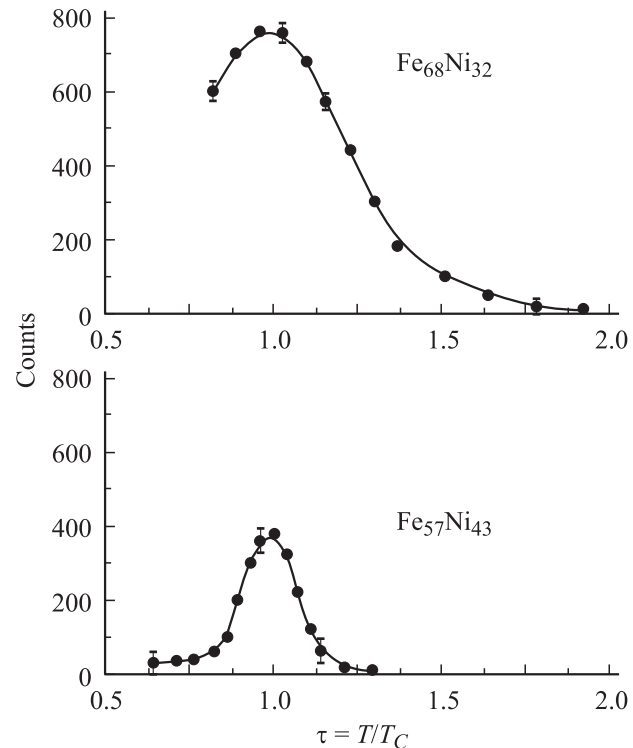


Рис. 2. Магнитное критическое рассеяние нейтронов в сплавах γ -FeNi в зависимости от приведенной температуры около узла обратной решетки (000).

Приведем сначала результаты измерения МКР нейтронов в сплавах γ -FeNi. Этот тип рассеяния в ферромагнетиках можно наблюдать в чистом виде (если отсечь, как в нашем случае, неупругие вклады) вблизи нулевого узла (000). Зависимости интенсивностей МКР от приведенной температуры около узла (000) в сплавах γ -Fe₅₇Ni₄₃ и γ -Fe₆₈Ni₃₂ показаны на рис. 2. Интенсивности МКР на рис. 2 являются результатом усреднения по

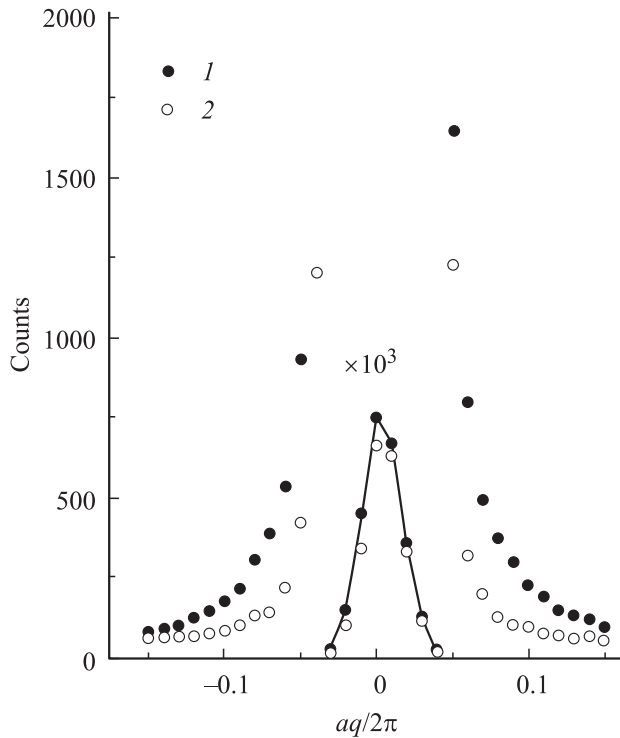


Рис. 3. Интенсивности рассеянных нейтронов в сплаве γ -Fe₆₈Ni₃₂ в случае продольного сканирования узла обратной решетки (002) при 300 (1) и 550 К (2).

двум направлениям ([001] и [110]) волнового вектора, поскольку это рассеяние является изотропным. Хорошо известно, что МКР обусловлено возникновением флуктуаций областей ближнего магнитного порядка в окрестности температуры Кюри. Интервалы температур, в которых оно существует, характеризуют степень неоднородности магнитного состояния сплавов. Чем более неоднородна магнитная структура сплава, тем дальше от точки фазового перехода наблюдается МКР. Это хорошо видно из рис. 2. В сплаве γ -Fe₅₇Ni₄₃ эффект МКР сохраняется до приведенной температуры $\tau \cong 1.25$, в то время как в сплаве γ -Fe₆₈Ni₃₂ он существует вплоть до $\tau \cong 1.9$.

Информация о ядерном диффузном рассеянии нейтронов может содержаться на нейтронограммах только вблизи ненулевых узлов обратной решетки сплавов γ -FeNi. В связи с этим нами были проведены измерения в окрестности узлов обратной решетки (111), (002), (220) обоих монокристаллов. Сканирования выполнены как перпендикулярно

$$\kappa = \tau_{hkl} + \mathbf{q} \quad (\tau_{hkl} \perp \mathbf{q}), \quad (3)$$

так и параллельно

$$\kappa = \tau_{hkl} + \mathbf{q} \quad (\tau_{hkl} \parallel \mathbf{q}) \quad (4)$$

векторам рассеяния при температурах ниже и выше соответствующих точек Кюри. Различие профилей ин-

тенсивностей ниже и выше T_C связано с разным составом монокристалла, различными индексами узла обратной решетки и направлением сканирования. В качестве примера на рис. 3 приведены профили интенсивностей узла (002) в сплаве γ -Fe₆₈Ni₃₂ ($T_C \cong 380$ К), измеренные параллельно вектору рассеяния при 300 и 550 К. Из этого рисунка видна разница интенсивностей при указанных выше температурах, которая наблюдается вплоть до $aq/2\pi \cong \pm 0.15$. Следует отметить, что в данном конкретном случае интенсивности рассеяния нейтронов в парамагнитном состоянии меньше, чем в магнитоупорядоченном.

Для определения величины диффузного эффекта нами были проведены измерения температурных зависимостей интенсивностей рассеяния нейтронов вблизи основных ненулевых узлов в обоих сплавах: γ -Fe₅₇Ni₄₃ и γ -Fe₆₈Ni₃₂. В этих экспериментах измерения проводились только в точках обратной решетки (рис. 1), соответствующих векторным выражениям (3) и (4), при одной и той же величине волнового вектора $|\mathbf{q}| = 0.07(2\pi/a)$.

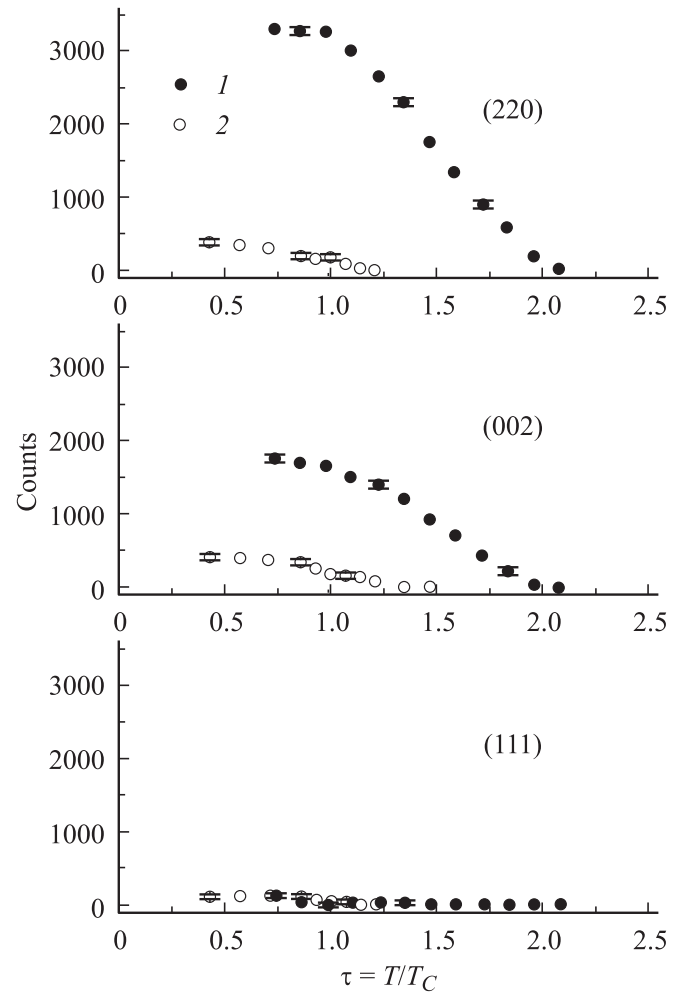


Рис. 4. Ядерное диффузное рассеяние нейтронов в сплавах γ -Fe₅₇Ni₄₃ (1) и γ -Fe₆₈Ni₃₂ (2) в зависимости от приведенной температуры τ в точках обратной решетки, соответствующих условию (3).

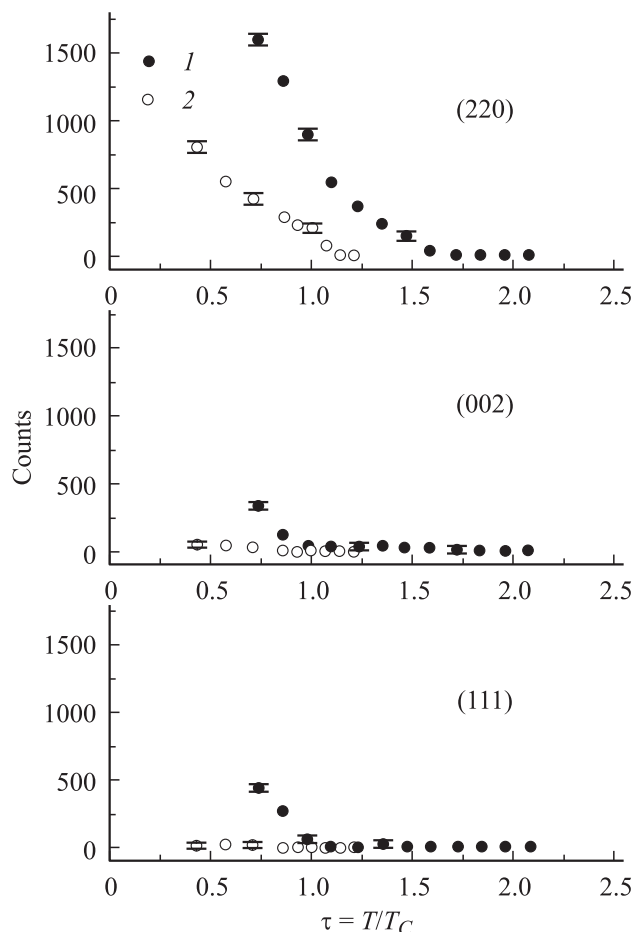


Рис. 5. Ядерное диффузное рассеяние нейтронов в сплавах γ -Fe₅₇Ni₄₃ (1) и γ -Fe₆₈Ni₃₂ (2) в зависимости от приведенной температуры в точках обратной решетки, соответствующих условию (4).

Результаты температурных измерений интенсивностей диффузного рассеяния, полученные в точках обратной решетки (3), представлены на рис. 4 в зависимости от приведенной температуры. Эти данные соответствуют только ядерному диффузному рассеянию, так как фон и вклады от МКР, рассчитанные в соответствии с выражением (1), из экспериментальных интенсивностей вычитались. Согласно рис. 4, основные особенности ядерного диффузного рассеяния в сплавах γ -Fe₅₇Ni₄₃ и γ -Fe₆₈Ni₃₂ можно сформулировать следующим образом. Максимальные интенсивности наблюдаются в сплаве γ -Fe₆₈Ni₃₂, т.е. при большей концентрации железа. Интервалы приведенных температур выше точек Кюри, в которых оно существует, также увеличиваются с ростом концентрации железа в сплавах. Если в сплаве γ -Fe₅₇Ni₄₃ ядерное диффузное рассеяние возникает при $\tau \cong 1.25$, то в сплаве γ -Fe₆₈Ni₃₂ оно появляется уже при $\tau \cong 2.0$. Это рассеяние практически отсутствует около узла обратной решетки (111) в обоих сплавах. Исходя из экспериментальных фактов можно утверждать, что в обоих исследованных сплавах при различ-

ных приведенных температурах, которые обусловлены их составом, возникают длинноволновые поперечные статические смещения атомов.

Приведем теперь результаты изучения температурного поведения диффузного рассеяния нейтронов в монокристаллах сплавов γ -Fe₅₇Ni₄₃ и γ -Fe₆₈Ni₃₂, полученные в точках обратной решетки (4). Из экспериментальных данных также вычитались фон и вклады от МКР, а оставшиеся интенсивности ядерного диффузного рассеяния представлены на рис. 5 в зависимости от приведенной температуры. Как видно, наиболее простая ситуация имеет место в сплаве γ -Fe₅₇Ni₄₃ около узлов (111) и (002). В этих точках обратной решетки интенсивности ядерного рассеяния нейтронов не зависят от температуры. Однако вблизи узла (220) данного сплава ядерное диффузное рассеяние возникает немного выше температуры Кюри. Более сложная картина ядерного диффузного рассеяния нейтронов обнаружена в монокристалле γ -Fe₆₈Ni₃₂. В этом сплаве оно наблюдается около всех узлов обратной решетки. Вблизи узлов (111) и (002) эффект возникает в окрестности температуры Кюри ($\tau \cong 1.0$). В то же время около узла (220) это ядерное диффузное рассеяние больше по интенсивности и появляется существенно выше температуры Кюри ($\tau \cong 1.5$). Полученные данные свидетельствуют о возникновении в сплаве γ -Fe₅₇Ni₄₃ длинноволновых продольных статических смещений атомов только в направлении [110]. В монокристалле сплава γ -Fe₆₈Ni₃₂ этот тип атомных смещений существует вдоль всех симметричных направлений.

Таким образом, экспериментальные результаты настоящей работы показывают, что в сплавах γ -Fe₅₇Ni₄₃ и γ -Fe₆₈Ni₃₂ обнаружены эффекты нестабильности ГЦК-решетки относительно длинноволновых (как поперечных, так и продольных) статических смещений атомов. Величины смещений этих двух типов и температуры их возникновения увеличиваются с ростом концентрации железа в сплавах, т.е. в соответствии со степенью неоднородности магнитного порядка.

4. Обсуждение результатов

Целью настоящей работы являлось не только выявление различных типов нестабильности ГЦК-решетки сплавов FeNi (длинноволновых поперечных и продольных статических смещений атомов), но и установление их связи с аномальным поведением коэффициента теплового расширения $\alpha(T)$ и мартенситным ГЦК \rightarrow ОЦК-превращением.

4.1. Длинноволновые поперечные статические смещения атомов в сплавах γ -FeNi. Прежде чем приступить к обсуждению этого типа статических смещений атомов, обратимся к диаграмме состояний чистого железа и сопоставим ее с фазовыми переходами в сплавах FeNi. Хорошо известно [17], что чистое железо в интервале температур $\Delta T = 1663 - 1183$ К находится в ГЦК-фазе. Ниже

температуры $T_{\gamma \rightarrow \alpha} = 1183$ К в нем происходит структурное превращение в ОЦК-фазу, а при температуре $T_C = 1043$ К имеет место переход в ферромагнитное состояние. Отличие фазовых переходов в сплавах FeNi состоит в том, что с уменьшением температуры в них сначала возникает ферромагнитное упорядочение, а затем (при концентрациях железа $x \gtrsim 66$ at.%) происходит ГЦК \rightarrow ОЦК-превращение.

По нашему мнению, существует тесная связь между структурными ГЦК \rightarrow ОЦК-превращениями в чистом Fe и в сплавах FeNi. Подтверждением этого предположения могут служить данные, представленные на рис. 6 в работе [3]. На этом рисунке для чистого железа и ряда сплавов переходных элементов на его основе представлены экспериментально определенные температуры начала мартенситных превращений в зависимости от концентрации электронов на атом и атомного объема. Чистое железо в таких координатах находится в вершине трехмерной области, соответствующей ОЦК-фазе некоторых (FePt, FeNiPt, FeNi, FeNiCo) из этих сплавов. Этот экспериментальный факт свидетельствует о том, что структурные ГЦК \rightarrow ОЦК-превращения во всех этих материалах (в том числе и в чистом железе) имеют одну природу. Кроме того, согласно работам [18,19], на кристаллические модификации железа и сплавов FeNi существенное влияние оказывает их магнитное состояние. В частности, в [18] показано, что только возникновение ферромагнитного упорядочения делает стабильной (до самых низких температур) ОЦК-фазу железа. Существование же железа в ОЦК-решетке в интервале между температурой структурного перехода и точкой Кюри объяснялось в работе [18] сохранением ближнего ферромагнитного порядка. Это предположение позднее было экспериментально подтверждено в работах [20,21], где при измерениях парамагнитного рассеяния нейтронов в α -Fe и γ -Fe (ниже и выше структурного превращения) обнаружены пространственные спиновые корреляции.

Следовательно, различие между ГЦК \rightarrow ОЦК-превращениями в чистом Fe и в сплавах FeNi заключается в том, что в первом случае для его возникновения достаточно ближнего ферромагнитного порядка, а во втором необходимо наличие магнитоупорядоченного состояния. Эти особенности, по-видимому, определяют и кинетику структурных переходов. В чистом железе переход протекает путем образования микроскопических зародышей новой фазы и дальнейшего их роста при понижении температуры [17], т.е. в соответствии с развитием ближнего ферромагнитного порядка. В сплавах FeNi с малым содержанием никеля структурное превращение осуществляется подобно переходу в чистом железе. Однако при увеличении концентрации никеля кинетика перехода в сплавах FeNi имеет взрывной характер. На основании этих экспериментальных фактов можно сделать заключение, что атомы никеля в данных сплавах создают энергетический барьер, который вначале препятствует превращению, а при определенной (критической ~ 34 at.%)

их концентрации мартенситное превращение в сплавах оказывается вообще невозможным.

Полученные в настоящей работе экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что возникновение нестабильности ГЦК-решетки по отношению к длинноволновым поперечным статическим смещениям атомов в исследованных сплавах происходит приблизительно в той области температур, где возникает ближний ферромагнитный порядок (рис. 2 и 4). Исходя из этого экспериментального факта можно предположить, что в сплавах γ -FeNi, так же как и в чистом γ -Fe, причиной возникновения структурных искажений кристаллической решетки при $T > T_C$ является ближний ферромагнитный порядок. Эти структурные искажения в чистом γ -Fe с понижением температуры приводят к ГЦК \rightarrow ОЦК-переходу уже в парамагнитном состоянии, а в сплавах γ -FeNi в этом состоянии переход оказывается незавершенным. В γ -Fe₅₇Ni₄₃ сплав он проявляется только в виде длинноволновых поперечных статических смещений атомов (до самых низких температур), а в сплаве γ -Fe₆₈Ni₃₂ заканчивается мартенситным превращением, но лишь при температуре ниже T_C . Поэтому мы предполагаем, что нестабильность ГЦК-решетки сплавов (при $T > T_C$) по отношению к поперечным статическим атомным смещениям представляет собой предмартенситное явление. В пользу этого предположения свидетельствует и отсутствие ядерного диффузного рассеяния нейтронов в окрестности узла (111) в обоих сплавах (рис. 4), которое согласуется с ориентационным соотношением

$$\tau(111)_{\gamma} = \tau(110)_{\alpha}, \quad (5)$$

связывающим кристаллические решетки исходной и конечной фаз. Все другие векторы узлов обратной решетки ГЦК-фазы отличаются от соответствующих векторов ОЦК-решетки, а это означает, что в предмартенситной (незавершенной) стадии структурного превращения на дифракционной картине около этих узлов появляется ядерное диффузное рассеяние.

Некоторое (грубое) представление о картине поперечных атомных смещений можно составить, если учесть также результаты экспериментальной [15] и теоретической [22] работ, в которых изучалось ядерное диффузное рассеяние нейтронов в плоскости обратной решетки (001) сплавов γ -FeNi. Согласно этим работам, эффекты ядерного диффузного рассеяния нейтронов, обусловленные длинноволновыми поперечными статическими смещениями атомов, отсутствуют в этой плоскости обратной решетки. Поэтому можно предположить, что векторы поперечных статических атомных смещений лежат в основном в плоскостях обратной решетки типа {110} или вблизи них.

4.2. Длинноволновые продольные статические смещения атомов в сплавах γ -FeNi. Неустойчивость ГЦК-решетки по отношению к продольным статическим смещениям атомов возникает в сплавах γ -FeNi главным образом в магнитоупорядоченном состоянии (рис. 5). Эффект потери устойчивости

выше T_C имеет место только вдоль направления [110] около узла (220). Хорошо известно, что продольные искажения непосредственно влияют на параметр решетки сплавов и приводят к объемным эффектам. Более того, аномальное поведение коэффициента теплового расширения $\alpha(T)$ в исследованных сплавах γ -FeNi имеет место в этой же области температур (см. например, [23]). Следовательно, можно предположить, что длинноволновые продольные статические смещения атомов, обнаруженные в данных экспериментах, участвуют в формировании инвариантного эффекта в сплавах γ -FeNi.

Происхождение продольных атомных смещений можно объяснить в рамках феноменологической теории [22]. Согласно этой работе, длинноволновые продольные статические смещения атомов возникают из-за магнитоупругого взаимодействия, связанного с флуктуациями намагниченности неоднородного ферромагнетика в окрестности температуры Кюри. Из расчетов [22] следует, что величина интенсивности ядерного диффузного рассеяния нейтронов, обусловленная продольными смещениями атомов, зависит от степени неоднородности магнитной структуры. Результаты, представленные на рис. 2 и 5, находятся в хорошем согласии с выводами феноменологической теории. В то же время из рис. 5 видно, что интенсивность ядерного диффузного рассеяния нейтроном продолжает увеличиваться при уменьшении температуры значительно ниже T_C . В связи с этим мы предполагаем, что длинноволновые продольные статические смещения атомов усиливаются по мере роста спонтанной намагниченности сплава.

5. Заключение

В сплавах γ -Fe₅₇Ni₄₃ и γ -Fe₆₈Ni₃₂ обнаружено два типа длинноволновых (поперечных и продольных) статических смещений атомов, которые мы связываем с различными физическими явлениями в этих сплавах.

1) Возникновение поперечных статических смещений атомов в сплавах коррелирует по температуре с появлением в них ближнего ферромагнитного порядка. Такие атомные смещения, по нашему мнению, связаны с неустойчивостью ГЦК-решетки, которая относится к предмартенситным явлениям в сплавах γ -FeNi.

2) Продольные статические смещения атомов в этих сплавах возникают приблизительно в той области температур (рис. 5, узел (220)), где начинаются отклонения от чисто решеточного поведения коэффициента теплового расширения $\alpha(T)$. В связи с этим мы считаем, что данный тип атомных смещений способствует инвариантному эффекту.

3) Поскольку при $T < T_C$ обнаружены как поперечные, так и продольные статические смещения атомов, в ферромагнитном состоянии возможна взаимосвязь или даже конкуренция между предмартенситными явлениями и инвариантным поведением.

Список литературы

- [1] V.L. Moruzzi. Phys. Rev. B **41**, 10, 6939 (1990).
- [2] P. Entel, E. Hoffmann, P. Mohn, K. Schwarz, V.L. Moruzzi. Phys. Rev. B **47**, 14, 8706 (1993).
- [3] The Invar Effect: A Centennial Symposium / Ed. J. Wittenauer. Lockheed Martin Missiles & Palo Alto, California (1997). P. 51.
- [4] Ю.Д. Тяпкин, В.Г. Пушин, Р.Р. Романова, Н.Н. Буйнов. ФММ **41**, 5, 1040 (1976).
- [5] V.L. Sedov, L.V. Solomatina. Phys. Stat. Sol. (a) **50**, 2, 757 (1978).
- [6] В.Е. Архипов, А.З. Меньшиков, С.К. Сидоров. Письма в ЖЭТФ **12**, 7, 356 (1970).
- [7] В.И. Гоманьков, И.М. Пузей, В.Н. Сигаев, Е.В. Козис, Е.И. Мальцев. Письма в ЖЭТФ **13**, 11, 600 (1971).
- [8] S. Komura, G. Lippmann, W. Schmatz. J. Magn. Mater. **5**, 2, 123 (1977).
- [9] Y. Endoh, Y. Noda. J. Phys. Soc. Jap. **46**, 3, 806 (1979).
- [10] Ю.Н. Михайлов. ФММ **77**, 4, 56 (1994).
- [11] P.J. Brown, B. Roessli, J.G. Smith, K.-U. Neumann, K.R.A. Ziebeck. J. Phys.: Cond. Mater. **8**, 10, 1527 (1996).
- [12] В.Г. Пушин, Р.Р. Романова, Ю.Д. Тяпкин, Н.Н. Буйнов, В.В. Кондратьев. ФММ **43**, 4, 826 (1977).
- [13] В.В. Кондратьев, В.Г. Пушин. ФММ **60**, 4, 629 (1985).
- [14] R.J. Comstock, J.B. Cohen, H.R. Harrison. Acta Met. **33**, 3, 423 (1985).
- [15] Ю.Н. Михайлов, С.Ф. Дубинин. ФММ **68**, 2, 310 (1989).
- [16] C.G. Schull, Y. Yamada. J. Phys. Soc. Jap. **17**, Suppl. B-III, 1 (1962).
- [17] В.Л. Седов. Антиферромагнетизм гамма-железа. Проблема инвара. Наука, М. (1987). С. 7–8.
- [18] R.J. Weiss, K.J. Tauer. Phys. Rev. **102**, 6, 1490 (1956).
- [19] Л.Ф. Скоренцев, В.С. Демиденко. ФММ **83**, 5, 18 (1997).
- [20] P.J. Brown, H. Capellmann, J. Deportes, D. Givord, K.R.A. Ziebeck. J. Magn. Mater. **30**, 3, 335 (1983).
- [21] P. Boni, G. Shirane, J.P. Wicksted, C. Stassis. Phys. Rev. B **31**, 7, 4597 (1985).
- [22] Э.З. Валиев. ФММ **62**, 2, 228 (1986).
- [23] А.И. Захаров, А.З. Меньшиков, А.С. Уралов. ФММ **36**, 6, 1306 (1973).