

## МАГНИТОСТРИКЦИЯ ДИСПРОЗИЯ С СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ

© Х.Я.Мулюков, И.З.Шарипов, С.А.Никитин

Институт проблем сверхпластичности металлов Российской академии наук,  
450001 Уфа, Россия

(Поступило в Редакцию 16 июля 1995 г.

В окончательной редакции 29 ноября 1995 г.)

Исследования последних лет показали существенное изменение магнитных свойств чистых ферромагнетиков при переходе их структуры в субмикрокристаллическое (СМК) состояние. Так, например, коэрцитивная сила  $H_c$  чистых 3d-ферромагнетиков возрастает при этом в десятки раз [1-3], в них формируется своеобразная доменная структура [4,5], а в никеле обнаружено даже заметное уменьшение такой фундаментальной величины, как намагниченность насыщения [6-8].

Размельчение структуры редкоземельных (РЗ) ферромагнетиков приводит к еще большим изменениям их магнитных свойств [9,10]. Вероятно, это обусловлено тем, что магнитный порядок в РЗ-металлах формируется косвенным обменным взаимодействием, которое в свою очередь резко зависит от межатомного расстояния. Вместе с тем изучение магнитных свойств РЗ-ферромагнетиков с СМК-структурой только начинается, и для получения более полных сведений по влиянию структуры на магнитные свойства следует продолжать подобные исследования. Исходя из сказанного было проведено исследование магнитострикции диспрозия (Dy) в различных структурных состояниях, результаты которого приводятся в данной работе.

Образцы для исследования были изготовлены из Dy чистотой 99.9%. Этот металл интересен тем, что на одном и том же образце можно изучить влияние структуры на магнитострикцию как в ферромагнитном (ФМ), так и в геликоидальном антиферромагнитном (ГАФМ) состояниях. С другой стороны, Dy обладает гигантской магнитострикцией [11], что позволяет провести ее измерение на образцах малой длины и более простыми методами.

Формирование СМК-структуры производилось кручением пластины Dy толщиной 0.5 mm на наковальнях Бриджмена под давлением 0.6 GPa при комнатной температуре. Электронно-микроскопическое изображение микроструктуры Dy в СМК-состоянии приведено в [10]. Крупнозернистое состояние получали отжигом деформированного образца в вакууме  $1.3 \cdot 10^{-3}$  Pa при температуре 1073 K в течение 30 min.

Измерение магнитострикции производилось на установке, аналогичной dilatometру, описанному в [12]. Напряженность магнитного поля изменялась от 0 до 980 kA/m, а температура — от 78 до 290 K, длина образца составляла 8 mm.

Полученные результаты показывают сильное влияние структуры на магнитострикцию. Кривые зависимости магнитострикции от напряженности магнитного поля ( $\lambda(H)$ ) СМК-образца (рис. 1) при всех

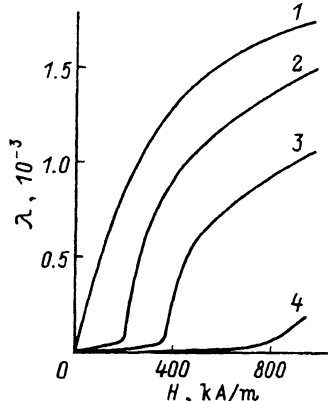
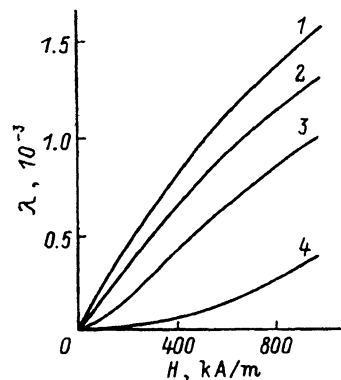


Рис. 1. Зависимость магнитострикции диспрозия с СМК-структурой от напряженности магнитного поля при различных температурах.

$T$  (К): 1 — 78, 2 — 100, 3 — 120, 4 — 140.

Рис. 2. Зависимость магнитострикции от напряженности магнитного поля для образца, отожженного при 1073 К.

$T$  (К): 1 — 78, 2 — 100, 3 — 120, 4 — 140.

температурах монотонно растут с полем. Величина  $\lambda$  по мере повышения температуры стремительно уменьшается. Несмотря на то что выпуклость кривой 1 обращена вверх, а кривой 4 — вниз, характер зависимостей  $\lambda(H)$ , по-видимому, одинаков. Кривая 4 является как бы растянутым изображением начального участка кривой 1. Если это так, то получается, что в СМК-структуре ФМ-порядок существует выше температуры  $\Theta_1$ , а ГАФМ-порядок не реализуется вовсе. Дело в том, что в Dy атомы, лежащие в одной базисной плоскости, взаимодействуют между собой, образуют ФМ-порядок в каждой плоскости с температурой Кюри  $\Theta_2$ . Взаимодействие же атомов, расположенных в ближайших базисных плоскостях, начиная с температуры  $\Theta_1$ , приводит к повороту магнитных моментов соседних плоскостей на некоторый угол  $\alpha_0$ . Тогда для образования ГАФМ-порядка необходим кристалл определенной толщины. Толщины микрокристаллитов, образующихся при сдвиговой деформации на наковальнях Бриджмена, возможно, не удовлетворяют этому условию.

После высокотемпературного отжига (1073 К) структура образца становится крупнозернистой и кривые  $\lambda(H)$  выше температуры  $\Theta_1$  приобретают совершенно другой вид (рис. 2). Величина  $\lambda$  до некоторого значения  $H$  слабо изменяется с полем, затем происходит ее скачкообразный рост.

Из одноионной теории известно, что гигантская магнитострикция появляется при повороте магнитного момента иона относительно кристаллической решетки. Следовательно, пока ГАФМ-порядок устойчив,  $\lambda$  мала; она будет резко возрастать при разрушении ГАФМ-порядка внешним полем.

Как видно из рисунков, величины  $\lambda$  в СМК- и крупнозернистом состояниях структуры практически одинаковы. Величины намагниченностей  $\sigma$  этих состояний сильно отличаются [10]. Это указывает на то, что механизмы формирования  $\lambda$  и  $\sigma$  различны. Действительно,  $\sigma$  определяется обменным взаимодействием, которое является функцией межатомного расстояния, а величина  $\lambda$  складывается из возмущений кристаллической решетки при повороте магнитного момента каждого иона.

Таким образом, в СМК-состоянии  $\lambda(H)$  Ду при всех температурах измерения остается характерной для ФМ-порядка. В крупнозернистом состоянии кривые  $\lambda(H)$  для ФМ- и ГАФМ-порядков существенно отличаются.

### Список литературы

- [1] Mulyukov Kh.Ya., Korznikova G.F., Abdulov R.Z., Valiev R.Z. J. Magn. Magn. Mater. **89**, 207 (1990).
- [2] Mulyukov Kh.Ya., Korznikova G.F., Valiev R.Z. Mater. Sci. Forum. **62-64**, 627 (1990).
- [3] Mulyukov Kh.Ya., Korznikova G.F., Valiev R.Z. Phys. Stat. Sol. (a) **125**, 609 (1991).
- [4] Mulyukov Kh.Ya., Korznikova G.F., Sagdatkireeva M.B., Timofeyev V.N., Valiev R.Z. J. Magn. Magn. Mater. **110**, 73 (1992).
- [5] Korznikova G.F., Mulyukov Kh.Ya., Timofeyev V.N., Valiev R.Z. J. Magn. Magn. Mater. **135**, 46 (1994).
- [6] Королев А.В., Дерягин А.И., Завалишин В.А., Кузнецов Р.И. ФММ, **68**, 4, 672 (1989).
- [7] Mulyukov Kh.Ya., Khaphizov S.B., Valiev R.Z. Phys. Stat. Sol. (a) **133**, 447 (1992).
- [8] Schaefer H.-E., Kisker H., Kronmuller H., Wurschum R. Nanostruct. Mater. **1**, 6, 523 (1992).
- [9] Мулюков Х.Я., Корзникова Г.Ф. ФММ **78**, 1, 35 (1994).
- [10] Мулюков Х.Я., Корзникова Г.Ф., Никитин С.А. ФТТ **37**, 8, 2481 (1995).
- [11] Никитин С.А. Магнитные свойства редкоземельных металлов и сплавов. М. (1989). 105 с.
- [12] Баширов В.З., Кальянов А.П. ПТЭ, **2**, 223 (1989).

*Физика твердого тела, том 38, № 5, 1996*  
*Solid State Physics, vol. 38, N 5, 1996*

## ИССЛЕДОВАНИЯ СВОБОДНЫХ ПЛЕНОК Sc МЕТОДАМИ АБСОРБЦИОННОЙ УЛЬТРАМЯГКОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ И ИК-СПЕКТРОСКОПИИ

© В.Н.Сивков, А.С.Виноградов, С.В.Некипелов,  
А.В.Угловский, Л.В.Ширяева

Сыктывкарский государственный университет,  
167001 Сыктывкар, Россия  
(Поступило в Редакцию 19 июля 1995 г.  
В окончательной редакции 9 декабря 1995 г.)

Проведенные нами ранее методом прямого фотопоглощения исследования  $[^{1-3}]$  ближней тонкой структуры (БТС)  $L_{2,3}$ -спектров поглощения (СП)  $3d$ -металлов от Ti до Ni показали, что БТС этих спектров состоит из двух полос поглощения, обусловленных переходами  $2p_{3/2,1/2} \rightarrow 3d$ . Аналогичные результаты были получены методом характеристических потерь быстрых электронов  $[^4]$ . В отношении БТС  $L_{2,3}$ -спектров поглощения Sc в ряде работ  $[^{5-7}]$  было обнаружено ее подобие БТС СП  $3d$ -металлов. Однако изучение БТС СП Sc в области  $L_{2,3}$ -края поглощения с высоким энергетическим разрешением (ЭР)  $\Delta E = 0.2 \text{ eV}$   $[^8]$  показало расщепление  $L_2$ - и  $L_3$ -пиков поглощения на две полосы, что не характерно для  $L_{2,3}$ -спектров других  $3d$ -металлов. С целью разрешения этого противоречия нами проведены исследования на