

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 548:537.611.44

**О КОРРЕЛЯЦИИ ШИРИНЫ ОБЛАСТИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА
В РАЙОНЕ ТОЧКИ КЮРИ И ДИСПЕРСИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
СВЕРХТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В СПЛАВАХ** **$\text{Fe}_{75}(\text{Cr}_x\text{Co}_{1-x})_{25}$** **П. Н. Стеценко, М. А. Мостафа (АРЕ), С. Д. Антипов, Л. А. Кондрашова***(кафедра общей физики для естественных факультетов)*

На основе результатов исследования температурной зависимости намагниченности и функции распределения сверхтонких магнитных полей на ядрах ^{57}Fe быстрозакаленных сплавов $\text{Fe}_{75}(\text{Cr}_x\text{Co}_{1-x})_{25}$ устанавливается корреляция между шириной области фазового перехода в районе точек Кюри и дисперсией функции распределения сверхтонких магнитных полей.

Известно, что температура Кюри T_c ферромагнитных сплавов определяется алгебраической суммой всех обменных взаимодействий данного атома со всеми ближайшими и последующими соседними атомами, т. е. значение T_c сплавов зависит от типов взаимодействий и расстояний между взаимодействующими атомами. Изменение межатомных расстояний и наличие различных типов взаимодействий приводят к существованию распределения величин энергий обменных взаимодействий. Поэтому для таких сплавов можно говорить о наличии функции распределения точек Кюри $P(T_c)$, т. е. существует широкая область перехода ферромагнитного сплава в парамагнитное состояние. Наличие распределения различных атомных соседств и межатомных расстояний приводит к существованию распределения величин локальных магнитных моментов атомов μ в сплаве, которое будет влиять на распределение сверхтонкого поля. Мы будем рассматривать сверхтонкое поле на ядре ^{57}Fe . Это поле обусловлено результирующей спиновой плотностью s -электронов на ядре, поляризованной взаимодействием с локальным магнитным моментом данного иона, величина которого зависит от локального атомного окружения, а также взаимодействием со всеми магнитными атомами окружения.

Таким образом, мы будем иметь для таких сплавов распределение сверхтонких магнитных полей $P(H)$ на ядрах ^{57}Fe сплава.

Представляет интерес рассмотреть вопрос о существовании корреляционной зависимости между распределениями $P(H_{\text{Fe}})$ и $P(T_c)$ и их дисперсиями в сплавах, имеющих широкую область перехода из ферромагнитного состояния в парамагнитное. В качестве таковых были выбраны быстрозакаленные сплавы $\text{Fe}_{75}(\text{Cr}_x\text{Co}_{1-x})_{25}$, $0,00 < x < 1,00$.

Все сплавы получались путем двойного переплава из карбонильного железа и электролитических хрома и кобальта чистоты 99,9 вес. % в индукционной печи (сплавы 1,2) или методом электронно-лучевой плавки (остальные сплавы) в атмосфере аргона. Все исследованные образцы находились в разупорядоченном состоянии после гомогенизирующего отжига в вакуумной печи в течение 75—100 ч при температуре 1050°C, затем отжига при температуре 1150°C в течение двух часов в атмосфере гелия и последующей закалки со скоростью $(8 \div 10) \cdot 10^3$ град/с в 10%-й раствор NaCl в воде. Рентгенограммы образ-

цов, снятые на $\text{Co}-K_{\alpha}$ -излучении, показали, что все сплавы имеют разупорядоченную ОЦК-структуру.

Чтобы проверить магнитную однофазность образцов, были проведены измерения их удельной намагниченности в зависимости от температуры $\sigma(T)$ в переменном магнитном поле напряженностью $H=500$ Э, $f=70$ Гц. Кривые температурной зависимости $\sigma(T)$ в области высоких температур представлены на рис. 1. Из рис. 1 можно сделать вывод о том, что с увеличением содержания Co в сплавах уменьшается ширина области перехода в парамагнитное состояние вблизи температуры Кюри. Кривые удельной намагниченности сплавов в зависимости от температуры говорят о том, что при закалке с высоких температур ($>1150^\circ$) происходит внутрифазовое расщепление твердого раствора, причем этот процесс более существен в сплавах с большей концентрацией Cr .

По этим кривым определялись температуры Кюри образцов как точки пересечения касательной к кривой $\sigma(T)$ с осью температур в области максимального спада намагниченности. Найденные экспериментальные значения температур Кюри для различных сплавов как функция концентрации хрома в сплавах представлены на рис. 2 (кривая 1). Из рис. 2 видно, что температура Кюри, как и следовало ожидать, имеет максимальное значение для сплава $\text{F}_{77}\text{Co}_{23}$ и монотонно, но не по линейному закону, убывает от 1070 до 640°C при замещении атомов Co атомами Cr .

Поскольку ширина области перехода сплавов в парамагнитное состояние изменяется в широких пределах температур ($90-230^\circ\text{C}$), представляет необходимым говорить о функции распределения температуры Кюри различных кластеров — $P(T_c)$. Тогда может быть введена средняя эффективная температура Кюри $(T_c)_{\text{ef}}$ следующим образом:

$$(T_c)_{\text{ef}} = \frac{1}{\Delta T_{k_1}} \int_{T_1}^{T_{\text{fin}}} T_c P(T_c) dT$$

(см. [1]), где $\Delta T_{k_1} = T_{\text{fin}} - T_1$, а T_1 и T_{fin} — температуры начала и конца перехода в парамагнитное состояние. При расчетах весь температурный интервал перехода разбивался на малые интервалы ΔT_i , в пределах которых температура Кюри считалась постоянной (T_c^i), и величина $P(T_c^i)$ определялась следующим выражением:

$$P(T_c^i) = \frac{(I_s)_{T_c^i} - (I_s)_{T_c^{i+1}}}{(I_s)_{T_1}},$$

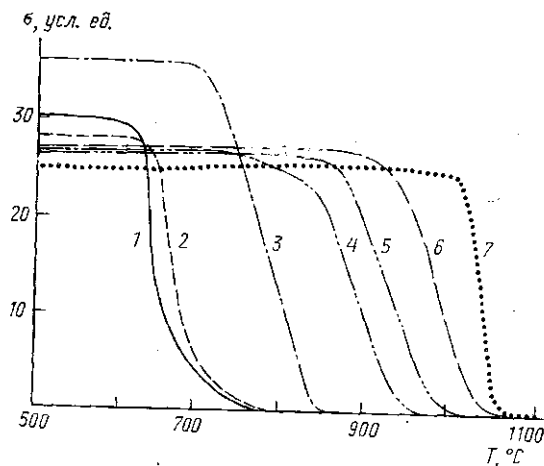


Рис. 1. Высокотемпературная часть зависимости намагниченности сплавов системы $\text{F}_{75}(\text{Cr}_x\text{Co}_{1-x})_{25}$ от температуры: $x=0,00$ (1); $0,21$ (2); $0,37$ (3); $0,62$ (4); $0,78$ (5); $0,91$ (6) и $1,00$ (7)

где $(I_s)_{T_c^i}$ — значение намагниченности насыщения для кластера с температурой T_c^i , а $(I_s)_T$ — значение I_s при температуре T_1 в начальной области магнитного перехода. Определенные таким образом величины $(T_c)_{\text{ef}}$ для сплавов в зависимости от концентрации хрома представлены на рис. 2 (кривая 2). Отметим, что значения $(T_c)_{\text{ef}}$ лежат ниже значений T_c , определенных первоначальным способом, но поведение концентрационной зависимости аналогично.

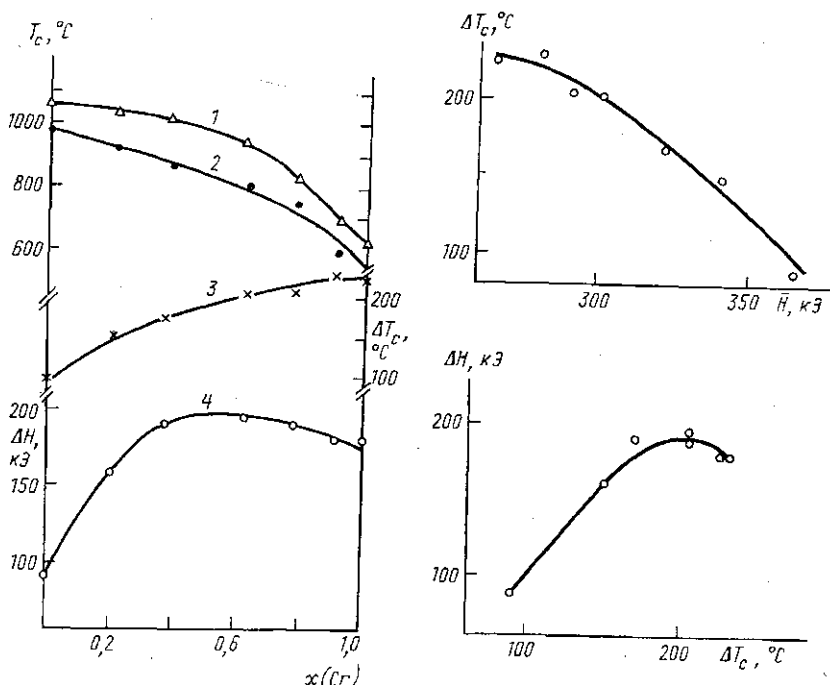


Рис. 2. Зависимости температур Кюри, определенных разными способами (1, 2), ширины распределения сверхтонких полей ΔH (4), ширины области перехода в районе точки Кюри ΔT_c (3) сплавов от содержания в них атомов хрома

Рис. 3. Зависимость ширины области перехода ΔT_c от величины среднего сверхтонкого поля на ядрах ^{57}Fe в сплавах

Рис. 4. Зависимость ширины распределения сверхтонких полей ΔH от ширины области перехода в районе точки Кюри ΔT_c сплавов

Повторные измерения намагниченности образцов в магнитометре в зависимости от температуры для данной системы сплавов показали, что подобная термомангнитная обработка не приводит к заметным изменениям структурного состояния сплавов в рассматриваемой области составов.

В работе были также измерены для данной серии сплавов мёсбауэровские спектры поглощения на ядрах ^{57}Fe на ЯГР-спектрометре, работающем в режиме постоянного ускорения. Источником являлся изотоп ^{57}Co на палладиевой подложке. Соответствующие мёсбауэровские спектры приведены в работе [2]. Все спектры, кроме спектра образца $\text{F}_{77}\text{Co}_{23}$, имеют сложную, плохо разрешенную структуру, связанную с наличием распределения эффективных полей $P(H_{\text{Fe}})$ на ядрах ^{57}Fe , ко-

торые обусловлены неэквивалентными окружениями резонансных ядер. Расчет функций распределения сверхтонких полей для сплавов описан в работе [3]. Так же, как кривые температурной зависимости удельной намагниченности, на которых наблюдается размытый переход в парамагнитное состояние закаленного сплава, кривые $P(H_{Fe})$ свидетельствуют о том, что уже в процессе закалки происходит внутрифазовое расслоение твердого раствора и возникают дисперсные области с вариацией концентрации компонент. Так как эти области малы и структура их непрерывным образом переходит в структуру матрицы, то наличие этих областей не обнаруживается на рентгенограммах.

Ширина функции распределения ΔH , определенная по нижней части кривой зависимости $P(H_{Fe})$ [3], представлена на рис. 2 кривой 4 в функции от концентрации хрома x в сплавах. Кривой 3 показано изменение ширины температурного интервала перехода из ферромагнитного состояния в парамагнитное в районе температуры Кюри сплавов ($\Delta T_c(x)$). Обе кривые свидетельствуют о том, что расслоение в сплавах при закалке с высоких температур происходит интенсивнее в сплавах с большим содержанием хрома. Это расслоение сплава приводит к образованию кластеров, структура которых может отличаться от матрицы как по составу, так и по величине межатомных расстояний.

Поскольку кластеры отличаются по составу от матрицы, это приводит к тому, что атомы железа (ядра ^{57}Fe) могут иметь различное число одноименных ближайших соседей в пределах α -фазы сплава. Каждой из этих конфигураций в мёсбауэровском спектре будет соответствовать свой секстет линий, причем магнитное расщепление будет тем меньше, чем меньше соседних атомов железа. Наложение этих секстетов в конечном счете и приводит к появлению функций распределения эффективных полей со своими весами и своими дисперсиями.

Заметим, что ширина перехода в парамагнитное состояние ΔT_c и ширина ΔH монотонно растут с увеличением содержания Сг в сплавах. Для выяснения корреляции между этими величинами были построены графики зависимости ΔT_c от величины среднего эффективного магнитного поля на ядрах железа H [2] (рис. 3), а также ΔH от ΔT_c (рис. 4). Эти зависимости приводят к выводу о том, что если в сплаве с увеличением внутрифазового расслоения растет ширина перехода в области температуры Кюри, то одновременно увеличивается и ширина распределения сверхтонких полей. Это обусловлено вкладом в сверхтонкое поле на ядрах атомов Fe от поляризации 4s-электронов проводимости магнитными моментами как ионного остова Fe, так и соседних ионов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Горюнов Г. Е. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М., 1984. [2] Антипов С. Д., Кондрашова Л. А., Стеценко П. Н. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1984. 25, № 3. С. 53. [3] Стеценко П. Н., Антипов С. Д., Суриков В. В. и др. Деп. ВИНТИ № 4031-B86 от 04.06.86.

Поступила в редакцию
20.06.89