

АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЕ СПИНОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ В МАГНИТНЫХ СПЛАВАХ НА ОСНОВЕ ПАЛЛАДИЯ: Pd–Fe, Pd–Fe–Ag, Pd–Fe–Rh

Н. Н. Делягин, А. Л. Ерзинкян, В. П. Парфенова, С. И. Рейман*

*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова
119992, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 30 мая 2002 г.

Магнитная структура сплавов $\text{Pd}_{1-x}\text{Fe}_x$ ($x = 0.03, 0.06, 0.10, 0.15, 0.20$) исследована методом ^{57}Fe -мессбауэровской спектроскопии. Функции распределения магнитных сверхтонких полей $P(B_{hf})$ имеют дискретную структуру, обусловленную вариациями вклада в B_{hf} от магнитных моментов соседних атомов Fe. Аномалии интенсивностей компонент функций $P(B_{hf})$, возрастающие по мере увеличения концентрации железа, указывают на нестабильность конфигураций с большим суммарным спином и на формирование локальных спиновых конфигураций с антиферромагнитной ориентацией магнитных моментов. Вероятность образования таких конфигураций определяется конкуренцией ферромагнитного обменного взаимодействия Fe–Pd и прямого антиферромагнитного обмена между ближайшими соседними атомами Fe. Примесь Ag или Rh эффективно индуцирует процесс спиновой переориентации, что объясняет аномально сильное влияние примесей на температуру магнитного упорядочения. Результаты подтверждают присутствие в сплавах Pd–Fe возмущений дальнего ферромагнитного порядка, обнаруженных методом дифракции нейтронов.

PACS: 75.25.+z, 75.50.Bb, 75.50.Lk, 76.80.+y

1. ВВЕДЕНИЕ

Сплавы Pd–Fe на основе палладия являются хорошо известной системой с «гигантскими» магнитными моментами. Ферромагнитное упорядочение спинов атомов Fe в этих сплавах возникает уже при концентрации железа менее 1 ат.%, при этом средний магнитный момент на один атом Fe превышает $10\mu_B$. Общепринятое объяснение этого явления основано на модели, согласно которой возникновение ферромагнетизма в разбавленных сплавах Pd–Fe обусловлено перекрытием протяженных «облаков» поляризованных атомов матрицы палладия. В течение нескольких десятилетий эти сплавы являлись предметом многочисленных исследований. Основные результаты этих исследований суммированы в обзоре [1]. Несмотря на значительный прогресс в понимании общей картины явления, некоторые важные свойства сплавов Pd–Fe (и других систем с гигантскими моментами) остались не объ-

ясненными. Наибольшие трудности были связаны с проблемой корректного рассмотрения локальных эффектов, на важность которых было обращено внимание в обзоре [1]. Как правило, в качестве основного фактора, определяющего магнитное поведение систем с гигантскими моментами, рассматривалась магнитная восприимчивость, которая является макроскопическим параметром. В рамках такого подхода оказалось невозможным объяснить размытие магнитных фазовых переходов, аномальное влияние примесей на температуру Кюри и другие явления [1]. В ранних микроскопических исследованиях, выполненных методом мессбауэровской спектроскопии (см., например, [2, 3]), определялись только усредненные характеристики (например, такие как среднее магнитное сверхтонкое поле), в связи с чем информация о локальных эффектах не могла быть получена.

Наиболее интенсивно исследовалась природа ферромагнетизма, возникающего в сплавах с малыми концентрациями железа. Поскольку

*E-mail: delyagin@srd.sinp.msu.ru

температура магнитного упорядочения сплавов Pd–Fe монотонно повышается с увеличением концентрации железа, предполагалось, что механизмы обменного взаимодействия качественно остаются неизменными в широком диапазоне концентраций (по крайней мере до 20–30 ат.% Fe) и все эти сплавы являются системами с простым (коллинеарным) ферромагнитным выстраиванием магнитных моментов. Однако в последнее время появились экспериментальные данные, заставляющие пересмотреть традиционную точку зрения на механизмы обменного взаимодействия в сплавах Pd–Fe. В спектрах магнитного рассеяния нейтронов на монокристаллах Pd_{1-x}Fe_x ($x = 0.10, 0.15$) обнаружены диффузные сателлитные рефлекссы, присутствие которых ясно указывает на существенные нарушения дальнего ферромагнитного порядка в этих сплавах [4, 5]. Авторами этих работ сделан вывод, что в исследованных сплавах Pd–Fe присутствует антиферромагнитное взаимодействие, вызывающее пространственно-модулированные вариации взаимной ориентации спинов атомов Fe. Существенно, что, согласно [4], антиферромагнитная обменная связь между атомами Fe реализуется на малых межатомных расстояниях. Недавно нами было найдено объяснение сильного влияния примеси родия на температуру Кюри ферромагнитного сплава Pd_{0.9}Fe_{0.1} [6, 7]. В результате исследования «тонкой структуры» функций распределения сверхтонких магнитных полей методом мессбауэровской спектроскопии было найдено, что примесь родия вызывает переориентацию части магнитных моментов атомов Fe. Это влечет за собой образование локальных антиферромагнитных спиновых конфигураций, уменьшение эффективного обменного взаимодействия и резкое понижение температуры магнитного упорядочения. Мы предположили [6], что антиферромагнитная обменная связь между ближайшими соседними атомами Fe всегда присутствует в сплавах Pd–Fe, однако при малых концентрациях железа эта связь не проявляется вследствие доминирования сильного ферромагнитного обменного взаимодействия с матрицей палладия. Проверка этого предположения имеет принципиальное значение для понимания особенностей магнитного поведения систем с гигантскими магнитными моментами.

В данной работе представлены результаты детального исследования спиновой структуры сплавов Pd–Fe, а также сплавов Pd–Fe–Ag и Pd–Fe–Rh, методом ⁵⁷Fe-мессбауэровской спектроскопии. Основной целью работы являлась проверка гипотезы о присут-

ствии антиферромагнитного Fe–Fe-обменного взаимодействия в широком диапазоне концентраций железа в сплавах Pd–Fe, а также исследование эволюции спиновой структуры этих сплавов под влиянием примесей двух разных типов (Ag и Rh).

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Сплавы Pd_{1-x}Fe_x ($x = 0.03, 0.06, 0.10, 0.15, 0.20$) и сплавы (Pd_{1-x}Fe_x)_{1-y}Ag_y, (Pd_{1-x}Fe_x)_{1-y}Rh_y ($0.03 \leq x \leq 0.10, 0.05 \leq y \leq 0.20$) были приготовлены сплавлением металлов чистотой не хуже 99.99% методом дуговой плавки в атмосфере аргона. Слитки были отожжены при температуре 1200 К и закалены. Порошки, приготовленные из слитков для мессбауэровских измерений, также были отожжены и закалены. Мы полагаем, что такая термическая обработка гарантирует статистическое распределение атомов в исследованных сплавах. Спектры мессбауэровского поглощения измерялись в диапазоне температур от 5 до 300 К. С целью повышения величины эффекта резонансного поглощения и разрешающей способности для регистрации мессбауэровского излучения ⁵⁷Fe с энергией 14.4 кэВ применялись резонансные детекторы. Температуры магнитного упорядочения определялись из температурных зависимостей магнитного сверхтонкого поля и методом теплового сканирования.

Обработка мессбауэровских спектров проводилась в два этапа. Сначала рассчитывались функции распределения магнитных сверхтонких полей $P(B_{hf})$. Эти расчеты проводились гистограммным методом, который был применен нами ранее при исследованиях тонкой структуры функций $P(B_{hf})$ для сплавов Rh–Fe и Pd–Fe [6–8]. Для всех сплавов распределения $P(B_{hf})$ имели структуру, соответствующую набору дискретных спиновых конфигураций с хорошо определенными величинами магнитного сверхтонкого поля (B_{hf}). Затем спектры аппроксимировались суперпозицией дискретных магнитных субспектров. Число субспектров, необходимое для корректной аппроксимации, не фиксировалось, а определялось в процессе обработки (так же, как и интенсивности субспектров и величины B_{hf}).

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Ранее на примере сплава Pd_{0.9}Fe_{0.1} было показано [6, 7], что структура функций распределения

Таблица 1. Сравнение относительных интенсивностей парциальных магнитных субспектров с теоретическими вероятностями формирования атомных конфигураций с n атомами Fe в ближайшей координационной сфере в сплавах $Pd_{1-x}Fe_x$

x	n		0	1	2	3	4	5	6
	$B_{hf}(T)$	< 30.0	30.9	32.0	33.1	34.1	35.2	36.3	37.4
0.03	$W(n)$		0.69	0.26	0.05				
	I	0.14(3)	0.52(2)	0.29(3)	0.05(1)				
0.06	$W(n)$		0.48	0.36	0.13	0.03			
	I	0.10(3)	0.37(3)	0.36(3)	0.14(2)	0.03(1)			
0.10	$W(n)$		0.28	0.38	0.23	0.09	0.02		
	I	0.04(2)	0.25(3)	0.36(2)	0.24(1)	0.09(1)	0.02(1)		
0.15	$W(n)$		0.15	0.30	0.29	0.17	0.07	0.02	
	I	0.10(3)	0.25(3)	0.31(3)	0.20(2)	0.11(2)	0.03(1)	< 0.01	
0.20	$W(n)$		0.07	0.21	0.28	0.24	0.13	0.05	0.02
	I	0.12(3)	0.23(3)	0.26(3)	0.21(2)	0.13(2)	0.05(1)	< 0.01	< 0.01

Примечание. В таблице использованы следующие обозначения: I — измеренная относительная интенсивность субспектра, $W(n)$ — расчетная вероятность конфигурации (биномиальное распределение), B_{hf} — магнитное сверхтонкое поле.

$P(B_{hf})$ обусловлена зависимостью магнитного сверхтонкого поля от величины суммарного магнитного момента, который создается в ближайшем окружении данного атома Fe соседними магнитными атомами Fe. В этом случае магнитное сверхтонкое поле на узле центрального атома Fe в конкретной спиновой конфигурации может быть записано в виде [6, 7]

$$B_{hf} = a\mu_{Fe} + bM\mu_{Fe}, \quad (1)$$

где a и b — постоянные коэффициенты, $M = n \uparrow - n \downarrow$ — суммарный магнитный момент ближайшего окружения (в единицах магнитного момента атома Fe, μ_{Fe}), $n \uparrow$ и $n \downarrow$ — соответственно числа соседних атомов Fe со спином параллельным и антипараллельным спину центрального атома. Для сплава $Pd_{0.9}Fe_{0.1}$ для величин коэффициентов a и b были получены следующие значения: $a = 8.4$ Тл/ μ_B , $b = 0.3$ Тл/ μ_B [6, 7]. Поскольку коэффициенты a и b имеют одинаковый знак, сверхтонкое поле максимально для чисто ферромагнитной спиновой конфигурации, когда $M = n \uparrow = n$ (где n — полное число ближайших соседних атомов Fe). Если все спиновые конфигурации полностью ферромагнитны, то при статистическом распределении атомов Fe в узлах ГЦК-решетки относительные интенсивности конфигураций с разными значениями M долж-

ны соответствовать биномиальному распределению $W(n) = C_{12}^n x^n (1-x)^{12-n}$. В распределении $P(B_{hf})$ должны присутствовать магнитные субспектры с эквидистантным набором величин B_{hf} ; разность величин B_{hf} для соседних субспектров ($\Delta M = \pm 1$) равна $b\mu_{Fe}$. Изменение ориентации одного из спинов на противоположную должно уменьшать B_{hf} на величину $2b\mu_{Fe}$. Как будет видно ниже, эти закономерности, вытекающие из представления сверхтонкого магнитного поля в форме (1), хорошо согласуются с экспериментальными результатами. Далее в разд. 3.1 и 3.2 рассматриваются экспериментальные данные, полученные при температуре 5 К, которая соответствует основному состоянию исследованных систем. Температуры магнитного упорядочения обсуждаются в разд. 3.3.

3.1. Сплавы $Pd_{1-x}Fe_x$

Функции распределения $P(B_{hf})$ для пяти сплавов $Pd_{1-x}Fe_x$ показаны на рис. 1. Видно, что для всех сплавов распределения $P(B_{hf})$ имеют хорошо выраженную дискретную структуру, соответствующую спиновым конфигурациям с разными значения-

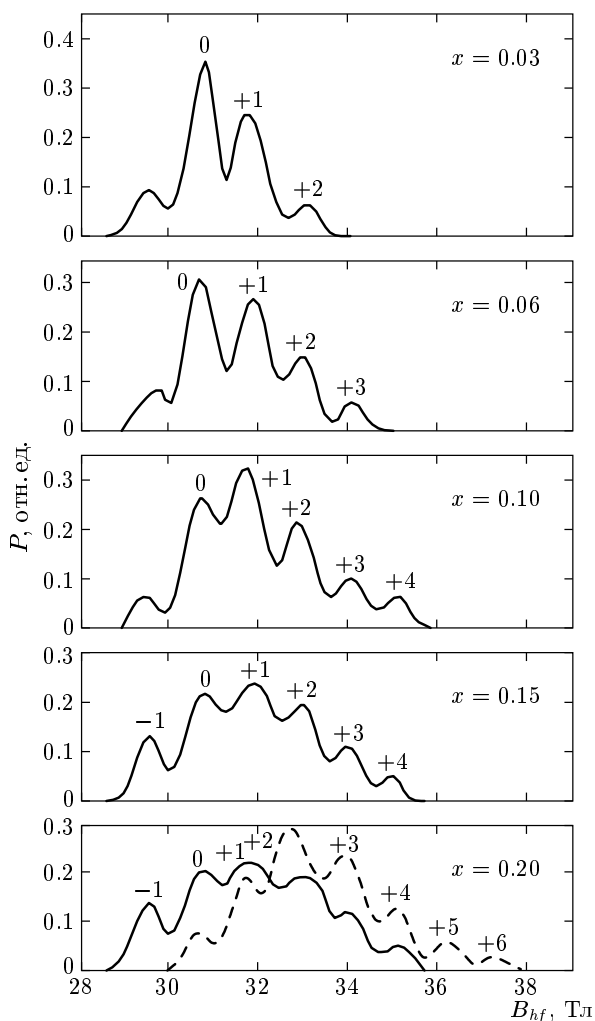


Рис. 1. Функции распределения магнитных сверхтонких полей $P(B_{hf})$ для сплавов $Pd_{1-x}Fe_x$ при $T = 5$ К. Для сплава $Pd_{0.80}Fe_{0.20}$ (нижний график) штриховой линией показано теоретическое распределение, рассчитанное для случая ферромагнитной ориентации магнитных моментов

ми M . Найденные экспериментально относительные интенсивности магнитных субспектров приведены в табл. 1. На рис. 2 измеренные относительные интенсивности магнитных субспектров сопоставлены с результатами расчета этих интенсивностей для чисто ферромагнитных спиновых конфигураций при случайном (статистическом) распределении атомов Fe в узлах ГЦК-решетки (биномиальное распределение).

Анализ этих результатов позволяет сделать следующие выводы.

1) Для сплавов с $x = 0.03, 0.06$ измеренные интенсивности магнитных субспектров с $M = +1, +2,$

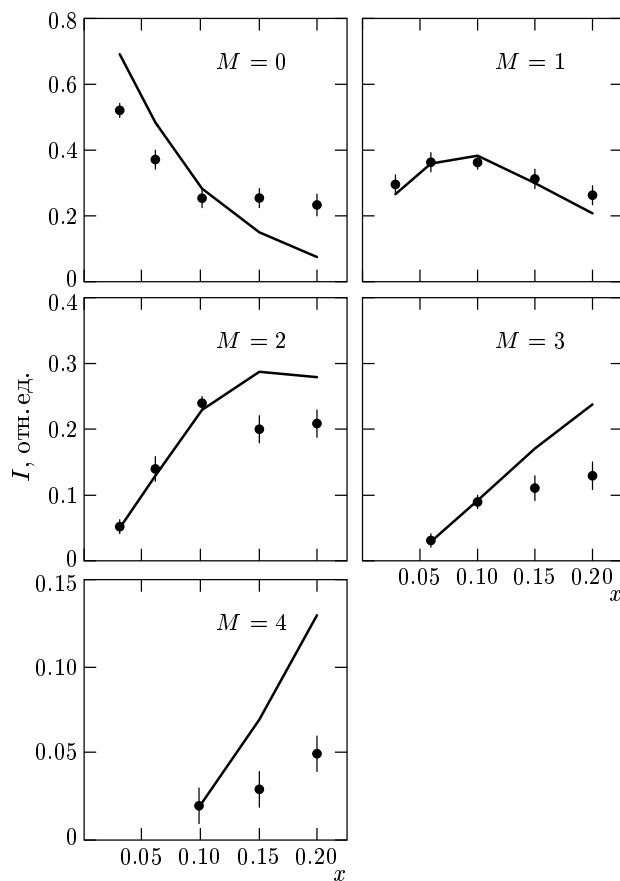


Рис. 2. Зависимость относительных интенсивностей магнитных субспектров с $M = 0, +1, +2, +3, +4$ от концентрации железа в сплавах $Pd_{1-x}Fe_x$ при $T = 5$ К (символы). Сплошные линии — относительные интенсивности, рассчитанные для случая ферромагнитной ориентации магнитных моментов в конфигурациях с n атомами Fe в ближайшем окружении центрального атома (биномиальное распределение $W(n, n = M)$)

$+3$ хорошо согласуются с расчетными. Это означает, что конфигурации с отличным от нуля суммарным спином ближайшего окружения полностью ферромагнитны, что ожидается для сплавов с относительно малой концентрацией атомов Fe. Практически такое же хорошее согласие измеренных интенсивностей с расчетными наблюдается и для сплава с $x = 0.10$.

2) При увеличении концентрации железа до $x = 0.15, 0.20$ возникает сильное расхождение между измеренными и расчетными интенсивностями магнитных субспектров. В табл. 1 и на рис. 2 видно, что для этих сплавов измеренные интенсивности субспектров с $M = +2, +3, +4$ оказываются силь-

но заниженными, а высокоспиновые компоненты с $M = +5, +6$ вообще не наблюдаются. Для сплава с $x = 0.20$ на рис. 1 экспериментальное распределение $P(B_{hf})$ сопоставлено с распределением, рассчитанным для ферромагнитного выстраивания спинов во всех конфигурациях. Видно, что в экспериментальном распределении полностью отсутствуют высокоспиновые компоненты, а все распределение смещено (относительно расчетного) в область малых сверхтонких полей.

3) Поведение субспектра с $M = 0$ существенно отличается от поведения субспектров с ненулевым спином ближайшего окружения. При малых концентрациях железа ($x = 0.03, 0.06$) интенсивность этого субспектра существенно ниже расчетной, тогда как в сплавах с $x = 0.15, 0.20$ эта интенсивность, напротив, много больше расчетной.

Эти результаты подтверждают существование в реальной магнитной структуре сплавов Pd-Fe возмущений дальнего ферромагнитного порядка. Наиболее характерным является резкое уменьшение вероятностей формирования высокоспиновых конфигураций в сплавах с $x = 0.15, 0.20$ (по сравнению с их расчетными значениями для полностью ферромагнитной ориентации спинов Fe). Этот факт может быть объяснен антиферромагнитными спиновыми корреляциями, роль которых быстро возрастает при увеличении концентрации железа. Наиболее естественной причиной возникновения таких корреляций следует считать прямое антиферромагнитное обменное взаимодействие между ближайшими соседними атомами Fe в решетке сплавов Pd-Fe. Это взаимодействие не проявляется (или проявляется в малой степени) при низких концентрациях железа, когда вклад прямого взаимодействия между атомами Fe мал по сравнению с сильным ферромагнитным обменным взаимодействием атомов Fe с матрицей палладия. По мере увеличения концентрации пар взаимодействующих атомов Fe-Fe роль антиферромагнитных корреляций возрастает и конкуренция двух обменных взаимодействий противоположного знака приводит к локальному нарушению ферромагнитного упорядочения. В областях с высокой локальной концентрацией железа ферромагнитное выстраивание спинов становится нестабильным. Это объясняет отсутствие в распределениях $P(B_{hf})$ высокоспиновых компонент с $M = +5, +6$ и резкое уменьшение интенсивностей компонент с $M = +2, +3, +4$ (по сравнению с их расчетными значениями для чисто ферромагнитных спиновых конфигураций). Трансформация ферромагнитных конфигураций в полностью или частично антиферромагнит-

ные происходит с сохранением четности величины M . Таким образом, резкое увеличение интенсивности субспектра $M = 0$ в сплавах с $x = 0.15, 0.20$ соответствует аномально низким интенсивностям субспектров с $M = +2, +4$ (и полной деструкции субспектра $M = +6$). Переориентация спинов в конфигурациях с нечетными M в этих сплавах приводит, в частности, к формированию субспектра с $M = -1$ ($B_{hf} \approx 29.8$ Тл).

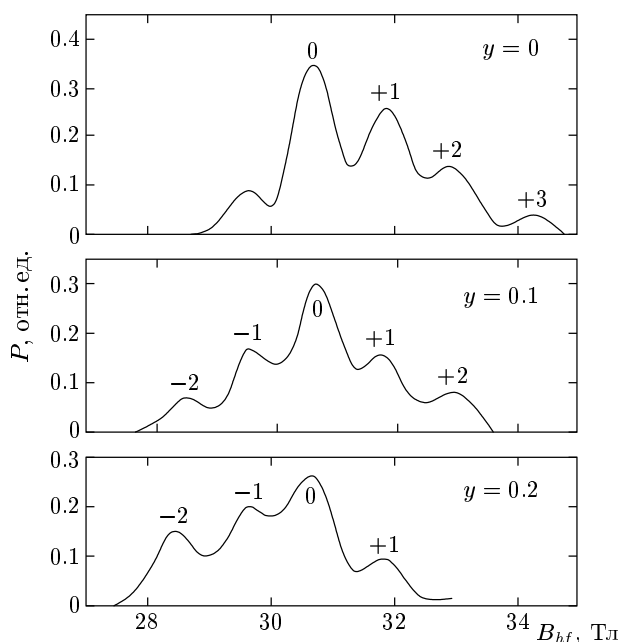
В сплавах с $x \leq 0.10$ доминируют ферромагнитные спиновые конфигурации, однако и эти сплавы не являются идеально упорядоченными ферромагнетиками. Как следует из табл. 1, для сплавов с $x = 0.03, 0.06$ интенсивность субспектра $M = 0$ существенно меньше расчетной. При небольших концентрациях железа этот субспектр соответствует изолированным атомам Fe, не имеющим магнитных атомов Fe в своем ближайшем окружении. Уменьшение интенсивности субспектра $M = 0$ означает, что некоторая часть таких изолированных атомов оказывается под воздействием ослабленного обменного поля. Результатом этого является уменьшение среднего значения атомного магнитного момента и соответствующее уменьшение сверхтонкого поля. Этим объясняется появление в распределении $P(B_{hf})$ «сателлитной» компоненты ($B_{hf} < 30$ Тл, см. табл. 1 и рис. 1). Интенсивность этой компоненты уменьшается при повышении концентрации железа от $x = 0.03$ до $x = 0.10$.

3.2. Сплавы $(Pd_{1-x}Fe_x)_{1-y}Ag_y$ и $(Pd_{1-x}Fe_x)_{1-y}Rh_y$

Влияние примеси Ag и Rh на спиновую структуру исследовалось для сплавов с концентрацией железа $x = 0.03, 0.06$. Качественно это влияние было аналогичным найденному ранее для сплавов $(Pd_{0.90}Fe_{0.10})_{1-y}Rh_y$ ($y = 0.10, 0.20, 0.30$) [6, 7]. В качестве примера на рис. 3 показаны функции распределения $P(B_{hf})$ для сплавов $(Pd_{0.94}Fe_{0.06})_{1-y}Rh_y$ ($y = 0, 0.1, 0.2$). (Для сплавов с примесью Ag наблюдалась аналогичная зависимость структуры функций $P(B_{hf})$ от концентрации примеси.) Видно, что примесь эффективно разрушает ферромагнитную структуру сплавов, вызывая образование антиферромагнитных конфигураций (субспектры с $M = -1, -2$) и общий сдвиг распределения в область малых сверхтонких полей. Этот процесс развивается очень быстро и при концентрации примеси $y = 0.20$ интенсивность субспектров с положительными M становится очень малой. Замещение атомов Pd атомами Rh или Ag вызывает ослабление поляризации матри-

Таблица 2. Температуры магнитного упорядочения T_M (в К) сплавов $(Pd_{1-x}Fe_x)_{1-y}Ag_y$ и $(Pd_{1-x}Fe_x)_{1-y}Rh_y$

y	0.00	Ag			Rh		
		0.05	0.10	0.20	0.05	0.10	0.20
$Pd_{0.97}Fe_{0.03}$	105(2)		72(2)			83(2)	
$Pd_{0.94}Fe_{0.06}$	176(2)	144(2)	129(2)	115(3)	159(2)	133(2)	105(4)
$Pd_{0.90}Fe_{0.10}$	246(1)					190(2)	140(4)

Рис. 3. Функции распределения магнитных сверхтонких полей $P(B_{hf})$ для сплавов $(Pd_{0.94}Fe_{0.06})_{1-y}Rh_y$

цы и смещает баланс конкурирующих обменных взаимодействий в пользу прямого антиферромагнитного обмена Fe–Fe, что создает условия для формирования локальных спиновых конфигураций антиферромагнитного типа. Уже при концентрации примеси $y = 0.10$ сплавы нельзя считать ферромагнетиками, поскольку интенсивности ферро- и антиферромагнитных спиновых конфигураций становятся сравнимыми. Магнитную структуру таких сплавов качественно можно интерпретировать в рамках модели коллинеарного спинового стекла, рассмотренной ранее для системы Rh–Fe–Pd [7].

3.3. Температуры магнитного упорядочения

Измеренные температуры магнитного упорядочения (T_M) для всех исследованных сплавов приведены в табл. 2. Примеси Ag и Rh чрезвычайно сильно понижают T_M сплавов, что естественно объясняется разрушением ферромагнитной спиновой структуры, которое сопровождается уменьшением средней электронной поляризации и эффективных обменных полей. Следствием спиновой переориентации и случайного распределения атомов Fe в узлах решетки является возникновение сильной пространственной неоднородности обменного взаимодействия, что влечет за собой наблюдавшееся размытие магнитных переходов (возрастающее с увеличением концентрации примеси) [1, 7]. Мы не можем дать количественного объяснения наблюдаемым зависимостям T_M от состава, однако обратим внимание на примечательную особенность поведения T_M для сплавов $(Pd_{1-x}Fe_x)_{1-y}Rh_y$. На рис. 4 показана зависимость относительного изменения T_M , $(T_M(y) - T_M(0))/T_M(0)$ от концентрации родия. Видно, что эта зависимость линейна и для всех сплавов одинакова (независимо от концентрации железа). Очевидно, что такое поведение T_M отражает некоторые существенные особенности механизмов магнитного упорядочения в системе с конкурирующими обменными взаимодействиями. В этой связи дальнейшее изучение влияния примесей разного типа на T_M может представить значительный интерес. Развитие теории систем с гигантскими моментами с учетом прямой антиферромагнитной обменной связи между магнитными центрами представляется весьма желательным.

4. ВЫВОДЫ

Результаты детального исследования функций распределения магнитных сверхтонких полей и локальных спиновых конфигураций показали, что магнитное поведение сплавов $Pd_{1-x}Fe_x$

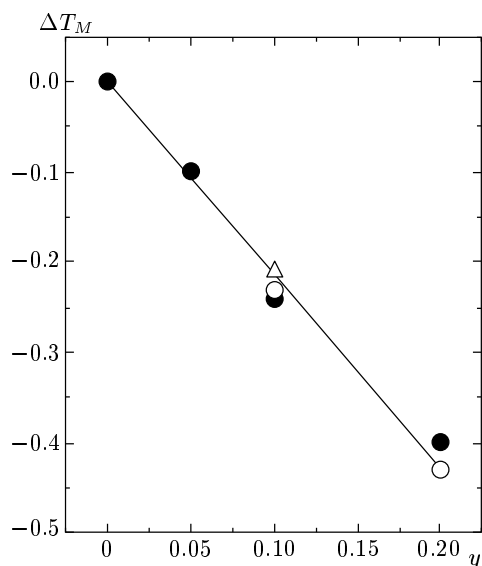


Рис. 4. Зависимость относительного изменения температуры магнитного упорядочения (T_M), $\Delta T_M(y) = (T_M(y) - T_M(0))/T_M(0)$, от концентрации родия для сплавов $(Pd_{1-x}Fe_x)_{1-y}Rh_y$ при $x = 0.03 - \triangle$, $0.06 - \bullet$, $0.10 - \circ$

($0.03 \leq x \leq 0.20$) определяется конкуренцией ферромагнитного обменного взаимодействия Fe–Pd с прямым антиферромагнитным обменом между ближайшими соседними атомами Fe. Антиферромагнитный обмен слабо влияет на спиновую структуру разбавленных сплавов, но становится весьма существенным по мере увеличения концентрации железа. Для сплавов с $x = 0.15, 0.20$ спиновые конфигурации с антиферромагнитной ориентацией спинов Fe составляют значительную долю всех спиновых конфигураций системы. Экспериментальные данные, полученные в настоящей работе (а также результаты изучения спектров дифракции нейтронов [4, 5]), заставляют сделать вывод о том, что номинально ферромагнитные сплавы Pd–Fe не следует рассматривать как простые ферромагнетики с одним типом обменного взаимодействия. Для детального анализа магнитных свойств этих сплавов необходимо принять во внимание присутствие антиферромагнитных спиновых корреляций, обусловленных прямым антиферромагнитным обменом Fe–Fe. Присутствие антиферромагнитного обмена Fe–Fe ярко проявляется в наблюдаемой эволюции спиновой структуры сплавов Pd–Fe под влиянием примесей.

Интересно сопоставить найденные особенности магнитного поведения сплавов Pd–Fe с хорошо известными свойствами магнитных сплавов Pd–Mn [9]. При малых концентрациях марганца сплавы Pd–Mn ферромагнитны, но при концентрациях выше 4 ат.% Mn наблюдается переход в состояние спинового стекла. Хорошо известно, что этот переход обусловлен прямым антиферромагнитным обменом Mn–Mn [9]. Можно предположить, что поведение двух систем сплавов, Pd–Fe и Mn–Fe, качественно аналогично, но в сплавах Pd–Mn баланс между конкурирующими обменными взаимодействиями сильно смещен в пользу прямого антиферромагнитного обмена между магнитными центрами. Это может быть обусловлено как более сильным антиферромагнитным взаимодействием Mn–Mn (по сравнению с аналогичным взаимодействием Fe–Fe), так и более слабой поляризацией матрицы палладия в сплавах Pd–Mn.

Работа выполнена при финансовой поддержке INTAS (грант 00-00195).

ЛИТЕРАТУРА

1. G. J. Nieuwenhuys, *Adv. Phys.* **24**, 515 (1975).
2. R. A. Levy, J. J. Burton, D. I. Paul, and J. I. Budnick, *Phys. Rev. B* **9**, 1085 (1974).
3. E. R. Domb, D. J. Sellmyer, T. M. Quick, and R. J. Borg, *Phys. Rev. B* **17**, 2233 (1978).
4. Y. Tsunoda and R. Abe, *Phys. Rev. B* **55**, 11507 (1997).
5. R. Abe, Y. Tsunoda, M. Nishi, and K. Kakurai, *J. Phys.: Condens. Matter* **10**, L79 (1998).
6. A. L. Erzinkyan, N. N. Delyagin, V. P. Parfenova, and S. I. Reyman, *J. Magn. Magn. Mater.* **231**, L20 (2001).
7. V. P. Parfenova, A. L. Erzinkyan, N. N. Delyagin, and S. I. Reyman, *Phys. Stat. Sol. (b)* **228**, 731 (2001).
8. В. П. Парфенова, Н. Н. Делягин, А. Л. Ерзинкян, С. И. Рейман, *ФТТ* **42**, 1425 (2000).
9. T. Tsunoda, A. Harigae, J. L. Robertson, and M. L. Crow, *Phys. Rev. B* **62**, 9511 (2000).