

manence of heated rock samples.— J. of Physics. E. Sci. Instr. 1975, 5, N 6, p. 579—581. [6] Крупичка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов.— М.: Мир, 1976, т. 2, 501 с. [7] Ершов Р. Е., Волгина З. М. Физические и физико-химические свойства ферритов.— М.: Мир, 1975, с. 91—93. [8] Волгов В. А. Детали и узлы радиоэлектронной аппаратуры. М.: Энергия, 1977, 654 с. [9] Максимочкин В. И., Трухин В. И. Исследование зависимости остаточной намагниченности природных магнетитов от частоты магнитного поля.— Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1981, 22, № 1, с. 88—90. [10] Трухин В. И. Введение в магнетизм горных пород.— М.: Изд-во Моск. ун-та, 1973, 275 с.

Поступила в редакцию  
01.08.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, Т. 22, № 5

УДК 538.662

### МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ТРОЙНЫХ СПЛАВОВ Cr—Co—V и Cr—Fe—V НА ОСНОВЕ ХРОМА

Е. И. Кондорский, Т. И. Костина, В. П. Медведчиков

(кафедра магнетизма)

**Введение.** Как известно, небольшие добавки переходных металлов заметно изменяют температуру Нееля ( $T_N$ ), средний магнитный момент ( $M$ ), волновой вектор волны спиновой плотности ( $Q$ ) и температуру «поворота» спинов ( $T_{sf}$ ) в антиферромагнитном хrome. В теории Ломера — Феддерса — Мартина [1, 2] это объясняется особенностями поверхности Ферми хрома и его сплавов, электронная и дырочная части которой зависят от концентрации  $C$  электронов проводимости. Как правило, элементы с числом  $3d+4s$  электронов на атом ( $e/a$ ), большим 6, повышают  $T_N$  и увеличивают  $M$  и  $Q$ , а элементы с  $e/a < 6$  уменьшают  $T_N$ ,  $M$  и  $Q$ . Исключением являются Fe, Co и Ni. В таблице Менделеева эти элементы стоят справа от Cr и для них  $e/a > 6$ , тем не менее при увеличении концентрации примеси в сплавах Cr—Ni значения  $M$ ,  $T_N$  и  $Q$  уменьшаются,  $T_N$  в сплавах Cr—Fe уменьшается,  $Q$  увеличивается, а  $M$  остается постоянным вплоть до  $C_0 \approx 10$  ат. % Fe. В сплавах Cr—Co величина  $Q$  увеличивается,  $M$  не меняется, а  $T_N$  зависит от концентрации Co сложным образом: при  $C_0 < 1,5$  ат. % Co она понижается, между 1,5 и 2,5 ат. % растет, а при дальнейшем увеличении концентрации Co снова понижается.

Согласно нейтронографическим исследованиям [3, 4] сплавы Cr—Fe (до 1,5 ат. % Fe) и Cr—Co (до 1 ат. % Co) имеют такую же магнитную структуру, как и чистый Cr, т. е. для  $T < T_N$  в них реализуется состояние с волной спиновой плотности (ВСП), которая поперечно поляризована при  $T_{sf} < T < T_N$  ( $AF_1$ -фаза) и продольно поляризована при  $T < T_{sf}$  ( $AF_2$ -фаза). Для концентрации Fe от 2 ат. % до 4 ат. % в сплавах Cr—Fe при низких температурах появляется антиферромагнитная структура ( $AF_0$ -фаза), когда вектор  $Q$  соизмерим с вектором обратной решетки, причем переход  $AF_0 \rightarrow AF_1$  является переходом первого рода. При дальнейшем увеличении концентрации Fe в сплавах Cr—Fe  $AF_0$ -фаза наблюдается вплоть до  $T_N$ . По данным [4] в сплавах Cr—Co для концентрации Co выше 2 ат. % при  $T < T_N$  существует только  $AF_0$ -фаза.

Измерение магнитной восприимчивости ( $\chi$ ) сплавов Cr—Fe [5, 6] и Cr—Co [7] показали, что атомы Fe и Co имеют в матрице Cr локальный магнитный момент  $\sim 2\mu_B$ . Величина локального магнитного момента в этих работах определялась из анализа температурной

зависимости примесной части магнитной восприимчивости ( $\Delta\chi(T)$ ) в предположении, что вклады матрицы Cr и примеси в  $\chi$  сплава аддитивны.

При  $T > T_N$  зависимость  $\Delta\chi(T)$  следует закону Кюри — Вейса для обоих сплавов. В сплавах Cr—Fe ниже  $T_N$  закон Кюри — Вейса также выполняется для  $\Delta\chi(T)$ , в то время как на кривых  $\chi(T)$  сплавов Cr—Co имеется максимум при  $T = T_N$ , и ниже  $T_N$  величина  $\chi$  резко падает с уменьшением  $T$ . Такое поведение  $\chi(T)$  свидетельствует о слабой связи атомов Fe с матрицей Cr как в пара-, так и в антиферромагнитном состояниях, тогда как атомы Co слабо взаимодействуют с матрицей Cr только при  $T > T_N$ .

Добавляя в двойные сплавы на основе Cr третий переходный металл, можно, во-первых, варьировать  $T_N$  и температурные интервалы существования различных антиферромагнитных фаз; во-вторых, можно ожидать соответствующих изменений в значениях  $M$ ,  $Q$ ,  $T_{sf}$  и т. д. Что касается сплавов с «магнитными» примесями Fe и Co, то, понижая  $T_N$  путем добавок второй примеси, можно, в частности, более точно определить величину локального магнитного момента, связанного с атомами Fe и Co, так как относительная точность в определении  $\Delta\chi$  при этом возрастает.

В данной работе исследовались магнитная восприимчивость и тепловое расширение сплавов (см. таблицу): Cr+1,41 ат. % Co, Cr+1,41 ат. % Co+0,77 ат. % V, Cr+0,34 ат. % Fe+0,78 ат. % V, Cr+0,34 ат. % Fe+1,08 ат. % V, Cr+0,34 ат. % Fe+1,63 ат. % V. Согласно химическому анализу концентрации Fe и Ni в сплавах 1 и 2 и концентрации Co и Ni в сплавах 3—5 не превышала 0,02 ат. %.

№	Сплав	$T_N$ , К	$\chi_0 \cdot 10^{-6}$ , кг <sup>-1</sup> ·м <sup>3</sup>	$\theta$ , К	$P$	$P_V$
1	Cr — 1,41 ат% Co	278	2,772	—14	2,23	—
2	Cr — 1,41 ат% Co — 0,77 ат% V	211	2,769	12	2,01	1,62
3	Cr — 0,34 ат% Fe — 0,78 ат% V	239	2,635	—29	1,59	1,40
4	Cr — 0,34 ат% Fe — 1,08 ат% V	200	2,540	20	1,11	0,84
5	Cr — 0,34 ат% Fe — 1,63 ат% V	170	2,640	—1	1,01	0,81

**Экспериментальные результаты и их обсуждение.** Измерения магнитной восприимчивости  $\chi$  и теплового расширения  $\Delta l/l$  проводились в температурном интервале 77—400 К при фиксированных температурах. Магнитная восприимчивость измерялась методом Фарадея с помощью торсионных весов и схемы автокомпенсации. В качестве эталона использовалась платина. Относительная ошибка измерений не превышала 0,1%. Образцы вырезались из слитков в форме куба со стороной  $\sim 2$  мм и имели массу  $\sim 50$  мг. Тепловое расширение исследовалось с помощью тензометрических датчиков компенсационным методом относительно кварца. Датчики наклеивались на пластины с размерами  $15 \times 7 \times 1$  мм.

На рис. 1 приведена зависимость  $\chi(T)$  сплавов 1 и 2. Максимумы на кривых  $\chi(T)$  при  $T=278$  и  $211$  К для сплавов 1 и 2 соответственно связаны с переходом сплава из парамагнитного в антиферромагнитное состояние ( $P \rightarrow A$ ). Изменение концентрации  $V$  в этих сплавах составляет  $0,77$  ат. %, а соответствующее понижение  $T_N = 67$  К, что хорошо согласуется с известными данными [8] по зависимости  $T_N$  от концентрации  $V$  в сплавах  $Cr-V$ . В области  $T \sim 160$  К на графике  $\chi(T)$  сплава 1 заметен размытый максимум, который, по-видимому, связан с переходом  $AF_1 \rightarrow AF_0$ .

На рис. 2 дана зависимость  $\chi(T)$  для сплавов 3—5. При  $T=T_N$  на кривых имеется небольшой пик, характерный для сплавов  $Cr-Fe$ . Магнитная восприимчивость этих сплавов растет с уменьшением температуры и при  $T < T_N$ . Зависимость  $T_N$  от концентрации  $V$  в этих сплавах также хорошо согласуется с данными [8] для сплавов  $Cr-V$ .

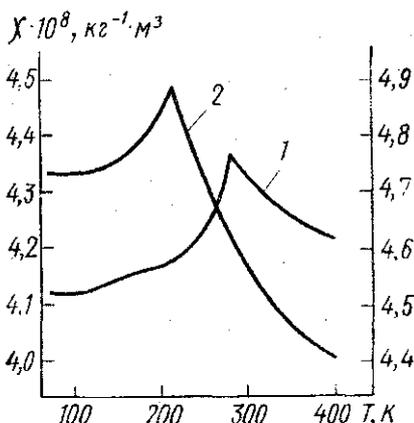


Рис. 1. Температурная зависимость магнитной восприимчивости сплавов  $Cr-1,41$  ат. %  $Co$  (1) — левая шкала;  $Cr-1,41$  ат. %  $Co-0,77$  ат. %  $V$  (2) — правая шкала

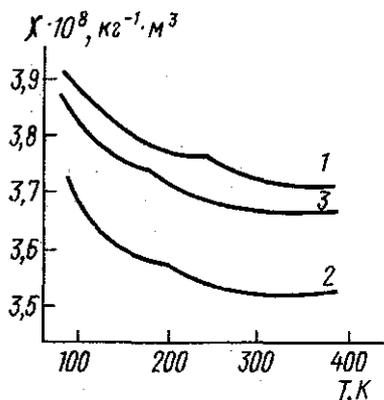


Рис. 2. Температурная зависимость магнитной восприимчивости сплавов: 1 —  $Cr-0,34$  ат. %  $Fe-0,78$  ат. %  $V$ , 2 —  $Cr-0,34$  ат. %  $Fe-1,08$  ат. %  $V$ , 3 —  $Cr-0,34$  ат. %  $Fe-1,63$  ат. %  $V$

Мы провели обработку экспериментальных результатов в предположении, что матрица ( $Cr$ ) и примесь дают аддитивный вклад в  $\chi$  сплава. Представим магнитную восприимчивость сплава в виде

$$\chi = \chi_0 + \beta T + \frac{C}{T - \Theta}, \quad (1)$$

где  $\chi_0$  — восприимчивость матрицы  $Cr$  при  $0$  К (на  $1$  кг сплава),  $\beta$  — постоянный коэффициент, определенный из зависимости  $\chi(T)$  при  $T > T_N$  для чистого  $Cr$  ( $\beta = 5,81 \cdot 10^{-12}$  кг  $\cdot$  м $^3$   $\cdot$  К $^{-1}$  [7]),  $\Theta$  — парамагнитная точка Кюри,  $C$  — постоянная Кюри — Вейса.

Значения  $\chi_0$ ,  $\Theta$  и  $C$  найдем, решив систему трех уравнений, которые получаются последовательной подстановкой в (1) трех значений  $T$ . Средний эффективный магнитный момент на атом примеси ( $P$ ) определим по формуле

$$P = \left( \frac{3kC}{n\mu_B^2} \right)^{1/2} = \left( \frac{3k\mu_1\mu_2C}{N(g_1\mu_1 + g_2\mu_2)\mu_B^2} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где  $n$  — число атомов примеси на  $1$  кг сплава,  $k$  — постоянная Больцмана,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $N$  — число Авогадро,  $\mu_1$  ( $\mu_2$ ) — масса одно-

го моля 1-й (2-й) примеси,  $g_1(g_2)$  — весовая часть 1-й (2-й) примеси. Эффективный магнитный момент, связанный с атомами V ( $P_V$ ), определялся из соотношения

$$P_V = \frac{P(c_1 + c_2) - P_1 c_1}{c_2}, \quad (3)$$

где  $P_1$  — эффективный магнитный момент Fe или Co,  $P$  — средний эффективный момент на атом примеси,  $c_1$  — концентрация Fe или Co (в ат. %),  $c_2$  — концентрация V (в ат. %).

В случае сплавов Cr—Fe—V мы полагали  $P_{Fe} = 2$ . Величина  $\Theta$  считалась одинаковой для обеих примесей. Основанием для этого служит тот факт, что значения  $\Theta$  для трех двойных сплавов Cr—Fe [5, 6], Cr—Co [7], Cr—V (последний сплав исследовался нами) совпадают в пределах ошибки эксперимента.

На рис. 3 представлены графики  $1/\Delta\chi(T)$  исследованных сплавов. При  $T > T_N$  зависимость  $1/\Delta\chi(T)$  имеет линейный характер, что подтверждает выполнение закона Кюри — Вейса для примесной части

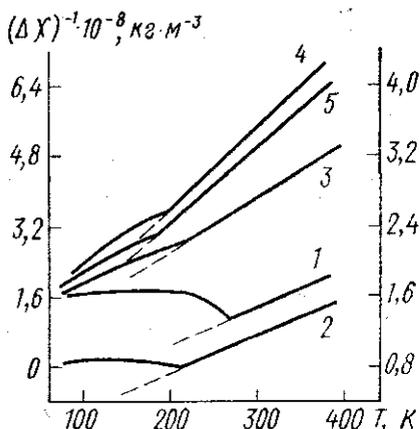


Рис. 3. Температурная зависимость  $1/\Delta\chi$  для сплавов: 1 — Cr — 1,41 ат. % Co, 2 — Cr — 1,41 ат. % Co — 0,77 ат. % V (правая шкала), 3 — Cr — 0,34 ат. % Fe — 0,78 ат. % V, 4 — Cr — 0,34 ат. % Fe — 1,08 ат. % V, 5 — Cr — 0,34 ат. % Fe — 1,63 ат. % V (левая шкала)

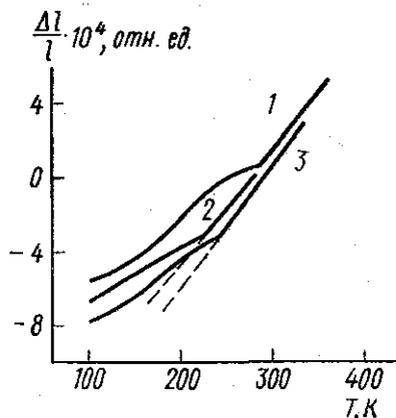


Рис. 4. Температурная зависимость теплового расширения сплавов: 1 — Cr — 1,41 ат. % Co, 2 — Cr — 1,41 ат. % Co — 0,77 ат. % V, 3 — Cr — 0,34 ат. % Fe — 0,78 ат. % V

( $\Delta\chi$ ) магнитной восприимчивости этих сплавов. Для сплавов Cr—Fe—V закон Кюри — Вейса хорошо выполняется и при  $T < T_N$ . Окончательные результаты для  $\chi_0$ ,  $\Theta$ ,  $P_V$ ,  $T_N$  сплавов 1—5 приведены в таблице.

На рис. 4 даны зависимости теплового расширения сплавов 1—3. В области  $T_N$  на всех графиках хорошо заметен излом, характерный для перехода первого рода  $P \rightarrow A$  в сплавах на основе хрома. Тепловое расширение сплавов 4 и 5 имеет аналогичный характер.

#### Выводы.

1. Атомы V имеют в матрице Cr локальный магнитный момент  $\sim 1 \mu_B$ , причем величина его уменьшается с увеличением концентрации V.

2.  $T_N$  тройных сплавов Cr—Co—V и Cr—Fe—V зависит от концентрации V так же, как и в случае двойных сплавов, т. е. уменьшается с увеличением концентрации V со скоростью  $\sim 100$  К/ат. %.

3. Зависимость абсолютной величины  $\chi$  сплавов Cr—Fe—V от концентрации V является сложной, при  $C_0 < 1$  ат. % V величина  $\chi$  резко уменьшается, а затем снова растет. Однако окончательный вывод о характере этой зависимости возможен только после измерений на большем числе образцов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Lomer W. M. Electronic structure of chromium group metals.—Proc. Phys. Soc., 1962, 80, p. 489—496. [2] Fedders P. A., Martin P. S. Itinerant antiferromagnetism.—Phys. Rev., 1966, 143, p. 246—259. [3] Ishikawa Y., Hoshino S., Endoh Y. Antiferromagnetism in dilute iron chromium alloys.—Y. Phys. Soc. Japan, 1967, 22, p. 1221—1232. [4] Endoh Y., Ishikawa Y., Ohno H. Antiferromagnetism in dilute Cr alloys with Co and Ni.—J. Phys. Soc. Japan, 1968, 24, p. 263—270. [5] Ichikawa Y., Touriner R., Filippi J. Magnetic properties of Cr rich Fe—Cr alloys at low temperatures.—J. Phys. Chem. Solids, 1965, 26, p. 1727—1745. [6] Suzuki T. Magnetic properties of the primary solid solution of chromium.—J. Phys. Soc. Japan, 1966, 21, p. 442—450. [7] Booth J. G. Magnetic properties of Cr alloys containing dilute concentrations of Co, Ni and Fe.—J. Phys. Chem. Solids, 1966, 27, p. 1639—1645. [8] Arajs S., Rao K. V., Åström H. U., De Young T. F. Determination of Neel temperature of binary chromium alloys from electrical resistivity data.—Physica Scripta, 1973, 8, p. 109—112.

Поступила в редакцию  
13.08.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, Т. 22, № 5

УДК 537.212+213

#### СИСТЕМА ЭЛЕКТРОДОВ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ОДНОРОДНЫХ СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

А. А. Белов, С. П. Ванюков, Н. В. Русанов

(кафедра физики колебаний)

Некоторые физические исследования требуют создания в ограниченном объеме однородных, скрещенных электрических полей. Например, при исследовании электрического резонанса в газах [1] исследуемое газообразное вещество должно располагаться в однородном постоянном поле  $E_0$  и одновременно подвергаться действию переменного электрического поля  $\tilde{E}$ , направленного перпендикулярно к постоянному полю. В данном случае особенно жесткие требования предъявляются к однородности постоянного поля, так как нарушение ее приводит к дополнительному уширению спектральных линий. Попытки создать требуемые поля с помощью двух обычных плоских конденсаторов со взаимно перпендикулярными пластинами (рис. 1, а) не приводят к удовлетворительному результату, так как однородность постоянного поля нарушается за счет краевых эффектов и вследствие искажения этого поля пластинами высокочастотного конденсатора.

В данном сообщении описана система электродов, позволяющая удовлетворительно решить указанную задачу, и приведены расчеты соответствующих полей.

Достаточно однородное постоянное поле  $E_0$  и перпендикулярное ему высокочастотное поле  $\tilde{E}$  можно создать с помощью устройства, схематически представленного на рис. 1, б. Здесь постоянное поле в