

$\approx 0,8 \text{ \AA}$; $\varepsilon = 5$ ккал/моль; $D \approx 0,5 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2/\text{с}$ при $T = 300 \text{ К}$. Эти значения соответствуют имеющимся представлениям о молекулярной структуре объекта [7, 8, 12].

Автор благодарит В. И. Гольданского, А. Б. Рубина, А. Р. Хохлова и Ю. Ф. Крупянского за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Волькенштейн М. В. Общая биофизика. М.: Наука, 1978. [2] Блюменфельд Л. А. Проблемы биологической физики. М.: Наука, 1977. [3] Rubin A. V. Photochem. Photobiol, 1978, 28, p. 1021. [4] Frauenfelder H., Petsko G. A., Tsunoglu D. Nature, 1979, 280, p. 565. [5] Берг А. И., Нокс П. П., Кононенко А. А. и др. Молекулярная биология, 1979, 13, с. 81. [6] Крупянский Ю. Ф., Шайтан К. В., Гаубман Е. Е. и др. Биофизика, 1981, 26, № 6. [7] Шайтан К. В., Рубин А. Б. Биофизика, 1980, 25, с. 796. [8] Шайтан К. В., Рубин А. Б. Молекулярная биология, 1980, 14, с. 1323. [9] Шайтан К. В., Рубин А. Б., Чернавский Д. С., Килячков А. А. Биофизика, 1981, 26, № 2, с. 228. [10] Чандрасекар С. Стохастические проблемы в физике и астрономии. М.: ИЛ, 1947. [11] Кривоглаз М. А., Репецкий С. П. ФТТ, 1966, 8, с. 2908. [12] Шайтан К. В., Рубин А. Б. Молекулярная биология, 1981, 15, № 2, с. 368.

Поступила в редакцию
26.02.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 1.

УДК 537.622.4 : 669.018.5

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОВЕДЕНИЯ СПЛАВОВ СИСТЕМЫ $\text{Fe}_{34}(\text{Cr}_x\text{Co}_{1-x})_{66}$

С. Д. Антипов, Л. А. Кондрашова, П. Н. Стеценко

(кафедра магнетизма)

В последнее время тройные сплавы системы FeCrCo (30% Cr, 20% Co) нашли широкое применение в качестве материалов для постоянных магнитов и широко исследовались в целом ряде работ в связи с получением высоких магнитных свойств, особенно после соответствующих термомагнитных обработок [1—6], и в связи с исследованием влияния Co на существование области несмешиваемости в сплавах FeCr и спинодальный распад в этой системе [7—9].

Эти сплавы по своим магнитным свойствам и зависимости их от термомагнитной обработки близки к сплавам альнико. Сплавы имеют большие значения коэрцитивной силы и магнитной энергии и хорошую ковкость.

По литературным данным для получения таких магнитных свойств сплавы подвергаются следующей термообработке: отжиг при температуре 1250—1300°C в инертной атмосфере либо в вакууме, последующая резкая закалка, при которой фиксируется α -фаза, затем следует отжиг в магнитном поле при температуре 640°C. После такой термообработки в сплавах выделяются α_1 -фаза (богатая Fe) и α_2 -фаза (богатая Cr). Для увеличения дисперсности структуры в дальнейшем проводится ступенчатый изотермический отжиг при температурах от 600 до 540°C. Исследования, проведенные Винтайкиным и др. [3, 4, 7] показали, что при таких термообработках происходит спинодальный распад, аналогичный превращению в сплавах FeCr , и отжиг в магнит-

ном поле приводит к выделению вытянутых в направлении приложенного поля образований, которые согласно одним работам [6, 10, 11] хаотически расположены в пространстве, другие же авторы [5, 8] говорят о некотором преимущественном выстраивании этих образований вдоль направления $\langle 100 \rangle$.

В данной работе исследовалось магнитное поведение сплавов FeCrCo начиная от двойного сплава $Fe_{34}Cr_{66}$, взятого на границе существования ферромагнитного состояния при комнатной температуре, до тройного сплава $Fe_{34}Cr_{41}Co_{25}$. Составы образцов сплавов $Fe_{34}(Cr_xCo_{1-x})_{66}$ приведены в табл. 1.

Компоненты шихты сплавов представляли собой карбонильное железо (99,9), электролитический хром (99,9) и электролитический кобальт (99,9). Сплав 1 выплавлялся в индукционной печи, остальные сплавы были приготовлены методом электронной плавки в атмосфере аргона. Все образцы подвергались гомогенизирующему отжигу при температу-

ре 1050°C в течение 96 часов в вакууме, и затем была проведена закалка в 10%-ный раствор поваренной соли в воде после отжига при 1200° в течение двух часов в атмосфере He. Рентгенограммы всех образцов, снятые на $Co K_{\alpha}$ -излучении, обнаруживают однофазность образцов (α -фаза), что согласуется с фазовой диаграммой для данной системы [9].

В работе проводились исследования магнитного поведения сплавов с помощью эффекта Мёссбауэра, а также температурных магнитометрических исследований. Мёссбауэровские спектры снимались на спектрометре, работающем в режиме постоянных ускорений с движущимся поглотителем. В качестве источника использовался ^{57}Co на палладиевой подложке. Образцы представляли собой порошок, нанесенный на слюдяную подложку массой 30 мг и площадью 1 см². Эти же образцы (без слюдяной подложки) использовались для рентгеновских измерений. Полученные спектры приведены на рис. 1. Обращает на себя внимание тот факт, что увеличение содержания Co вплоть до 15 ат. % увеличивает среднее эффективное поле на ядрах ^{57}Fe . При этом, как и в системе FeCr, линии спектров уширены, что свидетельствует о распределении эффективных полей, обусловленном ближайшими соседями.

Интересна следующая особенность мессбауэровских спектров: существование перехода от сильно выраженной парамагнитной линии для двойного сплава через суперпозиции парамагнитной линии и секстетов опять к (в основном) парамагнитной линии для сплава, содержащего 25 ат. % Co.

Одновременно на этих же образцах были проведены измерения удельной намагниченности в зависимости от температуры. Измерения выполнялись на автоматическом магнитометре, разработанном в проблемной лаборатории магнетизма физического факультета МГУ, который работал в динамическом режиме. Образцы представляли собой цилиндрики высотой 8 мм, диаметром 1,5 мм из спрессованного порошка. Кривые зависимости удельной намагниченности, снятые в поле 500 Э, приведены на рис. 2 (точность 0,3%). Из рисунка видно, что температура Кюри сплавов растет с ростом содержания Co, а также,

Таблица 1

Сплав	x	Концентрация, ат. %		
		Fe	Cr	Co
1	1,00	34	66	—
2	0,97	34	64	2
3	0,92	34	61	5
4	0,85	34	56	10
5	0,77	34	51	15
6	0,62	34	41	25

что в сплавах существуют две магнитные фазы, кроме сплава 1, являющегося немагнитным и не приведенного на рисунке. В процессе регистрации результатов изменения намагниченности с температурой в течение ~ 1 ч до температуры 900°C образцы подвергались термомаг-

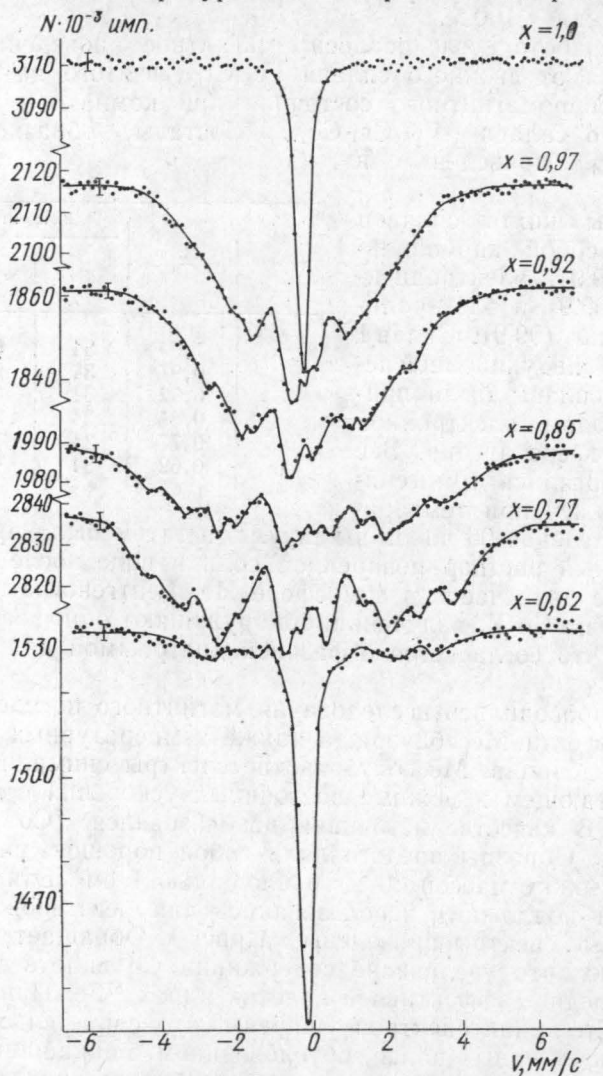


Рис. 1. Мёссбауэровские спектры тройных сплавов $\text{Fe}_{34}(\text{Cr}_x\text{Co}_{1-x})_{66}$ при комнатной температуре

нитной обработке. После достижения конечной температуры измерений ток через нагреватель печи выключался и образцы вместе с печью охлаждались до комнатной температуры в магнитном поле магнитометра примерно в течение 40 мин. После этого проводилось вторичное измерение поведения удельной намагниченности данного образца с температурой. Оказалось, что только образцы 1 и 2 остались ферромагнитными, но величины удельной намагниченности при этом возросли. Остальные образцы после термообработки в магнитометре стали немагнитными. Для выяснения структуры этих сплавов был повторно проведен рентгеновский анализ образцов, который показал, что все спла-

вы (кроме 1 и 2) перешли в двухфазное состояние, соответствующее ($\alpha + \sigma$)-фазам. Мёссбауэровские спектры этих четырех сплавов показывают синглетную уширенную линию. Можно сделать вывод о том, что, поскольку отжиг проходил при высоких температурах (больших 700°C) и образовывалась σ -фаза, по-видимому, введение Co в систему FeCr расширяет область существования σ -фазы.

На рис. 3 приведен график изменения среднего эффективного поля на ядрах ^{57}Fe как функция концентрации Cr до термомагнитной обработки.

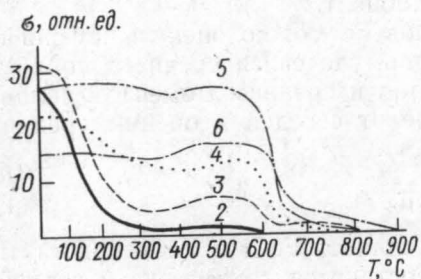


Рис. 2. Изменение удельной намагниченности (σ) сплавов 2, 3, 4, 5, 6 в зависимости от температуры

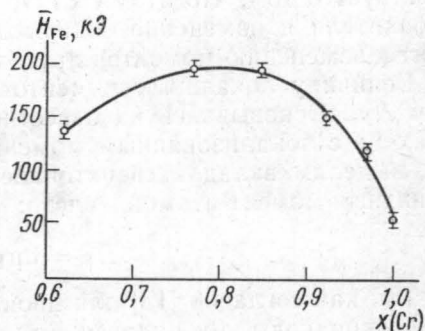


Рис. 3. Средние эффективные поля на ядрах ^{57}Fe как функция содержания Cr в сплавах

Одновременно были проведены измерения средних магнитных моментов этих же сплавов при комнатной температуре. Измерения проводились на вибрационном магнитометре [12]. На рис. 4 представлена зависимость среднего магнитного момента сплавов как функция содержания Cr (кривая 1). Величина максимума магнитного момента

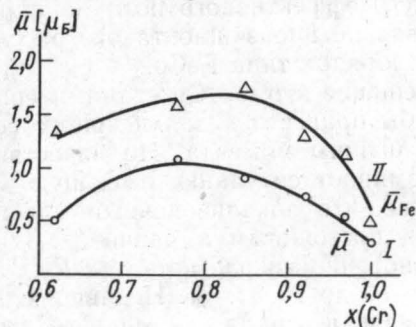


Рис. 4. Средний магнитный момент сплавов μ (1) и средний магнитный момент атомов Fe μ_{Fe} (2) в зависимости от содержания Cr в сплавах

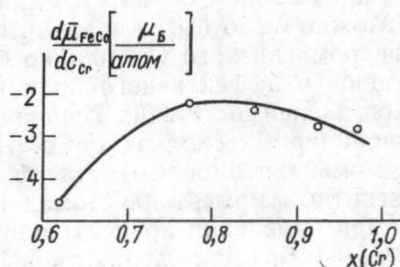


Рис. 5. Зависимость изменения величины среднего магнитного момента сплава на атом Cr от концентрации Cr

тройных сплавов достигается при концентрации ~ 15 ат. % Co . Заметим, что из рис. 3 следует, что величина среднего эффективного поля на ядрах ^{57}Fe в сплавах достигает также максимума при концентрации ~ 15 ат. % Co .

Что касается влияния атомов хрома на магнитное поведение разбавленных сплавов FeCr , то известно, что добавление атомов Cr приводит к уменьшению среднего магнитного момента сплава на $d\bar{\mu}/dc_{\text{Cr}} =$

$= -2,4 \text{ мБ/атом}$ [13], а добавление Cr в матрицу Co уменьшает магнитный момент еще сильнее, так что $d\bar{\mu}/dc_{Cr} = -6,4 \text{ мБ/атом}$ [14]. В то же время изменение магнитных свойств сплавов FeCo с добавлением Co наиболее слабое, ибо $d\bar{\mu}/dc_{Co} = 1,2 \text{ мБ/атом}$ [13] и сопровождается увеличением магнитных моментов сплавов в области концентраций Co от 0 до 25 ат. %.

На рис. 5 представлена зависимость $d\bar{\mu}/dc_{Cr}$ для изученных тройных сплавов от концентрации Cr. Эта зависимость немонотонна и свидетельствует о том, что атомы Cr не могут рассматриваться как простые разбавители и изменение содержания Cr в сплаве, по-видимому, приводит к изменению моментов других компонент.

Величину локальных моментов ионов Fe можно оценить по значениям \bar{H}_{Fe} . Основываясь на известной формуле связи среднего поля на ядрах Fe с локализованным моментом μ_{Fe} и средним моментом сплава [13], выделим вклад в свертонное поле от соседей и оценим средний магнитный момент атомов железа:

$$\bar{H}_{Fe} = a\mu_{Fe} + b\bar{\mu}. \quad (1)$$

Так как согласно [13] для двойных сплавов FeCr и FeCo константы a и b одинаковы, то, полагая, что они останутся такими же и в тройных сплавах, свяжем со вторым членом суммарный вклад матрицы и используем полученные нами средние значения полей на ядрах атомов Fe и значения среднего магнитного момента сплавов. Полагая $a = 70 \text{ кЭ/мБ}$ и $b = 80 \text{ кЭ/мБ}$, приходим к зависимости μ_{Fe} от концентрации Cr, представленной на рис. 4 (кривая II).

В тройных сплавах FeCrCo локальный магнитный момент атомов Fe сначала увеличивается, затем убывает с увеличением содержания Cr в сплавах. Из рис. 4 (II) видно, что качественно эта зависимость повторяет зависимость среднего магнитного момента сплавов. Низкие значения магнитных моментов и среднего эффективного поля на ядрах Fe свидетельствуют о том, что в сплавах не произошло такого расщепления, при котором образуется дальний порядок типа FeCo.

Можно было бы ожидать, что замещение атомов Cr атомами сильно ферромагнитного Co должно было бы привести к дальнейшему возрастанию и эффективного поля и магнитного момента. Но качественный ход зависимости этих величин напоминает ситуацию, имеющую место в бинарных сплавах FeCo. Известно, что локализованный магнитный момент атомов Co остается почти постоянным и равным $1,8 \text{ мБ}$, а магнитный момент на атомах Fe монотонно возрастает от $2,2 \text{ мБ}$ до 3 мБ при изменении концентрации Co от 0 до 50 ат. %. Недавно в работах [15, 16] была сделана попытка разделить вклады отдельных магнитных моментов в тройных сплавах FeCrCo с высоким содержанием Fe, основываясь на экспериментальных результатах по дифракции поляризованных нейтронов, мессбауэровским исследованиям ядер ^{57}Fe , спектрам спинового эха, ядерного магнитного резонанса на ядрах ^{59}Co и магнитным измерениям. Исследования показали, что средние внутренние поля на ядрах Co являются почти постоянными независимо от концентрации Co (исследовались сплавы с содержанием Co от 0 до 30% и Fe от 50 до 100%, остальное — Cr). Это дало авторам возможность при расчете полагать, как и в двойных сплавах, $\mu_{Co} = 1,8 \text{ мБ}$.

Составы сплавов, исследуемых в нашей работе, находятся несколько в другой области концентраций. Но в первом приближении утверждение о том, что магнитный момент Co равен $1,8 \text{ мБ}$, можно взять

как исходное и выделить магнитные моменты остальных двух компонент Fe и Cr.

Если принять для среднего магнитного момента сплава соотношение типа

$$\bar{\mu} = \mu_{\text{Fe}} c_{\text{Fe}} + \mu_{\text{Co}} c_{\text{Co}} + \mu_{\text{Cr}} c_{\text{Cr}}, \quad (2)$$

то, зная μ_{Fe} как функцию концентрации железа в сплавах, из выражения (1) можно оценить значения μ_{Cr} (см. табл. 2, левую часть). Оценки показывают, что магнитный момент атомов хрома мал по величине и положителен почти для всех изученных сплавов, кроме сплава 6, т. е. магнитный момент атомов хрома параллелен среднему магнитному моменту сплавов. Это согласуется с тем, что и в двойных сплавах FeCr магнитный момент атомов хрома становится положительным (но малым по величине) при концентрациях хрома, больших 50 ат. %. В сплаве с минимальным содержанием Cr оценки дают максимальную величину μ_{Cr} при антипараллельной ориентации этих моментов. Такое поведение согласуется с результатами теоретических расчетов [17], выполненных в приближении когерентного потенциала для бинарных сплавов FeCr. Следует отметить, что этот сплав сложно получить в полностью разупорядоченном состоянии и необычный его мессбауэровский спектр можно объяснить тем, что уже при гомогенизирующем отжиге произошло частичное расслоение на две фазы: богатую хромом (парамагнитную) и обогащенную Fe и Co, которая присутствует в сплаве, как показывают спектр и особенно магнитные измерения.

Таблица 2

Сплав	$\bar{H}_{\text{Fe}} = 70\mu_{\text{Fe}} + 80\bar{\mu}$			$\bar{H}_{\text{Fe}} = 70\mu_{\text{Fe}} + (80 - 33c_{\text{Co}} + 142c_{\text{Cr}})\bar{\mu}$	
	x	μ_{Fe}	μ_{Cr}	μ_{Fe}	μ_{Cr}
1	1,00	0,5	0,1	0,1	0,3
2	0,97	1,1	0,1	0,6	0,4
3	0,92	1,3	0,3	0,5	0,7
4	0,85	1,8	0,2	0,8	0,8
5	0,77	1,6	0,5	0,6	1,1
6	0,62	1,3	-1,0	1,0	-0,7

В работе [15] была предложена модернизированная формула для расчета связи эффективного магнитного поля на ядрах Fe с вкладом электронной поляризации матрицы и вкладом поляризации электронов проводимости в виде:

$$\bar{H}_{\text{Fe}} = 70\mu_{\text{Fe}} + (80 - 33c_{\text{Co}} + 142c_{\text{Cr}})\bar{\mu}. \quad (3)$$

Из этого выражения определялся магнитный момент на атомах Fe. Для расчета μ_{Cr} также использовалась формула (2). Результаты расчетов приведены также в табл. 2 в правой части. Полученные при этом значения моментов, в частности низкие значения μ_{Fe} , представляются менее вероятными, чем значения, полученные с помощью соотношения (1). Возможно, что формула (3) лучше описывает поведение сплавов с большим содержанием Co и Fe в сплавах. Нужны дальнейшие нейтроннографические исследования для более точного разделения вкладов магнитных моментов отдельных элементов в сплавах.

Проведенные исследования говорят о том, что атомы хрома не являются простыми разбавителями. Наиболее вероятный вклад магнитных моментов в сплавах описывается левой частью табл. 2. Поведение магнитных моментов μ_{Fe} , μ_{Co} и μ_{Cr} в тройной системе FeCrCo свидетельствует о наличии сложных обменных взаимодействий между атомами железа, кобальта и хрома.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Канеко Н., Номма М., Накамура К. AIP Conf. Proc., 1972, N 5, p. 1088. [2] Канеко Н., Номма М., Накамура К., Миура М. IEEE Trans. Magnetic, 1972, Mag.-8, p. 347. [3] Винтайкин Е. З., Урушадзе Г. Г., Беляцкая И. С., Сухарева Е. А. Физ. мет. и металлосведение, 1974, 38, с. 1012. [4] Винтайкин Е. З., Баркалая А. А., Беляцкая И. С., Сахно В. М. Физ. мет. и металлосведение, 1977, 43, с. 734. [5] Haughton M. E., Rossiter P. L., Clark P. E. J. Mat. Sci., 1978, 13, p. 155. [6] Овчинников В. В., Звягинцев Н. В., Литвинов В. С., Осминкин В. А. Физ. мет. и металлосведение, 1976, 42, с. 310. [7] Винтайкин Е. З., Баркалая А. А., Беляцкая И. С. Физ. мет. и металлосведение, 1973, 45, с. 990. [8] Cremer R., Pfeiffer I. Physica, 1975, 80B, p. 164. [9] Канеко Н., Номма М., Накамура К. IEEE Trans. Magnetic, 1977, Mag.-13, p. 1325. [10] Канеко Н., Номма М., Okada M., Nakamura S., Ikuta N. 21st AIP Conference Proc., 1975, N 29, p. 620. [11] Okada M., Номма М., Канеко Н., Thomas G., 34th Annual Proc. Electron Microscopy Society of America, 1976, p. 686. [12] Галкина О. С., Лазарева Л. В., Захарова Н. Н. Заводская лаборатория, 1976, № 10, с. 1191. [13] Vincze J., Campbell J. A. J. Phys. F: Met. Phys., 1973, 3, p. 647. [14] Kobayashi S., Asayama K., Itoh J. J. Phys. Soc. Japan, 1966, 21, N 1, p. 65. [15] Ohara S. J. Sci Hiroshima Univ., A, 1976, 40, N 2, p. 227. [16] Ohara S., Komura S., Takeda T., Hihara T., Komura I. J. Phys. Soc. Japan, 1977, 42, N 6, p. 1881. [17] Hasegawa H., Kanamori J. J. Phys. Soc. Japan, 1972, 33, N 6, p. 1607.

Поступила в редакцию
08.02.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 1

УДК 534.222.2

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ТРАНСЗВУКОВЫХ ТЕЧЕНИЙ МЕТОДОМ ФАЗОВОЙ ПЛОСКОСТИ

А. А. Карабутов

(кафедра общей физики и волновых процессов)

В трансзвуковой области течения принципиальное значение имеют нелинейные эффекты; поэтому аналитическое исследование исходных уравнений гидродинамики не представляется возможным. В то же время для изучения трансзвуковых потоков применимы характерные для нелинейной акустики асимптотические методы [1—3], описывающие медленную эволюцию течения. С их помощью можно свести систему уравнений гидродинамики к следующему уравнению:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\partial u'}{\partial t} + (V_0 - c_0 + \epsilon u') \frac{\partial u'}{\partial x} + Q \right] = \frac{c_0}{2} \Delta_{\perp} u'. \quad (1)$$

Здесь V_0 — скорость набегающего потока (ось x направлена вдоль него), u' — возмущение x -компоненты скорости течения, c_0 — невозмущенная скорость звука, причем $|V_0/c_0 - 1| \ll 1$, $\epsilon = (\gamma + 1)/2$ — нелинейный параметр газа, Δ_{\perp} — оператор Лапласа по поперечным координатам, а функция Q определяется распределением массовых и тепловых источников.