

пературном интервале. Дальнейшее охлаждение сплава сопровождается изменениями формы профилей дифракционных максимумов, причем характер этих трансформаций зависит от температуры. Проведенный анализ рентгеновских данных показал, что в интервале температур от 63 до 32 К структура сплава имеет тетрагональные искажения. Это указывает на то, что ось легкого намагничивания в сплаве параллельна [100]. Ниже 32 К и вплоть до 4,2 К структура сплава искажена ромбоэдрически, т. е. ось легкого намагничивания параллельна направлению [111]. При 32 К в сплаве происходит спиновая переориентация оси легкого намагничивания от направления [100] к направлению [111].

На рис. 2, а приведена кривая температурной зависимости объема  $V(T)$ , приходящегося на формульную единицу сплава. Видно, что переход сплава в магнитоупорядоченное состояние при  $T_c=63$  К и спиновая переориентация при  $T_{sr}=32$  К сопровождаются аномалиями теплового расширения (на рис. 2, а отмечены стрелками).

Температурные зависимости констант анизотропной спонтанной магнитострикции  $\lambda_{111}(T)$  и  $\lambda_{100}(T)$  изображены на рис. 2, б. Соответствующие численные расчеты даны на рис. 2, б сплошными линиями. Проведенная нормировка кривых показала, что значения  $\lambda_{100}$  и  $\lambda_{111}$ , экстраполированные к  $T=0$ , равны соответственно  $-1,8 \cdot 10^{-3}$  и  $1,2 \cdot 10^{-3}$ . Вблизи температуры спиновой переориентации  $T_{sr}$  в сплаве реализуется состояние с оптимальными магнитострикционными характеристиками.

Подобные закономерности обнаружены и в остальных четырех сплавах. Данные эксперимента о температурах спиновой переориентации  $T_{sr}$  в сплавах, приведенные в таблице, хорошо согласуются с расчетными значениями, что свидетельствует в пользу достоверности проведенных расчетов и для  $W_{ма}$ . Вблизи температур, соответствующих компенсации магнитной анизотропии, коэффициенты спонтанной магнитострикции достаточно велики. Отсюда следует, что путем варьирования состава в сплавах системы  $(\text{Tb}_{1-x}\text{Ho}_x)_{1-y}\text{Dy Al}_2$  можно получать вещества с оптимальными магнитострикционными характеристиками в сравнительно широкой температурной области.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Белов К. П. Магнитострикционные явления и их технические приложения. М., 1987. [2] Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. М., Левитин Р. З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М., 1979. [3] Илюшин А. С. Введение в структурную физику редкоземельных интерметаллических соединений. М., 1984. [4] Тебеньков Ю. В., Илюшин А. С., Перов А. П. Деп. ВИНТИ № 3415-82. М., 1982. [5] Бондарькова Г. В., Илюшин А. С., Колпаков С. А. Деп. ВИНТИ № 3416-В86. М., 1986. [6] Илюшин А. С., Николаев А. А., Михнев О. В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1984. 25, № 5. С. 133.

Поступила в редакцию  
10.01.91

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32, № 5

УДК 669.863 : 538

## ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА МАГНИТНУЮ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ВЫСОКОЧИСТЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ

С. А. Никитин, Ю. И. Спичкин, А. М. Тишин, О. Д. Чистяков

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

Данные по исследованию действия всестороннего сжатия на магнитную восприимчивость в высокочистых редкоземельных металлах используются для определения сдвига температур магнитных фазовых переходов при изменении давления. Рассчитана величина изменения при уменьшении атомного объема интегралов косвенного обмена в редкоземельных металлах Gd, Tb, Dy, Ho, Er.

Изучение влияния давления на температуры магнитных фазовых переходов редкоземельных металлов (РЗМ) может дать информацию о зависимости обменных интегралов от межатомных расстояний в этих веществах [1]. Однако выполненные ранее измерения, проведенные в основном на поликристаллических образцах [2—8], являются недостаточными для получения такой информации, поскольку в поликристаллах трудно исключить вклад в эффект смещения температур магнитных превра-

щений, обусловленный энергией магнитной анизотропии [1]. В настоящей работе измерены величины смещения температур магнитных фазовых переходов ферромагнетизм (ФМ) — антиферромагнетизм (АФМ) —  $\Theta_1$  и АФМ — парамагнетизм (ПМ) —  $\Theta_2$  для монокристаллов высокочистых тяжелых РЗМ: Gd, Tb, Dy, Ho и Er, а также зависимость парамагнитной температуры Кюри  $\Theta_p$  от давления в монокристалле тербия.

Методика измерения [9] заключалась в определении зависимости от давления магнитной восприимчивости в переменном и постоянном магнитном полях при квазигидростатических давлениях до 10 кбар. Используемые в работе образцы очищались путем многократной вакуумной сублимации в печи сопротивления с графитовым нагревателем. После очистки основное содержание газообразных примесей составляло  $10^{-2} + 10^{-5}$  ат. %.

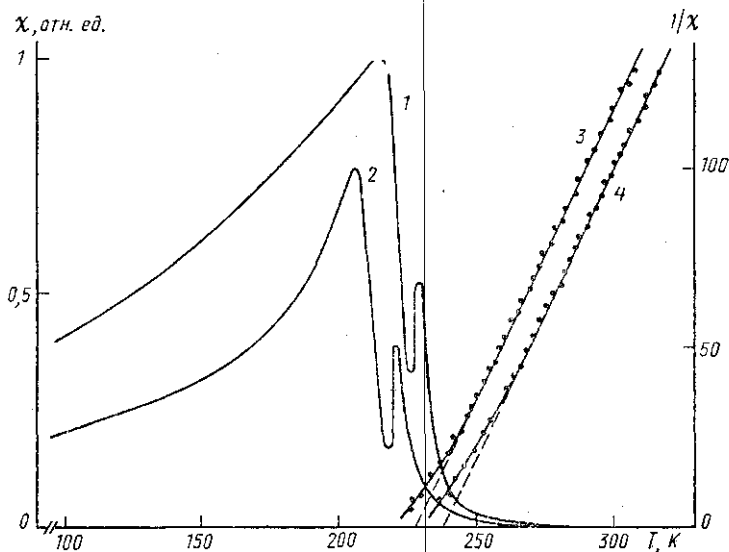


Рис. 1. Температурные зависимости начальной и парамагнитной восприимчивости монокристалла Tb, измеренные в поле, приложенном вдоль оси  $b$ : начальная восприимчивость при атмосферном давлении (1) и 10 кбар (2); парамагнитная восприимчивость при атмосферном давлении (3) и 10 кбар (4)

На рис. 1 представлены температурные зависимости начальной магнитной и парамагнитной восприимчивости для монокристалла Tb, измеренной вдоль оси легкого намагничивания — оси  $b$  — при атмосферном давлении (1) и давлении 10 кбар (2). Видно, что давление смещает температуры магнитных фазовых переходов в область более низких температур.

Результаты определения величин смещения  $\partial\Theta_2/\partial p$  и  $\partial\Theta_1/\partial p$  для тяжелых РЗМ Tb, Dy, Ho, Er представлены в таблице. В этих экспериментах магнитное поле ориентировалось в направлении осей легкого намагничивания. Согласно теории косвенного обмена [1], температура Нееля  $\Theta_2$ , измеренная в поле вдоль оси легкого намагничивания, равна

$$\Theta_2 = \frac{2}{3} GA, \quad (1)$$

$A$  — интеграл косвенного обмена,  $G$  — фактор де Жена, равный  $G = (g_J - 1)^2 J(J+1)$ ,  $g_J$  — фактор Ланде и  $J$  — квантовое число полного механического момента иона РЗМ. Дифференцируя по давлению левую и правую части формулы (1), найдем, что изменение температуры  $\Theta_2$  при действии давления определяется в основном изменением интегралов косвенного обмена при уменьшении атомного объема  $V_0$ :

**Температуры магнитных фазовых переходов в тяжелых РЗМ, их сдвиг под действием всестороннего давления и изменения с атомным объемом интегралов косвенного обменного взаимодействия в РЗМ**

Элемент	$\theta_2$ , К ( $\theta_c$ для Gd)	$\theta_1$ , К	$\frac{\partial\theta_2}{\partial p}$ , К/кбар ( $\frac{\partial\theta_c}{\partial p}$ для Gd)	$\frac{\partial\theta_1}{\partial p}$ , К/кбар	$\frac{\partial A}{\partial \ln V_0}$ , К/атом
Gd	292 (H    c) 291 (H    b)	—	-1,35 -1,2	—	46,8 41,6
Tb	230	220	-0,85	-1,33	44,1
Dy	181	86	-0,39	-1,4	30
Ho	134	—	-0,48	—	58,2
Er	88	—	-0,24	—	51,3

$$\frac{\partial\theta_2}{\partial p} = -\frac{2}{3} G\kappa \frac{\partial A}{\partial \ln V_0}, \quad (2)$$

где  $\kappa$  — сжимаемость (для тяжелых РЗМ  $\kappa \approx 2,75 \cdot 10^{-12}$  см<sup>2</sup>/дин [10]).

В работе также проведено исследование влияния магнитной анизотропии на изменение температуры Кюри  $\partial\theta_c/\partial p$  и точку спин-переориентационного перехода  $\partial\theta_{sp}/\partial p$  в монокристалле Gd (рис. 2). Установлено, что в магнитном поле, приложенном вдоль оси легкого намагничивания (H||c),  $\partial\theta_c/\partial p = -1,35$  и  $\partial\theta_{sp}/\partial p = -6,70$ , а при ориентации поля вдоль оси трудного намагничивания значения данных сдвигов равны  $-1,2$  и  $-2,9$  К/кбар соответственно.

По формуле (2) мы вычислили величину  $\partial A/\partial \ln V_0$ , используя экспериментальные значения  $\partial\theta_c/\partial p$ . Эти данные представлены в таблице.

Так как 4f-подоболочка РЗМ экранирована вышележащими электронными слоями 5s<sup>2</sup>5p<sup>6</sup>, то зависимость интеграла s-f-обмена определяется главным образом изменением волновой функции и энергетического спектра s-электронов проводимости.

Смещение температуры перехода ФМ—АФМ  $\partial\theta_1/\partial p$  заметно больше по величине, чем  $\partial\theta_2/\partial p$ . Это можно объяснить тем, что в величину  $\partial\theta_1/\partial p$  вносит вклад изменение энергии магнитной анизотропии при действии давления. Нами наблюдалось также смещение парамагнитной точки Кюри при увеличении давления в монокристалле Tb (см. рис. 1). Величина  $1/\chi$  линейно зависит от температуры, а точка пересечения прямой  $1/\chi(T)$  с осью температур дает значение  $\theta_p = 236$  К. Известно [1], что в РЗМ  $\chi(T)$  подчиняется закону Кюри—Вейса:

$$\chi = \frac{C}{T - \theta_p}, \quad (3)$$

где  $C$  — постоянная Кюри—Вейса.

Из рис. 1 следует, что в Tb  $\partial\theta_p/\partial p = -1,04$  К/кбар.

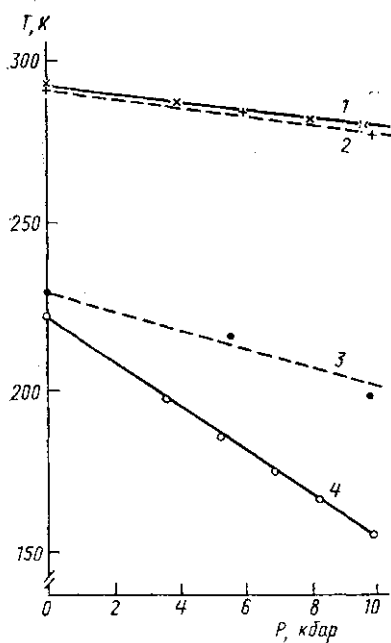


Рис. 2. Зависимости температуры Кюри  $\theta_c$  (1, 2) и температуры спин-переориентационного перехода  $\theta_{sp}$  (3, 4) от давления в монокристалле Gd: сплошные линии — H||c, пунктирные линии — H||b

Данное значение несущественно отличается от величины  $\partial\Theta_2/\partial p = -0,85$  К/кбар при  $H \parallel b$ . Это можно объяснить тем, что  $\Theta_2$  и  $\Theta_p$  в основном определяются величиной интеграла косвенного обмена  $A$ . Давление практически не меняет тангенс угла наклона прямых, который пропорционален постоянной Кюри—Вейса  $C$  (см. (3)). Поскольку величина  $C$  пропорциональна квадрату магнитного момента иона  $\mu_{eff}^2$ , это указывает на отсутствие заметного изменения  $\mu_{eff}$  иона тербия.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Никитин С. А. // Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов. М., 1989. [2] Tatsumoto E., Fujiwara H., Fujii H., Iwata N., Okamoto T. // J. Appl. Phys. 1968. 39. P. 861. [3] Винокурова Л. И., Кондорский Е. И., Иванов В. Ю., Муравьева В. М. // ФТТ. 1972. 14. С. 3546. [4] Bartholin H., Bloch D. // J. Phys. Chem. Solids. 1968. 29. P. 1063. [5] McWhan D., Stevens A. // Phys. Rev. 1965. A139. P. 682. [6] Okamoto T., Fujii H., Hidaka Y., Tatsumoto E. // J. Phys. Soc. Japan. 1968. 24. P. 951. [7] Milton J., Scott T. // Phys. Rev. 1967. 160. P. 387. [8] Fujiwara H., Fujii H., Hidaka Y. et al. // J. Phys. Soc. Japan. 1977. 42. P. 1194. [9] Никитин С. А., Бездушный Р. В. // ЖЭТФ. 93, № 3. С. 1854. [10] Inoue C., Kadomatsu H., Okamoto T. // J. Phys. Soc. Japan. 1973. 35. P. 1322.

Поступила в редакцию  
06.03.91

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32, № 5

УДК 539.216.2; 539.261; 539.537.333.35

### МИКРОСТРУКТУРА МНОГОСЛОЙНЫХ НАПЫЛЕННЫХ ПЛЕНОК Ta/Al СО СВЕРХРЕШЕТКОЙ

А. С. Илюшин, Н. А. Хатанова, У Цзи-Чин (КНР), Юэн Шян-Янг (КНР)

(кафедра физики твердого тела)

Методами рентгеновского анализа и электронной микроскопии установлено, что при напылении многослойных пленок Ta/Al на стекло приповерхностный слой имеет аморфную структуру, а последующие кристаллические слои Ta и Al образуют плоскую аксиальную текстуру. В этих пленках возникает сверхрешетка с периодом 72 Å. После отжига при 550 °С двухслойная микроструктура трансформируется в четырехслойную.

В последние годы большое внимание уделяется многослойным напыленным пленкам, в которых при чередовании тонких слоев, состоящих из элементов с большими и малыми значениями атомных номеров, образуются сверхрешетки. Такие пленки применяются в качестве отражателей в мягкой рентгеновской и ультрафиолетовой областях синхротронного излучения. Хорошо известны некоторые многослойные пленки, в которых такие пары элементов, как W/C, Mo/Si, Nb/Al, обеспечивают высокие отражающие свойства. Однако поиски новых пар элементов продолжаются. В работе [1] методом рентгеновского анализа была исследована многослойная пленка Ta/Al, напыленная на плоскость (111) монокристалла кремния. Авторы [1] установили, что между слоями Ta (110) и Al (111) наблюдается структурная когерентность, и предложили трапециевидную схему модуляции состава по толщине пленки, учитывающую двухкомпонентную переходную прослойку твердого раствора между слоями.

Для практического использования многослойных пленок со сверхрешетками необходима стабильность периодических структур. Однако в результате диффузионных процессов между слоями из чистых металлов могут возникать не только прослойки из твердых растворов, но и из кристаллохимических соединений, что может привести к нарушению периодичности слоев и ухудшению оптических характеристик сверхрешеток.

В настоящей работе методами рентгеновского анализа и электронной микроскопии проведено изучение микроструктуры многослойной пленки Ta/Al на стекле через один год после напыления. Использование стекла в качестве подложки значительно упрощает технологию приготовления оптических отражателей, однако влияние материала подложки на микроструктуру пленок не изучено. Поэтому в работе было пред-