

фононных частот не происходит; в то же время локальные значения λ_{10c} , которыми определяется T_c , могут быть ≥ 1 за счет малых a и ван-хововских особенностей $N_{2D}(\epsilon) \sim \ln |\epsilon|$; при локализации $\Delta(z)$ на линейных дефектах $\lambda_{10c} \sim gN_{1D}(0)a^{-2}$ и возможны особенности $N_{1D}(\epsilon) \sim \epsilon^{-1/2}$ (в оксидах роль плоских и линейных дефектов играют плоскости и цепочки Cu—O). Сочетание высоких T_c с низкой средней плотностью состояний, определяемой по теплоемкости $C_e = \gamma T$ — характерная особенность оксидов, отчетливо проявляющаяся на диаграмме $T_c - \gamma$ [6].

Наличие ван-хововских особенностей объясняет наблюдаемые структурные аномалии, зависимость T_c от легирования [7]. С ними же связано ослабление изотоп-эффекта [8]: при наличии на уровне Ферми пика плотности состояний шириной $\leq \omega_D$ в формулу БКШ вместо ω_D входит ширина пика.

Л и т е р а т у р а

- [1] Bednorz J. G., Müller K. A. // Z. Phys. B. 1986. V. 64. N 1. P. 189; Wu M. K., Ashburn J. R. et al. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. N 8. P. 908.
- [2] Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике. М., 1962. 441 с.
- [3] de Gennes P. G. // Rev. Mod. Phys. 1964. V. 36. N 1. P. 225.
- [4] Суслов И. М. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 5. С. 1523—1525.
- [5] Проблемы высокотемпературной сверхпроводимости / Под ред. Гинзбурга В. Л. и Киржница Д. А. М., 1977. С. 183.
- [6] Batlog B. et al. Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 10. P. 5340.
- [7] Суслов И. М. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. № 10. С. 402—405.
- [8] Mattis D. C., Mattis M. P. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. N 24. P 2780.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
6 июля 1988 г.

УДК 669.863'864 : 538.652

Физика твердого тела. том 31, в. 1, 1989
Solid State Physics. vol. 31, № 1, 1989

НЕКОТОРЫЕ МАГНИТОУПРУГИЕ И НЕУПРУГИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛА $Tb_{0.5}Dy_{0.5}$

Г. И. Катаев, М. Р. Самтаров

Большая часть измерений упругих свойств монокристаллов магнетиков производится на ультразвуковых частотах. При этом часть информации может теряться, когда например, в полученных результатах не находят отражения определенные доменные процессы, а для всех диссипативных явлений (затухание ультразвука на высоких и внутреннее трение на сравнительно низких частотах) вообще характерна резкая частотная зависимость. Магнитоупругие и другие свойства двойных сплавов редкоземельных металлов друг с другом пока изучены слабо. В данной работе методом возбуждения изгибных автоколебаний малых ($7 \times 3 \times 0.2$ мм) консольно закрепленных образцов [1], вырезанных вдоль кристаллографических осей c , a , b гексагонального кристалла $Tb_{0.5}Dy_{0.5}$, на частотах около 2 кГц измерялись модули Юнга по направлениям этих осей $E_c = s_{33}^{-1}$ и $E_{a,b} = s_{11}^{-1}(s_{ii} - \text{константы упругой податливости})$ и путем разрыва цепи электромеханической обратной связи и подсчета числа затухающих колебаний между порогами дискриминатора соответствующее внутреннее трение Q^{-1} . Измерения проводились в полях электромагнита с индукцией до 1.45 Тл и температурном интервале 77—300 К с точностью по изменению E 0.02 % и по изменению Q^{-1} около 0.5 %.

Монокристалл выращен в ГИРЕДМЕТ по методу Чохральского из исходных металлов чистотой 99.99 % с максимальным отклонением от

заданного состава $\pm 3\%$ и сориентирован в Проблемной лаборатории магнетизма МГУ; он является коллинеарным ферромагнетиком (ФМ) ниже температуры Θ_1 и геликоидальным антиферромагнетиком (АФМ) между Θ_1 и Θ_2 . Значения температур этих переходов несколько отличаются по разным осям кристалла. Для образца, длина которого расположена вдоль оси c , а другие стороны вдоль осей a и b , значения $\Theta_1 = 154$ и $\Theta_2 = 204$ К, определенные по температурам соответственных упругих аномалий, совпадают с таковыми для поликристалла того же состава, как с линейной

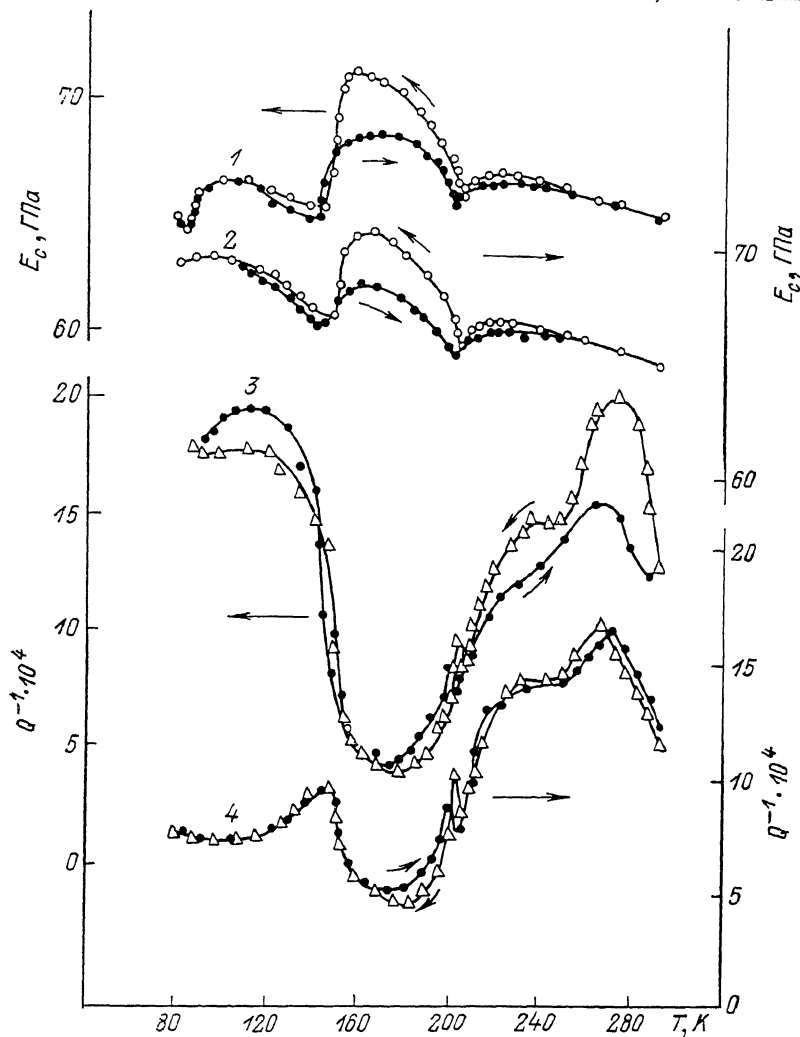


Рис. 1. Зависимости модуля Юнга E_c (1, 2), измеренного вдоль оси c монокристалла, и соответствующего внутреннего трения Q^{-1} (3, 4) от температуры для размагниченного образца (1, 3) и во внешнем поле с индукцией $B=0.7$ Тл (2, 4).

интерполяцией к этому составу известных значений для Tb и Dy. Образцы, большие линейные размеры которых лежат в базисной плоскости, имеют $\Theta_2 = 198$ К, т. е. меньше на 6 К, примерно так же и для Θ_1 (отличие такого типа наблюдалось для Θ_1 и Θ_2 вдоль разных осей монокристалла $Tb_{0.4}Gd_{0.6}$ в работе [1]). Максимальная индукция критического поля перехода АФМ—ФМ для $Tb_{0.5}Dy_{0.5}$ при 205 К составляет 0,6 Тл [2].

На рис. 1 приведены зависимости E_c и Q^{-1} от температуры T для размагниченного образца и образца во внешнем магнитном поле с индукцией 0,7 Тл; размагничивающий фактор тонкого образца невелик и в работе не учитывался. Заметный температурный гистерезис E_c наблюдается

не только между Θ_1 и Θ_2 , где его принято связывать с различным при нагреве и охлаждении образца ходом температурных зависимостей угла геликоида [3], но и на десятки градусов выше Θ_2 . Если обозначить температуру «выклинивания» этого гистерезиса через T_H , то примерно T_H соответствует и вершина широкого максимума Q^{-1} , отмеченного еще боль-

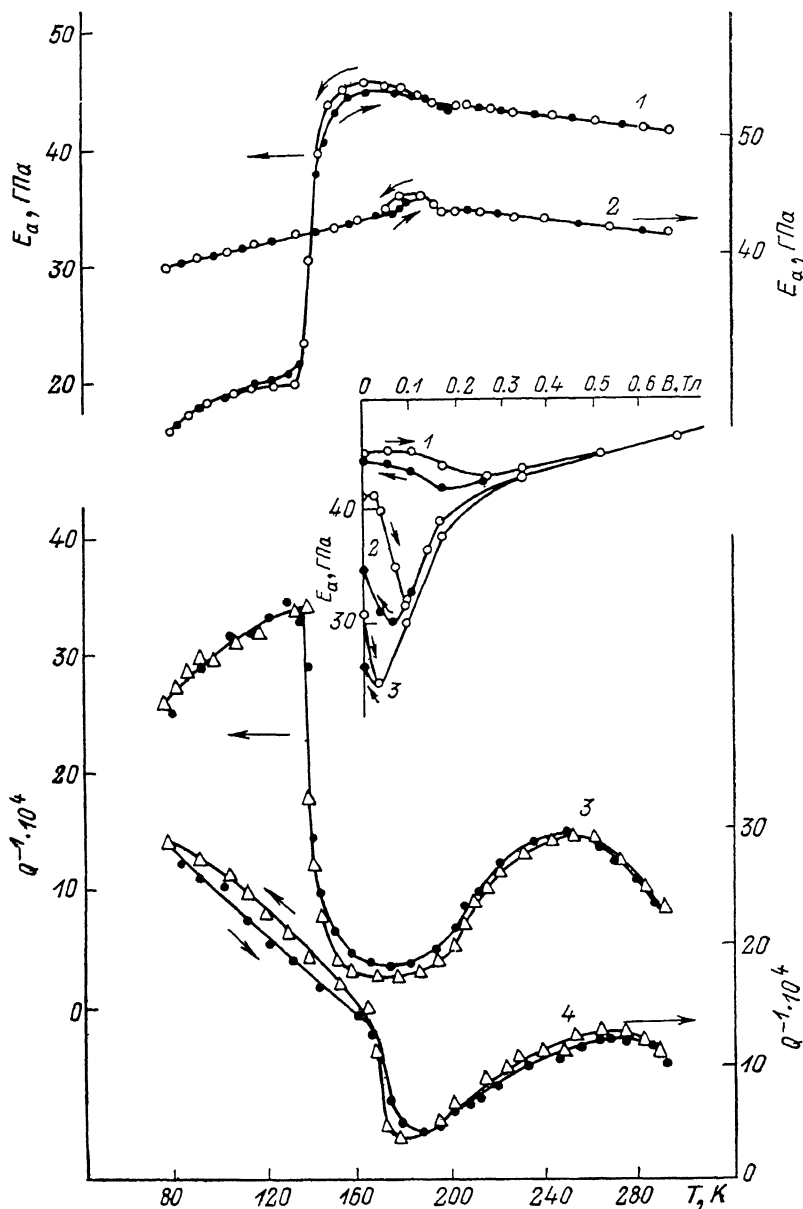


Рис. 2. Зависимости модуля Юнга E_a (1, 2) и соответствующего внутреннего трения (3, 4) от температуры для размагниченного образца (1, 3) и во внешнем поле $B = 0.3$ Тл (2, 4).
На вставке — зависимости E_a от внешнего магнитного поля при $T = 160$ (1), 150 (2) и 144 К (3).

шим гистерезисом. Как видно из рис. 1, поле 0.7 Тл не снимает гистерезиса E_c и вообще мало меняет кривые $E_c(T)$ ввиду большой магнитокристаллической анизотропии вдоль оси c . Максимум внутреннего трения в этом поле уменьшается по высоте, что может говорить о его магнитной природе; уменьшается и температурный гистерезис Q^{-1} .

При температуре Θ_2 на кривых $E_c(T)$ и $Q^{-1}(T)$ наблюдаются типичные аномалии в виде небольших острых минимумов E_c и максимумов Q^{-1} ;

в районе Θ_1 аномалии более размытые, что можно связать с характером перехода в этой точке как перехода I рода [4], причем Θ_1 «располагается» на крутом спаде $E_c(T)$, если идти вниз по температуре, и соответственно, росте $Q^{-1}(T)$. Минимум $E_c(T)$ при 142 К ($B=0$), лежащий на несколько градусов ниже Θ_1 , в поле 0.7 Тл сдвигается на 3—4 К вправо, причем на кривой $Q^{-1}(T)$ при его температуре выявляется максимум. Последний, очевидно, стал заметен после спада в поле «доменного» затухания в ФМ области.

На рис. 2 приведены температурные зависимости E_a и Q^{-1} для образца, вырезанного вдоль оси a , более широкая грань которого лежит в базисной плоскости кристалла. В районе Θ_1 при $B=0$ обе величины показывают резкие скачки, сильно сглаживающиеся в поле 0.3 Тл. Температурный гистерезис E_a между Θ_1 и Θ_2 намного меньше, чем для E_c , а выше Θ_2 не наблюдается совсем. Небольшой широкий максимум Q^{-1} в этой области температур для образца вдоль оси a , однако, остается (для оси b он не наблюдается) и имеет некоторый гистерезис при нагреве и охлаждении образца. Поле 0.3 Тл смещает все аномалии в область больших температур.

На вставке рис. 2 представлены полевые зависимости модуля E_a при нескольких постоянных температурах, лежащих несколько ниже и выше Θ_1 . В полях до 0.3 Тл при этих температурах на фоне отрицательного ΔE -эффекта [5], характерного в этих полях для АФМ области, наблюдается полевой гистерезис E_a . Ниже 144 и выше 160 К такого гистерезиса нет. Подобный гистерезис обнаружен и на образце, вырезанном вдоль оси b , и на поликристаллах системы Ть—Ду, а также в [6] на монокристалле Ть_{0.5}Но_{0.5} и связывается там со смещением в поле температуры перехода ФМ—АФМ при увеличении и уменьшении поля. Эти значения поля соответствуют области смещения границ доменов, что, на наш взгляд, и должно приводить к гистерезису в области отрицательного ΔE -эффекта.

Из результатов настоящей работы наибольший интерес, видимо, представляют аномальные явления температурного гистерезиса в парамагнитной области, особенно характерные для образца вдоль оси c . Явления такого рода наблюдались нами и на всех поликристаллических образцах системы Ть—Ду. Они невелики в чистом Ть и более или менее равномерно возрастают к Ду. Однако измерения методом составного вибратора на частоте ~ 180 кГц для Ду, повторив «низкочастотные» результаты по E и Q^{-1} в районе температур ниже Θ_2 , не показали описанных выше аномалий выше Θ_2 . Таким образом, эти аномалии проявляются при измерениях упругих и неупругих свойств РЗМ в низкочастотном диапазоне и, в частности, для описанного монокристалла — в основном по его гексагональной оси, вдоль которой осуществляется антиферромагнитное взаимодействие. С другой стороны, температурный гистерезис магнитных рефлексов при нейтронографических исследованиях на Ду и Но в работе [4] еще наблюдался выше Θ_2 на ~ 10 К. Мы полагаем, что «смешанный» [4, 7] характер магнитного фазового перехода в Θ_2 может сказываться в этих случаях через сохранение ближнего магнитного порядка далеко за Θ_2 в парамагнитной области и исчезновении его там только при некоторой температуре T_H , а между Θ_2 и T_H — в температурном гистерезисе, связанном с различной при нагреве и охлаждении температурной зависимостью угла геликоида, различными размерами и концентрацией магнитных (в малых полях геликондальных антиферромагнитных) кластеров. Размеры кластеров могут быть определенным образом связаны с частотной зависимостью возможности наблюдения этих явлений.

Л и т е р а т у р а

- [1] Катаев Г. И., Шубин В. В. // ФММ. 1979. Т. 48. № 1. С. 188—193.
 [2] Никитин С. А., Иванова Т. И., Леонтьев П. И., Талалаева Е. В. // ВМУ, сер. 3, физ., астр. 1986. Т. 27. № 3. С. 52—56.
 [3] Jiles D. C., Blackie G. N., Palmer S. B. // J. Magn. and Magn. Mat. 1981. V. 24. N 1. P. 75—80.

- [4] Баазов Н. Г., Манджавидае А. Г. Исследования редкоземельных магнетиков нейтронными методами. Тбилиси, 1983. 94 с.
 [5] Катаев Г. И., Попков А. Ф., Шавров В. Г., Шубин В. В. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 4 (10). С. 1427—1442.
 [6] Isci C., Palmer S. B. // J. Phys. Chem. Sol. 1977. V. 38. N 11. P. 1253—1258.
 [7] Plessis P. V., Brits G. H. Physica. 1986. V. 136B. N 1—3. P. 397—399.

Московский государственный
 университет им. М. В. Ломоносова
 Москва

Поступило в Редакцию
 7 июля 1988 г.

УДК 539.213.2

Физика твердого тела, том 31, в. 1, 1989
 Solid State Physics, vol. 31, № 1, 1989

О РАДИУСЕ ЛОКАЛИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В ОРГАНИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ

А. Е. Почтенный, Я. А. Фель

Поскольку, как установлено к настоящему времени [1], основным механизмом электропроводности ряда органических полупроводников и диэлектриков является прыжковый, возникает проблема экспериментального определения необходимых для описания прыжковой проводимости параметров электропереноса, среди которых одним из важнейших следует назвать радиус локализации электронов [2]. Если для мелких примесей в легированных неорганических полупроводниках вследствие водородо-подобности волновых функций радиус локализации a может быть определен на основе экспериментальных значений энергии ионизации примеси E и эффективной массы m как $a = \hbar / (2mE)^{1/2}$ (см., например, [2]), то для электронов в органических полупроводниках и диэлектриках такой метод неприменим вследствие неприменимости приближения слабой связи. Вопрос же о радиусе волновых функций в приближении сильной связи носит дискуссионный характер. Следовательно, радиус локализации электронов в органических материалах необходимо определять экспериментально в рамках существующей теории прыжковой проводимости [2], чему и посвящена данная работа.

Оценка радиуса локализации электронов может быть произведена на основе данных по компенсационному эффекту [4], заключающемуся в том, что высокоомные органические материалы с большей энергией активации проводимости ϵ имеют большее значение предэкспоненциального множителя σ_0 в температурной зависимости проводимости

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-\epsilon/kT), \quad (1)$$

причем связь между величинами ϵ и $\lg \sigma_0$ близка к линейной. Как было показано в [5], этот эффект может рассматриваться как прямое следствие прыжкового механизма проводимости, в случае реализации которого роль предэкспоненциального множителя в (1) играет величина [2]

$$\sigma_0 = \sigma_{03} \exp(-\alpha/aN^{1/3}), \quad (2)$$

где N — объемная концентрация центров локализации; α — константа, равная 1.73 для сильно разупорядоченной [2] и 1.9 для слабо разупорядоченной [6] системы. Поскольку при малых N , т. е. в высокоомных материалах, энергия активации прыжковой проводимости может быть оценена как [7]

$$\epsilon = e^2 N^{1/3} / \chi, \quad (3)$$