

## ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКА В МОНОКРИСТАЛЛАХ ГАДОЛИНИЯ

*А.В.Андреианов, А.Н.Васильев, Ю.П.Гайдуков,*

*Р.С.Ильясов, О.Д.Чистяков*

Исследованы температурные и полевые зависимости эффективности преобразования электромагнитных и ультразвуковых волн в монокристаллах Gd. В области перехода парамагнетик – ферромагнетик обнаружен пик возбуждения продольного ультразвука. Эффективность преобразования резко изменяется также в области спин-переориентационных переходов.

Интерес к исследованию взаимодействия упругих, спиновых и электромагнитных волн в магнитоупорядоченных материалах <sup>1, 2</sup> стимулирует разработку новых методов его изучения. Дополнительная информация о магнитоупругих взаимодействиях может быть получена из измерений эффективности преобразования электромагнитных и ультразвуковых волн в магнетиках. Теоретические <sup>3-4</sup> и экспериментальные <sup>5-10</sup> работы в этой области проведены на 3d-магнетиках, в которых, в частности, открыто явление резкого увеличения эффективности электромагнитного возбуждения продольного ультразвука при температурном фазовом переходе в точке Кюри <sup>9-10</sup>.

В настоящей работе впервые исследованы температурные и полевые зависимости эффективности электромагнитно-акустического преобразования (ЭМАП) в 4f-магнетике – Gd. Этот металл характеризуется существенно меньшей, чем в других редкоземельных металлах, анизотропной магнитоупругостью, однако малость констант магнитной анизотропии и значительная объемная магнитоупругость Gd, наиболее сильно проявляющаяся в точке Кюри ( $T_K \simeq 290$  K), могут привести к достаточно высокой эффективности преобразования.

Измерения проведены на двух плоскопараллельных пластинах, нормали к которым совпадали с осями симметрии шестого ( $n \parallel c$ ) и второго ( $n \parallel a$ ) порядков. Первый образец –

прямоугольная пластина с размерами  $1,16 \cdot 0,59 \cdot 0,12 \text{ см}^3$ , второй — диск толщиной  $0,066$  и диаметром  $0,91 \text{ см}$ . Химический состав исследованных образцов приведен в <sup>11</sup>. Образцы размещались в соленоидальных катушках индуктивности, на которые подавались радиопульсы напряжением  $2 \text{ кВ}$  с заполнением на частоте  $5 \text{ МГц}$ , напряженность переменного магнитного поля  $h$  на поверхности металла составляла  $\sim 10^2 \text{ Э}$ . Постоянное магнитное поле  $H$  лежало в плоскости образцов. В этой геометрии опыта в образцах возбуждались продольные упругие волны, распространявшиеся по нормали к плоскости пластины и регистрировавшиеся той же катушкой за счет эффекта обратного ЭМАП. Измеряемый сигнал  $K = E_1 E_2 \exp(-k\Gamma d)$ , где  $E_1, E_2$  — эффективности прямого и обратного преобразования,  $\Gamma$  — затухание ультразвука,  $d$  — толщина пластины,  $k$  — номер эхо-сигнала. Измерения проводились в интервале температур  $80 - 300 \text{ К}$  в магнитном поле до  $10 \text{ кЭ}$ .

При фиксированном значении поля  $H$  и изменении температуры эффективность преобразования пикообразно достигает наибольших значений в области перехода образца из парамагнитного в ферромагнитное состояние, зависимости  $K(T)$  при трех значениях  $H$  представлены на рис.1.

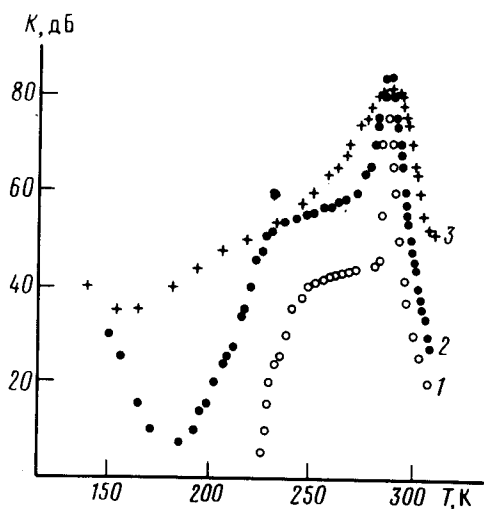


Рис. 1

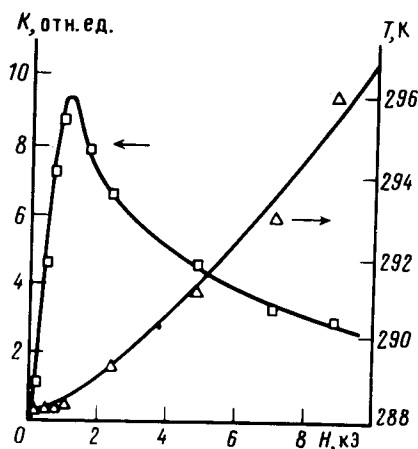


Рис. 2

Рис. 1. Температурные зависимости сигнала двойного электромагнитно-акустического преобразования  $K$  в  $Gd$ :  $n \parallel c, H \parallel h \parallel a$ .  $H_1 = 0,5 \text{ кЭ}$ ,  $H_2 = 1 \text{ кЭ}$ ,  $H_3 = 3 \text{ кЭ}$ .

Рис. 2. Полевые зависимости амплитуды и температуры в максимуме возбуждения продольного ультразвука в области перехода "парамагнетик — ферромагнетик":  $n \parallel c, H \parallel h \parallel a$

Видно, что в узком интервале температур порядка нескольких градусов величина увеличивается в  $10^3 - 10^4$  раз. Затем столь же резко уменьшается в  $10^1 - 10^2$  раз. Максимум эффективности преобразования и его положение по температуре зависят от магнитного поля. Как видно из рис. 2, пик возбуждения продольного ультразвука смещается вверх по температуре с увеличением  $H$ , а его величина проходит через максимум — максимум при  $H \sim 1 \text{ кЭ}$ .

Ниже  $T_K$  эффективность преобразования, в наиболее слабых полях, использованных в эксперименте, остается неизменной до  $T_{\Pi} = 235 \text{ К}$ , после чего происходит быстрое уменьшение  $K$  и ниже  $T_{\Pi}$  сигнал ЭМАП практически не наблюдается. Измерения, проведенные в более сильных полях ( $H_1 = 0,5 \text{ кЭ}$ ,  $H_2 = 1 \text{ кЭ}$ ,  $H_3 = 3 \text{ кЭ}$ ), показывают, что, во-первых, излом на зависимости  $K(T)$  при  $T_{\Pi}$  становится менее выраженным с ростом  $H$ , и во-вторых, в области  $T < T_{\Pi}$  вновь появляется генерация ультразвука.

В ферромагнитной области ( $T < T_K$ ) возбуждение продольного ультразвука имеет пороговый характер: до некоторого поля  $H_{\Pi}$  эффективность преобразования мала, и генерация ультразвука регистрируется на предельной чувствительности аппаратуры. При достижении порогового поля  $H_{\Pi}$  амплитуда генерации резко увеличивается, при этом  $k$  возрастает в 10 – 100 раз. Затем для различной геометрии опыта амплитуда генерации либо столь же резко уменьшается (пик на кривой зависимости  $k(H)$ ), либо слабо зависит от  $H$  (ступенька). Величина поля  $H_{\Pi}$  существенно меняется с температурой. Зависимости  $H_{\Pi}(T)$  для образцов  $n \parallel c$  и  $n \parallel a$  показаны на рис. 3.

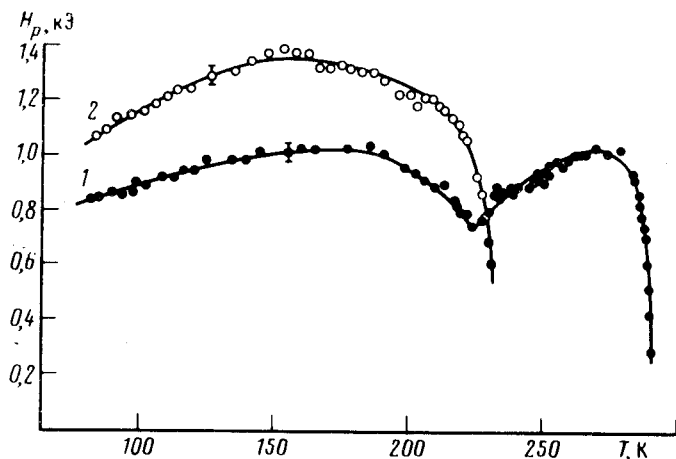


Рис. 3. Температурные зависимости величины порогового поля  $H$  в образцах  $n \parallel c$ ,  $H \parallel h \parallel a$  (кривая 1) и  $n \parallel a$ ,  $H \parallel h \parallel c$  (кривая 2)

Для интерпретации наблюдаемых полевых и температурных зависимостей ЭМАП в Gd использовались данные по его магнитным свойствам <sup>12</sup> и температурному ходу затухания  $\Gamma$  продольного ультразвука <sup>11</sup>. При  $T = 290$  К в Gd реализуется "парамагнетик – легкоосный ферромагнетик" с вектором намагниченности, параллельным гексагональной оси кристалла. При температуре  $T_{\Pi} = 235$  К возникает конус осей легкого намагничивания, угол между гексагональной осью кристалла и вектором намагниченности быстро увеличивается с понижением температуры, достигает  $70^\circ$  при 190 К и уменьшается затем до  $35^\circ$  при 80 К. При  $T_K$  и  $T_{\Pi}$  наблюдаются пики затухания,  $\Gamma$  при этом изменяется от 0,06 до 0,3  $\text{см}^{-1}$ , а в интервале от  $T_{\Pi}$  до 120 К возрастает до 1,2  $\text{см}^{-1}$ .

Анализ магнитной структуры Gd и зависимости  $\Gamma(T)$  в исследованном материале позволяет утверждать, что все существенные особенности на зависимостях  $K(H, T)$  связаны только с изменениями эффективности ЭМАП.

В условиях эксперимента радиочастотное магнитное поле  $h$  модулирует статические напряжения, в результате чего амплитуда возбуждаемого ультразвука оказывается пропорциональной  $\partial\lambda/\partial H$  (производной по полю от магнитострикции  $\lambda$ ). Объемная магнитострикция Gd максимальна при  $T_K$  и обращается в нуль при  $T_{\Pi}$ . Магнитное поле  $H$  смещает вверх температуру перехода в парамагнитное состояние и изменяет значение производной  $\partial\lambda/\partial H$ . Пик  $K(H, T)$  при температуре Кюри обусловлен, по-видимому, совместным действием нескольких факторов. При этой температуре резко возрастает магнитоупругое взаимодействие, достигает максимального значения магнитная восприимчивость и резко уменьшается глубина проникновения магнитного поля. Причем каждый из этих факторов по отдельности может приводить к возрастанию амплитуды генерируемого ультразвука. Пороговый характер генерации ультразвука при  $T < T_K$  связан, на наш взгляд, с индуцированием полем  $H_{\Pi}$  спин-переориентационных переходов, когда энергия магнитного поля  $H$  сравнивается с энергией магнитной анизотропии. Действительно, в образце  $n \parallel a$  при  $T_{\Pi} < T < T_K$  в нашей геометрии опыта ось легкого намагничивания лежит вдоль  $H$ , и порог возбуждения

при этом естественно отсутствует (кривая 2 рис. 3). Ниже  $T_{\Pi}$  существование  $H_{\Pi} \neq 0$  означает, что структура типа конуса осей легкого намагничивания "схлопывается", т. е. угол раствора конуса в поле  $H_{\Pi}$  обращается в нуль. Для образца  $n \parallel c$  температурной ход  $H_{\Pi}$  объясняется тем, что переориентация спинов в базисную плоскость параллельно  $H$  происходит либо из состояния "ось легкого намагничивания" при  $T_{\Pi} < T < T_K$ , либо из состояния "конус осей легкого намагничивания" при  $T < T_{\Pi}$  (кривая 1, рис. 3).

Таким образом, резкое изменение эффективности электромагнитного возбуждения ультразвука в Gd происходит при любом виде магнитных фазовых переходов, индуцированных магнитным полем или температурой. Количественный анализ зависимостей  $K(H, T)$  требует детального учета динамики спиновой подсистемы при фазовых переходах.

В заключение авторы выражают благодарность В.Д.Бучельникову, М.И.Каганову, Р.З.Левитину, В.Г.Шаврову за полезные обсуждения.

#### Литература

1. Динамические и кинетические свойства магнетиков. П/р С.В. Вонсовского и Е.А.Турова. М.: Наука, 1986.
2. Комаров В.А. Квазистационарное электромагнитно-акустическое преобразование в металлах. Свердловск: изд. УНЦ АН СССР, 1986.
3. Povey M.J.W., Dobbs E.R., Meredith D.J. J. Phys. F, 1973, 3, L234.
4. Баряхтар В.Г., Гришин А.М., Дроботко В.Ф. ФНТ, 1981, 7, 1486.
5. Hanabusa M., Kushida T., Murphy J.C. J. Appl. Phys., 1973, 44, 5106.
6. Povey M.J.W., Dobbs E.R., Meredith D.J. J. Phys. F, 1980, 10, 2041; 2555.
7. Комаров В.А., Ильясов Р.С. Дефектоскопия, 1980, № 10, 102; 1982, № 1, 71.
8. Gordon R.A. J. Appl. Phys., 1981, 52, 4720.
9. Гитис М.Б. ФТТ, 1972, 14, 3563.
10. Буденков Г.А., Маскаев А.Ф. Дефектоскопия, 1973, № 1, 109.
11. Аникеев Д.И., Зарембо Л.К., Карпачев С.Н., Кумскова И.К., Чистяков О.Д., Савицкий Е.М. ФТТ, 1983, 25, 622.
12. Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М.: Наука, 1979.