

## АНОМАЛЬНАЯ ПОЛЕВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ В ПАРАМАГНИТНОМ $Gd_3Ga_5O_{12}$ ПРИ 4,2 К

*А.К.Звездин, С.В.Копцик, Г.С.Кринчик, Р.З.Левитин,  
В.А.Лысков, А.И.Попов*

В парамагнитном  $Gd_3Ga_5O_{12}$  при 4,2 К на длине волны 0,47 мкм обнаружена и теоретически объяснена немонотонная зависимость эффекта Фарадея от магнитного поля: фарадеевское вращение в зависимости от поля проходит через максимум.

Обычно считают, что вклад редкоземельной (РЗ) подрешетки в эффект Фарадея (ЭФ)  $\alpha_{\text{Ф}}$  ферритов-гранатов пропорционален ее намагниченности. Проверить это положение можно, исследуя ЭФ в изоморфных парамагнитных РЗ соединениях (гранатах-галлатах и алюминатах). Действительно, в инфракрасной области спектра ЭФ гадолиний-галлиевого граната  $Gd_3Ga_5O_{12}$  при 4,2 К можно считать пропорциональным намагниченности<sup>1</sup>.

Однако в видимой области спектра на длине волны  $\lambda = 0,47$  мкм ЭФ  $Gd_3Ga_5O_{12}$  при  $T = 4,2$  К ведет себя необычным образом (рис.1): сначала  $\alpha_{\text{Ф}}$  растет по абсолютной величине при увеличении поля, а затем, в той области полей, где намагниченность (показана пунктирной кривой) стремится к насыщению, начинает уменьшаться. Кроме того, как показали наши измерения, ЭФ на исследованной длине волны меняет знак при повышении темпера-

туры: он отрицателен при 4,2 К и положителен при комнатной температуре (см. рис. 2). Это также нельзя объяснить, считая, что ЭФ пропорционален намагниченности. Обнаруженные особенности ЭФ могут быть поняты, если представить фарадеевское вращение  $\alpha_f$  как сумму двух сравнительных по величине и имеющих разные знаки слагаемых, одно из которых пропорционально намагниченности  $m$ , а другое — полю  $H$ .

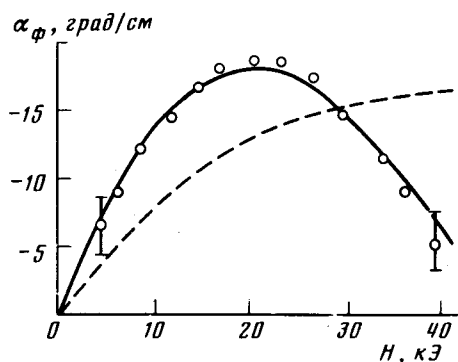


Рис.1

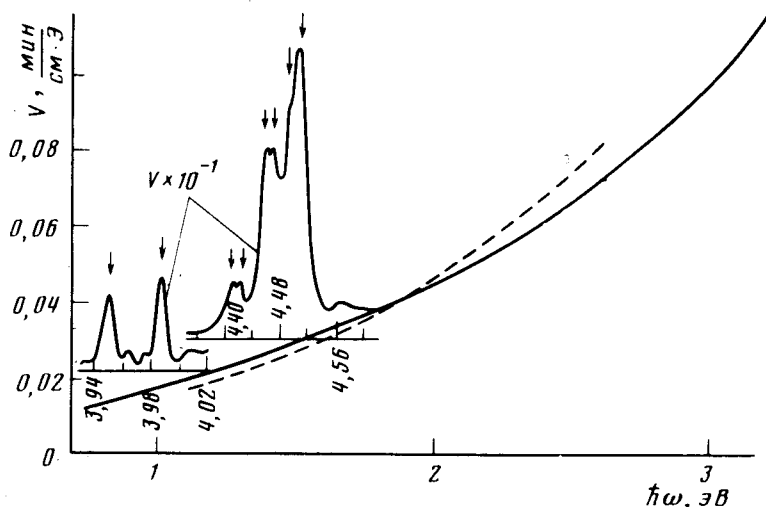


Рис.2

В общем случае ЭФ состоит из не зависящего от частоты гиромангнитного ЭФ  $\alpha_m = C_m m$  ( $m$  — приведенная намагниченность) и частотнозависимого гирозлектрического ЭФ  $\alpha_e$ . Обычно вдали от линий поглощения выражение для  $\alpha_e$  представляется в виде суммы трех слагаемых: диамагнитного  $\alpha_A$ , парамагнитного  $\alpha_C$  и  $\alpha_B$  — обусловленного применением в магнитном поле к волновым функциям основного состояния волновых функций возбужденных состояний (см., например, <sup>2</sup>). Однако для  $S$ -иона  $Gd^{3+}$  ( $L=0$ )  $\alpha_C$  и  $\alpha_B$  обращаются в нуль <sup>3</sup>. В этом случае, наряду с диамагнитным вкладом становится существенным вклад в ЭФ от смешивания волновых функций различных мультиплетов возбужденного терма (для  $R3$  ионов с  $L \neq 0$  этим вкладом пренебрегают по сравнению с  $\alpha_C$ ). Расчет ЭФ в предположении, что энергии внешнего магнитного и кристаллического полей много меньше энергии спин-орбитального взаимодействия приводит к следующему выражению:

$$\alpha_e = \sum_n A_n \omega^2 \omega_n (\omega_n^2 - \omega^2)^{-2} \{ q_n \mu_B H - \xi_n m \}, \quad (1)$$

где  $\omega_n$  — частота перехода на  $n$ -ый разрешенный терм,  $A_n$  — постоянная, пропорциональная силе осциллятора перехода,  $\xi_n$  — константа  $L-S$  связи в этом терме,  $q_n$  — численная

константа, сложным образом зависящая от спектроскопических параметров <sup>1)</sup>. Сумма слабо зависящих от температуры пропорциональных  $H$  первых членов описывает вклад  $\alpha_h$  в ЭФ, возникающий в результате смешивания волновых функций различных мультиплетов. Сумма вторых членов, пропорциональных  $m$ , характеризует диамагнитный вклад  $\alpha_A$  в ЭФ, возникающий вследствие расщепления возбужденных мультиплетов в магнитном поле (аналогичное выражение для  $\alpha_A$ , приведено в <sup>3)</sup>). Подчеркнем два обстоятельства, отличающие ЭФ в магнетиках с  $S$ -ионами ( $L = 0$ ) от ЭФ в магнетиках с  $LS$ -ионами ( $L \neq 0$ ). Во-первых, оба вклада — диамагнитный и смешивания — имеют одинаковую частотную зависимость и, во-вторых, диамагнитный член пропорционален намагниченности, т.е. зависит от температуры (при  $L \neq 0$   $\alpha_A$  не зависит от температуры). Таким образом выражение для ЭФ в  $Gd_3Ga_5O_{12}$  можно представить в виде

$$\alpha_{\Phi} = \alpha_m + \alpha_e = \alpha_m + \alpha_A + \alpha_h = (C_m + C_A)m + V_h H = (C_m + C_A)B_{7/2}(\mu H/kT) + V_h H \quad (2)$$

(здесь  $\mu = 7\mu_B$  — момент  $Gd^{3+}$  и учтено, что намагниченность парамагнитных ионов  $Gd^{3+}$  хорошо описывается функцией Бриллюэна). Конкуренция различных вкладов в  $\alpha_{\Phi}$  приводит как к необычной зависимости  $\alpha_{\Phi}(H)$  при 4,2 К, так и к изменению знака  $\alpha_{\Phi}$  при повышении температуры.

На рис.1 сплошной кривой представлена зависимость (2) при  $C_m + C_A = -60$  град/см и  $V_h = 1,2$  град/см · кЭ. Используя экспериментальное значение  $C_m$  и учитывая дисперсию показателя преломления, получаем  $C_A = -390$  град/см. Если считать, что  $\alpha_{\Phi}$  определяется эффективным переходом с  $q = 3$ , то из этих величин можно оценить эффективную константу спин-орбитальной связи  $\xi \approx 10^6 \mu_B \cdot \text{Э}$ . Это значение по порядку величины согласуется с данными оптических измерений для РЗ ионов, однако оно несколько занижено, так как при расчете мы не учитывали вклада диамагнитных ионов матрицы в  $\alpha_{\Phi}$ .

Учитывая спектральную зависимость  $C_A, V_h \sim \omega^2(\omega_0^2 - \omega^2)^{-2}$ , где  $\omega_0 (2\pi c/\omega_0 = 0,2 \text{ мкм})$  — частота эффективного резонансного поглощения, можно оценить ЭФ для широкой области спектра при  $T \geq 4,2$  К. Легко видеть, что подбирая специальные условия эксперимента можно получить, компенсируя два из трех вкладов, различные „экзотические“ зависимости от длины волны света, температуры и магнитного поля <sup>2)</sup>.

Например, при  $T \approx 70$  К  $\alpha_A$  и  $\alpha_h$  должны скомпенсироваться и ЭФ практически не должен зависеть от  $\omega$ , а  $\alpha_m$  и  $\alpha_A$  должны скомпенсироваться при  $\lambda \approx 0,5$  мкм и в этом случае ЭФ практически не должен зависеть от температуры. На рис.2 сплошной кривой показана спектральная зависимость константы Верде  $V = \alpha_{\Phi}/H$  при 295 К и пунктирной при 635 К. Как видно из рисунка, при близком значении  $\lambda \approx 0,67$  мкм ЭФ не зависит от температуры. Используя эти спектральные данные, можно определить  $C_m, C_A$  и  $V_h$ . Полученные значения отличаются от оцененных из измерений при 4,2 К при одной длине волны не более чем в два раза. Учитывая грубость спектральных оценок и то, что при таком расчете мы не принимаем во внимание температурной и полевой зависимости  $V_h$ , согласие можно считать хорошим.

1) Например для перехода на первый возбужденный терм  $L = 1, S = 7/2$  конфигурации  $4f^6 5d$   $q_1 \approx 3$ . Отметим также слабую температурную зависимость величин  $q_n$  при  $kT \lesssim 10 \mu_B H$ , связанную с изменением заселенности зеемановских компонент основного мультиплетета.

2) В соединениях других РЗ ионов наблюдать подобные зависимости значительно сложнее. Необходимо либо проводить измерения в мегагауссовых полях, либо при высоких температурах. Так, используя данные <sup>4)</sup>, можно оценить, что в  $Tb_3Ga_5O_{12}$  смена знака  $\alpha_e$  должна произойти при  $T = 2000$  К.

В области переходов  ${}^8S \rightarrow {}^6P$ ,  ${}^8I$  (рис. 2,  $\hbar\omega \cong 4$  и  $\hbar\omega = 4,5$  эВ, положения максимумов поглощения показаны стрелками), зависимость  $\alpha_{\phi}(\hbar\omega)$  свидетельствует о том, что ЭФ, обусловленный этими переходами, имеет диамагнитную спектральную зависимость, что естественно, если механизм разрешения связан с примешиванием к возбужденным мультиплетам состояний другой четности, а переходы происходят с орбитального синглета.

### Литература

1. Кринчик Г.С., Кончик С.В., Ганьшина Е.А. ФТТ, 1982, 24, 1270.
2. Buckingham A.D., Stephens P.J. Annual Rev. Phys. Chem., 1966, 17, 399.
3. Crossley W.A., Cooper R.W., Page J.L., van Stapele R.P. Phys. Rev., 1969, 181, 896.
4. Валиев У.В., Кринчик Г.С., Кругляшов С.Б., Левитин Р.З., Мукимов К.М., Орлов В.Н., Соколов Б.Ю. ФТТ, 1982, 24, 2818.

Московский  
Государственный университет  
им. М.В. Ломоносова

Поступила в редакцию  
28 февраля 1983 г.