

05.2;05.3

© 1992

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ГАДОЛИНИЯ В ОКРЕСТНОСТИ ТЕМПЕРАТУРЫ КЮРИ

С.Ю. Даньков, Т.И. Иванова, А.М. Тишин

Исследование термодинамических свойств гадолиния, в котором, кроме фазового перехода ферромагнетизм-парамагнетизм при температуре $T_C \sim 293$ К, присутствует также переход типа спиновой переориентации при $T_{СП} \sim 240$ К, вызывает значительный научный интерес [1]. Изучение термодинамических характеристик редкоземельных металлов (РЗМ), их сплавов и соединений представляет также интерес с точки зрения криогенной техники, т. к. РЗМ являются составной частью материалов, перспективных для изготовления рабочих тел магнитных холодильных машин, разработка которых интенсивно ведется в последние годы (см., например, [2]).

В настоящей работе проведено детальное исследование ряда термодинамических свойств монокристаллического Gd вдоль различных кристаллографических направлений. Выращивание монокристалла производилось методом Чохральского. Монокристаллы ориентировались на рентгеновской установке УРС - 60 по методу Лауэ. Образцы вырезались электроискровым методом.

Термодинамические параметры гадолиния рассчитывались на базе полученных экспериментально изотерм намагниченности $I(H)$. Намагниченность измерялась индукционным методом с использованием электромагнита панцирного типа. Образец в форме параллелепипеда с размерами $1 \times 1 \times 4$ мм помещался внутрь измерительной катушки, состоящей из двух обмоток включенных навстречу друг другу. Возникающая в катушках при увеличении поля индукционная ЭДС интегрировалась. Измерения проводились в температурном диапазоне от 80 К до 330 К и в магнитных полях до 1.2 Т, приложенных вдоль гексагональной оси (ось c) и в базисной плоскости (ось a) кристалла.

Полученные экспериментальные зависимости $I(H)$, а также построенные на их основе зависимости $I(T)$ указывают на типичное ферромагнитное поведение Gd . Расчет по методу Белова-Горяги температуры фазового перехода ферромагнетизм - парамагнетизм показал, что при $H//c$ $T_C = 292$ К.

Полученные результаты использовались для вычисления изменения магнитной части энтропии ΔS_m , возникающего при включении магнитного поля, на основе известного термодинамического соотношения:

$$\Delta S_m = - \int_0^{B_{max}} (dI/dT)_B dB. \quad (1)$$

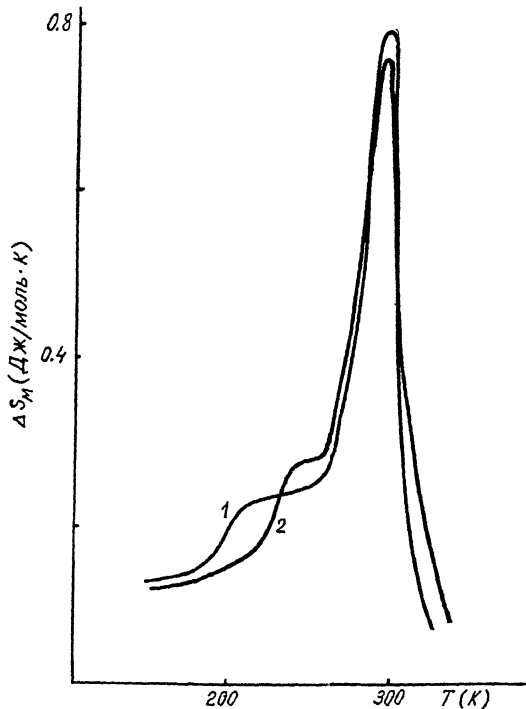


Рис. 1. Температурные зависимости изменения магнитной части энтропии $\Delta S_m(T)$ в поле $H=1.2$ Т: 1 - ось a ; 2 - ось c .

Величина dI/dT определялась из экстремальных кривых $I(T)$ при $B = \text{const}$. Интегрирование по магнитному полю производилось с помощью серии изотерм намагничённости $I(B)$. Результаты вычислений вдоль осей a и c в поле 1.2 Т представлены на рис. 1. Температуры, при которых величина ΔS_m достигает максимального значения, близки к точкам магнитных фазовых переходов. Различие положений максимумов на кривых ΔS_m , вычисленных вдоль осей a и c , связано с влиянием анизотропии на температуру Кюри. В районе спин-переориентационного перехода наблюдаются изломы на кривых $\Delta S_m(T)$, наличие которых можно объяснить снижением степени магнитного упорядочения при повороте спинов и, таким образом, возникновением дополнительного вклада в изменение магнитной энтропии.

Исследование вида изотерм $\Delta S_m(B)$ показало, что зависимость изменения энтропии от поля в окрестности точки Кюри практически линейна как для гексагональной оси c , так и для оси a .

Важными параметрами термодинамической системы являются свободная энергия F и магнитная часть теплоемкости C_m . Их изу-

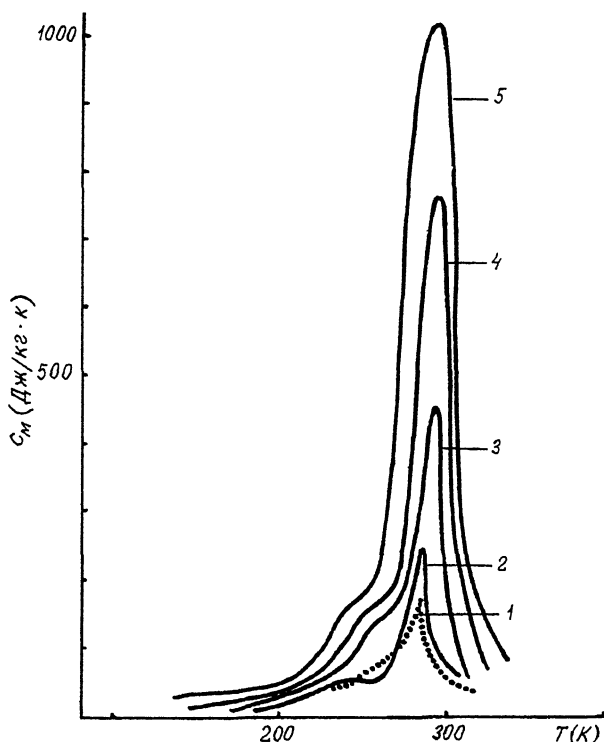


Рис. 2. Температурные зависимости магнитной части теплоемкости в магнитных полях: 1 - $H=0$ Т (по данным работы [3] для поликристалла Gd); 2 - 0; 3 - 0.2; 4 - 0.5; 5 - 1.1; 6 - 0 (теоретический расчет [4]).

чение позволяет получать информацию о различных физических свойствах веществ. Исследование C_m особенно необходимо при разработке магнитных холодильных установок. Значение магнитной части теплоемкости может быть получено с помощью следующей формулы:

$$C_m = -T \left(\frac{dB}{dT} \right)_I \left(\frac{dI}{dT} \right)_B. \quad (2)$$

Для вычисления производных $\left(\frac{dB}{dT} \right)_I$ были использовались серии кривых равной намагниченности $B(T)|_{I=const}$.

Результаты вычисления величины $C_m(T)$ представлены на рис. 2. Магнитный вклад в теплоемкость быстро растет при увеличении внешнего поля. Пунктирной линией на рис. 2 изображены экспериментальные данные из работы [3], полученные для поликристаллического гадолиния при $H=0$. Видно, что величина C_m для монокристалла Gd при $H=0$ (кривая 1) приблизительно в 1.3 раза больше. Сравнение полученных данных с результатами теоретического расчета

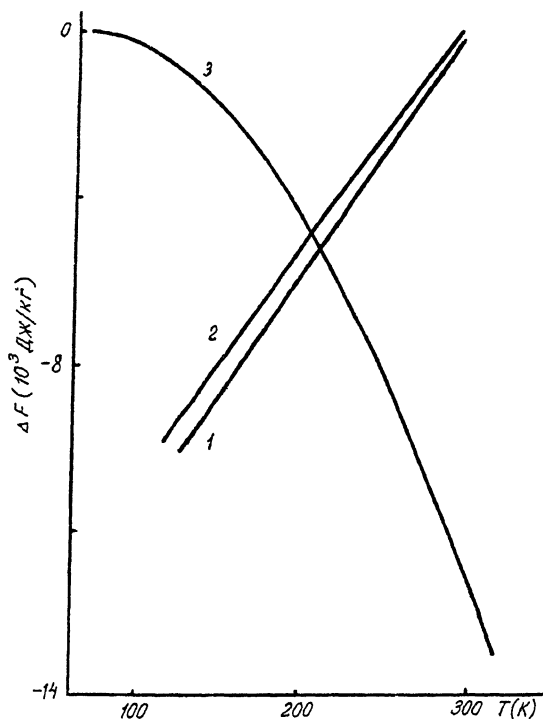


Рис. 3. Температурные зависимости изменения свободной энергии при возникновении магнитного порядка $\Delta F(T)$: 1 - ось a ; 2 - ось c ; 3 - полная свободная энергия F_0 при $H=0$.

магнитной части теплоемкости при $H=0$, выполненного авторами работы [4], показывает, что теоретическое значение C_m в точке T_c достаточно близко к экспериментальному.

Площадь под кривой $C_m(T)$ описывает энергию, необходимую для разрушения магнитного упорядочения в образце. Эта энергия возрастает с увеличением поля и достигает значения $Q = 4.93$ Дж/г в поле 1.1 Т (по оси c). Из рис. 2 видно, что при $T > T_c$ в некотором температурном интервале $C_m \neq 0$, что свидетельствует о наличии ближнего магнитного порядка при $T > T_c$, для разрушения которого требуется дополнительная энергия Q'' . Величина этой энергии существенно меньше энергии Q' , необходимой для разрушения ферромагнитного упорядочения при $T < T_c$, и снижается при уменьшении магнитного поля. При $H=1.1$ Т (ось c) $Q' = 3.38$ Дж/г, $Q'' = 1.55$ Дж/г. В нулевом поле $Q' = 1.48$ Дж/г, тогда как $Q'' = 0.025$ Дж/г для той же оси. Величина Q'' не принимает нулевого значения даже при $H=0$.

Полученные экспериментальные данные позволяют вычислить изменение свободной энергии, происходящее при возникновении магнитного упорядочения. С этой целью можно использовать выражение [5]:

$$\Delta F(T) = \int_T^{T_c} \left\{ \int_0^{I_s(T')} (db/dT)_I dI \right\} dT', \quad (3)$$

здесь I_s – спонтанная намагниченность. Производные и интегралы вычислялись описанным выше методом. Полученные зависимости $\Delta F(T)$ для гексагональной оси и базисной плоскости даны на рис. 3 (кривые 1 и 2). Кривая 3 на том же рисунке – величина полной удельной свободной энергии поликристаллического гадолиния в нулевом магнитном поле, рассчитанная из данных по теплоемкости, полученных в [6, 7]. При низких температурах магнитная часть свободной энергии значительно превосходит остальные. Разница между значениями ΔF для осей a и c определяется вкладом магнитной анизотропии Gd . Влияние магнитной анизотропии существенно снижается при приближении к точке Кюри.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Н и к и т и н С.А. Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов. М.: МГУ, 1989. 248 с.
- [2] К у з'м и н М.Д., Т и ш и н А.М. // J. Phys. D. 1991. V. 24. P. 2039-2044.
- [3] R a m j i R a o R., N a r a y a n a M u r t y J.V.S.S. // Journal of Low Temperature Physics. 1978. V. 33. N 5/6. P. 413-418.
- [4] К а с т е л е у н Р.В., Van K r a n e n d o n k J. // Physica. 1956. V. 22. P. 317-337.
- [5] П о н о м а р е в Б.К., М о р е в а Н.И. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. В4(10). С. 1352-1361.
- [6] G r i f f e l M., S k o c h d o p o l e R.E. // Phys. Rev. 1954. V. 93. P. 657-661.
- [7] L o u n a s m a a O.V., L o r n a J. S u n d s t // Phys. Rev. 1966. V. 150. P. 399-412.

Поступило в Редакцию
6 апреля 1992 г.