

УДК 538.652; 538.249

Е. И. Кондорский  
Т. И. Костина  
В. Ю. Галкин

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ  
НАМАГНИЧИВАНИЯ  
В АНТИФЕРРОМАГНИТНОМ ХРОМЕ  
И Сг—Мп-СПЛАВАХ

Исследовалась магнитострикция сплавов Сг—Мп в интервале температур 90—300 К в магнитных полях до 70 кэ. На основании полученных результатов обсуждаются возможные процессы намагничивания в Сг и Сг—Мп-сплавах.

Эксперименты по дифракции нейтронов [1, 2] показали, что ниже точки Нееля ( $T_N = 312$  К) магнитные моменты в узлах объемно центрированной решетки хрома изменяются по закону

$$M(\mathbf{r}) = M_0 \eta \cos \mathbf{Q} \mathbf{r}.$$

Здесь  $M_0$  — максимальный магнитный момент,  $\eta$  — единичный вектор поляризации магнитных моментов,  $\mathbf{Q} = 2\pi/a(1-\delta, 0, 0)$  — волновой вектор. Вектор  $\mathbf{Q}$  отличается от половины наименьшего  $\langle 100 \rangle$  вектора обратной решетки  $\mathbf{G} = 2\pi/a(2, 0, 0)$  на величину небольшого, зависящего от температуры члена  $\delta$  ( $\delta = 0,05$  при  $T = 4,2$  К и  $\delta = 0,035$  при  $T = T_N$  [3]).

Экспериментально наблюдаемая антиферромагнитная структура хрома была объяснена с точки зрения модели коллективизированных электронов. В этой модели [4] газ коллективизированных электронов образует волну спиновой плотности с волновым вектором  $\mathbf{Q}$ , который в общем случае несоизмерим с вектором обратной решетки. В интервале температур  $T_{SF} < T < T_N$  реализуется поперечная волна ( $\eta \perp \mathbf{Q}$ ,  $AF_1$ -фаза), а при  $T < T_{SF}$  — продольная волна ( $\eta \parallel \mathbf{Q}$ ,  $AF_2$ -фаза). Здесь  $T_{SF} = 122$  К — температура «переворота спинов».

Из нейтронграфических работ [3, 5, 6] следует, что при добавлении к Сг элементов с большим числом электронов на атом (например Мп) величина волнового вектора  $\mathbf{Q}$  увеличивается,  $T_N$  возрастает, а  $T_{SF}$  падает. При некоторой концентрации Мп ( $c_0 = 0,3$  ат. % Мп при  $T = T_N$ , и  $c_0 = 1,5$  ат. % Мп при  $T = 4,2$  К) появляется новая антиферромагнитная фаза  $AF_0$ , в которой  $\mathbf{Q} = 1/2 \mathbf{G}$ , т. е. в этом случае магнитные моменты в узлах решетки равны по абсолютной величине. В сплавах Сг—Мп [3, 5, 6] с содержанием Мп 0,3 ат. %  $< c_0 < 1,5$  ат. % ниже точки Нееля реализуется  $AF_0$ -фаза, а при понижении температуры происходит переход в фазу  $AF_1$ .

Ранее нами сообщалось [7], что, исследуя полевую и температурную зависимость магнитострикции, можно сделать вывод о перестройке доменов и процессах намагничивания в антиферромагнитном хrome.

В настоящей работе подобные исследования были проведены на Сг—Мп-сплавах.

**Методика и результаты исследования.** В наших исследованиях использовались образцы в форме пластин с размерами  $15 \times 7 \times 1$  мм. Образцы вырезались из слитков чистого хрома и сплавов Сг—Мп с содержанием Мп 0,3, 0,6 и 0,9 ат. %. Образец Сг был поликристаллическим.

ский ( $R_{300}/R_{4,2}=130$ ). Образцы сплавов  $\text{Cr}+0,3$  ат.%,  $\text{Mn}$  и  $\text{Cr}+0,9$  ат.%,  $\text{Mn}$  состояли из нескольких блоков, а образец сплава  $\text{Cr}+0,6$  ат.%,  $\text{Mn}$  был целиком монокристаллическим. При исследовании магнитострикции мы использовали те же самые образцы сплавов  $\text{Cr}-\text{Mn}$ , что и в работе [8].

Измерения магнитострикции проводились с помощью тензометрических датчиков по компенсационной схеме относительно кварцевого или молибденового образцов. Магнитосопротивление тензодатчиков было незначительным. При тщательном подборе тензодатчиков (сопротивление рабочего и компенсационного тензодатчиков отличалось не более чем на 0,05%), при температуре 90 К в магнитном поле 70 кэ, сигнал, связанный с магнитосопротивлением датчиков, не превышал 3% сигнала, связанного с магнитострикцией образца. При повышении температуры величина магнитосопротивления датчиков уменьшалась.

Особое внимание уделялось термостатированию измеряемого и компенсационного образца, так как величина теплового расширения на 1,5—2 порядка превышала величину магнитострикции. С этой целью был разработан автоматический терморегулятор [9], позволяющий поддерживать заданную температуру образцов с точностью  $1 \times 10^{-3}$  К.

Установка имела чувствительность  $2 \times 10^{-8}$  по относительному удлинению образца. Измерения проводились в поле сверхпроводящего соленоида с критическим полем 72 кэ. Полевые зависимости магнитострикции записывались на двухкоординатном самописце ПДС-021М.

На рис. 1 изображены температурные зависимости продольной магнитострикции образцов  $\text{Cr}$  и сплавов  $\text{Cr}+0,3$ , 0,6 и 0,9 ат.%,  $\text{Mn}$ , снятые в магнитном поле 60 кэ. Из рисунка видно, что для образцов  $\text{Cr}$  и  $\text{Cr}+0,3$  ат.%,  $\text{Mn}$  при температуре ниже  $T_{SF}$  (соответственно 122 и 115 К [8]) наблюдается положительная магнитострикция. При температурах  $T_{SF}$  происходит резкое изменение знаков магнитострикции и при  $T > T_{SF}$  она становится отрицательной. С дальнейшим повышением температуры магнитострикция монотонно возрастает и обращается в нуль при температуре  $\sim 150$  К для  $\text{Cr}+0,3$  ат.%,  $\text{Mn}$  и 200 К для чистого хрома. Выше этих температур магнитострикция становится положительной и продолжает монотонно возрастать.

Кривая температурной зависимости магнитострикции образца  $\text{Cr}+0,6$  ат.%,  $\text{Mn}$  (рис. 1, в) имеет сложный характер: ниже температуры 125 К магнитострикция отрицательна, в интервале температур 125—140 К — положительна, выше 260 К — отрицательна, а в интервале температур 240—260 К дважды изменяет знак.

На образце  $\text{Cr}+0,9$  ат.%,  $\text{Mn}$  (рис. 1, г) наблюдается положительная магнитострикция ниже 160 К и отрицательная — выше этой температуры.

На рис. 2 изображены полевые зависимости продольной магнитострикции, снятые на образце чистого хрома для различных температур в магнитном поле до 70 кэ.

В области температур  $T < T_{SF}$  наблюдается положительная, монотонно возрастающая полевая зависимость магнитострикции (рис. 2, а). На рис. 2, б изображена кривая полевой зависимости магнитострикции, снятая при  $T=125$  К. Из рисунка видно, что в области малых магнитных полей наблюдается положительная магнитострикция.

При увеличении напряженности магнитного поля происходит изменение знака магнитострикции, и выше  $H \sim 20$  кэ магнитострикция становится отрицательной. Такой вид полевой зависимости магнитострикции наблюдается во всем интервале температур  $T_{SF} < T < 200$  К для чистого хрома и  $T_{SF} < T < 150$  К для  $\text{Cr}+0,3$  ат.%,  $\text{Mn}$ , поэтому на кривой температурной зависимости магнитострикции, снятой в магнитном поле 60 кэ, в указанных интервалах температур наблюдается отрицательная магнитострикция. На образце чистого  $\text{Cr}$  при температуре

выше 200 К и на образце  $\text{Cr}+0,3 \text{ ат.}\% \text{ Mn}$  выше 150 К наблюдалась положительная магнитострикция для всех значений магнитного поля.

Измерения магнитострикции мы начинали при низких температурах (90 К), а затем производили измерения в более высоких температурах. При первом включении магнитного поля на образце чистого Cr наблюдались более высокие значения магнитострикции, чем после выключения и повторных включений магнитного поля (рис. 3). При дальнейших включениях поля величина магнитострикции в пределах точности измерений не изменялась. Аналогичный эффект наблюдался при первом включении магнитного поля при  $T > T_{SF}$ .

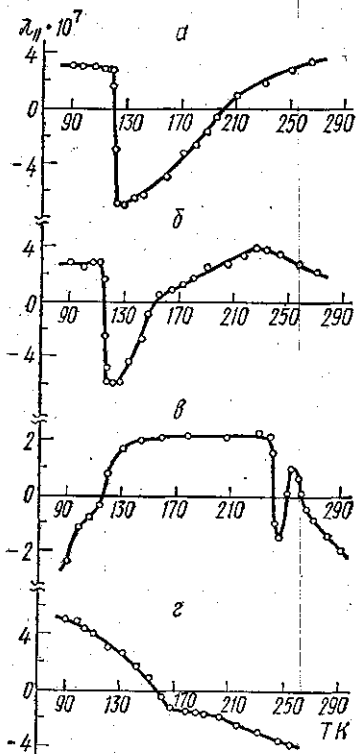


Рис. 1

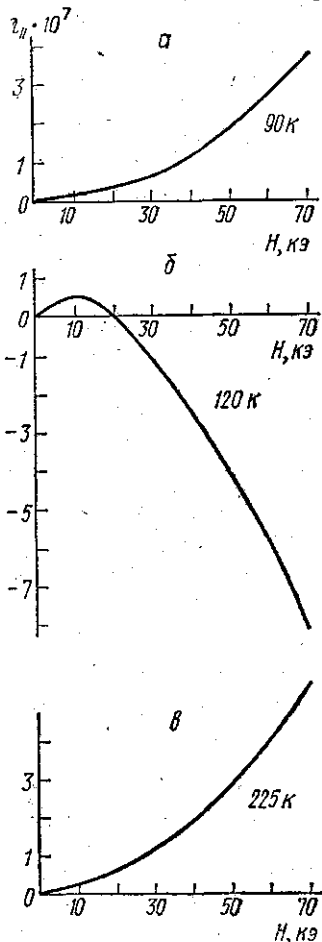


Рис. 2

Большие значения магнитострикции при первом включении поля наблюдались также и на образцах сплавов  $\text{Cr}-\text{Mn}$ , хотя этот эффект был выражен слабее, чем у чистого Cr.

**Обсуждение результатов измерений.** В работе [10] было показано, что в  $AF_1$ -фазе антиферромагнитного хрома существует анизотропия магнитной восприимчивости в направлениях векторов

$$Q, \eta, n (\chi_Q > \chi_n > \chi_\eta). \quad (1)$$

Следовательно, в магнитном поле  $\mathbf{H}$  положение доменов, у которых вектор поляризации  $\eta$  направлен параллельно  $\mathbf{H}$ , является энергетически самым невыгодным. Поэтому при наложении магнитного поля должно происходить увеличение объема антиферромагнитных доменов, у которых вектор поляризации  $\eta$  направлен перпендикулярно магнитному полю. Такой механизм намагничивания наблюдался в ряде работ по

дифракции нейтронов [11, 12]. Из неравенства (1) также следует, что энергетически самым выгодным является положение доменов, у которых  $\mathbf{Q} \parallel \mathbf{H}$ . Поэтому возможен второй механизм намагничивания — увеличение объема доменов, у которых вектор  $\mathbf{Q}$  направлен параллельно магнитному полю.

Для интерпретации наших измерений полевых и температурных зависимостей продольной магнитострикции мы воспользовались данными работы [12], в которой показано, как изменяются параметры решетки антиферромагнитного  $\text{Cr}$  с изменением температуры. На рис. 4 [13] представлены температурные зависимости функций  $\epsilon_\eta = (b_1/a_1) - 1$  и  $\epsilon_Q = (c_1/a_1) - 1$  (при  $T < T_{SF} \epsilon_Q = (c_2/a_1) - 1$ ). Здесь  $a_1, b_1, c_1$  — векторы основных трансляций орторомбической решетки,  $a_2, c_2$  — векторы основных трансляций тетрагональной решетки.

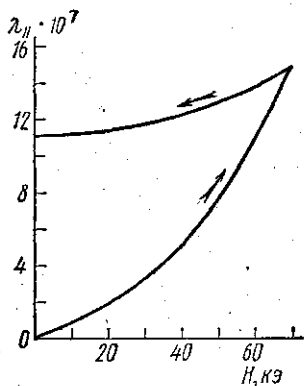


Рис. 3

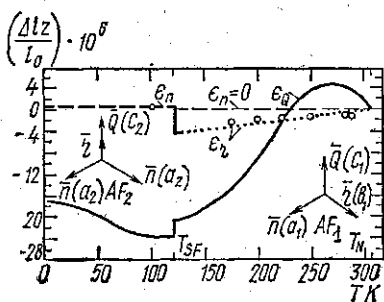


Рис. 4

Рассмотрим три интервала температур: а)  $\sim 200 \text{ K} < T < T_N$ , б)  $T_{SF} < T < \sim 200 \text{ K}$  и в)  $T < T_{SF}$ .

В интервалах температур а) и б) первый механизм намагничивания должен давать положительный вклад в продольную магнитострикцию, так как  $\epsilon_\eta < 0$ , а, следовательно,  $b_1 < a_1$ , второй (2) механизм намагничивания должен давать положительный вклад в продольную магнитострикцию в интервале температур а), так как  $\epsilon_Q > 0$  ( $c_1 > a_1$ ), и отрицательный вклад в интервале температур б), так как  $\epsilon_Q < 0$  ( $c_1 < a_1$ ). В интервале температур в) может реализоваться только один механизм намагничивания, а именно увеличение объемов доменов с векторами  $\mathbf{Q}$  и  $\boldsymbol{\eta}$ , перпендикулярными направлению приложенного поля  $\mathbf{H}$  ( $\chi_\perp > \chi_\parallel$ ). Так как при  $T < T_{SF} \epsilon_Q < 0$ , то этот механизм намагничивания должен давать положительный вклад в продольную магнитострикцию.

Таким образом, в интервале а) и 1 и 2 механизмы намагничивания должны давать положительный вклад в продольную магнитострикцию, что и наблюдается экспериментально (см. рис. 2, а). В интервале температур б) наблюдается положительная магнитострикция в малых полях (рис. 2, б), а в области сильных полей она становится отрицательной. 1 и 2 механизмы намагничивания в этом интервале температур дают противоположные по знаку вклады в продольную магнитострикцию. Из этого следует, что в области слабых полей доминирует 1 механизм намагничивания, а в области сильных полей 2 механизм.

Как было показано выше, при  $T < T_{SF}$  может реализоваться только один механизм намагничивания, который должен давать положительный вклад в продольную магнитострикцию. Это и наблюдается экспериментально (рис. 2, в).

На образцах чистого  $\text{Cr}$  и  $\text{Cr} + 0,3 \text{ ат.}\% \text{ Mn}$  наблюдается анало-

гичная форма температурных (рис. 1, а, б) и полевых зависимостей магнитострикции в соответствующих температурных интервалах. Таким образом, можно предположить, что магнитная структура сплава  $\text{Cr} + 0,3 \text{ ат.}\% \text{ Mn}$  сходна с магнитной структурой чистого хрома.

Следует отметить, что на кривой температурной зависимости продольной магнитострикции на образце чистого хрома (рис. 1, а) происходит изменение знака как раз в той же области температур ( $T_0 \sim \sim 200 \text{ K}$ ), при которой происходит изменение величины вектора основной трансляции  $c_1$  параллельно  $Q$  от длинного к короткому по отношению к другим векторам основных трансляций. Эта температура не связана с магнитным переходом в  $\text{Cr}$ . На сплавах  $\text{Cr}-\text{Mn}$  (рис. 1) мы также наблюдали изменение знака магнитострикции на кривых температурных зависимостей, не связанное с магнитными переходами ( $\sim 150 \text{ K}$  для  $\text{Cr} + 0,3 \text{ ат.}\% \text{ Mn}$  и  $\sim 120 \text{ K}$  для  $\text{Cr} + 0,6 \text{ ат.}\% \text{ Mn}$ ). По-видимому, природа этих переходов та же, что и для чистого  $\text{Cr}$ , т. е. при этих температурах ( $T_0$ ) происходит изменение величины вектора основной трансляции параллельного  $Q$  от длинного к короткому. Температура  $T_0$  уменьшается при увеличении концентрации  $\text{Mn}$ .

При измерениях теплового расширения образцов  $\text{Cr} - 0,6 \text{ ат.}\% \text{ Mn}$  и  $\text{Cr} - 0,9 \text{ ат.}\% \text{ Mn}$  [8] мы обнаружили аномалии соответственно при температурах  $\sim 260$  и  $160 \text{ K}$ , которые мы связывали с фазовым переходом между  $AF_0$  и  $AF_1$  антиферромагнитными фазами. На кривых температурных зависимостей продольной магнитострикции этих образцов (рис. 1, в, г) в этих точках происходит изменение знака. Таким образом, на обоих сплавах мы наблюдаем отрицательную продольную магнитостриксию в  $AF_0$  антиферромагнитной фазе.

Тот факт, что при первом включении магнитного поля наблюдаются гораздо большие значения магнитострикции, чем при последующих включениях поля (рис. 3), можно объяснить необратимым смещением доменов. При наложении магнитного поля в  $AF_2$ -фазе увеличивается объем доменов с векторами  $Q$  и  $\eta$ , перпендикулярными магнитному полю  $H$ . При снятии магнитного поля часть доменов не возвращается в первоначальное положение. При первом вводе магнитного поля в  $AF_1$ -фазе необратимым является второй механизм намагничивания, что согласуется с работами по дифракции нейтронов [11, 12], в которых установлено, что поворот вектора в магнитном поле является полностью обратимым.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Shull C. G., Wilkinson M. K. «*Rew Mod Phys.*», 1953, 25, 100.
2. Arrot A., Werner S. A., Moon R. M., Kendrick. «*Phys. Rev. Lett.*», 1965, 14, 1022.
3. Kochler W. C., Moon R. M., Trego A. L., Mackintosh A. R. «*Phys. Rev.*», 1966, 151, 405.
4. Overhauser A. W. «*Phys. Rev.*», 1962, 128, 1437.
5. Baston T. J. «*Proc. Phys. Soc.*», 1966, 88, 935.
6. Hamagyocho Y., Wollan E. O., Koechler W. C. «*Phys. Rev.*», 1965, 138, A 737.
7. Кондорский Е. И., Костина Т. И., Галкин В. Ю. ЖЭТФ, 1975, 69, 1753.
8. Костина Т. И., Галкин В. Ю., Кондорский Е. И., Катеренчук А. В. «*Физика металлов и металловедения*», 1975, 40, 851.
9. Галкин В. Ю. «*Приборы и техника эксперимента*», 1975, № 1, 244.
10. Steinitz M. O., Fawcett E. et al. «*Phys. Rev.*», 1972, B5, 3675.
11. Werner S. A., Arrot A., Atoji M. «*J. Appl. Phys.*», 1968, 39, 671.
12. Werner S. A., Arrot A. «*J. Appl. Phys.*», 1969, 40, 1447.
13. Steinitz M. O., Schwartz L. H. et. al «*Phys. Rev. Lett.*», 1969, 23, 979 u «*J. Appl. Phys.*», 1970, 41, 1231.

Поступила в редакцию  
27.7 1976 г.  
Кафедра магнетизма