

УПРУГИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛА ТЕРБИЯ

© Ю.И.Спичкин, А.М.Тишин

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119899 Москва, Россия
(Поступила в Редакцию 5 июля 1995 г.)

Методом изгибных колебаний консольно закрепленного образца на звуковых частотах исследованы температурные зависимости модулей Юнга, измеренных вдоль кристаллографических осей b и c монокристалла тербия в интервале температур 4.2–390 К. В области температур магнитных фазовых переходов обнаружены отрицательные аномалии модуля Юнга. При $T = 4.2$ К $E_c = 84.5$ ГПа, а $E_b = 38$ ГПа. Полученные результаты обсуждаются на основе термодинамической теории фазовых переходов второго рода.

Исследование упругих свойств редкоземельных магнетиков представляет значительный интерес, так как позволяет получить важную информацию о магнитных и магнитоупругих взаимодействиях в этих материалах.

Редкоземельный металл тербий обладает гексагональной кристаллической структурой, причем ось трудного намагничивания располагается вдоль кристаллографической оси шестого порядка c , а ось легкого намагничивания — вдоль оси четвертого порядка b , лежащей в базисной плоскости. Согласно магнитным и нейтроннографическим измерениям, в Tb существуют два магнитных фазовых перехода: парамагнетизм–геликоидальная антиферромагнитная структура (ГАФМ) при температуре Θ_2 и ГАФМ–ферромагнетизм (ФМ) при температуре Θ_1 [1,2]. Приложение внешнего магнитного поля вдоль кристаллографического направления b разрушает ГАФМ-структуру при критическом значении магнитного поля H_{cr} . По данным различных исследователей, температура Θ_1 имеет значения от 210 до 222 К, Θ_2 — от 223.3 до 231 К, а величина H_{cr} — от 160 до 1000 Ое [1–4].

Упругие свойства Tb изучались в ряде работ [4–12]. Были исследованы как поликристаллические, так и монокристаллические образцы. Проведенные измерения показали, что в области Θ_1 и Θ_2 на температурных зависимостях модулей упругости имеются особенности, связанные с магнитными фазовыми переходами. В работах [4,6,11,12] исследовалось влияние магнитного поля на упругие модули и затухание ультразвука в тербии. На основе этих данных были построены магнитные фазовые диаграммы, согласующиеся с полученными из магнитных измерений. Необходимо отметить, что большинство перечисленных выше работ было выполнено с помощью ультразвуковых методик измерения, при этом частота звуковой волны составляла ~ 10 –30 МГц.

В силу релаксационного характера модуля упругости на столь высоких частотах может теряться существенная информация. На звуковых частотах T_b исследовался в работах [10–12], однако температурный интервал был ограничен азотной областью.

В данной работе измерены температурные зависимости модулей Юнга E монокристалла Tb вдоль оси трудного намагничивания c (E_c) и вдоль оси легкого намагничивания b (E_b) в интервале температур 4.2–390 К. Измерения проводились методом изгибных колебаний [13] консольно закрепленных образцов размером $7.0 \times 2.0 \times 0.2$ мм на частотах ~ 1.5 кГц. Модуль Юнга измерялся вдоль длинной оси образца при отогреве. Предварительно образец охлаждался до гелиевой температуры. Скорость охлаждения и отогрева не превышала 1 К/мин. Монокристалл Tb имел чистоту 99.99%. Ориентировка монокристалла производилась рентгеновским методом.

На рис. 1, a, b представлены температурные зависимости E_c и E_b в интервале температур 4.2–390 К. Из этого рисунка видно, что E_c уменьшается при отогреве, обнаруживая минимумы в области магнитных фазовых переходов, после чего вновь наблюдается его монотонное уменьшение. На рис. 2, a показан ход кривой $E_c(T)$ в этой области более подробно. Температуры магнитных фазовых переходов, определенные по положению минимумов на зависимости $E_c(T)$, составили $\Theta_1 = 220$ К и $\Theta_2 = 229$ К, что согласуется с результатами проведенных ранее измерений упругих и магнитных свойств. При 4.2 К величина E_c достигает значения 84.5 ГПа.

Как можно видеть из рис. 1, b , поведение E_b существенно отличается от хода температурной зависимости $E_c(T)$. Модуль Юнга E_b при отогреве сначала уменьшается, достигая минимума при ~ 150 К. В области магнитных фазовых переходов Θ_1 и Θ_2 наблюдается резкий рост E_b , после чего в парамагнитной фазе происходит его постепенное уменьшение. На рис. 2, b изображен ход зависимости $E_b(T)$ в интервале температур 210–250 К. Как видно из этого рисунка, при 228 К наблюдается аномалия, которую можно связать с переходом из геликоидальной в парамагнитную фазу при температуре Θ_2 . Температура Θ_1 , определенная как точка, соответствующая наиболее быстрому изменению E_b , составила 220 К. При $T = 4.2$ К величина $E_b = 38$ ГПа.

Таким образом, из рис. 1, 2 видно, что модуль Юнга тербия, измеренный вдоль осей c и b , обнаруживает существенно различное поведение в области магнитного упорядочения. В парамагнитной фазе модули E_c и E_b монотонно уменьшаются с ростом температуры, однако выше 350 К на зависимостях $E_c(T)$ и $E_b(T)$ появляется перегиб. Такое поведение в высокотемпературной области характерно для релаксационных процессов, обусловленных дефектами кристаллической структуры (дислокации, атомы примеси и т. д.).

В том случае, если образец является однодоменным, основными причинами возникновения аномалий модуля Юнга в редкоземельных металлах при переходе из парамагнитного в магнитоупорядоченное состояние можно назвать следующие (см. [14]). Первая причина обусловлена дополнительным магнитоупорядоченным изменением размеров образца при изменении величины вектора намагниченности под действием механических напряжений, прикладываемых к образцу при измерении модуля Юнга (механострикция парапроцесса). Вторая при-

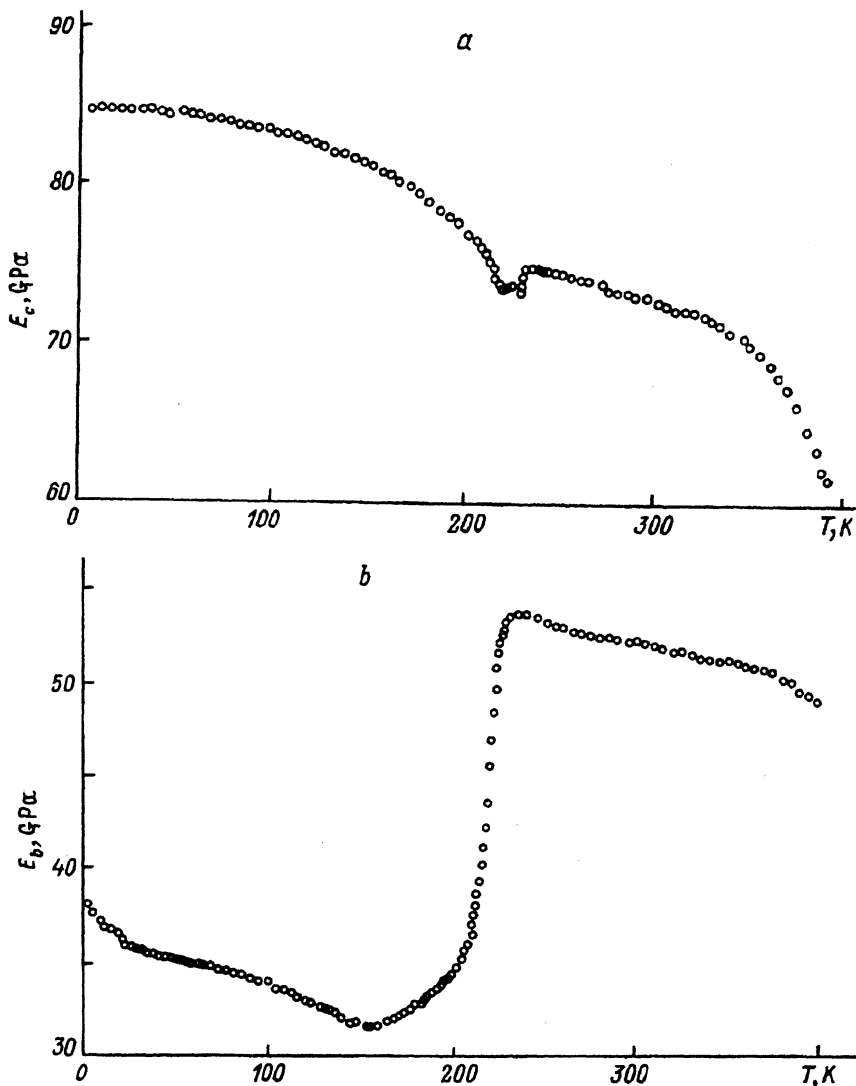


Рис. 1. Температурные зависимости модулей Юнга монокристалла тербия. *a* — E_c , измеренного вдоль оси *c*, *b* — E_b , измеренного вдоль оси *b*.

чина обусловлена изменением «жесткости» кристаллической решетки магнетика при возникновении спонтанной намагниченности (или при намагничивании в поле). Возникающая при этом спонтанная (или вынужденная) магнитострикция приводит к установлению в решетке новых значений межатомных расстояний, которым могут соответствовать новые величины сил связи между атомами.

В работе [15] на основе термодинамической теории фазовых переходов второго рода с учетом релаксационных явлений было получено выражение для аномалий модуля Юнга однодоменного изотропного ферромагнетика в точке магнитного фазового перехода, вызываемого изменением намагниченности под действием механических напря-

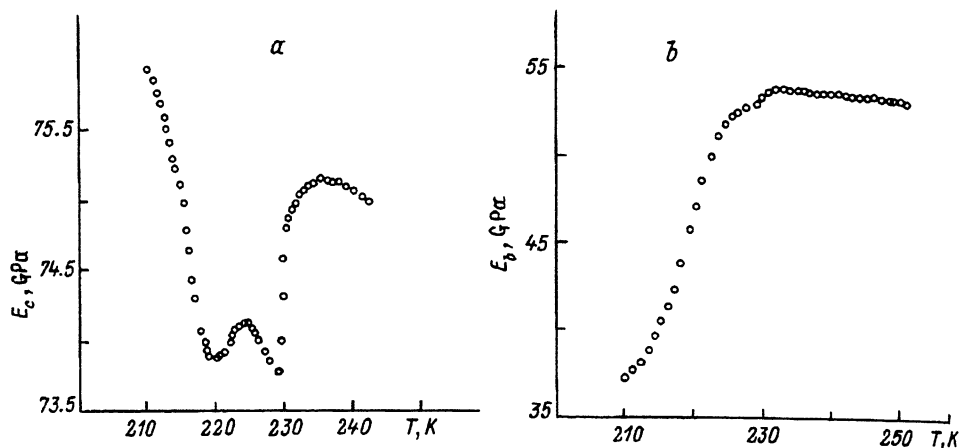


Рис. 2. Температурные зависимости модулей Юнга E_c (а) и E_b (б) монокристалла тербия в области магнитных фазовых переходов.

жений,

$$\Delta E/E_0 = -(\gamma^2(2\beta))E_0, \quad (1)$$

где E_0 — модуль Юнга без учета ферромагнитного взаимодействия, $\Delta E = E_\Phi - E_0$, E_Φ — значение модуля Юнга в магнитоупорядоченном состоянии, γ — постоянная объемной магнитострикции парапроцесса, β — термодинамический коэффициент, входящий в уравнение кривой намагничивания вблизи температуры Кюри $H = \alpha I + \beta I^3$, I — намагниченность [16]. Наша оценка, проведенная по формуле (1), для скачка модуля E_b при переходе в магнитоупорядоченное состояние дает $\Delta E \approx -3$ ГПа. Как видно из рис. 1, б, на опыте наблюдается гораздо большая величина скачка E_b . При оценке была использована величина $\gamma = 1.8 \cdot 10^{-9} \text{Gs}^{-2}$, полученная из данных по измерениям объемной магнитострикции в Тб вдоль оси b , взятых из работы [17], и $\beta = 1.3 \cdot 10^{-4} \text{Gs}^{-2}$, полученная из проведенных нами измерений намагниченности Тб вдоль оси b . В качестве E_0 использовалось значение E_b при температуре, несколько превышающей Θ_2 . Хотя модель [15] не учитывает наличия в образце доменной структуры, а Тб ниже Θ_2 является геликоидальным антиферромагнетиком, ее применение в данном случае представляется оправданным, так как температурный интервал, соответствующий ГАФМ-области, достаточно узок, а доменная структура размагниченного ферромагнитного состояния, по данным работы [18], представляет собой набор пластинчатых доменов, разделенных 180° доменными стенками, лежащими в базисной плоскости. Такая доменная структура не должна вносить вклада в изменение модуля E_b .

Таким образом, влиянием механических напряжений на намагниченность нельзя объяснить значительную аномалию E_b при переходе в магнитоупорядоченное состояние в Тб. Модель, предложенная в [15], была уточнена в [19] путем учета изменения «жесткости» кристаллической решетки (вторая из указанных выше причин аномалии модуля

Юнга), при этом было получено выражение

$$\Delta E/E_0 = -(\gamma/(2\beta) + \varepsilon I_s^2)E_0, \quad (2)$$

где ε — термодинамический коэффициент магнитоупругости, I_s — спонтанная намагниченность. Второе слагаемое в (2) — вклад в аномалию модуля Юнга за счет изменения «жесткости» кристаллической решетки. Из формулы (2) видно, что температурный ход зависимости $E(T)$ ниже температуры магнитного упорядочения будет определяться знаком и величиной коэффициента ε . Для объяснения аномалии E_b следует предположить, что $\varepsilon > 0$, а основной вклад в аномалию вносит изменение «жесткости» кристаллической решетки. Существенно различный ход зависимостей $E_c(T)$ и $E_b(T)$ в магнитоупорядоченной области может быть объяснен на основе модели [15,19] значительной анизотропией величины термодинамических коэффициентов γ и ε и различным знаком ε для кристаллографических осей b и c . Кроме того, на величину E_c ниже Θ_2 заметное влияние может оказывать доменная структура образца.

Авторы благодарят International Association for the Promotion of Cooperation with Scientist from the Independent States of the Former Soviet Union за финансовую поддержку данной работы.

Список литературы

- [1] Никитин С.А. Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов. М. (1989). 248 с.
- [2] Тейлор К., Дарби М. Физика редкоземельных соединений. М. (1974). 373 с.
- [3] Выховер С.Э., Никитин С.А., Спичкин Ю.И., Тишин А.М., Умхаева З.С. ЖЭТФ 97, 6, 1974 (1990).
- [4] Jiles D.S., Palmer S.B., Jones D.W., Farrent S.P., Gschneidner K.A., Jr. J. Phys. F: Met. Phys. 14, 3061 (1984).
- [5] Rosen M. Phys. Rev. 174, 2, 502 (1968).
- [6] Maekava S., Treder R.A., Tachiki M., Lee M.C., Levy M. Phys. Rev. B13, 3, 1284 (1976).
- [7] Salama K., Brotzen F.R., Donoho P.L. J. Appl. Phys. 13, 8, 3254 (1972).
- [8] Palmer S.B., Varuchel J., Drillat A., Patterson C., Fort D. J. Magn. Magn. Mater. 54-57, 1626 (1986).
- [9] Белов К.П., Левитин Р.З., Никитин С.А. Изв. АН СССР. Сер. физ., 11, 1382 (1961).
- [10] Шубин В.В., Катаев Г.И., Иванова Т.И. ФММ 59, 4, 746 (1985).
- [11] Катаев Г.И., Саттаров М.Р., Тишин А.М. ФТТ 31, 7, 276 (1989).
- [12] Катаев Г.И., Редько С.В., Саттаров М.Р., Тишин А.М. ФТТ 31, 8, 267 (1989).
- [13] Катаев Г.И., Шубин В.В. ФММ 48, 1, 188 (1979).
- [14] Белов К.П., Левитин Р.З., Малевская Л.А., Соколов В.И. ФММ 17, 4, 617 (1964).
- [15] Белов К.П., Катаев Г.И., Левитин Р.З. ЖЭТФ 37, 4, 938 (1959).
- [16] Белов К.П. Магнитные превращения. М. (1959). 259 с.
- [17] Nikitin S.A., Tishin A.M., Bezdushnyi R.V., Spichkin Yu.I., Red'ko S.V. J. Magn. Magn. Mater. 29, 397 (1991).
- [18] Corner W.D., Vareham H., Smith R.L., Saad F.M., Tanner B.K., Farrant S., Jones D.W., Beaudry B.J., Gschneidner K.A., Jr. J. Magn. Magn. Mater. 15-18, 3 1488 (1980).
- [19] Катаев Г.И. ФММ 11, 3, 375 (1961).