

## ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОЙ ФАЗОВОЙ ДИАГРАММЫ ДИСПРОЗИЯ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ЗВУКА

А. В. Андрианов, А. Н. Васильев, Ю. П. Гайдуков, Э. Фосетт<sup>1)</sup>

Исследованы полевые зависимости эффективности электромагнитоакустического преобразования в монокристалле диспрозия. Полученные данные использованы для построения  $H$ - $T$ -диаграммы этого металла в магнитном поле, ориентированном вдоль кристаллографической оси симметрии второго порядка  $b$ .

Перестройка спиновой подсистемы магнетика под действием внешнего магнитного поля или температуры проявляется во многих, и, в частности, в магнитоупругих взаимодействиях. Для изучения этих взаимодействий может быть использовано явление электромагнито-акустического преобразования (ЭМАП) на границе магнетика<sup>1</sup>. В настоящей работе исследование полевых зависимостей эффективности ЭМАП проведено на монокристалле Dy. В отсутствие магнитного поля этот металл с повышением температуры при  $T_1 = 85$  K переходит из ферромагнитной фазы типа "легкая плоскость" в геликоидальную антиферромагнитную фазу, а затем, при  $T_2 = 180$  K, в парамагнитную фазу. При  $T < T_1$  магнитное поле, ориентированное в базисной плоскости  $ab$ , вызывает обычный для ферромагнетиков процесс намагничивания; в интервале  $T_1 < T < T_2$  наложение магнитного поля приводит к разрушению антиферромагнитной спирали. Исследование влияния магнитного поля, ориентированного вдоль оси второго порядка  $a$ , на намагниченность<sup>2</sup>, проводимость<sup>3</sup> и скорость звука<sup>4</sup> в Dy показали, что разрушение антиферромагнитной спирали происходит с образованием промежуточной веерной ферромагнитной фазы<sup>5</sup>.

В настоящей работе границы существования магнитных фаз в Dy определены в магнитном поле  $H$ , ориентированном как вдоль оси  $a$ , так и вдоль оси второго порядка  $b$ .  $H$ - $T$ -диаграмма, полученная при  $H \parallel a$  практически совпадает с данными<sup>2-4</sup>; измерения при  $H \parallel b$  проведены впервые и их результаты представлены ниже.

Монокристалл Dy имел форму параллелепипеда, грани которого параллельны кристаллографическим осям  $c$  (размер вдоль оси шестого порядка – 0,435 см),  $b$  (0,58 см) и  $a$  (0,33 см). Измерения проводились эхо-методом. Образец размещался в соленоидальной катушке индуктивности, на которую подавались радиоимпульсы с амплитудой 2 кВ, длительностью  $\sim 1$  мкс и частотой заполнения 10 МГц. Внешнее магнитное поле  $H$  напряженностью до 60 кЭ прилагалось в базисной плоскости вдоль оси  $b$  и параллельно переменному магнитному полю  $h$ , создаваемому катушкой ( $h \approx 10^2$  Э). ЭМАП обусловлено магнитоупругим взаимодействием в скин-слое металла. Возбуждаемые в образце упругие колебания регистрировались той же катушкой за счет эффекта обратного ЭМАП. Измеряемый в такой постановке опыта сигнал пропорционален квадрату амплитуды возбуждаемого звука или, что то же самое, эффективности преобразования  $W$ <sup>6</sup>. Катушка индуктивности, охватывавшая образец, использовалась также для записей полевых зависимостей намагниченности образца  $M$  методом флюксметра. Контроль температуры с точностью  $1^\circ$  осуществлялся термопарой Cu–CuFe.

Полевые зависимости  $W$  и  $M$ , полученные в ферромагнитной фазе Dy ( $T < T_1$ ) приведены на рис. 1. Вид кривых намагниченности практически не изменяется с ростом температуры. Область полей, в которых происходит генерация звука ( $H < H_2$ ) с приближением к  $T_1$  сокращается. В полях, соответствующих перегибу кривой  $M(H)$ , наблюдается пик сигнала ЭМАП.

Записи, полученные в антиферромагнитной фазе Dy (рис. 2) отличаются от предыдущих тем, что в слабых полях, вплоть до порогового поля  $H_1$  отсутствует как изменение магнитного момен-

<sup>1)</sup> Университет Торонто, Канада.

та, так и генерация звука. Последняя имеет место лишь в ограниченном интервале полей  $H_1 < H < H_2$ . В температурном интервале  $T_1 < T < T_2$  также, как и в низкотемпературной области, вблизи  $H_1$  наблюдается пик сигнала ЭМАП.

Экспериментальные данные, полученные в ферромагнитной фазе Ду можно интерпретировать следующим образом. Приложение магнитного поля, ориентированного в базисной плоскости вдоль оси  $b$  сопровождается процессами смещения доменных границ и переориентацией спинов. Начальный участок и пик на зависимостях  $W(H)$  в слабых полях обязан магнитоупругим процессам, связанным со смещением доменных границ. Как следует из кривой  $M(H)$ , процессы смещения заканчиваются при  $H < 10$  кЭ. В больших полях зависимость  $W(H)$  опре-

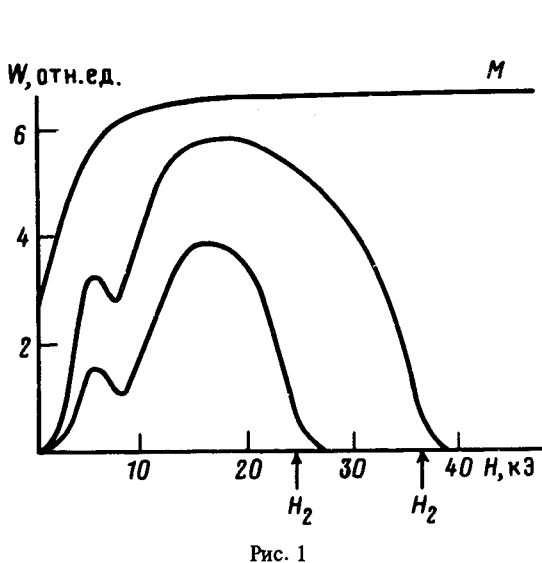


Рис. 1

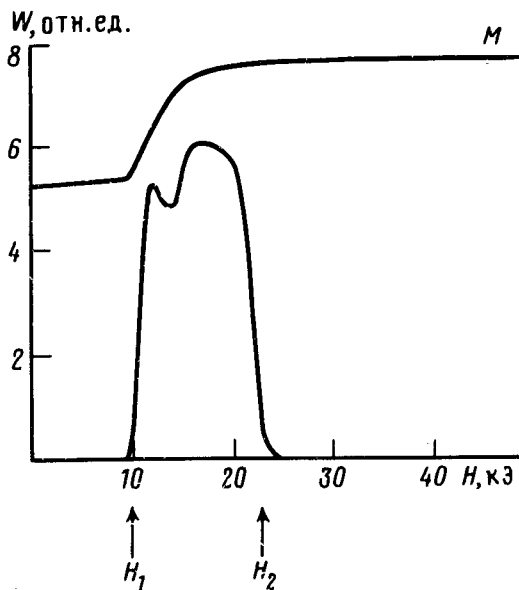


Рис. 2

Рис. 1. Полевые зависимости эффективности ЭМАП  $W$  и намагниченности  $M$  в Ду при  $T < T_1$ . Кривая  $M(H)$  смещена вдоль оси ординат

Рис. 2. Полевые зависимости эффективности ЭМАП  $W$  и намагниченности  $M$  в Ду при  $T = 154$  К. Кривая  $M(H)$  смещена вдоль оси ординат

деляется только процессами спиновой переориентации. Отсутствие генерации звука при  $H > H_2(T)$  говорит о завершении спин-переориентационного перехода и выведении магнитных моментов атомов на направление поля  $H$ .

В интервале  $T_1 < T < T_2$  наличие и температурный ход критических полей  $H_1$  и  $H_2$  не объясняются легкоплоскостной анизотропией, поскольку константа  $K_6$  при этих температурах очень мала. Зависимости  $W(H)$  и  $M(H)$  свидетельствуют о том, что разрушение антиферромагнитной спирали происходит в два этапа. Последовательность магнитных состояний при этом представляется следующим образом: в полях  $H < H_1(T)$  сохраняется антиферромагнитная спираль, в поле  $H_1(T)$  она разрушается, и образуется веерная ферромагнитная фаза, которая сохраняется до поля  $H_2(T)$ , в поле  $H_2(T)$  угол раствора веера обращается в нуль и при  $H > H_2(T)$  Ду представляет собой коллинеарный ферромагнетик.

Для построения фазовой диаграммы Ду внутреннее магнитное поле в образце  $H^{int}$  рассчитывалось с использованием температурного хода намагниченности насыщения  $M_s$ <sup>7</sup>. Размаг-

ничивающий фактор образца  $D = 1,9$  рассчитывался для магнитного поля в центре плоскопараллельных граней, на которых происходит возбуждение и прием звуковых волн <sup>1</sup>. Показанные на рис. 3 кривые критических магнитных полей в координатах  $H^{int} - T$  представляют собой границы существования различных магнитных фаз при  $H \parallel b$ . Кривая  $H_1(T)$  в температурном интервале 85–180 К – граница существования геликоидальной антиферромагнитной фазы. Кривая  $H_2(T)$  разделяет угловые и коллинеарную ферромагнитную фазы.

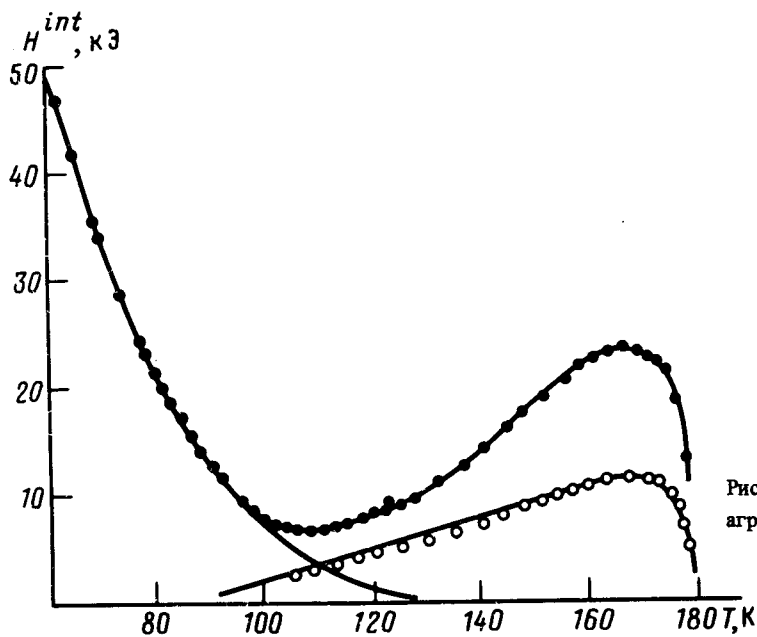


Рис. 3. Магнитная фазовая диаграмма  $Du$  в поле  $H \parallel b$

Происхождение угловых фаз различно при  $T < T_1$  и  $T_1 < T < T_2$ . В низкотемпературной области существование угловой фазы обусловлено легкоплоскостной анизотропией. Граница раздела фаз в этой области рассчитывалась с использованием данных по температурному ходу константы легкоплоскостной анизотропии <sup>8</sup> как  $H(T) = 36 K_6(T) M_s(T)$ . Рассчитанная кривая показана на рис. 3 сплошной линией; видно хорошее согласие с экспериментальными данными.

В интервале  $T_1 < T < T_2$  кривая  $H_2(T)$  – граница между веерной и коллинеарной фазами. Из теории <sup>5</sup>, использующей лишь два обменных интеграла и не учитывающей анизотропию в базисной плоскости следует, что отношение  $H_2(T)/H_1(T) \approx 2$ . Рассчитанные в соответствии с этим кривые показаны на рис. 3, в этой области также наблюдается хорошее согласие с экспериментом. В температурном интервале 90–120 К на величину  $H_2(T)$ , по-видимому, оказывает влияние как легкоплоскостная анизотропия, так и наличие ферромагнитной веерной структуры. Можно показать, что в этом случае величина критического поля  $H_2(T)$  равна сумме магнитных полей, соответствующих каждому из этих факторов.

В заключение подчеркнем: проведенные измерения свидетельствуют о том, что метод электромагнитного возбуждения звука является простым и эффективным инструментом для построения магнитных фазовых диаграмм и определения констант магнитной анизотропии магнетиков.

Выражаем благодарность Р.З.Левитину за плодотворное обсуждение результатов.

#### Литература

1. Андришов А.В. и др. ЖЭТФ, 1988, 94, 277.

2. Herz R., Kronmuller H. J. Magn. Mater., 1978, 9, 273.
3. Akhavan M. et al. Phys. Rev. B, 1973, 8, 4258.
4. Isci C., Palmer S.B. J. Phys. F.: Metal. Phys., 1978, 8, 247.
5. Enz U. Physica (Utr.), 1960, 26, 698.
6. Васильев А.Н., Гайдуков Ю.П. УФН, 1983, 141, 437.
7. Белов К.П. и др. Редкоземельные ферро- и антиферромагнетики, М.: Наука, 1965, с. 31.
8. Martin D.J., Rhine J.J. Phys. C, 1977, 10, 4123.

Московский государственный университет  
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию  
3 мая 1989 г.