

ЛИНЕЙНЫЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В Cr_2O_3 В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Ю.Ф.Попов, З.А.Казей, А.М.Кадомцева

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова
119899, Москва

Поступила в редакцию 22 января 1992 г.

Впервые экспериментально исследован продольный и поперечный магнитоэлектрический эффект в Cr_2O_3 в сильных магнитных полях. Обнаружено исчезновение продольного и появление поперечного магнитоэлектрического эффекта в спин-флоп фазе и измерены температурные зависимости соответствующих магнитоэлектрических восприимчивостей α_{xx} и α_{yy} .

Магнитоэлектрический эффект (МЭ) для Cr_2O_3 был впервые предсказан теоретически Дзялошинским ¹ еще в 1959 году и экспериментально обнаружен Астровым ^{2,3} в 1960 году. С тех пор был опубликован целый ряд экспериментальных и теоретических работ ^{4,5}, посвященных исследованию этого эффекта в Cr_2O_3 , который считается классическим объектом, обнаруживающим МЭ эффект. Однако в этих работах исследовался, как правило, МЭ эффект в слабом магнитном поле, то есть для недеформированной антиферромагнитной структуры Cr_2O_3 . Нам известна только одна работа ⁶, в которой выполнены измерения МЭ восприимчивости $dP(H)/dH$ Cr_2O_3 в сильных магнитных полях. Особый интерес, на наш взгляд, представляет связь МЭ эффекта с магнитной структурой, изменяемой сильным магнитным полем, и, в частности, МЭ эффект в спин-флоп фазе. Экспериментальному исследованию этой проблемы посвящена настоящая статья.

В работе исследовался продольный и поперечный МЭ эффект, то есть электрическая поляризация \vec{P} , индуцируемая импульсным магнитным полем \vec{H} до 150 кЭ, ориентированным вдоль различных осей кристалла, в интервале температур (4,2 - 310) К. Измерения проводились на кристалле Cr_2O_3 , имеющем форму кубика (линейные размеры $1,5 \times 1,5 \times 1,5$ мм), ребра которого совпадали с осями a, b и c в ортогексагональной системе координат (a - одна из осей второго порядка в базисной плоскости, перпендикулярной ромбоэдрической оси c кристалла). Кристалл ориентировался рентгеновским методом с точностью $\sim 2^\circ$, ромбоэдрическая ось c выводилась с точностью не хуже градуса. Никакого специального $E-H$ -отжига, стабилизирующего доменную структуру, при данных исследованиях не проводилось.

Для измерения i -ой ($i = x, y, z$) компоненты поляризации P_i на плоскости, перпендикулярные оси i , с помощью эпоксидной смолы с проводящим наполнителем наносились электроды, напряжение V_i с которых через электрометрический каскад подавалось на Y -пластины осциллографа. На экране осциллографа наблюдалась зависимость напряжения на электродах $V_i \sim P_i$ от внешнего магнитного поля. Фактически в этих экспериментах использовалась готовая установка для измерения магнитострикции с помощью кварцевых пьезодатчиков ⁷. Несколько ранее и независимо от нас аналогичный метод измерения был применен в работе ⁸. С помощью компенсации входной емкости электрометрического каскада нам удалось значительно повысить чувствительность установки, которая позволяет надежно регистрировать поверхностный заряд $\sim 10^{-7}$ к/м².

На вставке рис.1 приведена типичная зависимость продольного МЭ эффекта $P_z(H_z)$ для ориентации H вдоль ромбоэдрической оси c при $T \approx 248\text{K}$. Видно, что в полях ниже критического поляризации P_z линейно зависит от магнитного поля и скачком уменьшается при $H = H_{c\ddot{a}}$ = 120 кЭ. При изменении знака магнитного поля поляризация также меняет знак, т.е. вклад в P_z обусловлен линейным по H МЭ эффектом. Критическое поле $H_{c\ddot{a}}$ совпадает с полем спин-флопа, наблюдаемым ранее по измерениям магнитных свойств и АФМР ², магнитострикции ¹⁰, МЭ восприимчивости ⁶.

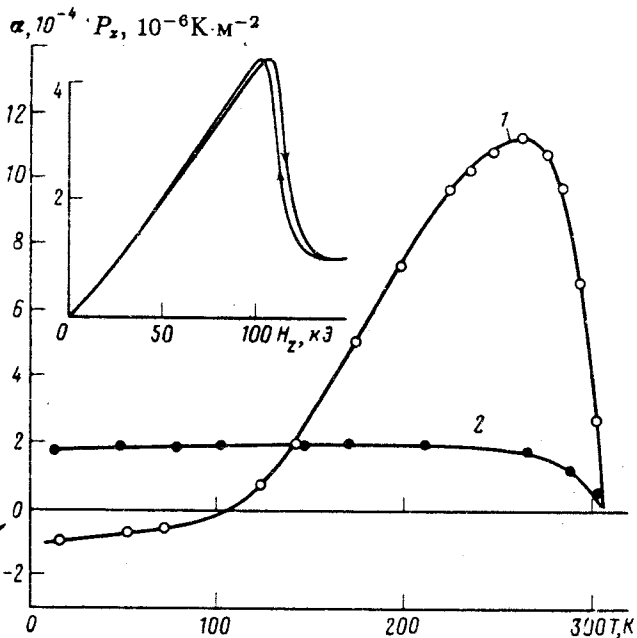


Рис. 1. Температурные зависимости продольной МЭ восприимчивости α_{xx} в полях ниже спин-флоп перехода (кривая 1) и поперечной МЭ восприимчивости α_{yx} в полях выше спин-флопа перехода (кривая 2) кристалла Sr_2O_3 при ориентации магнитного поля вдоль ромбоэдрической оси. На вставке показана зависимость от магнитного поля продольного МЭ эффекта $P_z(H_z)$ вдоль ромбоэдрической оси при 248 К

Небольшая остаточная поляризация на зависимости $P_z(H_z)$ при $H > H_{c\ddot{a}}$ обусловлена, на наш взгляд, наличием небольшого двойника в кристалле, на котором проводились измерения, и который нам к сожалению не удалось отделить рентгеновским методом. Наличие двойника усложняет количественную интерпретацию экспериментальных результатов. Однако, если использовать для расчета МЭ восприимчивости $\alpha_{ij} = P_i/H_j$ скачки поляризации при спин-флоп переходе нормированные на величину поля $H_{c\ddot{a}}$, то вклад в поляризацию от двойника $\Delta P'_z$, который линеен по магнитному полю, можно практически исключить.

При понижении температуры скачок на зависимости $P_z(H_z)$ уменьшается по величине, обращаясь в нуль при $T \approx 100\text{K}$ и меняет знак при более низких температурах. Спин-флоп переход происходит с заметным ~ 8 кЭ гистерезисом. Небольшая разориентация $\sim (5 \div 6)^\circ$ магнитного поля относительно ромбоэдрической оси не сказывается существенно на величине и характере зависимости $P_z(H_z)$. Температурная зависимость МЭ восприимчивости α_{xx} в полях ниже спин-флопа перехода, определенная по скачку на зависимости $P_z(H_z)$ (рис.1), хорошо согласуется с результатами, полученными при измерении как электро-, так и магнито-индуцированного (в слабых полях) МЭ эффекта ⁴.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют, что в спин-флоп фазе продольный МЭ эффект $P_z(H_z)$ вдоль ромбоэдрической оси кристалла исчезает и соответствующая МЭ восприимчивость α_{xx} обращается в ноль.

Тензор МЭ восприимчивости Cr_2O_3 в слабых магнитных полях имеет, как известно, только две независимые продольные компоненты α_{zz} и $\alpha_{xx} = \alpha_{yy}$. Используемая методика измерения МЭ эффекта не позволяет исследовать поведение α_{xx} и α_{yy} в спин-флоп фазе, однако, из соображений симметрии можно заключить, что α_{xx} и α_{yy} также обращаются в ноль при $H > H_{\text{сф}}$.

Естественно возникает вопрос о виде тензора МЭ восприимчивости α_{ij} в спин-флоп фазе. Еще в первой работе Астрова³ отмечалось, что при изменении магнитной структуры и появлении проекции магнитного момента ионов Cr^{3+} на базисную плоскость, перпендикулярную ромбоэдрической оси, в гамилтониане взаимодействия появляются члены типа $\alpha_{xy}E_xH_y, \alpha_{xz}E_xH_z$ и должен возникать поперечный МЭ эффект.

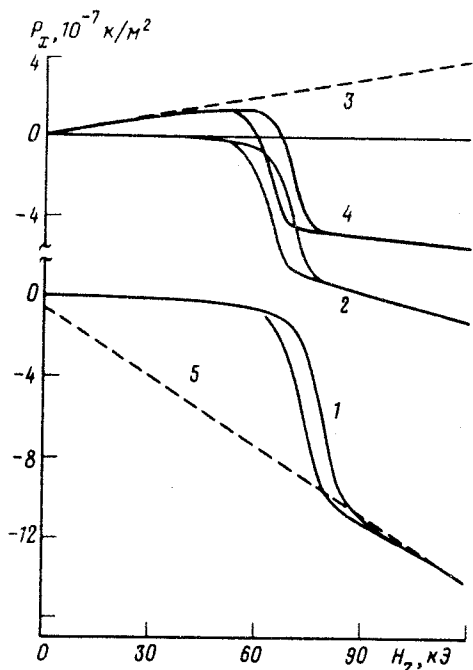


Рис. 2. Изотермы поперечного МЭ эффекта $P_x(H_z)$ вдоль a -оси при ориентации магнитного поля вдоль ромбоэдрической оси: 1 - $T = 139\text{ K}$; 2, 3, 4 - $T = 11\text{ K}$; 3 - вклад от кристаллического двойника; 4 - экспериментальная зависимость $P_x(H_z)$ при наличии вклада от кристаллического двойника; 5 - линейная экстраполяция зависимости $P_x(H_z)$ для $H > H_{\text{сф}}$

На рис. 2 приведен изотермы поперечного МЭ эффекта $P_x(H_z)$ для ориентации H вдоль ромбоэдрической оси c . Видно, что в полях выше критического $H_{\text{сф}}$ скачкообразно возникает отрицательная поляризация, которая увеличивается по абсолютной величине с ростом поля. Отличная от нуля поляризация $P_x(H_z)$ при $H < H_{\text{сф}}$, также как и для продольного МЭ эффекта $P_z(H_z)$ обусловлена, на наш взгляд, наличием кристаллического двойника. Истинная зависимость $P_x(H_z)$, полученная после вычитания линейного вклада в поляризацию $\Delta P'_x$ от двойника (кривая 3), в полях выше $H_{\text{сф}}$ оказывается пропорциональна магнитному полю $P_x(H_z) = \alpha_{xz}H_z$, как показано на рис. 2 пунктиром.

С повышением температуры величина скачка на зависимости $P_x(H_z)$ и поле спин-флоп перехода возрастают таким образом, что МЭ восприимчивость α_{xz} , определенная по скачку поляризации нормированному на величину поля $H_{\text{сф}}$, слабо зависит от температуры вплоть до 250 К и плавно обращается в ноль вблизи $T_N \approx 308\text{ K}$ (рис.1). Таким образом α_{xz} в спин-флоп фазе меняется с температурой также как α_{xx} в слабых полях³, то есть пропорционально намагниченности подрешетки. Интересно, что и абсолютное значение α_{xz} (по соотношению с α_{xx}) близко по величине к α_{xx} .

Следует отметить, что корректные измерения температурной зависимости α_{xx} вблизи T_N , где продольная МЭ восприимчивость α_{xx} более чем на порядок превышает поперечную α_{yy} и при этом также меняется скачком при спин-флоп переходе, требует тщательной (не хуже градуса) ориентации направления измерения поляризации \vec{P} в базисной плоскости. Учитывая, что результирующая точность ориентации при наших экспериментах составляет (2 - 3)°, полученную температурную зависимость α_{xx} в интервале (200-290) К следует рассматривать только как качественную.

1. И.Е.Дзялошинский, ЖЭТФ, 37, 881, (1959).
2. Д.Н.Астров, ЖЭТФ, 38, 984, (1960).
3. Д.Н.Астров, ЖЭТФ, 40, 1035, (1961).
4. V.J.Folen, G.T.Rado and E.W.Stalder, Phys. Rev. Lett. 6, 607 (1961); G.T.Rado and V.J.Folen, Phys. Rev. Lett., 7, 310 (1961).
5. G.T.Rado, Int. J. Magnetism 6, 121 (1974).
6. S.Foner and M.Hanabusa, J. Appl. Phys. 34, 1246 (1961).
7. Ю.И.Клечин, Р.З.Левитин, В.Н.Милов и др., Авт. свидет. N1429068 от 8.06.1988.
8. С.А.Иванов, В.Н.Курлов, Б.К.Пономарев, Б.С.Редькин, Письма в ЖЭТФ 52, 1003 (1990).
9. S.Foner, Phys. Rev. 130, 183 (1963).
10. K.L.Dudko, V.V.Eremenko and L.M.Semenenko, Phys. Stat. Sol. b, 43, 471 (1971).