

УДК 669.863

## ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГИХ ЯВЛЕНИЙ И РЕЛАКСАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ДИСПРОЗИИ

Г. С. Бурханов, С. А. Никитин, А. М. Тишин, О. Д. Чистяков, О. А. Шпилов  
(кафедра общей физики для естественных факультетов)

Проведено экспериментальное исследование модуля Юнга  $E$  и внутреннего трения  $Q^{-1}$  в поликристаллах Dy различной чистоты в диапазоне температур 4,2—350 К. Обнаружено, что в области низких температур наблюдается гигантский максимум  $Q^{-1}$  (при  $T=37$  К и  $\nu=2030$  Гц  $Q^{-1}=2,15 \cdot 10^{-2}$ ). Показано, что максимум внутреннего трения, наблюдающийся в парамагнитной области температур, имеет дислокационную природу. Найдено, что энергия активации данного процесса равна  $E_A=0,38 \pm \pm 0,05$  эВ, а частотный фактор  $\tau_0=2,9 \cdot 10^{-11}$  с.

Исследование неупругих явлений в кристаллических редкоземельных магнетиках является весьма актуальной научной задачей. В значительной степени это обусловлено многообразием механизмов диссипации упругой энергии в таких материалах. Большинство данных процессов можно отнести к одной из следующих групп [1]: 1) релаксационные явления, связанные с точечными дефектами, дислокациями и поверхностями раздела в кристаллической решетке; 2) неупругость, вызванная фазовыми превращениями; 3) релаксация, обусловленная фонами и электронами; 4) неупругость, связанная с магнитными потерями. Механизмы первой группы в той или иной степени присутствуют практически во всех материалах и вносят основной вклад при низких частотах упругих колебаний в области температур, далеких от температурных фазовых превращений. Четвертая группа является сравнительно малоизученной, и вклад в суммарное внутреннее трение вносит лишь в веществах, обладающих магнитной структурой. Необходимо отметить, что изучение вклада различных механизмов в реальных магнетиках, обладающих сложной магнитной структурой, подобной РЗМ, является весьма сложной экспериментальной задачей.

В настоящей работе проведено исследование модуля Юнга  $E(T)$  и внутреннего трения  $Q^{-1}(T)$  поликристаллических образцов диспрозия чистоты 99,99 ат. % и 99,9 ат. % в температурном диапазоне 4,2—350 К на частотах  $10^2$ — $10^4$  Гц. Образец Dy (99,9 ат. %) изготавливался из переплавленного в виде слитка материала Dy технической чистоты. Для изготовления образца Dy (99,99 ат. %) использовался дистиллированный диспрозий. Перед резкой на электроискровом станке слитки проходили отжиг в течение 4 ч при температуре 700 °С. После резки для удаления поверхностного деформированного слоя образцы проходили травление, в процессе которого удалялось до 20—30% материала образца. Начальная длина язычка Ш-образного образца, изготовленного из дистиллированного диспрозия, составляла  $L_1=17$  мм, при этом частота его автоколебаний была равна  $\nu_1=305$  Гц. Последовательное уменьшение длины образца приводило к увеличению частоты его колебаний. Так, при  $L_6=4$  мм  $\nu_6$  составила 4040 Гц.

Изгибные колебания консолюно закрепленного образца возбуждались электростатическим образом и поддерживались с помощью электромеханической обратной связи. Разрыв цепи обратной связи приводил к затуханию колебаний образца, число которых между двумя амплитудными порогами, определяемыми дискриминатором, подсчитыва-

лось электронным счетчиком. Точность измерения  $Q^{-1}$  составляла 2—3%. Более детальное описание методики эксперимента дано в [2].

Основное внимание при исследовании  $Q^{-1}$  уделялось особенностям поведения внутреннего трения в парамагнитной (ПМ) области температур при  $T > \Theta_2 = 180$  К, где предполагается наличие ближнего магнитного порядка в виде кластерных образований [3], а также в области низких температур вблизи точки  $T = \Theta_1$  перехода из геликоидального антиферромагнитного (ГАФМ) состояния в ферромагнитную (ФМ) фазу.

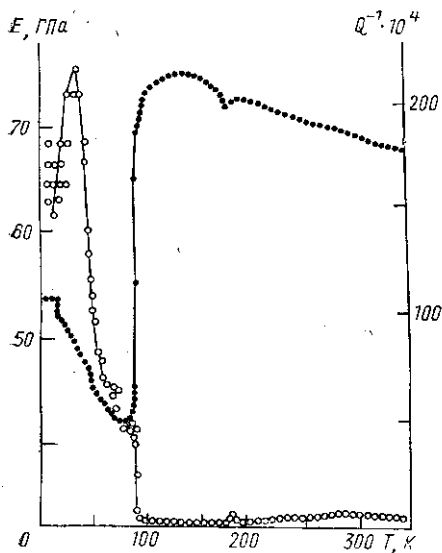


Рис. 1. Температурные зависимости модуля Юнга  $E$  (темные точки) и внутреннего трения  $Q^{-1}$  (светлые) поликристалла Dy (99,99 ат.%) на частоте 2030 Гц

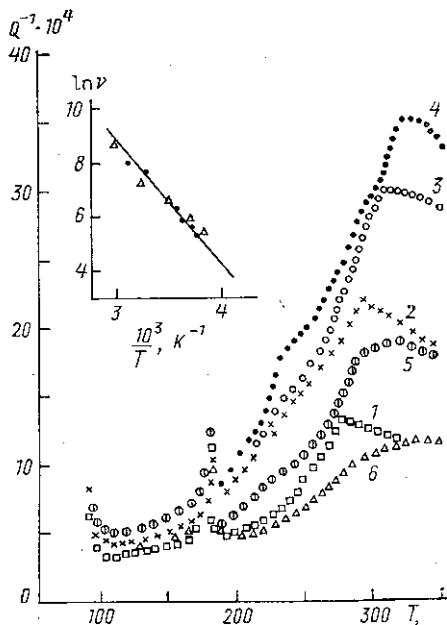


Рис. 2. Температурные зависимости внутреннего трения  $Q^{-1}$  поликристалла Dy (99,99 ат.%) на частотах 305 (1); 580 (2), 1610 (3), 2050 (4), 2780 (5) и 4040 Гц (6). На вставке — зависимость  $\ln \nu$  ( $T^{-1}$ ) для поликристаллов Dy: кружочки — 99,99 ат.%; треугольники — 99,9 ат.%

На рис. 1 представлены температурные зависимости  $E(T)$  и  $Q^{-1}(T)$  для поликристалла дистиллированного Dy при нагреве образца в диапазоне температур 4,2—350 К на частоте 2040 Гц. В точке магнитного фазового перехода ГАФМ — ФМ при  $T = \Theta_1 = 90$  К происходит сильное скачкообразное уменьшение модуля Юнга и наблюдается существенный рост внутреннего трения. При  $T = \Theta_2$  аномальное поведение  $E(T)$  является менее выраженным.

В отсутствие магнитного поля упругие напряжения вызывают поворот спонтанного момента внутри доменов во всей области температур магнитного упорядочения. Однако, если выше температуры  $\Theta_1$  упругие напряжения, деформируя геликоид, преодолевают силы магнитной анизотропии в базисной плоскости и силы обменного взаимодействия между спинами, лежащими в соседних базисных плоскостях, то ниже точ-

ки  $\Theta_1$  вследствие значительного возрастания констант анизотропии магнитные моменты остаются параллельными, и работа производится в основном только против сил магнитной анизотропии. В соответствии с [4] при  $T > \Theta_1$  это обуславливает влияние упругих напряжений на магнитную структуру Dy меньшее, чем при  $T < \Theta_1$ .

На рис. 1 видно, что ниже температуры 60 К начинается заметное возрастание модуля Юнга. Авторы [4, 5] также связывают данный процесс с сильным ростом магнитной анизотропии в базисной плоскости при низких температурах.

Начиная с температуры  $\sim 15$  К и до 4,2 К модуль практически не изменяется. Это, по всей видимости, связано с тем, что, с одной стороны, решеточный вклад в модуль Юнга в соответствии с теорией Дебая должен иметь при  $T=0$  К нулевую производную, а с другой стороны, с тем, что при низких температурах спонтанная намагниченность достигает насыщения. Вызывает, однако, удивление факт скачкообразного возрастания модуля Юнга при  $T=15$  К. Можно предположить, что в данной области температур происходит трансформация магнитной структуры диспрозия, возможно, подобная той, которая наблюдалась в работе [6].

Не останавливаясь подробно на поведении  $E$  и  $Q^{-1}$  в диапазоне температур 78—300 К на данных частотах, что сделано, например, в работах [4, 5, 7, 8], отметим аномальное поведение  $Q^{-1}$  в ФМ-области Dy. Ранее на данных частотах ( $10^2$ — $10^4$  Гц) исследование внутреннего трения диспрозия при температурах 4,2—78 К не проводилось. Однако Левитиным [4] при исследовании продольных колебаний образца поликристалла Dy на частоте 110 кГц обнаружено возрастание величины  $Q^{-1}$  приблизительно в пять раз в области точки  $\Theta_1$  (измерения проводились до азотных температур). Такое поведение  $Q^{-1}$  связывалось автором с тем, что под действием переменных упругих напряжений происходит переход из ФМ-состояния в ГАФМ и обратно или же с наличием в окрестности температуры  $\Theta_1$  двухфазной гетерогенной магнитной структуры. Аномальный рост коэффициента затухания ультразвука в поликристалле диспрозия в области низких температур наблюдался также Розеном [9] на частоте 10 МГц, который установил, что в ферромагнитной области при  $T=40$  К имеет место симметричный максимум коэффициента затухания. Причем величина поглощения ультразвука в ФМ-области увеличивалась в 3—4 раза по сравнению с ГАФМ-областью. В работе [4] в NiO и CoO при температурах приблизительно на 100 К ниже температуры Нееля наблюдался дополнительный максимум внутреннего трения. Наличие данной аномалии связывалось автором с движением доменных границ под действием упругих напряжений.

Наши экспериментальные данные указывают на то, что на частоте 2 кГц внутреннее трение в поликристалле Dy возрастает в ФМ-области примерно на два порядка. Максимум величины  $Q^{-1}$  расположен при температуре 37 К. Необходимо отметить, что величина внутреннего трения в области максимума становится столь значительной, что колебания исследуемого образца при разрыве цепи обратной связи затухают всего лишь за 10—20 периодов.

Анализ литературных данных позволяет предположить, что наблюдаемый в ФМ-области максимум внутреннего трения может быть обусловлен следующими механизмами: 1) смещением под действием упругих напряжений границ доменов, направления намагниченности в которых отличаются на  $60^\circ$ ; 2) вращением векторов спонтанной намагниченности относительно осей легкого намагничивания в базисной плоскости.

На поликристалле диспрозия нами было проведено детальное исследование причины обнаруженного ранее в работах [3, 7] аномально-го поведения кривых  $Q^{-1}(T)$  в парамагнитной области при  $T=260-320$  К. В работе поставлена серия экспериментов с целью изучения влияния частоты, на которой проводятся измерения, на вид и температуру расположения наблюдавшегося в данной области температур максимума.

На рис. 2 представлены температурные зависимости  $Q^{-1}$  в Ду в отсутствие магнитного поля при различных частотах. Из рис. 2 видно, что кроме аномалии поведения внутреннего трения в точке фазового перехода ГАФМ—ПМ при  $T=\Theta_2=180$  К в парамагнитной области имеет место максимум  $Q^{-1}$  в диапазоне температур 260—320 К. Амплитудное значение данного максимума существенно превышает величину аномалии в точке  $\Theta_2$ . Вначале, с увеличением частоты колебаний об-

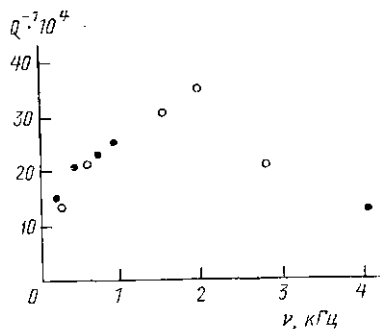


Рис. 3. Частотная зависимость величины «парамагнитного» максимума  $Q^{-1}$  для поликристаллов Ду: светлые точки — 99,99 ат.%, темные — 99,9 ат.%

разца с 300 до 2000 Гц, имеет место равномерный рост величины аномального максимума  $Q^{-1}$  (рис. 3). При дальнейшем возрастании частоты (2780 и 4040 Гц) максимальное значение  $Q^{-1}$  начинает уменьшаться.

Особо следует отметить тот факт, что с ростом частоты колебаний исследуемых образцов Ду температура, соответствующая аномальному максимуму, увеличивается. Так, при  $\nu_1=305$  Гц  $T_1=270$  К, а при  $\nu_6=4040$  Гц  $T_6=320$  (см. рис. 2).

Такая зависимость расположения максимума  $Q^{-1}$  от частоты колебаний указывает на его релаксационное происхождение. Полученные экспериментальные данные могут быть использованы для расчета энергии активации этого процесса. Как известно, энергия активации процесса  $E_A$  при наличии частотного сдвига максимумов  $Q^{-1}$  по температуре определяется выражением

$$E_A = R \frac{T_i T_j}{T_i - T_j} \ln \frac{\nu_j}{\nu_i}, \quad (1)$$

где  $R$  — универсальная газовая постоянная,  $T_i$  и  $T_j$  — температуры, соответствующие максимуму на частотах  $\nu_i$  и  $\nu_j$ .

Экспериментальная зависимость  $\ln \nu(T^{-1})$  для обоих образцов Ду представлена на вставке к рис. 2. Обработка результатов для Ду чистоты 99,99 ат.% по методу наименьших квадратов приводит к значению для энергии активации  $E_A=0,38 \pm 0,05$  эВ. Исследования образца диспрозия чистоты 99,9 ат.% позволили установить, что энергия активации данного процесса имеет такое же значение (с несколько меньшей точностью). Тот факт, что значения энергии активации данного процесса в образцах диспрозия различной чистоты равны, указывает на то, что примеси не оказывают определяющего влияния на данный релаксационный процесс.

Представляло интерес определить величину вклада во внутреннее трение, вносимого термоупругим затуханием. Полную релаксационную

картину можно представить с помощью дискретного спектра времен релаксации, при этом внутреннее трение можно записать в виде [10]:

$$Q^{-1} = \Delta_E \frac{\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2}, \quad (2)$$

где степень релаксации описывается выражением

$$\Delta_E = E\alpha^2 T / (\rho c_p). \quad (3)$$

При условии  $\omega\tau=1$  из уравнений (2) — (3) получим выражение для затухания, вызванного поперечными тепловыми потоками:

$$Q^{-1} = E\alpha^2 T / (2\rho c_p). \quad (4)$$

Для поликристалла Ду параметры, входящие в формулы (3) и (4), при  $T=290$  К равны: модуль Юнга  $E=70$  ГПа, коэффициент теплового расширения  $\alpha=10^{-5}$ , плотность  $\rho=8,56 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup> и удельная теплоемкость  $c_p=27$  Дж·моль<sup>-1</sup>·К<sup>-1</sup>.

Вычисления по формуле (4) показывают, что при  $T=290$  К  $Q^{-1}=4,3 \cdot 10^{-4}$ , что почти на порядок меньше экспериментально наблюдаемой величины. Таким образом, этот механизм также не является основным в данном температурном диапазоне. Необходимо отметить, что в выражении (2) учитывается лишь первый весовой множитель ( $f_0=0,986$ ). Учет остальных членов  $f_n$  дает незначительный вклад в общую величину  $Q^{-1}$ .

Для релаксационных явлений, обусловленных взаимодействием структурных и магнитных неоднородностей с полем внешних периодических сил, время релаксации зависит от температуры в соответствии с законом

$$\tau = \tau_0 \exp \{E_A/k_B T\}, \quad (5)$$

где  $\tau_0$  — частотный фактор,  $k_B$  — постоянная Больцмана. Использование экспериментальных значений  $E_A$  и  $\tau$  (при условии  $\omega\tau=1$ ) дает возможность рассчитать величину частотного фактора для исследованных образцов. Расчет показывает, что для обоих исследованных образцов диспрозия  $\tau_0=2,9 \cdot 10^{-11}$  с. Как показано в работе [11], величины  $\tau_0$ , лежащие в диапазоне от  $10^{-10}$  до  $10^{-12}$  с, являются наиболее характерными для релаксационных процессов дислокационной природы.

Появление дефектов и дислокаций в диспрозии могло быть вызвано предварительной деформацией образцов, которой они неизбежно подвергались, например, в процессе изготовления. Температурный регион, в котором наблюдаются данные максимумы, совпадает с областью температур, в которой в металлах с ГЦК-решеткой (золото, медь, и др.) имеют место деформационные пики внутреннего трения, называемые пиками Хасигути [10].

Известно, что при своем движении в кристаллической решетке дислокация преодолевает различного рода энергетические барьеры за счет приложенного к ней поля внешних напряжений [12]. Торможение осуществляют либо элементарные возбуждения в объеме кристалла (например, фононы), либо потенциальный рельеф самой решетки — барьеры Пайерлса. К аналогичному эффекту может приводить и наличие других дефектов решетки, например вакансии, примесные и межузельные атомы и т. д.

Оценка относительного влияния потенциального рельефа решетки и силовых полей точечных дефектов на подвижность дислокаций в различных кристаллических структурах в настоящее время является пред-

метод дискуссии. Вместе с этим, опираясь на результаты работ [13, 14], можно предположить, что в температурной области, соответствующей максимуму внутреннего трения в диспрозии (260—320 К), происходит термоактивированный отрыв дислокаций от точечных центров закрепления.

Таким образом, анализ литературы и полученные экспериментальные данные указывают на то, что максимумы на кривых  $Q^{-1}(T)$  в области комнатных температур имеют дислокационную природу. Необходимо отметить, что в работе [7] данные максимумы в сплавах тербия с диспрозием и эрбием наблюдались практически при одних и тех же температурах, что фактически также косвенно подтверждает их немагнитную природу. Однако, на взгляд авторов, это не противоречит высказанному в [3] предположению о наличии в ПМ-области температур магнитных кластеров.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Шермергор Т. Д. // Релаксационные явления в твердых телах. М., 1968. С. 31. [2] Шубин В. В. // Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1986. [3] Катаев Г. И., Кортов С. В., Саттаров М. Р., Тишин А. М. // Тез. докл. II Всесоюз. семин. «Магнитные фазовые переходы и критические явления». Махачкала, 1989. С. 125. [4] Левитин Р. З. Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1962. [5] Белов К. П., Левитин Р. З., Малевская Л. А., Соколов В. И. // ФММ. 1969. 17, № 4. С. 617. [6] Willis F., Ali N. // J. Appl. Phys. 1991. 69. P. 5694. [7] Саттаров М. Р. Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1989. [8] Белов К. П., Левитин Р. З., Никитин С. А. // УФН. 1964. 82. С. 449. [9] Rosen M. // Phys. Rev. 1968. 174, N 2. P. 504. [10] Постников В. С. Внутреннее трение в металлах. М., 1974. [11] Новик А., Берри Б. Релаксационные явления в кристаллах. М., 1975. [12] Никифоров С. П., Кардашев Б. К. Упругость и дислокационная неупругость кристаллов. М., 1985. [13] Сойфер Я. М., Штейнберг В. Г. // ФММ. 1970. 29, № 6. С. 1274. [14] Золотухин И. В., Бармин Ю. В. Стабильность и процессы релаксации в металлических стеклах. М., 1991.

Поступила в редакцию  
27.03.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34. № 2

УДК 537.311.3:539.216.2.001

## РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ В АНОМАЛЬНОМ ЭФФЕКТЕ ХОЛЛА

А. В. Ведяев, Н. Г. Карачанская, О. А. Котельникова, Н. В. Рыжанова  
(кафедра магнетизма)

Для металлических пленок в рамках приближения когерентного потенциала при использовании формализма Кубо исследован размерный эффект в аномальном эффекте Холла (АЭХ). Рассчитан классический размерный эффект в АЭХ тонких ферромагнитных пленок при низких температурах. Разработана методика расчета кинетических явлений в пленках произвольной толщины, не накладывающая ограничений на параметры примесного рассеяния в объеме и на поверхности пленок.

В предыдущей работе [1] нами был развит подход, позволяющий описать размерный эффект в электросопротивлении металлических пленок в приближении когерентного потенциала (ПКП) с использованием формализма Кубо. Было показано, что в квазиклассическом пределе при слабом рассеянии электронов проводимости результаты расчета совпадают с полученными ранее с помощью более традиционных методов [2], которые используют решение классического уравнения Больцмана для функции распределения электронов, подчиняющейся