

т. е. возникает набор конечных ФМ кластеров с модуляцией магнитного момента внутри кластера.

Альтернативой этой модели может быть следующая. В бесконечном ФМ кластере возникает длинноволновая модуляция с периодом  $k_0$  и дисперсией периода  $\Delta k$ .

Из данных нейтронографического эксперимента невозможно определить предпочтение ни той, ни другой модели. На наш взгляд, более предпочтительна вторая.

Теоретическое значение порога протекания по междоузельным связям 0.908 [5], а его экспериментальная величина  $0.81 \pm 0.02$  [2]. Сле-

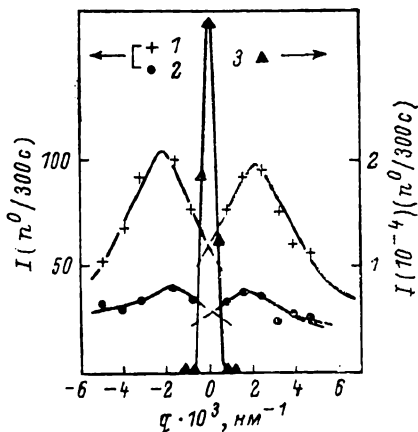


Рис. 2. Нейтронограмма монокристалла  $Zn_{0.85}Li_{0.075}Fe_{2.075}O_4$  вблизи узла [111].

Сканирование по направлениям  $\pm[112]$  от узла (111). Т, К: 1 — 78, 2 — 300, 3 — кривая качания рефлекса (111).

довательно для  $0.81 \leq c \leq 0.908$  существует бесконечный кластер взаимодействий, а ФМ уже нет. По-видимому, топологические фрустрации в октаэдрической подрешетке вырождают ФМ порядок и приводят к существованию несоизмеримой магнитной структуры с периодом  $k_0$ . Статистическое замещение ионов  $Zn^{+2}$  катионами  $Fe^{3+}$  в тетраэдрической подрешетке задает дисперсию периода  $\Delta k$ .

Наличие диффузного рассеяния вблизи узлов (111) и (222) и его отсутствие около узла (220) показывает, что несоизмеримость возникает в октаэдрических позициях.

В заключение авторы считают приятным долгом выразить благодарность С. Ф. Дубину за полезные дискуссии.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Maltsev V. I., Vologin V. G. Phys. St. Sol. (a), 1984, vol. 85, N 2, p. 529—534.
- [2] Вологин В. Г., Мальцев В. И. ФТТ, 1987, т. 29, № 10, с. 2931—2937.
- [3] Вологин В. Г. ФТТ, 1987, т. 29, № 8, с. 2323—2332.
- [4] Landolt-Börstein J. Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik, Bd 4, S. 335, N. Y., 1970.
- [5] Scholl F., Binder K. Z. Physik: B. Cond. Matt., 1980, vol. 39, N 3, p. 239—247.

Институт физики металлов УНЦ АН СССР  
Свердловск

Поступило в Редакцию  
29 января 1987 г.  
В окончательной редакции  
10 июля 1987 г.

УДК 537.632.4

Физика твердого тела, том 30, в. 1, 1988  
Solid State Physics, vol. 30, № 1, 1988

## ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ В ОДНОПОДРЕШЕТОЧНОМ ФЕРРИТЕ-ГРАНАТЕ

Ю. П. Гайдук, С. В. Копчик, Г. С. Кришчик, Н. Н. Нагиб

Вопрос о механизмах эффекта Фарадея в соединениях, содержащих ионы 3d-металлов, является одним из наиболее актуальных для магнитооптики в практическом отношении. Интенсивно исследуются ферритмагнитные ферриты-гранаты, в которых вклады подрешеток определяют из температурных измерений ЭФ и независимых измерений намагниченностей

подрешеток [1<sup>3</sup>] или путем частичного замещения ионов Fe<sup>3+</sup>. Исследование кристаллов со структурой граната, содержащих магнитные ионы только в одной из подрешеток, представляет собой альтернативный подход к этой проблеме. Нам не известно сообщений о таких измерениях, кроме [4]. Однако непосредственная интерпретация этих данных затруднена неопределенностью состава исследованного природного минерала альмандин-пиропа и тем, что антиферромагнитное упорядочение альмандина при низких температурах не учитывалось.

ЭФ в ферритах-гранатах определяется теми же процессами, что и поглощение света, т. е. одноионными переходами между штарковскими уровнями переходного иона в кристаллическом поле, одномолекулярными переходами между уровнями комплексов переходного иона с лигандами, двухчастичными (экситон-магнитными, двухэкситонными) оптическими переходами, процессами переноса заряда с одного переходного иона на соседний. Однако относительный вклад указанных процессов в поглощение и магнитооптическую активность может быть различным. Недавно было обнаружено, что одноподрешеточные феррит-гранат Ca<sub>3</sub>Fe<sub>2</sub>Ge<sub>3</sub>O<sub>12</sub> [5, 6] и шпинели [7] в ближней инфракрасной, видимой и ультрафиолетовой областях спектра обладают в 60—200 раз лучшей прозрачностью по сравнению с Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>, т. е. «двухподрешеточные» процессы поглощения с одновременным участием как октаэдрических, так и тетраэдрических ионов Fe<sup>3+</sup> вносят основной вклад в поглощение Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>.

В настоящей работе сообщаются результаты исследований ЭФ в одноподрешеточном феррите-гранате Ca<sub>3</sub>Fe<sub>2</sub>Ge<sub>3</sub>O<sub>12</sub>, показывающие, что в то время как «двухподрешеточные» процессы вносят определяющий вклад в поглощение Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>, ЭФ определяется одноионными и одномолекулярными переходами.

Монокристаллы Ca<sub>3</sub>Fe<sub>2</sub>Ge<sub>3</sub>O<sub>12</sub> выращивались из раствора в расплаве K<sub>2</sub>Mo<sub>2</sub>O<sub>7</sub>. Нейтронографические, ЭПР и мессбауэровские исследования показали, что ионы Fe<sup>3+</sup> занимают только октаэдрические места. Поворот главной оси эллипса поляризации света, прошедшего через образец, находящийся непосредственно в жидком гелии при 4.2 К, исследовался по методике [8]. Магнитное поле прикладывалось параллельно направлению распространения света.

Монокристалл Ca<sub>3</sub>Fe<sub>2</sub>Ge<sub>3</sub>O<sub>12</sub> антиферромагнитно упорядочивается при 12.5 К [9]. Поэтому кристалл является двулучепреломляющим, однако относительная роль двулучепреломления невелика. Ориентационная зависимость поворота главной оси эллипса поляризации в зависимости от азимута плоскости поляризации падающего на образец линейно-поляризованного света имеет характер, близкий к синусоидальному; отклонение поворота главной оси от среднего значения не превышает 5 %. При исследовании полевых и спектральных зависимостей ЭФ азимут плоскости поляризации падающего на образец света устанавливался так, чтобы измеряемое значение поворота равнялось среднему значению. По методике [10, 11] можно показать, что различие определяемого таким образом угла поворота и ЭФ не превышает 1 %.

ЭФ Ca<sub>3</sub>Fe<sub>2</sub>Ge<sub>3</sub>O<sub>12</sub> линейно растет при увеличении внешнего магнитного поля (рис. 1). Поскольку намагниченность при 4.2 К также линейно растет при увеличении магнитного поля до 400 кЭ [9], когда происходит «схлопывание» подрешеток и намагниченность насыщается, можно оценить ЭФ намагниченного до насыщения граната. Полученные значения ЭФ и соответствующие значения ЭФ Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> близки. ЭФ диамагнитного кристалла Ca<sub>3</sub>Ga<sub>2</sub>Ge<sub>3</sub>O<sub>12</sub> имеет противоположный знак и составляет только 12 % ЭФ исследуемого граната, поэтому учет вращения матрицы не может сколько-нибудь существенным образом изменить отмеченный результат.

Спектральная зависимость ЭФ Ca<sub>3</sub>Fe<sub>2</sub>Ge<sub>3</sub>O<sub>12</sub> во внешнем магнитном поле 50 кЭ (кривая 1) приведена на рис. 2. ЭФ хорошо аппроксимируется диамагнитной спектральной зависимостью  $\lambda^2 (\lambda^2 - \lambda_0^2)^{-2}$ , где  $\lambda_0$  — длина волны эффективного резонансного поглощения (кривая 2). Такая зави-

симость характерна для разрешенных прямых межконфигурационных переходов в  $S$ -ионе [1, 12] и для переходов с переносом заряда с  $2p$ -орбиталей аниона  $O^{2-}$  на катионы  $Fe^{3+}$  [13]. Пересечение прямой с осью ординат определяет гиромагнитный ЭФ, равный 23 град/см. Это значение практически совпадает с теоретическим значением 20 град/см, рассчитанным по формуле (1) из [8] при показателе преломления  $n=2$ . Для сравнения на этом же графике показана построенная по данным [14]  $1/4$  гироэлектрического ЭФ  $Y_3Fe_5O_{12}$  с учетом гиромагнитного ЭФ  $Ca_3Fe_2Ge_3O_{12}$ . ЭФ  $Y_3Fe_5O_{12}$  приведен с противоположным знаком, поскольку намагниченность октаэдрической подрешетки, определяющей ЭФ, направлена против суммарной намагниченности. Так как вклад октаэдрической подре-

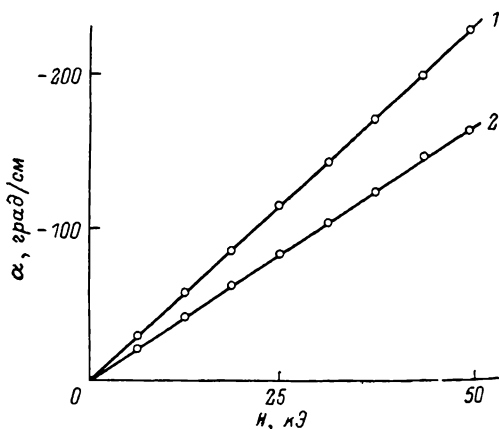


Рис. 1. Зависимость эффекта Фарадея  $Ca_3Fe_2Ge_3O_{12}$  от магнитного поля при 4.2 К.  
 $\lambda$ , мкм: 1 — 0.64, 2 — 0.72.

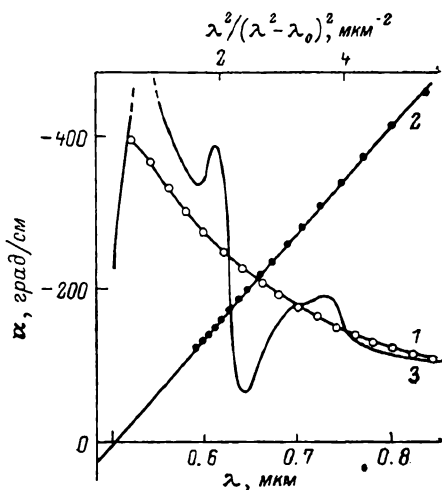


Рис. 2. Спектральная зависимость эффекта Фарадея  $Ca_3Fe_2Ge_3O_{12}$  в магнитном поле 50 кЭ при 4.2 К (1 — от длины волны  $\lambda$ , мкм, 2 — от  $\lambda^2 / (\lambda^2 - \lambda_0^2)^2$ , мкм $^{-2}$ ) и приведенного эффекта Фарадея  $Y_3Fe_5O_{12}$  (3 — от  $\lambda$ ).

шетки в ЭФ в 2 раза больше вклада тетраэдрической подрешетки [1-3], используется нормирующий множитель  $1/4$ , тогда как отношение намагниченностей  $Ca_3Fe_2Ge_3O_{12}$  и октаэдрической подрешетки  $Y_3Fe_5O_{12}$  равно  $1/8$ .

Отметим, что за исключением локальных особенностей ЭФ при  $1/\lambda \sim 16000$  и  $2100$  см $^{-1}$ , связанных с электронными переходами  ${}^6A_1({}^6S) \rightarrow {}^4T_1({}^4G)$  и  ${}^6A_2({}^6S) \rightarrow {}^4E, {}^4A_1({}^4G)$  ионов железа в кристаллическом поле, спектральные зависимости ЭФ удивительно хорошо совпадают не только качественно, но и количественно. Особенности, связанные с дважды запрещенными по спину и четности переходами между штарковскими уровнями иона  $Fe^{3+}$  в кристаллическом поле, в ЭФ  $Ca_3Fe_2Ge_3O_{12}$  не проявляются, и ЭФ полностью определяется переходами, расположенными в ультрафиолетовой области спектра. Это объясняется тем, что сила осцилляторов внутриконфигурационных  $d-d$ -переходов в  $Ca_3Fe_2Ge_3O_{12}$  примерно на два порядка меньше, чем в  $Y_3Fe_5O_{12}$  [5, 6]. В то же время из примерного равенства нерезонансных частей ЭФ  $Ca_3Fe_2Ge_3O_{12}$  и  $Y_3Fe_5O_{12}$  следует, что силы осцилляторов разрешенных ультрафиолетовых переходов, определяющих эти нерезонансные вклады в ЭФ, как и следовало ожидать, примерно одинаковы. Таким образом, мы приходим к выводу, что из-за различной частотной зависимости циркулярного двулучепреломления и оптического поглощения в исследуемой области частот влияние разрешенных ультрафиолетовых переходов на ЭФ является определяющим, а на оптическом поглощении практически не сказывается.

Отметим, что поскольку в магнитном поле 50 кЭ ЭФ  $Ca_3Fe_2Ge_3O_{12}$  меньше, чем в  $Y_3Fe_5O_{12}$ , в 4 раза, а поглощение меньше на два порядка,

величина магнитооптической добротности  $\text{Ca}_3\text{Fe}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$  в максимальном поле более чем на порядок превышает добротность  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  в видимой области спектра. Это обстоятельство подчеркивает важность синтеза одно-подрешеточных ферромагнитных материалов для их практических применений в магнитооптических устройствах.

Длина волны эффективного резонансного поглощения  $\lambda_0 = 0.22$  мкм. Поскольку уровни энергии термина  ${}^6P$  конфигурации  $3d^4p$ , на которые разрешен электродипольный переход из основного состояния  ${}^6S$  конфигурации  $3d^5$ , в свободном ионе  $\text{Fe}^{3+}$  расположены при  $1/\lambda \geq 190\,000 \text{ см}^{-1}$  [15], примешивание этих состояний к нижележащим не должно сильно сказываться на ЭФ. Относительно небольшая величина энергии эффективного поглощения, по-видимому, свидетельствует о том, что переходы с переносом заряда между ионами  $\text{Fe}^{3+}$  и  $\text{O}^{2-}$ , расположенные в  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  начиная с  $1/\lambda \geq 30\,000 \text{ см}^{-1}$  [16], вносят заметный вклад в ЭФ  $\text{Ca}_3\text{Fe}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$  и  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ . Существенное влияние двухчастичных экситон-магнонных переходов на ЭФ представляется нам маловероятным, поскольку магнонные спектры и правила отбора в ферримагнитном  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  и антиферромагнитном  $\text{Ca}_3\text{Fe}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$  должны значительно различаться.

Авторы искренне признательны Б. В. Миллю за предоставление монокристаллов для исследования.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Crossley W. A., Cooper R. W., Page J. L., Van Stapele R. P. Phys. Rev., 1969, vol. 181, N 2, p. 896—904.
- [2] Abulafya G., Le Gall H. Sol. St. Commun., 1972, vol. 11, N 5, p. 629—633.
- [3] Берденникова Е. В., Писарев Р. В. ФТТ, 1976, т. 18, № 1, с. 81—87.
- [4] Vesque J. Physica, 1940, vol. 7, N 10, p. 945—960.
- [5] Кринич Г. С., Горбунова В. Д., Гуцин В. С., Милль Б. В. ФТТ, 1980, т. 22, № 1, с. 264—266.
- [6] Кринич Г. С., Кучера М., Горбунова В. Д., Гуцин В. С. ФТТ, 1981, т. 23, № 2, с. 405—412.
- [7] Кринич Г. С., Ганьшина Е. А., Лысков В. А., Мордовская В. Г. Тезисы VIII Всесоюзной школы-семинара «Новые магнитные материалы для микроэлектроники». Донецк, 1982, с. 195—198.
- [8] Кринич Г. С., Копчик С. В., Ганьшина Е. А. ФТТ, 1982, т. 24, № 5, с. 1270—1275.
- [9] Allain Y., Lecomte M. Sol. St. Commun., 1974, vol. 14, N 2, p. 119—122.
- [10] Abe M., Kimura T., Nomura S. Japan J. Appl. Phys., 1975, vol. 14, N 10, p. 1507—1510.
- [11] Константинова А. Ф., Гречушников Б. Н., Окорочков А. И. В сб.: Ковариантные методы в теоретической физике. Минск, 1986, с. 79—87.
- [12] Звездин А. К., Копчик С. В., Кринич Г. С., Левитин Р. З., Лысков В. А., Попов А. И. Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 37, № 7, с. 331—334.
- [13] Kahn F. J., Pershan P. S., Remick J. P. Phys. Rev., 1969, vol. 186, N 3, p. 891—918.
- [14] Wetling W., Andlauer B., Koidl P., Scheider T., Tolksdorf W. Phys. St. Sol. (b), 1973, vol. 59, N 1, p. 63—70.
- [15] Moore C. E. Atomic Energy Levels. NSRDS—NBS, 35, 1971, vol. 1, p. 309.
- [16] Scott G. B. Scuola Internazionale di Fisica «Enrico Fermi», 1978, vol. 70, p. 445—466.

Московский государственный  
университет им. М. В. Ломоносова  
Москва

Поступило в Редакцию  
13 июля 1987 г.