

УДК [539.172.3 : 639.2]669.15

ВЛИЯНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОНКУРИРУЮЩИХ ОБМЕННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ НА МАГНИТНУЮ СТРУКТУРУ СПЛАВА FePd_2Au

Б. В. Рыженко, С. В. Привижкин, С. В. Грищенко, П. В. Гельд

Проведены мёссбауэровские и магнитные (динамическая магнитная восприимчивость и низкополевая намагниченность) исследования упорядочивающегося сплава FePd_2Au с конкурирующими обменными взаимодействиями, подвергнутого различным термообработкам. Показано, что его упорядочение происходит в несколько стадий, причем изменение локального атомного порядка приводит к реализации различных магнитных состояний, природа которых зависит от температуры и времени упорядочивающего отжига.

Распределение атомов по узлам кристаллической решетки многокомпонентных упорядочивающихся сплавов можно описать несколькими параметрами дальнего порядка, число которых определяется количеством компонент и структурно выделяемых подрешеток. При этом в таких системах возможны случаи, когда упорядочение (полное или частичное) происходит лишь по некоторым подрешеткам [1], слабо различимым различными дифракционными методами. В то же время некоторые физические свойства подобных сплавов, зависящие от локального атомного распределения, в процессе упорядочения приобретают заметно ощутимые изменения. Такая ситуация чаще всего имеет место в твердых растворах с конкурирующими обменными взаимодействиями (КОВ), в которых изменение локального распределения атомов и соотношения числа конкурирующих связей приводит к соответствующей трансформации магнитных структурных состояний.

Несомненный интерес с этой точки зрения представляют собой сплавы $\text{Fe}(\text{Pd}_{1-x}\text{Au}_x)_3$ ($0.266 \leq x \leq 0.400$), в которых перераспределение существующих КОВ, происходящее при атомном упорядочении при температуре отжига 720 К, сопровождается «катастрофической» модификацией магнитных состояний. Исследования магнитных свойств этих сплавов с помощью магнитной нейтрографии и магнитометрии [2, 3] показали, что при фазовом переходе беспорядок—порядок в них имеет место превращение из коллинеарного ферромагнетика (F) в антиферромагнетик (AF). Мёссбауэровские исследования (МИ) атомной и магнитной структуры твердых растворов $\text{Fe}(\text{Pd}_{1-x}\text{Au}_x)_3$ [4–6], проведенные в широком интервале температур (4.2–450 К), позволили уточнить особенности перестройки магнитных состояний и сделать ряд выводов о влиянии локального атомного порядка на их магнитные характеристики. В частности, анализ результатов расчетов функций распределений эффективных магнитных полей на ядрах ^{57}Fe [6] позволил установить наличие неколлинеарного ферромагнитного порядка разупорядоченной фазы. Исследования же концентрационной зависимости квадрупольного расщепления мёссбауэровских спектров (МС) показали, что в атомноупорядоченном сплаве наряду с распределением, соответствующим полному упорядочению атомов железа по вершинам ГЦК ячейки сплава [2, 7], имеет место и упорядочение части атомов Pd (по граням (001)), ответ-

ственное за AF расположение магнитных моментов Fe в направлении $\langle 001 \rangle$ [4]. Далее данные низкотемпературных (при 4.2 К) МИ [5] позволили сделать вывод о реализации в атомно-упорядоченном сплаве сложной магнитной структуры, характеризующейся сосуществованием коллинеарного AF и антиасперомагнитного (AAS) состояний.

Однако некоторые результаты проведенных МИ свидетельствовали о многостадийности процесса атомного упорядочения. Так, функции распределения $P(H)$ даже закаленных сплавов имеют бимодальный вид [6], что интерпретировалось авторами с учетом существования микрообластей, упорядоченных только по атомам Fe. Это могло быть следствием различной кинетики, а возможно, и различных температур упорядочения отдельных компонент сплава. В пользу высказанных предположений могли бы послужить результаты высокотемпературных дифрактометрических исследований [8]: температурные зависимости отношений интегральных интенсивностей сверхструктурных отражений к структурным имели аномальные изломы вблизи температур 700 и 850 К (хотя температура Курнакова для этого сплава вблизи 1020 К [9]). Этот факт не может быть объяснен в рамках одной и той же неизменной ГЦК решетки. С другой стороны, каких-либо дополнительных рефлексов при всех исследованных температурах упорядочивающего отжига (600—1200 К) обнаружено не было, что не позволило авторам установить различие в реализующихся атомных структурах в сплаве.

Таким образом, имеющийся набор экспериментальных данных, с одной стороны, можно было интерпретировать с учетом многостадийности упорядочения сплавов FePdAu, но, с другой стороны, прямых или косвенных доказательств этого не имелось.

В настоящей работе на основе исследования природы магнитных состояний, реализующихся в сплаве FePd₂Au в процессе атомного упорядочения при различных режимах термообработки, изучались особенности его механизма, а также влияние характера локального распределения атомов на магнитную структуру обсуждаемого сплава.

1. Методы исследования и приготовление образцов

Для решения поставленных задач были изучены температурные зависимости динамической магнитной восприимчивости (ДМВ) и низкосолевой намагниченности (НПН), не искажающих основное магнитное состояние сплава, а также МС, позволяющие на микроскопическом уровне оценивать локальные магнитные характеристики отдельных атомов и сплава в целом.

ДМВ изучалась с помощью модифицированного моста взаимной индукции [10] (амплитуда магнитного поля 80 А/м, частота 62 Гц), а удельная намагниченность — с помощью вибрационного магнетометра.

Сплавы для магнитных исследований выплавлялись в индукционной печи МВП-3М в атмосфере аргона. Исходными компонентами служили карбонильное железо марки ВЗ, а также чистые палладий (99.99 % Pd) и золото (99.99 % Au). Из гомогенизированного слитка изготавливались образцы в виде цилиндров. Разупорядоченное состояние достигалось их закалкой в воду от 1200 К. Приготовленные таким образом препараты, согласно рентгенодифракционным данным, имели однофазную ГЦК структуру. Температуры отжига выбирались в соответствии с данными, полученными в результате исследований температурных зависимостей магнитной восприимчивости [9] и дифрактометрии [8], и составляли 750 К (низкотемпературный отжиг) и 963 К (высокотемпературный отжиг).

Мёсбауэровские исследования проводились на спектрометре MS-2331 в режиме движения источника γ -квантов (^{57}Co в матрице хрома) с постоянным ускорением. Ошибка в определении скоростей оценивалась

по МС эталонного поглотителя (α -Fe) и сигналу ошибки с движителя и составляла не более 0.05 %.

При проведении МИ образцами служили порошки, приготовленные из сплава FePd_2Au , обогащенного изотопом ^{57}Fe (до 80 %) и выплавленного по вышеописанной методике. Упорядочивающий отжиг порошков осуществлялся при температуре 970 К в течение 3 и 60 мин с последующей закалкой в воду. Низкотемпературные измерения проводились в гелиевом криостате со стабилизацией температуры не хуже 0.5 К.

2. Результаты измерений и их обсуждение

На рис. 1 представлены температурные зависимости действительной χ'_0 и мнимой χ''_0 линейной части ДМВ, установленные в результате исследования образцов, подвергнутых различным термообработкам. Из них

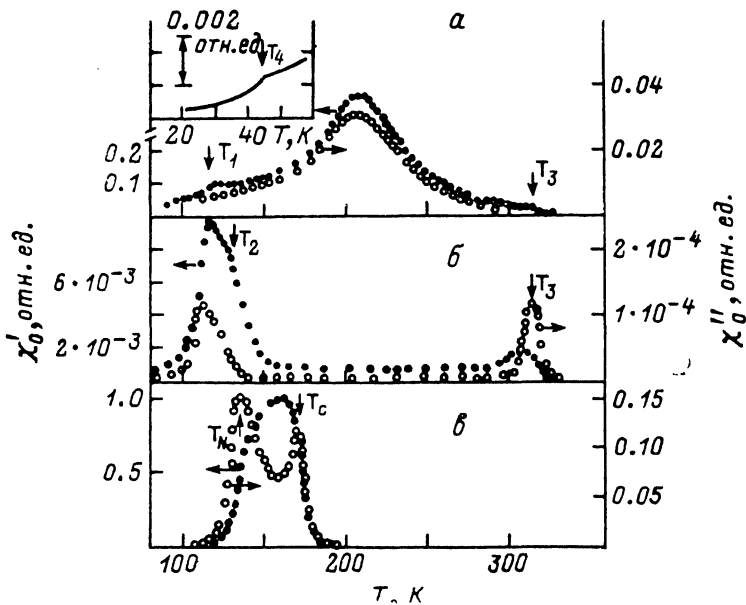


Рис. 1. Температурные зависимости действительных χ'_0 и мнимых χ''_0 линейных частей ДМВ сплава FePd_2Au .

$T_{\text{отж}}$ (К), $\tau_{\text{отж}}$ (мин): а — 963, 3; б — 963, 60; в — 750, 60.

видно, что в результате даже 3-минутного высокотемпературного отжига имеет место существенное изменение магнитного состояния разупорядоченного образца, обладающего чисто ферромагнитной структурой [2]. Увеличение же времени упорядочения ($\tau_{\text{отж}}$) до 60 мин приводит к резкому снижению уровня отклика (на два порядка) и более четкому выделению трех характерных температур магнитных превращений (обозначенных на рис. 1, б как T_1 , T_2 , T_3). При этом значения T_1 и T_3 оказывались мало зависящими от $\tau_{\text{отж}}$. Следует также отметить наличие на политерме $\chi'_0(T)$ слабой аномалии вблизи $T_4 \approx 50$ К (вставка на рис. 1, а), которая позволяет предполагать развитие в обсуждаемом образце сплава еще одного дополнительного перехода.

Качественно иной вид имеют соответствующие политермы $\chi'_0(T)$ для образцов FePd_2Au , подвергнутых низкотемпературному отжигу (рис. 1, в). Наблюдаемые в широком интервале температур большие значения восприимчивости (ограниченные значениями $1/N$, где N — размагничивающий фактор), очевидно, обусловлены достаточно совершенным ферромагнитным состоянием остатков разупорядоченной матрицы (ниже T_0). Положения экстремумов на политерме $\chi''_0(T)$ (при 175 и 125 К) хорошо согласуются с температурами Кюри ($T_C=180$ К) и Нееля ($T_N=126$ К), установленными в работах [2, 9].

Результаты исследования удельной σ и термоостаточной $\sigma_{\text{ТРМ}}$ намагниченности также говорят о значительной их зависимости от условий термообработки образцов сплава FePd_2Au , т. е. от локальной их атомной структуры. Достаточно наглядной иллюстрацией этого могут служить данные, приведенные на рис. 2. Следует отметить, что все политермы $\sigma(T)$ были получены при нагреве образцов после охлаждения в нулевом поле, а исследования температурных зависимостей $\sigma_{\text{ТРМ}}$ проводились в нулевом поле после охлаждения во внешнем магнитном поле напряженностью 8 кА/м.

Сопоставление данных, полученных в результате исследования намагниченности образцов, подвергнутых различной термообработке, приводит к выводу о качественном их различии, что в полной мере согласуется с данными ДМВ. В частности, если на зависимости $\sigma(T)$ для об-

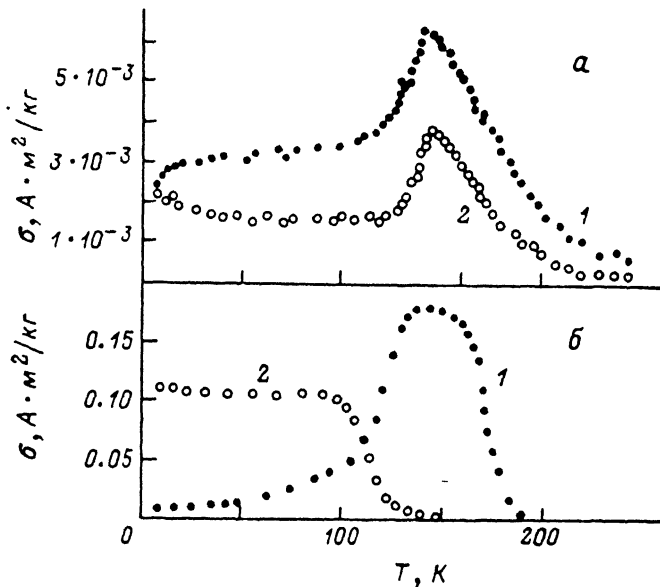


Рис. 2. Температурные зависимости удельной σ (1) и термоостаточной $\sigma_{\text{ТРМ}}$ (2) намагниченности сплава FePd_2Au .

$\tau_{\text{отж}} = 60$ мин. $T_{\text{отж}} = 963$ (а) и 750 К (б).

разца, отожженного при 750 К, обнаруживается достаточно протяженное плато, то для упорядоченного при 963 К имеет место резко выраженный максимум в районе 140 К. Сходные изменения наблюдаются и на политермах $\sigma_{\text{ТРМ}}(T)$ образцов, подвергнутых низко- и высокотемпературному отжигу.

На рис. 3 приведены некоторые из МС, снятых при различных температурах для образцов FePd_2Au , прошедших высокотемпературный упорядочивающий отжиг разной длительности. Уже сравнительный анализ представленных результатов между собой, а также с МИ этих же сплавов, но прошедших низкотемпературный отжиг (см. рис. 2 в [6]), позволяет сделать некоторые выводы относительно характера распределения в них атомов компонент и процессов перестройки магнитной структуры. Упорядочивающий 3-минутный высокотемпературный отжиг приводит к выделению при 300 К на МС синглетной составляющей (рис. 3, а), которая при увеличении его продолжительности до 60 мин, а следовательно, и степени атомного порядка в сплаве становится преобладающей (рис. 3, в). При понижении температуры съемки МС происходит трансформация синглета в зеэмановский секстет с уширенными, симметрично расположенными относительно положения центра линиями (рис. 3, б, е). В этом их основная отличительная особенность от МС сплава, отожженного при 720 К, имеющих значительные квадрупольные

расщепления [4, 6], свидетельствующие, как показано в работе [4], об упорядочении атомов палладия. Учитывая данные [8], можно с уверенностью утверждать, что высокотемпературный отжиг приводит к упорядочению лишь атомов железа при статистическом распределении атомов Pd и Au и, как следствие этого, кубическая симметрия окружения

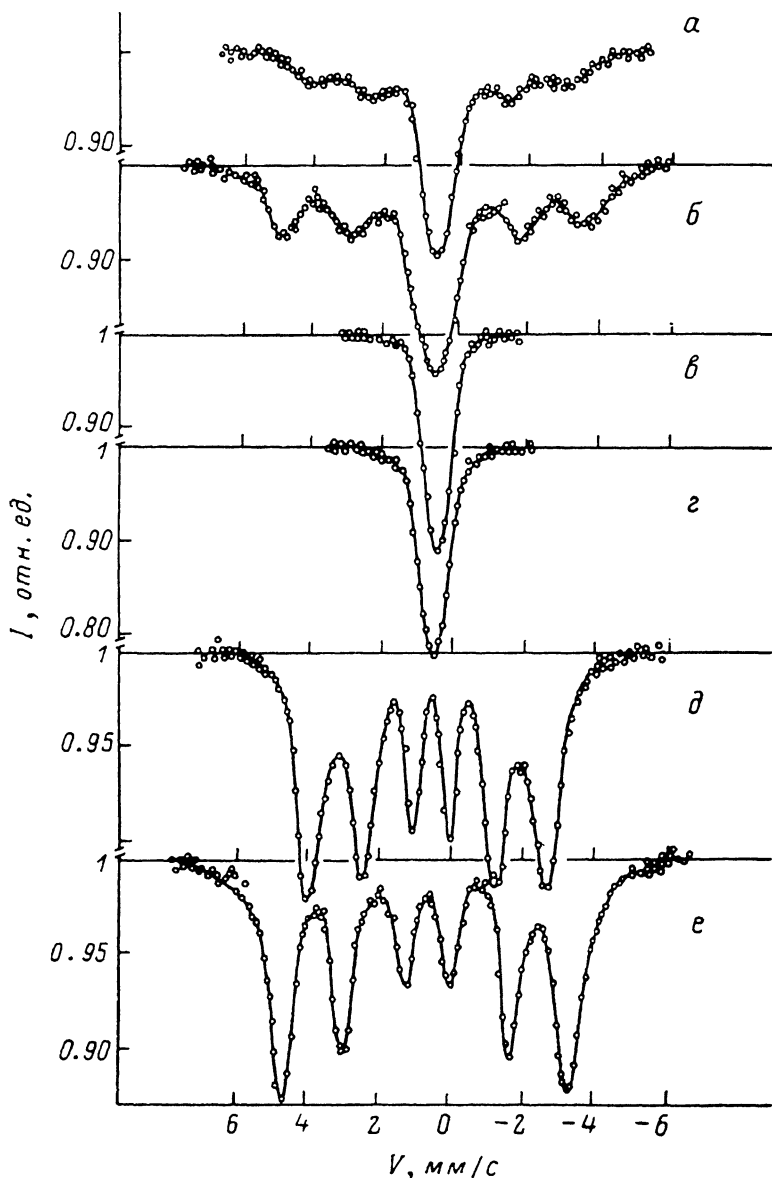


Рис. 3. Мёсбауэровские спектры на ядрах ^{57}Fe для сплава FePd_2Au , отожженного при 970 К, $\tau_{\text{отж}}=3$ (а, б) и 60 мин (в—е), снятые при $T=300$ (а), 200 (б), ~ 300 (в), 130 (г), 77 (д) и 4.2 К (е).

резонансных ядер ^{57}Fe (в среднем по кристаллу) является причиной отсутствия квадрупольного смещения и уширения линий МС.

Таким образом, образцы FePd_2Au , упорядоченные при низко- и высокотемпературном отжиге, отличаются существенно различным распределением атомов компонентов. Очевидно, именно этим и обусловлены существенные качественные отличия в политермах приведенных выше магнитных характеристик. Результаты нейтронографических [2] и мёсбауэровских [5, 6] исследований позволили получить достаточно полное представление о магнитных состояниях сплавов $\text{Fe}(\text{Pd}_{1-x}\text{Au}_x)_3$ ($0.266 \leq$

$\leq x \leq 0.400$), упорядоченных при низкой температуре, которые хорошо согласуются с данными ДМВ и НПН, полученными в настоящей работе. О качественно иной картине магнитных превращений в сплаве, упорядоченном при 970 К, свидетельствует температурная зависимость эффективных магнитных полей на ядрах ^{57}Fe ($\bar{H}(T)$), установленная в результате математической обработки МС методом наименьших квадратов и восстановления функции распределения эффективных магнитных полей $P(H)$ (рис. 4). Необходимо особо отметить, что значения температур, при которых происходит резкое изменение \bar{H} , совпадают с установленными по зависимостям $\chi'_0(T)$ и $\chi''_0(T)$. Это позволяет выделить четыре температурные области, соответствующие различным магнитным состояниям сплава. Выше ~ 140 К он находится в парамагнитном состоянии.

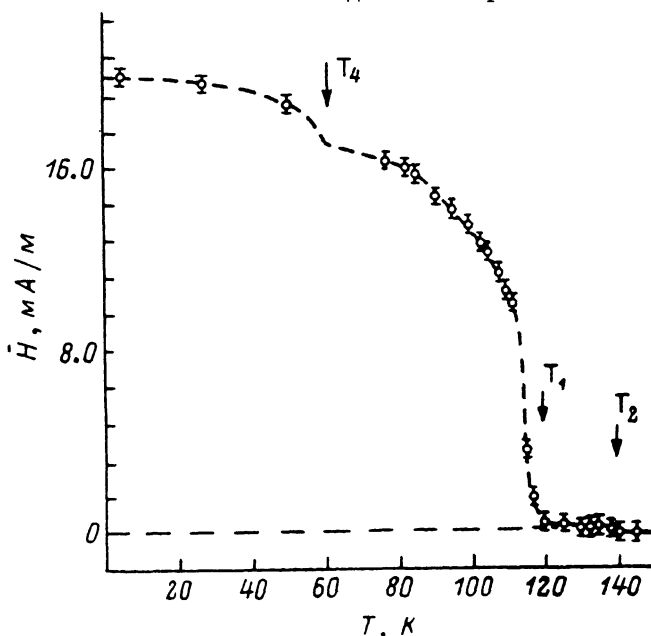


Рис. 4. Зависимость сверхтонкого магнитного поля на ядрах ^{57}Fe (\bar{H}) в упорядоченном сплаве FePd_2Au ($T_{\text{отж}}=970$ К, $\tau_{\text{отж}}=60$ мин) от температуры.

В диапазоне температур от 120 до 140 К, где эффективное поле невелико и приводит лишь к слабому уширению синглетной линии (рис. 3, в, г) и где обнаруживается столь же небольшой отклик на ДМВ (рис. 1, б), сплав отличается слабо выраженным ферромагнетизмом. Наиболее интересна температурная область от 60 до 120 К, в пределе которой при охлаждении образца происходит резкое увеличение \bar{H} (до 16.63 МА/м). Ход зависимости $\bar{H}(T)$ обладает значительно большей крутизной, чем функция Бриллюэна (для любого спина), что не позволяет отнести формирующееся в этих условиях состояние к классическому ферромагнитному. Для выяснения магнитной структуры сплава в этом интервале температур было проведено сопоставление экспериментально оцененных двух первых моментов функции $P(H)$ (среднее значение \bar{H} и дисперсии σ_H^2) с результатами расчета последних для различных априорно предполагаемых структур по методике, развитой в работе [11] (выражения, использованные при оценках \bar{H} и σ_H^2 , а также значения необходимых для их вычисления параметров приведены в Приложении). Результаты расчетов и обработки экспериментальных данных (см. таблицу) позволяют сделать вывод о реализации в сплаве в рассматриваемой области температур асперомагнитного состояния (АС), при котором имеет место случайное замораживание поперечных проекций спинов атомов при выделенном направлении их z-проекции. Это утверждение находит подтверждение также и в результатах анализа особенностей политерма $\sigma(T)$

и $\gamma'_0(T)$ (повышение уровня σ и отличия от нуля значения γ'_0). Кроме того, оно позволяет объяснить и причины наличия резкого максимума на политерме термоэстаточной намагниченности (рис. 2, а), очевидно, обусловленного эффектом «размораживания» части магнитной подсистемы сплава, а именно s^x , s^y -проекции.

Что касается магнитного состояния твердого раствора FePd_2Au в области более низких температур ($T < 60$ K), то, по-видимому, оно может быть отнесено к спин-стекольному (SG). Действительно, в этих условиях при охлаждении значения γ'_0 и σ достаточно быстро уменьшаются, что является одним из признаков SG -состояния. Однако в этом случае необходимо особо рассмотреть причины существенного увеличения среднего эффективного магнитного поля до 19.9 мА/м (при этом $\sigma_{II}^2 = 2.15 \cdot 10^6$ (кА/м)²). Как следует из результатов расчетов (см. таблицу), за счет исключения вкладов от соседних атомов (первой и второй координационных сфер) увеличение H в SG -состоянии может происходить лишь до 17.6 мА/м, а уменьшение дисперсии распределения $P(H)$ до $2.21 \cdot 10^6$ (кА/м)². В связи с этим можно предложить два альтернативных объяснения рассматриваемой особенности. Во-первых, в ГЦК твердых растворах при низких температурах существенную роль играют статические искажения атомной решетки, обусловленные различием размеров атомов компонент и химических взаимодействий между ними [12], что в свою очередь может привести к появлению анизотропных вкладов в H и σ_{II}^2 . И, во-вторых, при хаотическом распределении μ_{Fe} можно предположить существование корреляции между атомами палладия, когда их количество в ближайшем окружении атомов железа превышает критическое значение z^* . Расчет значений H и σ_{II}^2 с помощью выражений (II. 4), (II. 5) с учетом AS -упорядочения атомов Pd и SG -упорядочения для атомов Fe дает (при $z^* = 7$) хорошее совпадение с экспериментальными значениями (19.9 мА/м и $2.05 \cdot 10^6$ (кА/м)² соответственно). Окончательное установление вкладов и роли этих моделей требует проведения прецизионных низкотемпературных дифрактометрических и мёссбауэровских исследований во внешних магнитных полях.

Значения среднего магнитного поля H и дисперсии σ_{II}^2 , рассчитанные по выражениям (II.2)–(II.11), для различных магнитных структур упорядоченного по подрешетке Fe сплава FePd_2Au

Магнитное состояние	H , мА/м	$\sigma_{II}^2 \cdot 10^6$, (кА/м) ²
Ферромагнитное	15.80	2.73
Асперомагнитное	16.71	2.33
Спин-стекольное	17.63	2.21
Антиасперомагнитное	17.32	1.97
Антиферромагнитное	17.01	2.14
Экспериментальные значения ($T_{\text{упор}} = 970$ K, $\tau_{\text{отж}} = 60$ мин, $T_{\text{изм}} = 77$ K)	16.63 ± 0.15	2.38 ± 0.06

Для выяснения природы аномалии на политерме $\gamma'_0(T)$ вблизи 300 K (рис. 1, а) были проведены МИ образца сплава с промежуточной степенью атомного упорядочения ($T_{\text{отж}} = 970$ K и $\tau_{\text{отж}} = 3$ мин) вблизи этой температуры. Однако существенных изменений в общем виде спектров при температурах съемок 200–300 K (рис. 3, а, б) не наблюдалось. В то же время повышение температуры до 450 K привело к исчезновению магнитного расщепления подспектра, соответствующего разупорядоченной матрице. Такое несоответствие в значениях критических температур, интерпретируемых как температуры установления ферромагнитного порядка матрицы, может быть объяснено особенностями использованных методик. Мёссбауэровская спектроскопия позволяет определить появление ближнего магнитного порядка [13], т. е. магнитного упорядочения в конечных кластерах ($T_c' \sim 400$ K), в то время как магнитные измерения обнаруживают установление бесконечного магнитного кластера ($T_3 = \sim 300$ K).

Приведенные результаты мёссбауэровских и магнитных исследований

образцов сплава FePd_2Au , подвергнутых различным упорядочивающим отжигам, достаточно убедительно иллюстрируют доминирующее влияние локального атомного распределения на реализующиеся в них магнитные состояния. Кроме того, представленные данные свидетельствуют о многостадийности процесса их атомного упорядочения (по-видимому, сначала по атомам Fe, а затем по атомам Pd). Это приводит к разным фазовым магнитным диаграммам данного сплава в зависимости как от температуры, так и времени атомного упорядочения и является следствием изменения соотношений конкурирующих обменных взаимодействий.

П Р И Л О Ж Е Н И Е

Эффективные магнитные поля на ядрах ^{57}Fe в упорядоченном по подрешетке Fe сплаве FePd_2Au с учетом двух ближайших координационных сфер можно описать выражением [11]

$$H(n) = a_1 \mu_{\text{Fe}}(n) + b_1 \sum_{\Delta_1} P_{\text{Pd}}(n + \Delta_1) \mu_{\text{Pd}}^z(n + \Delta_1) + b_2 \sum_{\Delta_2} \mu_{\text{Fe}}^z(n + \Delta_2). \quad (\text{П. 1})$$

Здесь n — узел, занятый резонансным атомом; a , b_1 , b_2 — парциальные коэффициенты, учитывающие вклады в поле от резонансного атома и атомов 1-й и 2-й координационных сфер соответственно; $\sum_{\Delta_1, \Delta_2}$ — суммирование осуществляется по ближайшим и вторым соседям резонансного атома; $P_{\text{Pd}}(n + \Delta_1)$ — оператор проектирования равный 1, если $(n + \Delta_1)$ -позиция занята атомом Pd, и равный 0 в противном случае; $\mu_{\text{Pd}}^z(n + \Delta_1)$ и $\mu_{\text{Fe}}^z(n + \Delta_2)$ — z -проекции магнитных моментов атомов окружения на ось локального квантования центрального атома.

Для рассмотренных магнитных структур (с учетом линейной зависимости μ_{Fe} от числа атомов Pd в числе ближайших соседей, установленной в [6]) выражения для среднего эффективного магнитного поля (\bar{H}) и дисперсии распределения полей σ_H^2 имеют следующий вид:

1) ферромагнитное состояние (F)

$$\bar{H} = \mu_{\text{Fe}}^0 (1 + \delta z_1 C_{\text{Pd}}) (a + b_2 z_2) + b_1 \mu_{\text{Pd}} z_1 C_{\text{Pd}}, \quad (\text{П. 2})$$

$$\sigma_H^2 = (\mu_{\text{Fe}}^0)^2 \delta^2 C_{\text{Pd}} (1 - C_{\text{Pd}}) (a^2 z_1 + b_2^2 z_2) + b_1^2 \mu_{\text{Pd}}^2 z_1 C_{\text{Pd}} (1 - C_{\text{Pd}}) + 2ab_1 \mu_{\text{Fe}}^0 \mu_{\text{Pd}} \delta z_1 C_{\text{Pd}} (1 - C_{\text{Pd}}), \quad (\text{П. 3})$$

2) асперомагнитное состояние (AS)

$$\bar{H} = \mu_{\text{Fe}}^0 (1 + \delta z_1 C_{\text{Pd}}) (a + 1/2 z_2 b_2) + 1/2 b_1 \mu_{\text{Pd}} z_1 C_{\text{Pd}}, \quad (\text{П. 4})$$

$$\sigma_H^2 = a^2 (\mu_{\text{Fe}}^0)^2 \delta^2 z_1 C_{\text{Pd}} (1 - C_{\text{Pd}}) + 1/12 b_2^2 (\mu_{\text{Fe}}^0)^2 z_2 [1 + \delta z_1 C_{\text{Pd}} (z_1 C_{\text{Pd}} + 4(1 - C_{\text{Pd}}))] + b_1^2 \mu_{\text{Pd}}^2 z_1 C_{\text{Pd}} (1/3 - 1/4 C_{\text{Pd}}) + ab_1 z_1 \mu_{\text{Fe}}^0 \mu_{\text{Pd}} \delta C_{\text{Pd}} (1 - C_{\text{Pd}}), \quad (\text{П. 5})$$

3) спин-стекольное состояние (SG)

$$\bar{H} = a \mu_{\text{Fe}}^0 (1 + \delta z_1 C_{\text{Pd}}), \quad (\text{П. 6})$$

$$\sigma_H^2 = a^2 (\mu_{\text{Fe}}^0)^2 \delta^2 z_1 C_{\text{Pd}} (1 - C_{\text{Pd}}) + 1/3 b_2^2 (\mu_{\text{Fe}}^0)^2 z_2 [1 + \delta z_1 C_{\text{Pd}} (z_1 C_{\text{Pd}} + (1 - C_{\text{Pd}}))] + 1/3 b_1^2 \mu_{\text{Pd}}^2 z_1 C_{\text{Pd}}, \quad (\text{П. 7})$$

4) антиасперомагнитное состояние (AAS)

$$\bar{H} = \mu_{\text{Fe}}^0 (1 + \delta z_1 C_{\text{Pd}}) (a + b_2), \quad (\text{П. 8})$$

$$\sigma_H^2 = (\mu_{\text{Fe}}^0)^2 \delta^2 C_{\text{Pd}} (1 - C_{\text{Pd}}) (a^2 z_1 + b_2^2 z_2) + 4b_1^2 \mu_{\text{Pd}}^2 C_{\text{Pd}} (1 - 1/4 C_{\text{Pd}}) + 4ab_1 \mu_{\text{Fe}}^0 \mu_{\text{Pd}} \delta C_{\text{Pd}} (1 - C_{\text{Pd}}), \quad (\text{П. 9})$$

5) антиферромагнитное состояние (AF)

$$\tilde{H} = \mu_{\text{Fe}}^0 (1 + \delta z_1 C_{\text{Pd}}) (a + 2b_2) + 4b_1 \mu_{\text{Pd}} C_{\text{Pd}}, \quad (\text{П. 10})$$

$$\sigma_{\tilde{H}}^2 = (\mu_{\text{Fe}}^0)^2 \delta^2 C_{\text{Pd}} (1 - C_{\text{Pd}}) (a^2 z_1 + b_2^2 z_2) + 4b_1^2 \mu_{\text{Pd}}^2 C_{\text{Pd}} (5/3 - C_{\text{Pd}}) + 8ab_1 \delta \mu_{\text{Fe}}^0 \mu_{\text{Pd}} C_{\text{Pd}} (1 - C_{\text{Pd}}). \quad (\text{П. 11})$$

Здесь $C_{\text{Pd}} = 0.666$ (так как предполагается полное упорядочение по подрешетке железа), $a = 5.89 \text{ MA}/(\text{M} \cdot \mu_{\text{B}})$, $b_1 = 0.5 \text{ MA}/(\text{M} \cdot \mu_{\text{B}})$, $b_2 = -0.19 \text{ MA}/(\text{M} \cdot \mu_{\text{B}}) [^6]$, $\mu_{\text{Pd}} = 0.4 \mu_{\text{B}} [^2]$, $\mu_{\text{Fe}} = 1.92 (1 + 0.072 n_{\text{Pd}}) [^6]$, $z_1 = 12$, $z_2 = 6$ (ГЦК решетка).

Л и т е р а т у р а

- [1] Смирнов А. А. Молекулярно-кинетическая теория металлов. М.: Наука, 1966, с. 488.
- [2] Меньшиков А. З., Дорофеев Ю. А., Гасникова Г. П. и др. ФММ, 1979, т. 47, № 6, с. 1185—1189.
- [3] Карпов Ю. Г., Сидоренко Ф. А., Верещагин Ю. А. и др. ФММ, 1979, т. 47, № 2, с. 279—283.
- [4] Рыженко Б. В., Голобородский Б. Ю., Сидоренко Ф. А., Гельд П. В. ФТТ, 1982, т. 24, № 1, с. 33—40.
- [5] Рыженко Б. В., Голобородский Б. Ю., Сидоренко Ф. А., Гельд П. В. ФТТ, 1984, т. 86, № 6, с. 1795—1800.
- [6] Рыженко Б. В., Голобородский Б. Ю. ФТТ, 1985, т. 27, № 2, с. 421—427.
- [7] Чемеринская Л. С., Обласов А. К., Бабанова Е. Н. В кн.: Физические свойства металлов и сплавов. Свердловск, 1981, в. 3, с. 20—23.
- [8] Грищенко С. В., Чемеринская Л. С., Скаков И. Н., Верещагин Ю. А. Деп. № 6462-В27. М., ВИНТИ, 1987, с. 21.
- [9] Карпов Ю. Г. Автореф. канд. дис. Свердловск, 1979, с. 166.
- [10] Beauvillain P., Lesieur V. Spectra 2000, 1982, vol. 9, N 74, p. 34—38.
- [11] Рыженко Б. В., Голобородский Б. Ю., Заборов А. В., Гельд П. В. ФММ, 1984, т. 58, № 6, с. 1153—1163.
- [12] Горелик С. С., Расторгуев Л. Н., Скаков Ю. А. Рентгенографический и электронно-оптический анализ. М.: Металлургия, 1970, с. 224.
- [13] Hartmann-Boutron F., Ait-Bahattou A., Meyer C. J. Phys. (Fr.), 1987, vol. 48, N 3, p. 435—444.

Уральский политехнический институт им. С. М. Кирова
Свердловск

Поступило в Редакцию
18 марта 1988 г.