

**УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**

538.245

**ПРОЗРАЧНЫЕ ФЕРРОМАГНЕТИКИ***Г. С. Кринчик, М. В. Чепкин***I. ВВЕДЕНИЕ**

Традиционное представление о ферромагнетике как о веществе непрозрачном для электромагнитного излучения любой длины волны начало изменяться после синтезирования в середине 40-х годов<sup>1</sup> достаточно качественных ферромагнитных диэлектриков — ферритов со структурой шпинели. Эти соединения, а затем и их аналоги оказались прозрачными в радио- и СВЧ диапазонах, что привело к известным техническим применением и соответственно к бурному росту физических и технологических работ по ферродиэлектрикам. В последние семь — десять лет началось успешное изучение ферромагнитных диэлектриков, прозрачных в буквальном смысле этого слова, т. е. пропускающих инфракрасный и видимый свет<sup>2</sup>. Хотя прозрачность — понятие относительное, обычно принято считать прозрачными вещества, для которых глубина проникновения сравнима с длиной волны электромагнитного излучения. Список ферромагнитных соединений, имеющих окна прозрачности такого типа, уже достаточно обширен: здесь имеются и ферромагнетики EuO, EuSe, CrBr<sub>3</sub>, CrCl<sub>3</sub>, CrJ<sub>3</sub>, и редкоземельные ферримагнетики со структурой граната R<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> (R — символ трехвалентного редкоземельного иона), а также иттриевый феррит-гранат и ферримагнетики с магнитоактивными *d*-ионами RbNiF<sub>3</sub>, RbFeF<sub>3</sub>, CdCr<sub>2</sub>S<sub>4</sub>, CdCr<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>, и слабые ферромагнетики — редкоземельные ортоферриты RFeO<sub>3</sub>. Получены весьма обнадеживающие в отношении практических применений степени прозрачности: совершенные монокристаллы феррита-граната иттрия имеют в ближней инфракрасной области коэффициент поглощения порядка 0,07 см<sup>-1</sup><sup>3</sup>.

Исследование прозрачных ферромагнетиков оптическими методами привело к обнаружению интересных физических эффектов. Обнаружены различные типы коллективных обменных резонансов в ферромагнетиках и обменное расщепление линий поглощения отдельных магнитоактивных ионов. Впервые изучена анизотропия обменного расщепления и доказано существование неэквивалентных мест редкоземельных ионов в решетке феррита-граната<sup>4, 5</sup> с резко отличной от кубической локальной симметрией кристаллического поля<sup>6</sup>. Наряду с обычным механизмом эффекта Фарадея в ферромагнетиках, обязанным спин-орбитальному взаимодействию, выявлен обменный механизм и механизм, связанный с прецессией магнитного момента ферромагнетика на оптических частотах. В области прозрачности ферромагнетика, где вклад электрических дипольных переходов мал, удалось впервые измерить магнитную проницаемость ферромагнетика на оптических частотах. Существует область

длин волны, в которой вклады тензоров  $[\varepsilon]$  и  $[\mu]$  в эффект Фарадея сравнимы, т. е. вещества является бигиротропным<sup>7</sup>. Показано, что магнитооптическими методами можно определять ориентацию магнитных подрешеток ферромагнетиков<sup>8</sup>. Обнаружено смещение края собственного поглощения ферромагнитных полупроводников под влиянием температуры и внешнего магнитного поля<sup>9</sup>. Показано, что частота ферромагнитного резонанса изменяется под действием инфракрасного излучения<sup>10</sup>. Путем введения небольшого количества редкоземельных ионов в качестве индикатора удалось по тонкой структуре спектра поглощения этих ионов изучить характер обменных взаимодействий для отдельных соседств в ферромагнитном кристалле<sup>11</sup>.

Целью данного обзора является рассмотрение этих и родственных им физических эффектов, а также краткое обсуждение перспектив практического применения прозрачных ферромагнетиков. Мы не касаемся вопросов, относящихся к оптике прозрачных антиферромагнетиков, так как они рассмотрены в отдельном обзоре<sup>12</sup>.

## II. ОКНА ПРОЗРАЧНОСТИ ФЕРРОМАГНИТНЫХ КРИСТАЛЛОВ

В работе Портера, Спенсера и Ле-Кроу<sup>2</sup> впервые сообщалось о прозрачности монокристалла феррита-граната иттрия в области длин волн от 1 до 9 мкм. В работе<sup>13</sup> приведена зависимость коэффициента поглощения  $Y_3Fe_5O_{12}$  в ближней инфракрасной области, полученная Вудом.

Минимальное значение коэффициента поглощения равно  $25 \text{ см}^{-1}$ . Получение более чистых и оптически однородных кристаллов позволило довести эту величину сначала до  $5 \text{ см}^{-1}$ <sup>14</sup>, а затем до  $0,07 \text{ см}^{-1}$ <sup>3,15</sup> при комнатной температуре (рис. 1). Заметим, что в<sup>3,15</sup> использован закон Бугера в виде  $I = I_0 \cdot 10^{-\alpha'x}$ , поэтому для перехода к обычно используемому основанию  $e$  необходимо умножить приведенные там значения на 2, 3.

Как видно из рис. 1 и 3, область максимальной прозрачности  $Y_3Fe_5O_{12}$  — 1,2—5 мкм. Длинноволновая граница области прозрачности связана с колебаниями решетки кристалла. Наиболее высокие частоты собственных колебаний тетраэдрической группы  $v_3$  в  $Y_3Fe_5O_{12}$  соответствуют 620 и  $680 \text{ см}^{-1}$ . Коэффициент поглощения для этой полосы составляет  $450 \text{ см}^{-1}$  и обусловливает значительное поглощение в районе  $1000 \text{ см}^{-1}$ . Полоса поглощения вблизи  $1200 \text{ см}^{-1}$  является, по-видимому, комбинационной частотой<sup>15</sup>. Коротковолновую границу области максимальной прозрачности обусловливают электрические дипольные переходы

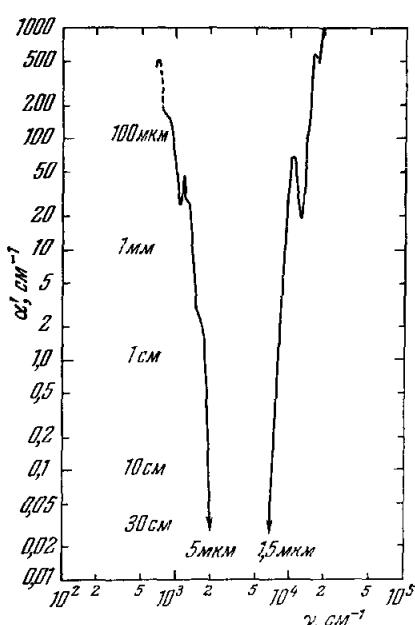


Рис. 1. Коэффициент поглощения  $Y_3Fe_5O_{12}$  ( $I = I_0 \cdot 10^{-\alpha'x}$ ) в инфракрасной области спектра.

Против значений  $\alpha' = 100; 10; 1; 0,1$  и  $0,03 \text{ см}^{-1}$  указаны толщины образцов, пропускающих 10% излучения.

ионов  $Fe^{3+}$ , а также очень сильное поглощение в окрестности  $24\,000 \text{ см}^{-1}$ , вызванное перебросом электрона от иона  $O^{2-}$  к  $Fe^{3+}$ . Диаграмма энергетических уровней ионов  $Fe^{3+}$  в  $Y_3Fe_5O_{12}$  и  $YFeO_3$  приведена на рис. 2, где

наряду с экспериментальными приведены результаты теоретического расчета. Край поглощения  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  в районе  $\lambda = 1 \text{ мкм}$  сдвигается с понижением температуры в область высоких энергий (рис. 3). На положение этого края существенное влияние оказывают различные, даже небольшие примеси<sup>15</sup>. Эти эффекты используются для увеличения прозрачности гранатов в районе  $\lambda = 1 \text{ мкм}$ .

В редкоземельных ферритах-гранатах обнаружены также окна прозрачности в далекой инфракрасной области спектра<sup>4, 16</sup>. Коэффициент

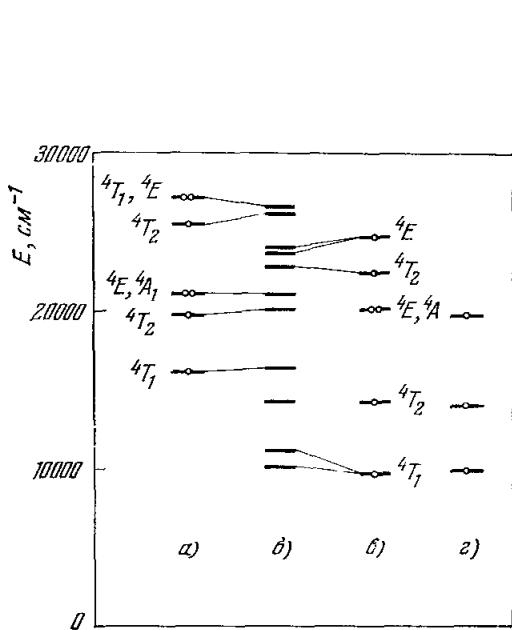


Рис. 2. Диаграммы энергетических уровней ионов  $\text{Fe}^{3+}$  в ферритах-гранатах и ортоферритах.

Вычисленные значения энергетических уровней  $\text{Fe}^{3+}$  в тетраэдрических (а) и октаэдрических (с) местах. Экспериментальные значения энергетических уровней  $\text{Fe}^{3+}$  в ферритах-гранатах (б) и ортоферритах (д).

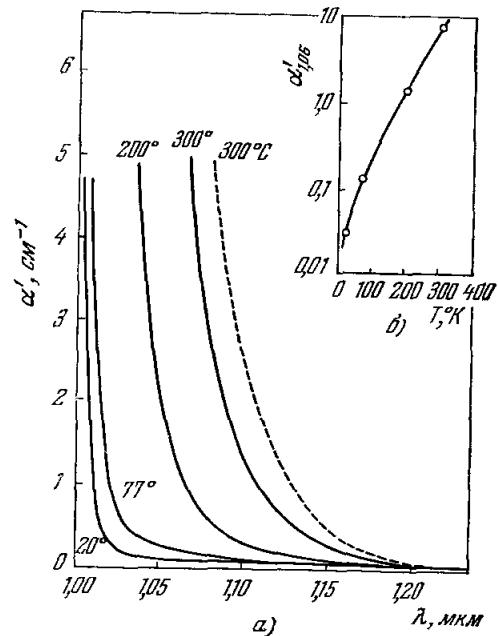


Рис. 3. Коэффициент поглощения  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  в области края поглощения при различных температурах (а, сплошные кривые) и коэффициент поглощения  $\text{Y}_3\text{Fe}_{4.25}\text{Ga}_{0.75}\text{O}_{12}$  (а, пунктирная кривая).

Зависимость коэффициента поглощения  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  от температуры на длине волны  $1.06 \text{ мкм}$  приведена на врезке — б).

поглощения в области максимальной прозрачности достигает  $1 \text{ см}^{-1}$ . Редкоземельные ортоферриты  $\text{RFeO}_3$  со структурой перовскита также имеют окно прозрачности в ближней инфракрасной области<sup>17, 18</sup>. Край полосы поглощения лежит в области  $\lambda = 1 \text{ мкм}$ , что соответствует схеме энергетических уровней на рис. 2.

В последнее время синтезированы монокристаллы ферромагнитных соединений, которые оказались прозрачными в видимой области спектра. Ферромагнетик  $\text{CrBr}_3$  ( $T_{\text{к}} = 36^\circ \text{ К}$ ) и метамагнетик  $\text{CrCl}_3$  ( $T_{\text{к}} = 16^\circ \text{ К}$ ) имеют края поглощения в области  $2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$  (для изоморфного соединения  $\text{CrJ}_3$  ( $T_{\text{к}} = 70^\circ \text{ К}$ ) край смещен в область  $10^4 \text{ см}^{-1}$ )<sup>19, 20</sup>. Схема энергетических уровней указанных соединений рассмотрена в<sup>21</sup>. Смоленским с сотрудниками<sup>22</sup> обнаружена прозрачность ферромагнитного кристалла  $\text{RbNiF}_3$  в видимой ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра (рис. 4). В<sup>23, 24</sup> обнаружена прозрачность изоморфных соединений  $\text{RbFeF}_3$  и  $\text{RbNi}_{1-x}\text{Co}_x\text{F}_3$ . Коэффициент поглощения указанных выше кристаллов в области максимальной прозрачности равен  $\sim 10 \text{ см}^{-1}$ . В работе<sup>25</sup>

исследованы оптические свойства прозрачного ферромагнетика  $TiNiF_3$  ( $T_K = 150^\circ K$ ), а в работе<sup>26</sup> оптические и магнитооптические свойства  $Na_5Fe_2F_{14}$  ( $T_K = 193^\circ K$ ).

В работах Буша с сотрудниками<sup>27</sup> и Сьютса с сотрудниками<sup>28</sup> изучались прозрачные ферромагнитные полупроводники, содержащие ионы

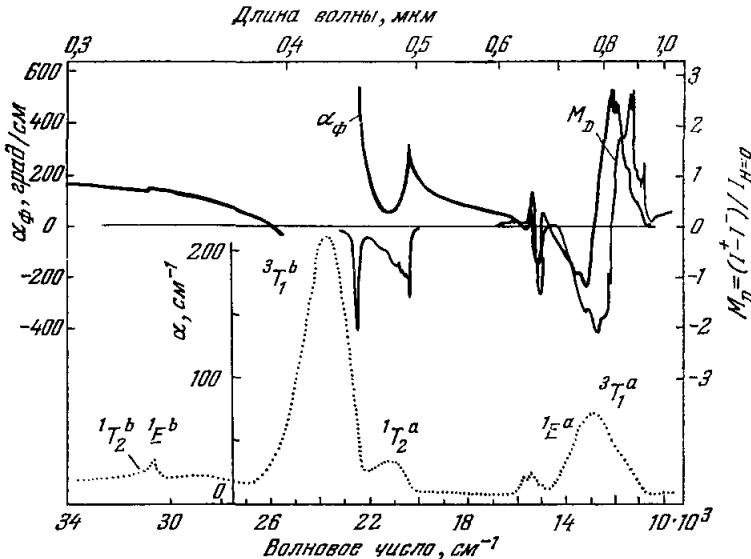


Рис. 4. Коэффициент поглощения  $\alpha$  ( $\text{см}^{-1}$ ), эффект Фарадея  $\alpha_\phi$  ( $\text{град}/\text{см}$ ) и магнитный круговой дихроизм  $M_D$   $RbNiF_3$  при температуре  $77^\circ K$ .

$Eu^{2+}$  ( $EuO$ ,  $EuS$ ,  $EuSe$ ), а также ферромагнитные полупроводники  $CdCr_2S_4$  и  $CdCr_2Se_4$ . На положение края собственного поглощения этих соединений влияет температура и магнитное поле. Теория этого сдвига, основанная на учете магнитоупругих эффектов, дана Кэлленом<sup>29</sup>.

### III. РЕЗОНАНСНЫЕ СВОЙСТВА ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ В ДАЛЕКОЙ ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ

Энергии обменных взаимодействий между ионами различных магнитных подрешеток в ферримагнетиках по порядку величины составляют 10—200  $\text{см}^{-1}$ , и соответствующие обменным расщеплениям магнитные дипольные переходы лежат в далекой инфракрасной области спектра. Исследования спектров поглощения ферромагнетиков в далекой инфракрасной области спектра проводились в работах Тинкхэма и Сиверса<sup>4, 30, 31</sup>. Эти работы в значительной степени помогли в расшифровке спектров поглощения  $Yb_xFe_xO_{12}$  в ближней инфракрасной области спектра, описываемых в гл. VI. В магнитных системах, состоящих более чем из одной магнитной подрешетки, паряду с одноионным обменным расщеплением энергетических уровней и коллективным типом колебаний магнитного момента — ферромагнитным резонансом — должен иметь место еще один тип коллективных колебаний — обменный резонанс, предсказанный Капланом и Киттелем<sup>32</sup>. Частота обменного резонанса для ферримагнетика, состоящего из двух магнитных подрешеток, получена из уравнений Ландау — Лифшица и имеет следующий вид:

$$\omega_{\text{обм}} = \lambda (\gamma_2 M_1 - \gamma_1 M_2); \quad (1)$$

здесь  $\lambda$  — константа молекулярного поля,  $\gamma_1 = g_1 e / 2mc$  и  $\gamma_2 = g_2 e / 2mc$  — гиromагнитные отношения,  $M_1$  и  $M_2$  — намагниченности подрешеток. Для большинства ферримагнетиков указанная частота находится в дальней инфракрасной области спектра. Физически это объясняется следующим образом. При обычном ферримагнитном резонансе прецессия суммарного магнитного момента ферримагнетика происходит под действием только внешнего магнитного поля и резонансная частота соответствует диапазону СВЧ. При антиферромагнитном резонансе часть периода прецессии на подрешетки действует обменное поле  $H_m$ , часть — только поле анизотропии  $H_h$ ; резонансная частота, пропорциональная  $\sqrt{H_m H_h}$ , попадает в субмиллиметровый диапазон. При обменном резонансе угол между подрешетками не равен нулю весь период прецессии, резонансная

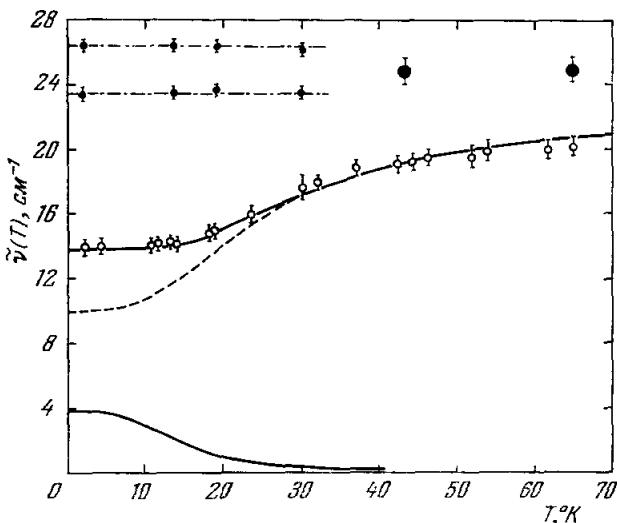


Рис. 5. Температурная зависимость наиболее сильных линий поглощения  $\text{Yb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  в дальней инфракрасной области спектра.

● — расщепление основного состояния иона  $\text{Yb}^{3+}$  в двух неэквивалентных положениях в решетке граната в обменном поле, действующем со стороны магнитных подрешеток железа (эксперимент); ○ — обменный резонанс в  $\text{Yb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (эксперимент); — — обменный резонанс (теория без учета анизотропии); — — обменный резонанс (теория с учетом анизотропии). Самая нижняя сплошная кривая соответствует частоте ферримагнитного резонанса.

частота пропорциональна  $H_m = \lambda M$  и смещается в инфракрасную область, т. е. в ту же область, где должны располагаться собственные частоты резонансных одноионных обменных магнитных дипольных переходов. Компонента магнитной восприимчивости  $\chi_x$  при обменном резонансе имеет вид<sup>32</sup>

$$\chi_x = \frac{M_{1x} + M_{2x}}{H_x} = \frac{\lambda M_1 M_2 (\gamma_1 - \gamma_2)^2}{\omega^2 - \omega_{\text{обм}}^2}. \quad (2)$$

Из соотношений (1) и (2) следует, что обменный резонанс может наблюдаться в изотропном ферримагнетике при условии  $\gamma_1 \neq \gamma_2$ .

В работе<sup>4</sup> исследовались спектры поглощения монокристаллических и поликристаллических образцов  $\text{Yb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  в интервале от 6,6 до 100  $\text{см}^{-1}$  при температурах от 2 до 70° К в магнитном поле 11 кэ и впервые обнаружены обменные резонансы разных типов в ферримагнетиках. В спектре поглощения поликристаллического образца  $\text{Yb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  толщиной 1,47  $\text{мм}$  при температуре 2° К обнаружены три сильные ( $14,1 \pm 0,2 \text{ см}^{-1}$ ,  $23,4 \pm$

$\pm 0,3 \text{ см}^{-1}$ ,  $26,4 \pm 0,3 \text{ см}^{-1}$ ) и одна слабая ( $24,6 \pm 0,6 \text{ см}^{-1}$ ) линии поглощения. Температурная зависимость трех наиболее сильных линий поглощения приведена на рис. 5. Положения линий  $26,4$  и  $23,4 \text{ см}^{-1}$  не зависят от температуры. Эти линии соответствуют расщеплению основного состояния иона  $\text{Yb}^{3+}$  в двух неэквивалентных положениях в обменном поле, действующем со стороны магнитных подрешеток железа. Указанные значения обменного расщепления основного состояния  $\text{Yb}^{3+}$  близки к значениям, полученным из исследований спектров поглощения в ближней инфракрасной области (см. гл. VI).

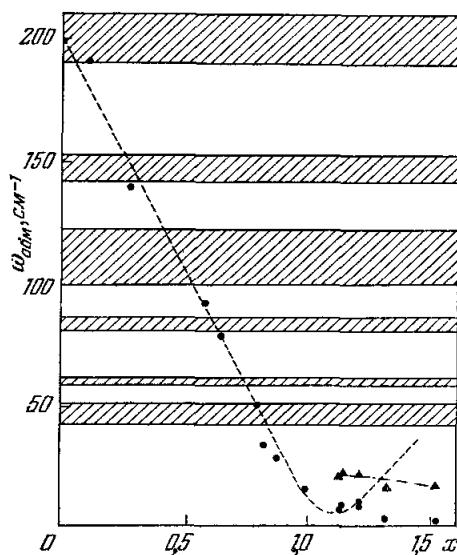
Третья линия на рис. 5 имеет температурную зависимость, довольно близкую к теоретической температурной зависимости частоты обменного

резонанса в изотропном приближении (пунктирная кривая). Для получения этой кривой было принято, что  $g$ -фактор иона  $\text{Yb}^{3+}$  редкоземельной подрешетки равен  $24/7$  и существенно отличается от значения  $g$ -фактора свободного иона, равного  $8/7$ . Это отличие должно иметь место для всех ионов редкоземельных элементов при низких температурах. Теория анизотропии  $g$ -фактора иона  $\text{Yb}^{3+}$  в  $\text{Y}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  и  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  рассмотрена в <sup>33-36</sup>. Экспериментальные значения тензоров  $g$   $\text{Yb}^{3+}$  в  $\text{Y}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  и  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  получены в <sup>37-38</sup>. Ферриты-гранаты при низких температурах характеризуются очень большой магнитной кристаллической анизотропией <sup>41</sup>, и ее учет необходим для лучшего согласия теоретической и экспериментальной зависимостей  $\omega_{\text{обм}}(T)$ . Попытка учета анизотропии была сделана в <sup>4</sup>. В этом случае  $\omega_{\text{обм}}(T)$ , показанная сплошной кривой в средней части рис. 5, значительно лучше согласуется с экспериментальными результатами для  $\text{Yb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ .

Рис. 6. Частота обменного резонанса (в  $\text{см}^{-1}$ ) в  $\text{Eu}_3\text{Fe}_{5-x}\text{Ga}_x\text{O}_{12}$  в зависимости от содержания  $x$  Ga при  $T = 4,2^\circ\text{K}$ . ●, ▲ — эксперимент; — теория с учетом анизотропии. В заштрихованных областях наблюдены затруднены поглощением излучения колебаниями решетки граната.

Самая нижняя кривая на рис. 5 представляет температурную зависимость частоты ферримагнитного резонанса в этом гранате. Эта резонансная частота обнаружена в работе Ричардса <sup>39</sup>, где достигнуто более высокое разрешение и обнаружены также комбинационные резонансные частоты, соответствующие одновременному возбуждению обменного и ферримагнитного резонансов. Спектры поглощения ферритов-гранатов редкоземельных элементов в далекой инфракрасной области спектра исследованы в ряде работ <sup>4, 30, 31</sup>, причем в гранатах самария, гольмия и эрбия обнаружен зависящий от температуры обменный резонанс. Частоты обменного резонанса в указанных ферритах при  $T = 2^\circ\text{K}$  равны соответственно  $33,5 \pm 0,5 \text{ см}^{-1}$ ,  $38,5 \pm 0,5 \text{ см}^{-1}$  и  $10 \pm 0,2 \text{ см}^{-1}$ .

Помимо указанных выше гранатов в далекой инфракрасной области исследовался  $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ . Однако в этом случае обменный резонанс обнаружен не был. Авторы работы <sup>30</sup> объясняют это тем, что  $\gamma$ -факторы  $\text{Gd}^{3+}$  и  $\text{Fe}^{3+}$  близки по величине и интенсивность обменного резонанса в соответствии с (2) становится очень малой.



В магнитном отношении ферриты-гранаты редкоземельных элементов согласно Неелю<sup>40</sup> состоят из трех коллинеарных магнитных подрешеток. Две подрешетки образуют ионы  $Fe^{3+}$ , занимающие тетраэдрические и октаэдрические междуузлия в решетке. Магнитные моменты этих подрешеток направлены антипараллельно. Третью подрешетку образуют ионы редкоземельных элементов, расположенные в додекаэдрических междуузлиях<sup>41</sup>. Магнитный момент этой подрешетки антипараллелен суммарному моменту подрешеток железа. При анализе результатов исследований обменного резонанса во всех перечисленных выше гранатах обе подрешетки  $Fe^{3+}$  рассматривались как одна, поскольку обменное взаимодействие между ними велико и  $g$ -факторы близки к 2. В качестве второй подрешетки рассматривалась редкоземельная подрешетка. Иная ситуация имеет место, по-видимому, в  $Eu_3Fe_5O_{12}$  при низких температурах. Ион  $Eu^{3+}$  находится в основном состоянии  $^7F_0$ , имеет  $J = 0$ , и весь его магнитный момент индуцирован обменным взаимодействием с тетраэдрической подрешеткой железа<sup>42</sup>. В связи с этим авторы работы<sup>46</sup> считают, что при анализе результатов исследования обменного резонанса в  $Eu_3Fe_{5-x}Ga_xO_{12}$  следует рассматривать две магнитные подрешетки этого граната: 1)  $Eu^{3+}$  и  $Fe^{3+}$  в тетраэдрических междуузлиях, 2)  $Fe^{3+}$  — в октаэдрических. Зависимость частоты обменного резонанса в  $Eu_3Fe_{5-x}Ga_xO_{12}$  от  $x$  при  $4.2^\circ K$  приведена на рис. 6 и неплохо согласуется с ожидаемыми теоретическими значениями. Обменное поле для двух подрешеток железа равно  $500 \text{ кэ/}\mu_B$ .

#### IV. ТЕНЗОР МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ В ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

Применимость уравнений Ландау — Лифшица<sup>43</sup> для описания динамических свойств и магнитной проницаемости ферримагнетиков не ограничивается далекой инфракрасной областью спектра, а простирается, по-видимому, вплоть до оптического диапазона. Доказательством этого утверждения являются результаты исследования эффекта Фарадея в ферритах-гранатах в интервале длин волн от 1 до 9 мкм.

В работе<sup>44</sup> исследован эффект Фарадея в  $Y_3Fe_5O_{12}$  в области длин волн от 1 до 9 мкм. С ростом длины волны удельное вращение плоскости поляризации  $\alpha_F$  (град/см) сначала резко падает, а затем от 4,5 до 9 мкм остается неизменным. Несколько позже аналогичный результат в области длин волн до 6 мкм был получен в работе<sup>45</sup>. В<sup>7</sup> было уточнено количественное значение  $\alpha_F$  в  $Y_3Fe_5O_{12}$  и проведены аналогичные исследования в  $Er_3Fe_5O_{12}$  и  $No_3Fe_5O_{12}$ , причем оказалось, что во всех этих гранатах при комнатной температуре, а в  $Y_3Fe_5O_{12}$  и при  $77^\circ K$ ,  $\alpha_F$  при  $\lambda > 4.5 \text{ мкм}$  не зависит от длины волны и составляет несколько десятков градусов на сантиметр (рис. 7). В работе<sup>7</sup> было показано, что не зависящее от частоты вращение плоскости поляризации в ферримагнетиках определяется недиагональной компонентой тензора магнитной проницаемости на

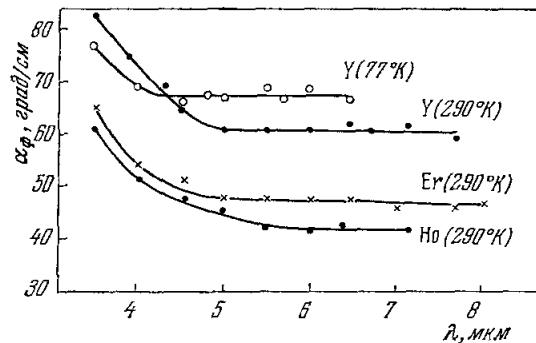


Рис. 7. Эффект Фарадея в ферритах-гранатах иттрия (Y), эрбия (Er) и голмия (Ho) в инфракрасной области спектра при  $T = 290^\circ K$  и феррите-гранате иттрия при  $T = 77^\circ K$ .

инфракрасных частотах и является следствием ферромагнитного и обменного резонансов.

Если обозначить компоненты тензора магнитной восприимчивости через  $\kappa_{xx} = \kappa_{yy} = \kappa$ ,  $\kappa_{xy} = -\kappa_{yx} = iG$ , а восприимчивость для право- и левополяризованной по кругу волн, для которых тензор восприимчивости приводится к диагональному виду, через  $\kappa_{\pm} = \kappa \pm G$ , то из уравнений движения магнитного момента Ландау — Либшица<sup>43</sup> при отсутствии затухания находим

$$\kappa_{\pm} = \frac{\gamma M}{\omega_0 \mp \omega},$$

где  $M$  — намагниченность насыщения ферромагнетика,  $\gamma$  — гиromагнитное отношение, а  $\omega_0 = \gamma H$  — собственная частота прецессии спинов. Значения компонент восприимчивости при  $\omega \gg \omega_0$  соответственно равны

$$\kappa_{\pm} = \mp \frac{\gamma M}{\omega}, \quad \kappa_{xy} = i \frac{1}{2} (\kappa_+ - \kappa_-) = -i \frac{\gamma M}{\omega}, \quad \kappa_{xx} = \frac{\kappa_+ + \kappa_-}{2} = -\frac{\omega_0 \gamma M}{\omega^2}.$$

Удельное вращение плоскости поляризации  $\alpha_{\Phi}$  равно

$$\alpha_{\Phi} = \frac{2\pi \sqrt{\epsilon} \omega}{c} (\kappa_- - \kappa_+) = \frac{2\pi \sqrt{\epsilon}}{c} \gamma M.$$

Таким образом, при  $\omega \gg \omega_0$   $\alpha_{\Phi}$  не зависит от  $\omega$  и, определяя экспериментально частотно не зависимую часть  $\alpha_{\Phi}$ , мы можем измерить величину магнитной восприимчивости для право- и левополяризованных волн в оптической области частот, или, что то же самое, величину  $\kappa_{xy}$ . Измерить диагональную компоненту магнитной восприимчивости  $\kappa_{xx}$  в оптической области частот значительно труднее, поскольку, как показано выше,  $\kappa_{xx}$  обратно пропорционально  $\omega^2$ .

Аналогичная ситуация для зависимости магнитной восприимчивости от частоты имеет место для любого магнитного резонанса, связанного с прецессией спинов.

Так, например, из уравнений движения магнитного момента двухподрешеточного ферромагнетика при условии  $\omega \gg \omega_0$ ,  $\omega_{\text{обм}}$ ,  $\omega_{\text{рел}}$ , где  $\omega_0$ ,  $\omega_{\text{обм}}$ ,  $\omega_{\text{рел}}$  — частоты ферромагнитного резонанса, обменного резонанса и релаксации соответственно, следует<sup>7,47</sup>, что недиагональная компонента тензора магнитной восприимчивости с учетом ферромагнитного и обменного резонансов имеет вид

$$\kappa_{xy} = -\frac{i}{\omega} (\gamma_1 M_1 - \gamma_2 M_2), \quad (3)$$

причем  $\kappa_{xy}$  не зависит от магнитной кристаллографической анизотропии и анизотропии формы. Использованные выше неравенства выполняются на оптических частотах с большим запасом, поскольку  $\omega_0 \sim 10^9 \text{ сек}^{-1}$ ,  $\omega_{\text{обм}} \sim 10^{12} \text{ сек}^{-1}$ ,  $\omega_{\text{рел}} \sim 10^7 - 10^{12} \text{ сек}^{-1}$ . Удельное вращение плоскости поляризации  $\alpha_{\Phi}$  с учетом (3) имеет следующий вид:

$$\alpha_{\Phi} = \frac{2\pi \sqrt{\epsilon}}{c} (\gamma_1 M_1 - \gamma_2 M_2); \quad (4)$$

здесь  $M_1$  и  $M_2$ ,  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  — соответственно намагниченности и  $\gamma$ -факторы железной и редкоземельной подрешеток ферромагнетика,  $\sqrt{\epsilon} = n$  — показатель преломления. Частотная зависимость  $n$  для  $\text{Y}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  получена в<sup>46</sup>, причем  $n$  оказалось близким к 2,2 во всей области прозрачности.

Экспериментальные значения  $\alpha_{\Phi}$ , не зависящие от  $\omega$ , для ферритов-гранатов иттрия, эрбия и голмия<sup>7</sup> находятся в хорошем соответствии с (4).

Выражение (4) в диапазоне СВЧ использовалось и раньше, однако справедливость его в оптическом диапазоне была показана в<sup>7</sup>. Заметим, что выражение (3) для ферромагнетика с одной магнитной подрешеткой в оптическом диапазоне впервые использовалось в<sup>49</sup> для расчета эффекта Фарадея и полярного эффекта Керра в ферромагнетиках. Формулу (4), следяя<sup>48</sup>, можно переписать в ином виде:

$$\alpha_F = \frac{2\pi}{c} \frac{\sqrt{\epsilon}}{\gamma_{\text{эфф}}} \left[ \gamma_{\text{эфф}} M - \frac{\gamma_{\text{эфф}} M_1 M_2 (\gamma_1 - \gamma_2)^2}{\gamma_1 \gamma_2 M} \right], \quad (5)$$

где

$$M = M_1 - M_2, \quad \gamma_{\text{эфф}} = \frac{\frac{M_1 - M_2}{M_1 + M_2}}{\frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1}},$$

откуда становятся ясными вклады ферримагнитного (первое слагаемое) и обменного (второе слагаемое) резонансов в  $\alpha_F$  в инфракрасной области спектра. В рассмотренных выше ферритах-гранатах  $\alpha_F$  положительно как в видимой, так и в инфракрасной областях спектра. Существуют замещенные гранаты, для которых в видимой области спектра  $\alpha_F < 0$ . Таким гранатом является, например,  $\text{Bi}_{0.24}\text{Ca}_{2.76}\text{Fe}_{3.62}\text{V}_{1.38}\text{O}_{12}$ . В<sup>50</sup> было показано, что и в этом гранате, начиная с 4 мкм,  $\alpha_F > 0$  и не зависит от  $\lambda$  в согласии с (4). Таким образом, не зависящее от длины волны  $\alpha_F$  в ферримагнетиках вызвано прецессией магнитного момента в поле световой волны. Недиагональные компоненты тензора  $[\mu]$   $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  и некоторых редкоземельных ферритов-гранатов, полученные из исследований эффекта Фарадея, приведены в<sup>51</sup>. При  $\lambda = 5$  мкм  $\mu_{xy}$  равны  $10^{-4}$ — $10^{-5}$  и линейно изменяются с  $\lambda$ . Из полученных значений  $\mu_{xy}$  можно заключить, что отличие диагональных компонент  $\mu_{xx}$ ,  $\mu_{yy}$  от единицы составляет  $10^{-8}$ — $10^{-10}$ . В интервале длин волн от 1 до 4,5 мкм ферриты-гранаты являются бигирротропными средами, поскольку недиагональные компоненты тензоров  $[\epsilon]$  и  $[\mu]$  и соответствующие вращения плоскости поляризации сравнимы по величине. В работе<sup>7</sup> указывалось, что не зависящий от частоты эффект Фарадея должен наблюдаться и в сильно намагниченных парамагнетиках. Этот эффект был обнаружен в  $\text{MnF}_2$  в сильных магнитных полях в парамагнитном и антиферромагнитном состояниях<sup>52</sup>.

В формуле (4) все величины, кроме  $\gamma_1 = g_1 e/2mc$  и  $\gamma_2 = g_2 e/2mc$ , могут быть получены из независимых измерений, поэтому ее можно использовать для определения  $g$ -факторов редкоземельных ионов ферримагнетиков в широком интервале температур. Этот способ определения  $g$ -факторов был предложен в работе<sup>7</sup> и использован в работах<sup>53</sup>—<sup>55</sup> для определения  $g$ -фактора ионов  $\text{Dy}^{3+}$ ,  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Tb}^{3+}$  и  $\text{Eu}^{3+}$ . В работе<sup>53</sup> было показано, что для количественного согласования  $\alpha_F^{\text{эксп}}$  с (4) для ферритов-гранатов тербия и диспрозия при  $T = 100^\circ\text{K}$  приходится предположить, что  $g$ -факторы ионов  $\text{Tb}^{3+}$  и  $\text{Dy}^{3+}$  равны 0,8—0,9, в то время как  $g_J^{\text{Tb}} = 1,5$ , а  $g_J^{\text{Dy}} = 1,33$ .

Джонсон и Тэбл<sup>54</sup> показали, что в интервале температур от 80 до  $300^\circ\text{K}$   $g$ -фактор  $\text{Tm}^{3+}$  изменяется от 1,36 до 1,64, а  $g$ -фактор иона  $\text{Dy}^{3+}$  изменяется от 0,77 до 1,06, что сильно отличается от  $g$ -факторов свободных ионов ( $g_J^{\text{Tm}} = 7/6$ ).

В<sup>55</sup> тем же методом получено, что  $g$ -фактор ионов  $\text{Tb}^{3+}$  в  $\text{Tb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  в интервале 100—350° К изменяется в пределах 1,0—1,15. В работе<sup>56</sup> предлагается  $g$ -факторы редкоземельных ионов в ферритах-гранатах считать близкими к  $g_J$ , а указанные выше отличия  $\alpha_F$  от значений, рассчитанных по формуле (4), объяснять вкладом одноионного обменного резонанса

(см. гл. III) в частотно независимый эффект Фарадея. Из (4) следует, что наряду со сменой знака  $\alpha_F$  в точке компенсации<sup>57, 58, 54</sup> должна иметь место еще одна смена знака  $\alpha_F$  при более низкой температуре, когда  $\gamma_1 M_1 = \gamma_2 M_2$ , поскольку  $\gamma_1 > \gamma_2$  и  $M_2$  значительно сильнее растет с понижением температуры, чем  $M_1$ .

В работах<sup>55</sup> проведено исследование температурной зависимости частотно независимого эффекта Фарадея  $\alpha_F$  в  $Tb_3Fe_5O_{12}$  от 25 до 350° К (рис. 8). Эффект Фарадея меняет знак в точке компенсации. При дальнейшем понижении температуры  $\alpha_F$  уменьшается по абсолютной величине и при  $T = 110$ ° К еще раз меняет знак, а затем вновь растет. Качественно полученная зависимость согласуется с (4) при использовании в качестве  $g_2$  его значения для свободного иона (пунктирная кривая на рис. 8). Следует заметить, что вид (3) и (4) не зависит от анизотропии формы и магнитной кристаллографической анизотропии. Поэтому указанный метод может быть использован для исследования анизотропии и  $g$ -факторов ионов редкоземельных элементов в ферромагнетиках.

Попытка исследования анизотропии эффекта Фарадея в  $Tb_3Fe_5O_{12}$  предпринята в<sup>58</sup>. Выше отмечалось, что ферриты-гранаты при  $1 < \lambda < 4$  мкм являются бигиротропными средами, т. е. магнитооптические в одинаковой степени определяются недиагональными компонентами тензоров  $[\epsilon]$  и  $[\mu]$ . Следует ожидать, что аналогичная ситуация будет и в других ферромагнетиках. Таким образом, возникает задача определения и разделения компонент этих тензоров. В работе Гинцбурга<sup>59</sup> было показано, что с помощью полярного эффекта Керра и эффекта Фарадея могут быть определены недиагональные компоненты тензоров  $[\epsilon]$  и  $[\mu]$ . Аналогичные формулы для полярного эффекта Керра в бигиротропной среде в книге Соколова<sup>60</sup> ошибочны. Хотя методика<sup>59</sup> не вызывает возражений, однако при ее применении необходимо использование двух образцов одного и того же соединения (сравнительно тонкого для эффекта Фарадея и толстого — для эффекта Керра). По-видимому, этим и следует объяснить неудачу работ<sup>61, 62</sup>, где таким способом авторы пытались определить недиагональные компоненты тензоров  $[\epsilon]$  и  $[\mu]$ . В этом смысле предпочтительнее методика, позволяющая определять указанные выше компоненты из исследований экваториального эффекта Керра на  $s$ - и  $p$ -поляризованном свете<sup>63, 64, 65a</sup>.

В работах<sup>63, 64</sup> было показано, что для сред, характеризующихся тензорами  $[\epsilon]$  и  $[\mu]$  следующего вида:

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon, \quad \epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx} = -i\epsilon\mathcal{M}, \quad \epsilon_{zz} = \epsilon_0,$$

$$\mu_{xx} = \mu_{yy} = \mu, \quad \mu_{xy} = -\mu_{yx} = -i\mu\mathcal{M}', \quad \mu_{zz} = \mu_0,$$

коэффициенты отражения  $s$ - и  $p$ -волни при экваториальном эффекте Керра

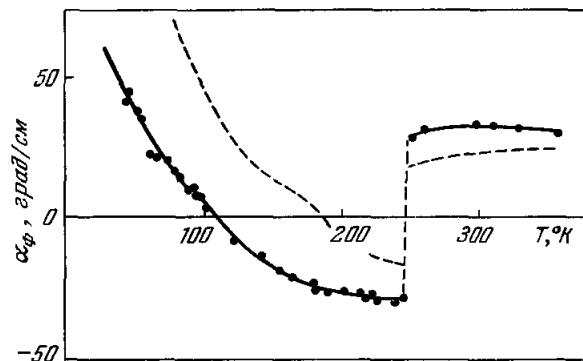


Рис. 8. Температурная зависимость частотно независимого эффекта Фарадея в  $Tb_3Fe_5O_{12}$  на длине волны 6,5 мкм.

● — эксперимент; — теория,  $g_J^{Tb} = 1,5$ .

равны

$$\frac{R_p}{A_p} = \frac{\alpha n - \alpha^* \mu_0}{\alpha n + \alpha^* \mu_0} - 2i\mathcal{M} \frac{\alpha \beta \mu_0}{(\alpha n + \alpha^* \mu_0)^2}, \quad (6a)$$

$$\frac{R_s}{A_s} = \frac{\alpha n - \alpha^* \epsilon_0}{\alpha n + \alpha^* \epsilon_0} - 2i\mathcal{M}' \frac{\alpha \beta \epsilon_0}{(\alpha n + \alpha^* \epsilon_0)^2}; \quad (6b)$$

здесь  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\alpha^*$  — направляющие косинусы падающей и преломленной волн соответственно,  $n = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$  — показатель преломления ненамагниченной среды.

Из этих формул можно получить выражение для изменения интенсивности отраженного света при перемагничивании  $\delta = (I - I_0)/I_0$ , где  $I$  и  $I_0$  — интенсивности света, отраженного от намагниченного и ненамагниченного ферромагнетика. Величина  $\delta$  обычно измеряется экспериментально.

Таким образом, из экваториального эффекта Керра на  $s$ - и  $p$ -волнах возможно определить недиагональные компоненты тензоров  $[\epsilon]$  и  $[\mu]$ . В <sup>65</sup>, <sup>65a</sup> определена недиагональная компонента тензора  $[\mu]$  Fe на оптических частотах согласно (3) и показана ошибочность работ <sup>61-62</sup>. Относительное изменение интенсивности отраженного при экваториальном эффекте Керра света на  $s$ -компоненте составляет  $10^{-5}$ , в соответствии с (6б). Масштаб  $\delta_s$  на рис. 1 работы <sup>65</sup> указан неправильно: вместо  $\delta_s \cdot 10^3$  должно быть  $\delta_s \cdot 10^5$ .

## V. ЛИНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИОНОВ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ КРИСТАЛЛАХ

В области прозрачности ферромагнитных кристаллов легко наблюдать линии поглощения редкоземельных ионов, причем в ближней инфракрасной и видимой областях эти линии соответствуют электронным переходам внутри  $4f$ -оболочки <sup>66</sup>. По этой причине линии достаточно узки, что позволяет изучать ряд особенностей, связанных с магнитным упорядочением исследуемого кристалла. Впервые тонкую структуру полосы поглощения иона  $Yb^{3+}$ , соответствующую переходу  $^2F_{7/2} \rightarrow ^2F_{5/2}$  в  $Yb_3Fe_5O_{12}$ , наблюдали Викерсхейм и Уайт в области  $\lambda = 1 \text{ мкм}$ . Было обнаружено обменное расщепление основного и возбужденного уровней иона  $Yb^{3+}$ , обусловленное обменным взаимодействием редкоземельной и железной подрешеток, и впервые доказано существование неэквивалентных мест редкоземельных ионов в решетке граната. Относительно простой спектр поглощения, аналогичный спектру ионов  $Yb^{3+}$ , имеющих одну дырку в  $4f$ -оболочке, должны иметь соединения с ионами  $Ce^{3+}$ , поскольку в  $4f$ -оболочке этого иона имеется только один электрон. Феррит-гранат церия не кристаллизуется из-за большого ионного радиуса  $Ce^{3+}$ . Викерсхейм и Буханан <sup>11</sup> ввели в иттриевый феррит-гранат 1% ионов  $Ce^{3+}$ , чтобы изучить характер обменных взаимодействий железных и редкоземельной подрешеток. Обменное расщепление линии  $2,7 \text{ мкм}$  церия аномально велико ( $\sim 0,2 \text{ мкм}$ ), что позволяет легко изучать тонкую структуру этой линии и даже оценивать сравнительные интенсивности основных линий и слабых линий-спутников. При введении в  $Y_3Fe_5O_{12}$  ионов индия, скандия и хрома, которые замещают октаэдрические ионы железа, характер обменного расщепления линии  $2,7 \text{ мкм}$  не изменялся. При введении ионов галлия и алюминия, располагающихся в тетраэдрических местах, появлялись дополнительные линии-спутники. Отсюда авторы сделали вывод, что основной вклад в обменное поле, действующее на редкоземельный ион в феррите-гранате, вносит тетраэдрическая подрешетка ионов железа. Более того, путем идентификации определенных линий-спутников с конкретным типом замещения немагнитным ионом

тетраэдрического иона железа в первой координационной сфере  $\text{Ce}^{3+}$  и оценки интенсивности этих линий был сделан вывод, что из шести тетраэдрических ионов  $\text{Fe}^{3+}$  два ближе расположенных дают 55% обменного взаимодействия, а оставшиеся 45% приходятся на долю остальных четырех ионов.

Сравнительно простой спектр поглощения должен иметь также феррит-гранат европия, поскольку основной уровень магнитоактивных ионов  $\text{Eu}^{3+}$  имеет нулевой момент и не расщепляется обменным и кристаллическим полями.

В работах<sup>7, 67</sup> проведено исследование тонкой структуры полос поглощения иона  $\text{Eu}^{3+}$  в  $\text{Eu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  на переходах  $^7F_0 \rightarrow ^7F_6$  и  $^7F_0 \rightarrow ^7F_4$ , причем основное внимание было обращено на поляризацию отдельных компонент полосы поглощения при различных ориентациях намагничивающего поля.

Результаты исследований спектра поглощения  $\text{Eu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  в районе  $\lambda = 2 \text{ мкм}$ , соответствующего переходу  $^7F_0 \rightarrow ^7F_6$ , приведены на рис. 9. При продольном намагничивании (инфракрасное излучение распространяется вдоль вектора намагченности) наблюдаются две компоненты линии поглощения, соответствующие правой и левой круговой поляризации и отстоящие друг от друга на  $110 \text{ см}^{-1}$ . При поперечном намагничивании и линейной поляризации излучения наблюдается одна компонента

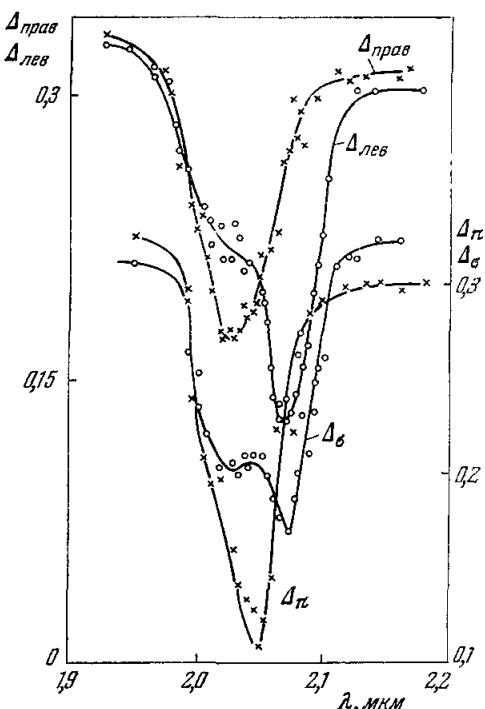


Рис. 9. Спектры поглощения  $\text{Eu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  в районе полосы поглощения  $^7F_0 \rightarrow ^7F_6$  для излучения поляризованного по кругу ( $\Delta_{\text{прав}}$ ,  $\Delta_{\text{лев}}$ ) при продольном намагничивании и линейно поляризованного излучения с электрическим вектором  $e$ , параллельным намагниченности ( $\pi$ -компоненты), и с электрическим вектором, перпендикулярным намагниченности ( $\sigma$ -компоненты).

(π) для излучения с электрическим вектором  $e$ , параллельным намагниченности, и две смещенные компоненты ( $\sigma$ ) для излучения с электрическим вектором  $e$ , перпендикулярным намагниченности. Таким образом, наблюдаемую картину можно истолковать как обменный зеемановский триплет на электрическом дипольном переходе от основного состояния к одной из кристаллических компонент возбужденного уровня. Сравнение кривых циркулярного дихроизма при комнатной температуре и  $77^\circ \text{K}$  показывает, что при указанном понижении температуры расщепление линии  $^7F_0 \rightarrow ^7F_4$  увеличивается на 30% в соответствии с намагниченностью подрешетки железа<sup>68, 69</sup>. Исследования температурной зависимости спектров поглощения  $\text{Eu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  в области перехода  $^7F_0 \rightarrow ^7F_4$  иона  $\text{Eu}^{3+}$  проведены в работе<sup>67</sup>, где получены следующие значения величины расщепления уровня  $^7F_4$  в зависимости от температуры:

$$\Delta E = 75 \text{ см}^{-1} (T = 375^\circ \text{K}), \quad \Delta E = 85 \text{ см}^{-1} (T = 290^\circ \text{K}), \\ \Delta E = 110 \text{ см}^{-1} (T = 100^\circ \text{K}).$$

Расщепление уровня  $^7F_4$  при  $290^\circ \text{K}$  меньше соответствующего расщепле-

ния  $^7F_6$ . Полученные результаты согласуются с предположением, что исследованные расщепления вызваны обменным полем, действующим на ион  $\text{Eu}^{3+}$  со стороны ионов  $\text{Fe}^{3+}$  граната.

Определение абсолютного значения и знака этого поля проведено в <sup>70</sup> путем измерения зависимости расщепления уровня  $^7F_4$  от величины внешнего поля. При  $H = 25 \text{ кэ}$  расщепление уменьшилось с 92 до  $80 \text{ см}^{-1}$ . Следовательно, обменное поле направлено противоположно внешнему полю и величина его равна  $220 \pm 30 \text{ кэ}$ . Измерение обменного поля в  $\text{Dy}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  этим методом проведено в работе <sup>71</sup>. Получено значение  $H_{\text{обм}} = 150 \pm 50 \text{ кэ}$ .

В работе <sup>7</sup> проведено исследование эффекта Фарадея в  $\text{Eu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  в области полосы поглощения  $^7F_0 \rightarrow ^7F_6$  иона  $\text{Eu}^{3+}$ . Вращение имеет резонансный характер и достигает весьма большой величины  $10^3 \text{ град/см}$  (рис. 10). Частотная зависимость  $\alpha_F$  непосредственно получается из обменных компонент циркулярного дихроизма как для переходов  $^7F_0 \rightarrow ^7F_6$  <sup>72</sup>, так и для  $^7F_0 \rightarrow ^7F_4$  <sup>67</sup>, поэтому можно утверждать, что в магнитооптике редкоземельных соединений существенную роль играет не спин-орбитальное, а обменное расщепление энергетических уровней <sup>7, 72</sup>.

Линейный дихроизм в  $\text{Er}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  был использован в <sup>73</sup> для определения направления магнитного момента и констант магнитной кристаллографической анизотропии этого соединения при  $4,2^\circ \text{K}$  (см. также <sup>12</sup>).

При исследовании обменного зеемановского триплета в полосе поглощения  $^7F_0 \rightarrow ^7F_4$  на циркулярно поляризованном свете <sup>67, 70</sup> были обнаружены весьма характерные дополнительные линии поглощения. На рис. 11 представлена запись формы полосы поглощения  $^7F_0 \rightarrow ^7F_4$  для право- и левополяризованного по кругу света при продольном намагничивании пластинки  $\text{Eu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  вдоль оси [111]. Интенсивные линии  $A$  и  $D$  на рис. 11 соответствуют основным компонентам обменного зеемановского триплета, т. е. переходам с уровня  $A_0$  на уровня  $F_{\pm 1}$ . Индексами  $0, \pm 1$  обозначены магнитные квантовые числа  $m_s$  основного уровня  $A_0$  ( $^7F_0$ ) и триплетного уровня  $F_{0, \pm 1}$  ( $^7F_4$ ). Так, например, низкоэнергетической компоненте  $A$  на правополяризованном свете соответствует переход на нижний уровень обменного триплета  $F_{+1}$  (состояние с магнитным моментом, ориентированным параллельно намагниченности редкоземельной подрешетки феррита-граната). Было высказано предположение, что появление остальных менее интенсивных линий вызвано возбуждением спиновых волн при оптических электронных переходах, т. е. они являются комбинационными спин-волновыми линиями. Так, например, линия  $B$  рассматривалась как электронный переход  $A_0 \rightarrow F_{+1}$  под действием левополяризованного света с одновременным возбуждением спиновой волны на частоте обменного резонанса. Интервал  $\omega_A - \omega_B$  по порядку величины соответствует частоте обменного резонанса Каплана — Киттеля.

Было также показано, что появление дополнительных линий поглощения (по крайней мере, линий  $B$  и  $C$ ) не является следствием плохой

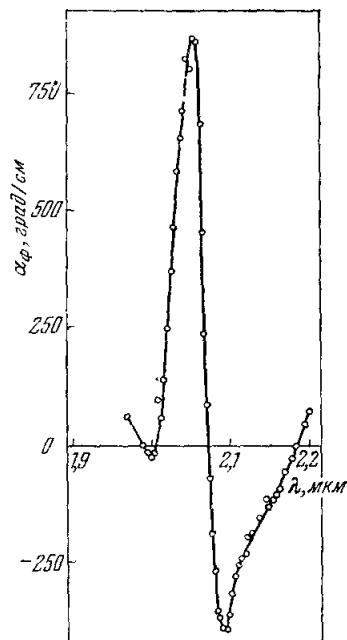


Рис. 10. Эффект Фарадея в  $\text{Eu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  в области полосы поглощения  $^7F_0 \rightarrow ^7F_6$ .

круговой поляризации света. Согласие рассчитанной по методу<sup>72</sup> кривой частотной зависимости эффекта Фарадея с экспериментальной кривой было получено только при учете дополнительных линий поглощения. Таким образом, это было первое экспериментальное наблюдение магнитных или спин-волнивых боковых полос поглощения в магнитоупорядоченном кристалле — такое название получили указанные дополнительные линии после их обнаружения в антиферромагнитных кристаллах<sup>74</sup> (подробнее см. обзор<sup>12</sup>). Следует отметить, что хотя принципиальная возможность появления спин-волнивых линий спутников в ферримагнитных кристаллах в настоящее время не вызывает сомнений<sup>75</sup>, вопрос о природе

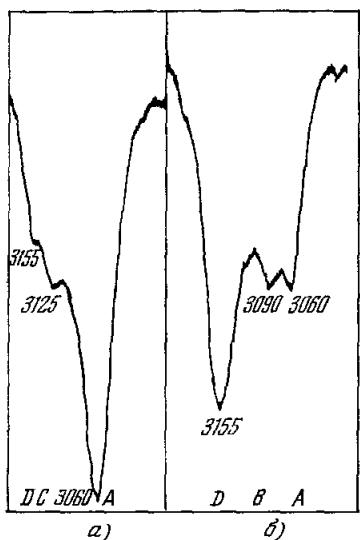
таких линий и их надежной идентификации был достаточно полно изучен только для антиферромагнетиков. Это обусловлено и глубоким теоретическим изучением особенностей оптических переходов в антиферромагнитных кристаллах, и широким фронтом экспериментальных исследований. Такого рода работа с ферримагнитными кристаллами еще предстоит в дальнейшем. Учитывая опыт изучения одно- и двухмагнонных переходов в антиферромагнетиках, можно попытаться конкретизировать идентификацию дополнительных линий в феррите-гранате европия как при продольном, так и при поперечном намагничивании.

Предполагая, что энергия обменного магнона в европиевом гранате равна примерно  $15 \text{ cm}^{-1}$ , можно интерпретировать линию *B* как двухмагнонную линию поглощения при переходе  $A_0 \rightarrow F_{+1}$ , соответствующую рождению двух магнонов, а линию *C* — как боковую линию при переходе  $A_0 \rightarrow F_{-1}$ , соответствующую уничтожению двух магнонов. Легко видеть, что при такой идентификации переходов *B* и *C* одновременно удовлетворяется и

Рис. 11. Форма полосы поглощения  $^7F_0 \rightarrow ^7F_4$  иона  $\text{Eu}^{3+}$  в  $\text{Eu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  для право- и левополяризованного (*a*, *b*) света при продольном намагничивании кристалла вдоль оси [111].

закон сохранения энергии, и закон сохранения момента количества движения. С этой позиции можно также истолковать сложную картину, наблюдающуюся в линейно поляризованном свете при поперечном намагничивании образцов. Две средние линии, смещенные относительно центра полосы примерно на  $15 \text{ cm}^{-1}$ , которые в<sup>70</sup> связывались с наличием неэквивалентных мест для редкоземельных ионов в подрешетке граната, можно рассматривать как одномагнонные линии-спутники при переходе  $A_0 \rightarrow F_0$ , а обнаруженное при понижении температуры расщепление линий *A* и *D*, также примерно на  $15 \text{ cm}^{-1}$ , — как выявление одномагнонных спутников при переходах  $\tilde{A}_0 \rightarrow F_{\pm 1}$ . Следует отметить, что поскольку интервал  $\hbar\omega_A - \hbar\omega_D \approx 90 \text{ cm}^{-1}$ , а  $\hbar\omega_e \approx 15 \text{ cm}^{-1}$ , некоторые одномагнонные и двухмагнонные линии-спутники должны совпадать по частоте, что также затрудняет их идентификацию. Так, например, длинноволновый одномагнонный спутник при переходе  $A_0 \rightarrow F_0$ , очевидно, совпадает по частоте с коротковолновым двухмагнонным спутником при переходе  $A_0 \rightarrow F_{+1}$ , и т. д.

Хюфнер с сотрудниками<sup>76, 77</sup> провели при низких температурах спектроскопическое исследование редкоземельных перовскитов, в число



которых входили как слабые ферромагнетики  $\text{DyFeO}_3$ ,  $\text{HoFeO}_3$  и  $\text{ErFeO}_3$ , так и чистые антиферромагнетики  $\text{TbAlO}_3$  и  $\text{DyAlO}_3$ . Была определена ориентация магнитных моментов редкоземельных ионов относительно кристаллографических осей. Обнаружено не зависящее от температуры магнитное расщепление спектральных линий в парамагнитной (для редкоземельных ионов) области, которое интерпретируется как результат взаимодействия ближнего порядка. Ниже точки Нееля появляется дополнительное возрастающее с понижением температуры расщепление порядка  $5 \text{ cm}^{-1}$ , обусловленное дальним магнитным порядком. Из зееман-эффекта определены магнитные моменты редкоземельных ионов в основном состоянии. Сделан несколько неожиданный вывод, что как в ортоалюминатах, так и в ортоферритах основную роль в магнитном упорядочении играет взаимодействие редкоземельных ионов друг с другом, причем в ортоферритах это взаимодействие магнитное дипольное, а в ортоалюминатах — обменное. Хюфнер и Шмидт<sup>78</sup> исследовали также обменное расщепление энергетических уровней ионов в ферритах-гранатах эрбия и гольмия при низких температурах.

## VI. ОПТИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ АНИЗОТРОПИИ ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

Оптическому изучению анизотропии обменного взаимодействия ионов  $\text{Yb}^{3+}$  и  $\text{Fe}^{3+}$  в железо-иттриевом гранате посвящены работы Викерсхайма и Уайта<sup>5, 79, 80</sup>. Расщепление уровней  $^2F_{7/2}$  и  $^2F_{5/2}$  внутрикристаллическим полем относительно велико, основное состояние отделено от ближайшего возбужденного более чем  $500 \text{ cm}^{-1}$ , что было продемонстрировано на примере неферромагнитного иттербий-галлиевого граната.

На рис. 12 представлены результаты исследования спектров поглощения  $\text{Yb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  в области перехода  $^2F_{7/2} \rightarrow ^2F_{5/2}$  иона  $\text{Yb}^{3+}$  при различных направлениях внешнего магнитного поля по отношению к кристаллографическим осям. Эксперименты проводились при температуре жидкого азота. В качестве образцов использовались пластиинки феррита-граната иттербия толщиной  $50 \text{ мкм}$ , вырезанные в плоскости (110). Спектры регистрировались фотографически на спектрографе с дисперсией  $3,4 \text{ \AA/mm}$  в области  $10\,000 \text{ cm}^{-1}$ . Полученные спектры оказались весьма сложными, несмотря на то, что в  $4f$ -оболочке иона  $\text{Yb}^{3+}$  находится 13 электронов или одна дырка. Сложность спектра поглощения обусловлена тем, что ионы  $\text{Yb}^{3+}$  занимают шесть неэквивалентных положений в решетке граната. Для некоторых направлений внешнего магнитного поля число неэквивалентных положений значительно уменьшается. Так, для магнитного поля вдоль оси [111] существуют всего два неэквивалентных положения ионов  $\text{Yb}^{3+}$ , для которых авторы получили обменное расщепление основного состояния, равное  $22,1$  и  $25,3 \text{ cm}^{-1}$ . Эти значения близки к значению  $25 \text{ cm}^{-1}$ , полученному из исследований теплоемкости  $\text{Yb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  при низких температурах<sup>81</sup>.

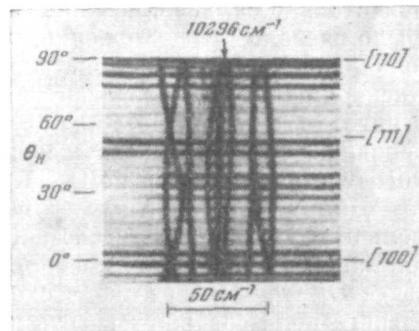


Рис. 12. Спектры поглощения  $\text{Yb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  в области перехода  $^2F_{7/2} \rightarrow ^2F_{5/2}$  иона  $\text{Yb}^{3+}$  в зависимости от направления внешнего магнитного поля в плоскости (110) при  $T = 77^\circ \text{K}$ .

Результаты обработки оптических спектров иона  $\text{Yb}^{3+}$  приведены в таблице, где даны главные значения расщеплений основного и первого возбужденного состояний (в  $\text{cm}^{-1}$ ), компоненты  $g$ -тензора и обменного

Главные значения обменных расщеплений  $\Delta v$  основного и возбужденного состояний иона  $\text{Yb}^{3+}$  в  $\text{Yb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ , главные значения  $g$ -тензора  $\text{Yb}^{3+}$  в  $\text{Yb}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ , эффективные  $H_{\text{эфф}}$  и обменные  $H_{\text{обм}}$  поля в  $\text{Yb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$

Состояние	Главные значения	$\Delta v = \frac{\Delta E}{h}$ , $\text{cm}^{-1}$	$g$		$H_{\text{эфф}}, \text{k}\omega$	$H_{\text{обм}}, \text{k}\omega$
			$g_{\text{эфф}}$ (по 37)	$g_{\text{теор}}^{38}$		
Основное состояніе $^2F_{7/2}$	$x$	11,6	2,85	2,82	87,2	349
	$y$	25,7	3,60	3,61	153	611
	$z$	29,9	3,73	-3,84	169	678
Возбужденное состояние $^2F_{5/2}$	$x$	15,9				
	$y$	5,8				
	$z$	29,9				

поля. В качестве оси  $x$  выбрано направление [100], в качестве  $y$  и  $z$  — взаимно перпендикулярные направления [110]. Компоненты  $g$ -тензора  $\text{Yb}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  получены из данных по парамагнитному резонансу<sup>82, 83</sup>. Из таблицы видно, что анизотропия обменного расщепления проявляется значительно сильнее, чем анизотропия  $g$ -фактора иона  $\text{Yb}^{3+}$  в  $\text{Yb}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ . Было сделано предположение, что это несоответствие может быть объяснено различием внутрикристаллических полей в  $\text{Yb}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  и  $\text{Yb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ . Эксперименты по исследованию эффекта Зеемана у иона  $\text{Yb}^{3+}$  в  $\text{Yb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  в магнитных полях до 36  $\text{k}\omega$  позволили определить компоненты  $g$ -тензора основного и первого возбужденного состояний, причем  $g$ -тензоры основного состояния в  $\text{Yb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  и  $\text{Yb}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  оказались весьма близкими.

Для ферромагнитных и парамагнитных гранатов других редкоземельных элементов такое соответствие  $g$ -факторов, как правило, не выполняется<sup>82</sup>. Локальная симметрия редкоземельных ионов в решетке граната —  $D_2$  и далека от кубической. В связи с этим потенциал кристаллического поля содержит девять неисчезающих параметров<sup>84</sup>. Аналогичное число членов содержит и анизотропный обменный потенциал<sup>85</sup>. На кристаллическое поле, действующее на редкоземельный ион в гранатах, помимо восьми ближайших ионов  $\text{O}^{2-}$ , большое влияние оказывают другие соседи. Это исключает возможность экстраполяций параметров кристаллического поля на другие изоморфные гранаты. Девять параметров кристаллического поля для данного граната могут быть определены по крайней мере из девяти экспериментальных данных<sup>84</sup>. Может случиться, что в сильном кристаллическом поле имеется лишь небольшое число уровней, имеющих энергию, сравнимую с  $kT$ . В этом случае можно описать систему эффективным спин-гамильтонианом, который, хотя и содержит меньшее число параметров, чем полный гамильтониан, еще отражает всю анизотропию. Получив параметры эффективного спин-гамильтониана из эксперимента, можно уверенно предсказывать и другие свойства системы. Простейшим примером такого параметра является  $g$ -тензор, экспериментальное определение которого для  $\text{Yb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  описано выше.

Эффективный спин-гамильтониан граната со спином  $S_i$  во внешнем магнитном поле  $H_0$  в случае полностью намагниченной железной

подрешетки имеет следующий вид<sup>84</sup>:

$$\mathcal{H} = \mu_B \sum_i (\mathbf{H}_0 g_i \mathbf{S}'_i + \mathbf{H}_E G_i \mathbf{S}'_i - \mathbf{H}_0 \alpha_i \mathbf{H}_0 - \mathbf{H}_0 \alpha'_i \mathbf{H}_E) + \\ + \sum_{i>j} \mathbf{S}'_i h_{ij} \mathbf{S}'_j - \mathbf{H}_0 \mathbf{M}_{\text{Fe}} + O(H^3), \quad (7)$$

где  $\mathbf{H}_E$  — единичный вектор в направлении  $\mathbf{M}_{\text{Fe}}$  и сумма по  $i, j$  взята для всех редкоземельных ионов. В результате работ Викерсхайма и Уайта хорошо известно, что тензор  $g$  и тензор обменного поля  $G$  не пропорциональны. Из гамильтониана (7) может быть предсказана наклонная структура подрешетки редкоземельных ионов, которая экспериментально еще не обнаружена. Для систем, которые не могут быть описаны относительно простым гамильтонианом (7), необходимо очень большое число экспериментальных данных. Анизотропия обменного расщепления на переходе  $^4I_{15/2} \rightarrow ^4S_{3/2}$  в феррите-гранате эрбия исследовалась Еременко с сотрудниками<sup>73</sup>. Анизотропия тонкой структуры полосы поглощения  $^7F_0 \rightarrow ^7F_4$  ионов Eu<sup>3+</sup> в феррите-гранате европия исследована в<sup>67</sup>.

## VII. ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ В ВИДИМОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Как следует из экспериментальных и теоретических работ, посвященных исследованию оптического эффекта Фарадея, можно выделить четыре основных механизма вращения плоскости поляризации света в ферритах-гранатах:

- 1) гиромагнитный, связанный с ферромагнитным и обменным резонансами, собственные частоты которых лежат в далекой инфракрасной области и даже в диапазоне СВЧ;
- 2) гироэлектрический обменный, связанный с обменным расщеплением энергетических уровней редкоземельных ионов;
- 3) гироэлектрический спин-орбитальный, связанный со спин-орбитальным расщеплением энергетических уровней ионов группы железа;
- 4) гироэлектрический, связанный с интенсивными электронными переходами в редкоземельных ионах, собственные частоты которых расположены в ультрафиолетовой области спектра.

Вклад в  $\alpha_F$  от первого механизма играет основную роль в инфракрасной области спектра, и его можно рассчитать количественно (см. гл. IV). Второй механизм ясен с принципиальной стороны и играет основную роль в узкой спектральной области вблизи линий поглощения редкоземельных ионов. Его вклад в  $\alpha_F$  можно рассчитать, если известно расщепление энергетических уровней редкоземельных ионов при совместном действии кристаллического и обменного полей (см. гл. V). Аналогичный обменный механизм эффекта Фарадея для ионов  $d$ -группы в ферромагнетиках RbNiF<sub>3</sub> и RbNi<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub>F<sub>3</sub> рассмотрен в работах Смоленского с сотрудниками<sup>22</sup>.

Третий и четвертый механизмы, которые будут рассмотрены в данной главе, дают основной вклад в эффект Фарадея в видимой и ультрафиолетовой областях спектра. Теоретическое рассмотрение вклада третьего механизма в эффект Фарадея за счет спин-орбитального расщепления электронных переходов в ионах Fe<sup>3+</sup> октаэдрической подрешетки проведено Клогстоном<sup>86, 87</sup>. Отношение удельного вращения плоскости поляризации  $\alpha$  к коэффициенту поглощения в центре линии  $\sigma$  имеет следующий вид:

$$\frac{\alpha}{\sigma} = 0,2 \sqrt{\epsilon_0} \left( 1 - \frac{2}{\epsilon_0} \right) \frac{u}{\Delta} \frac{w}{\Delta - w}, \quad (8)$$

где  $u = 100 \text{ см}^{-1}$  — спин-орбитальное расщепление уровня  $^6P_{5/2}$  иона

Fe<sup>3+</sup>. Оценка величины  $\alpha/\sigma$  по формуле (8) при  $\Delta = 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ ,  $w = 1,6 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ ,  $\sqrt{\epsilon_0} = 2,5$  дала согласующуюся с экспериментом величину.

Аналогичный механизм эффекта Фарадея в CrBr<sub>3</sub> в видимой области спектра рассмотрен Диллоном, Камимурой и Ремейкой<sup>19</sup>, однако теория третьего механизма нуждается в дальнейшей разработке. Положение

можно проиллюстрировать на примере изменения магнитооптических эффектов под действием внешнего магнитного поля в области насыщения. В работе<sup>88</sup> было обнаружено, что влияние магнитного поля на магнитооптический эффект Керра в ферромагнитных металлах аномально велико. Возрастание экваториального эффекта Керра в 10–40 раз превосходит соответствующее увеличение намагниченности образца за счет восприимчивости парапроцесса. Затем в работе Еременко с сотрудниками<sup>89</sup> было показано, что эффект Фарадея в феррите-гранате иттрия при  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$  изменяется во внешнем магнитном поле примерно в такой же степени, но уменьшается по абсолютной величине. Детальное изучение эффекта влияния магнитного поля на эффект Фарадея в ферритах-гранатах иттрия и гольмия в переходной области от 1 до 4,5 мкм, где эффект из гироэлектрического становится гиromагнитным, проведено в<sup>90</sup>. Экспериментальные зависимости  $\alpha_F$  от  $H$  в области насыщения для феррита-

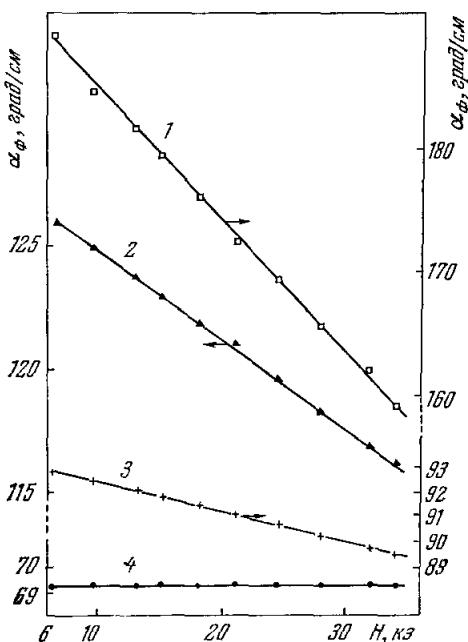
Рис. 13. Экспериментальные зависимости удельного вращения плоскости поляризации  $\alpha_F$  в Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> от внешнего магнитного поля на различных длинах волн инфракрасного излучения.  
 1 —  $\lambda = 1 \pm 0,2 \text{ мкм}$ ; 2 —  $\lambda = 1,5 \pm 0,2 \text{ мкм}$ ;  
 3 —  $\lambda = 2,1 \pm 0,4 \text{ мкм}$ ; 4 —  $\lambda = 4,5 \pm 0,8 \text{ мкм}$ .

граната иттрия приведены на рис. 13. Для длин волн влияние магнитного поля на  $\alpha_F$  уменьшается и в гиromагнитной области при  $\lambda = 4,5 \text{ мкм}$  в пределах точности измерений исчезает. В гироэлектрической области

$$\xi = \frac{1}{\alpha_F} \frac{\Delta \alpha_F}{\Delta H}$$

примерно в 20 раз больше, чем относительное изменение намагниченности за счет парапроцесса. Влияние магнитного поля на эффект Фарадея, непосредственно связанное с изменением намагниченности в области насыщения, было обнаружено при измерении  $\alpha_F$  на феррите-гранате гольмия в гиromагнитной области<sup>90</sup>. В ферритах-гранатах с редкоземельной подрешеткой восприимчивость парапроцесса резко возрастает и величина  $\xi$  становится доступной для измерения.

Происхождение аномально большого изменения гироэлектрической части  $\alpha_F$  иттриевого феррита-граната в магнитном поле пока не ясно даже с качественной стороны. Можно отметить аналогичный характер этого аномального изменения как в ферромагнитных  $d$ -металлах, так и в феррите-гранате иттрия. По порядку величины  $\xi$  в том и другом случаях одинаковы. Отрицательный знак  $\xi$  в иттриевом гранате (в ферромагнитных



*d*-металлах  $\xi$  положительно) можно объяснить тем, что намагниченность подрешетки ионов  $\text{Fe}^{3+}$ , расположенных в октаэдрических узлах и дающих основной вклад в  $\alpha_F$ <sup>91</sup>, в рассматриваемой области длин волн ориентирована противоположно внешнему магнитному полю. Если исходить из указанной аналогии, то можно выделить два общих фактора в магнитооптике ферромагнитных *d*-металлов и феррита-граната иттрия: 1) спин-орбитальное происхождение магнитооптических эффектов, 2) определяющая роль различия силы осциллятора для электронов с правыми и левыми спинами. Влияние магнитного поля на любой из этих факторов могло бы привести к наблюдаемому изменению величины вращения плоскости поляризации света.

Теоретическое рассмотрение указанных эффектов должно оказаться полезным не только для построения теории магнитооптических явлений, но и для проверки справедливости существующих представлений о характере электронных состояний и электронных переходов в ферромагнитных  $3d$ -диэлектриках и металлах.

Наконец, в видимой области спектра существенный и убывающий с ростом длины волны вклад в эффект Фарадея ферритов-гранатов дают разрешенные переходы в редкоземельной подрешетке, собственные частоты которых лежат в ультрафиолетовой области спектра (четвертый механизм). Поскольку частотная зависимость этого вклада аналогична частотной зависимости парамагнитного вращения плоскости поляризации в редкоземельных соединениях, в настоящее время имеется тенденция рассматривать эту часть в ферромагнетиках как сумму парамагнитных вращений отдельных редкоземельных ионов. Например, в работе<sup>92</sup> показано, что изменение эффекта Фарадея в феррите-гранате тербия при  $\lambda = 1,15 \text{ мкм}$  под влиянием внешнего магнитного поля соответствует постоянной Верде изоморфных парамагнитных соединений  $\text{Tb}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  и  $\text{Tb}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ .

Теория эффекта Фарадея в ферромагнитном полупроводнике  $\text{EuSe}$ , основанная на схеме энергетических уровней этого соединения<sup>93</sup>, развита в работе Яназе и Косуи<sup>94</sup>. Большой магнитооптический эффект возникает благодаря переходу с локализованных  $4f$ -уровней ионов  $\text{Eu}^{2+}$ , лежащих выше валентной зоны  $\text{Se}^{2-}$ , на расщепленные спин-орбитальным взаимодействием оптически активные экситонные уровни  $5d$  типа ионов европия.

### VIII. ПРАКТИЧЕСКИЕ ПРИМЕНЕНИЯ ПРОЗРАЧНЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

Синтезирование монокристаллов ферромагнетиков, обладающих достаточно высокой прозрачностью в видимой и ближней инфракрасной областях спектра, позволяет использовать их для создания управляемых устройств типа гираторов, модуляторов, оптических вентилей, аналогичных устройствам, работающим на ферритах в диапазоне СВЧ.

В области максимальной прозрачности  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  работает довольно большое количество лазеров и эффект Фарадея в  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  может быть использован для модуляции интенсивности лазерного излучения. В работе<sup>95</sup> проведено исследование магнитооптической модуляции инфракрасного излучения лазера на смеси  $\text{He} - \text{Ne}$ , работающего на длине волны  $3,39 \text{ мкм}$ . Получена 40%-ная модуляция на частотах до  $2 \text{ Мгц}$ . Указанный модулятор отличается от модуляторов, основанных на использовании электрооптических эффектов, тем, что его коэффициент модуляции в интервале от 4,5 до 9  $\text{мкм}$  не зависит от частоты. В работе<sup>96</sup> образец  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  помещался непосредственно в резонаторе лазера на смеси  $\text{He} - \text{Ne}$ . Намагничивание образца осуществлялось на частоте 6,6  $\text{Мгц}$ . Получены импульсы излучения длительностью в несколько наносекунд. Модуляция инфракрасного излучения с использованием эффекта Фарадея в  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$

может быть получена на частотах до 200  $M\text{Гц}$ . Выбор формы образца с целью получения минимального размагничивающего фактора и небольшие поля магнитной анизотропии позволяют использовать для модуляции мощности, сравнимые или даже меньшие, чем соответствующие мощности при использовании электрооптических эффектов <sup>97</sup>. Модуляция инфракрасного излучения на длине волны 0,9  $\mu\text{мм}$  на частоте ферромагнитного резонанса в  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  осуществлена в <sup>98</sup>. В видимой области спектра аналогичный модулятор был создан на  $\text{CrBr}_3$  <sup>19</sup>.

Появилось предложение использовать для создания объемных матриц памяти максимум коэрцитивной силы редкоземельных ферритов-гранатов в районе точки компенсации <sup>99</sup>. Для изменения температуры с целью перемагничивания небольшого нагретого объема граната предлагается использовать сфокусированные световые пучки <sup>100</sup>. Стали появляться работы по практическому осуществлению этой идеи <sup>101</sup>. В устройствах памяти перспективно применение ферромагнетиков, имеющих рекордно большие эффекты Керра при отражении. Так, например, в EuO при  $T = 10^\circ \text{К}$  на длине волны 0,8  $\mu\text{мм}$  изменение интенсивности отраженного света при намагничивании составляет 30% <sup>102</sup>.

Использование узкого светового пучка газового лазера для исследования дифракции света в  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  на гиперзвуке в области пересечения фононной и магнионной ветвей энергетического спектра позволило установить, что вращение плоскости поляризации гиперзвукка в указанной области равно  $\sim 220 \text{ рад/см}$  <sup>103</sup>, что на два порядка выше, чем было принято считать раньше из нелокальных измерений.

Недавно было получено импульсное когерентное излучение на моноцистальле  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  с небольшим добавлением  $\text{Ho}^{3+}$ ,  $\text{Er}^{3+}$  и  $\text{Tm}^{3+}$  <sup>104</sup>. При температуре жидкого азота наблюдалась генерация на нескольких длинах волн вблизи 2,09  $\mu\text{мм}$ , что соответствует переходу с нижних уровней мультиплета  $^5I_7$  на основной уровень  $^5I_8$  иона  $\text{Ho}^{3+}$ . Ионы  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Tm}^{3+}$  служили для поглощения излучения накачки с последующей передачей его ионам  $\text{Ho}^{3+}$ . Изменение направления внешнего магнитного поля приводило к изменению частот излучения. Перестройка частоты излучения связана с расщеплением мультиплетов редкоземельных ионов во внутрикристаллических и обменных полях. С изменением ориентации обменного поля изменялось и расщепление мультиплетов. Эти эффекты известны в общих чертах <sup>79, 80, 67</sup>. Однако многие детали еще необходимо выяснить. Теория лазера, рабочее вещество которого гиротропно, рассмотрена в <sup>105</sup>.

В работе <sup>106</sup> проведено исследование эффекта Фарадея в ферромагнитном  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ . Температура Кюри этого ферромагнетика равна  $130^\circ \text{К}$ . Коэффициент поглощения монокристаллов  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  в области 6–17  $\mu\text{мм}$  составляет 15  $\text{см}^{-1}$ . Во всей области прозрачности  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  обладает довольно большим вращением плоскости поляризации. На длине волны 10,6  $\mu\text{мм}$   $\alpha_F$  составляет около 100  $\text{град/см}$ . При длинах волн, больших 14  $\mu\text{мм}$ ,  $\alpha_F = 150 \text{ град/см}$  и не зависит от частоты (см. гл. IV). Представляется перспективным использование этого монокристалла для создания магнитооптических модуляторов инфракрасного излучения, работающих на длинах волн вплоть до 17–20  $\mu\text{мм}$ .

## IX. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Перечислим наиболее перспективные направления в дальнейшем изучении прозрачных ферромагнетиков.

Прежде всего это улучшение качества и синтез новых прозрачных ферромагнитных кристаллов. В принципе нет никаких противопоказаний к тому, чтобы научиться синтезировать крупные и достаточно совершенные

ферромагнитные монокристаллы, прозрачные, например, во всей видимой области спектра и имеющие достаточно высокую температуру Кюри. Такой успех открыл бы дорогу потоку физических исследований и практических приложений.

Основным направлением изучения прозрачных ферромагнетиков должно быть исследование тонкой структуры полос поглощения магнитоактивных ионов при низких температурах. При этом следует иметь в виду, что обменное расщепление линий поглощения магнитоактивных ионов обнаружено и надежно идентифицировано в ряде случаев; следовательно, в дальнейшем будет только расширяться количество различных ионов и различных соединений, которые необходимо изучать в данном отношении. С другой стороны, наличие магнонных линий-спутников, хотя и предполагается в ферритах-гранатах, однако надежная идентификация этих линий, установление одно- и двухмагнонных переходов, определение волновых векторов магнонных возбуждений, установление связи с экситонным характером полос поглощения и ряд других сторон этой интересной физической проблемы подлежат дальнейшему изучению.

В области исследования физической природы эффекта Фарадея в ферромагнитных диэлектриках следует выделить почти полностью неясные как с количественной, так и с качественной стороны нерезонансные механизмы, связанные с полосами поглощения переходных ионов и с сильно удаленными в ультрафиолетовую область интенсивными переходами в редкоземельных ионах. Следует отметить, что для этих механизмов не доказана даже аддитивность вкладов различных подрешеток ферромагнетика, а отсутствие такой аддитивности может сильно затруднить интерпретацию экспериментальных результатов. Выяснению физической природы эффекта Фарадея в ферромагнетиках должно способствовать теоретическое рассмотрение анизотропии и влияния магнитного поля на величину вращения плоскости поляризации. С эффектом Фарадея непосредственно связана и интересная проблема рассеяния света магнитоупорядоченными кристаллами.

С двумя последними проблемами тесно связана задача количественного расчета энергетического спектра магнитоактивных ионов при совместном действии внутрикристаллического и обменного полей. Оптические эксперименты будут, по-видимому, одним из основных источников получения параметров кристаллического поля и эффективного спин-гамильтонiana. Особенно велика роль магнитооптического эксперимента в случаях, когда система не может быть описана эффективным спин-гамильтонианом достаточно простого вида.

Во всяком случае можно сказать с уверенностью, что сочетание в одном кристалле таких двух интересных физических свойств, как оптическая прозрачность и спонтанный магнитный момент, должно привести к новым принципиально важным результатам как в научном, так и в практическом отношениях.

Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Сноек, Исследования в области новых ферромагнитных материалов, М., ИЛ, 1949.
2. C. S. Porter, E. G. Spenser, R. C. Le Crow, J. Appl. Phys. 29, 495 (1958).
3. R. C. Le Crow, D. L. Wood, J. F. Dillon, J. P. Remeika, Appl. Phys. Lett. 7, 27 (1965).
4. M. Tinkham, Phys. Rev. 124, 311 (1961); A. J. Sievers, M. Tinkham, Phys. Rev. 124, 321 (1961).

5. K. A. Wickersheim, R. L. White, Phys. Rev. Lett. **4**, 123 (1960).
6. П. П. Феофилов, УФН **58** (1), 69 (1956).
7. Г. С. Кринчик, М. В. Четкин, ЖЭТФ **41**, 673 (1961).
8. Г. С. Кринчик, М. В. Четкин, ЖЭТФ **40**, 729 (1961).
9. G. Busch, B. Maguyar, P. Wachter, Phys. Lett. **23**, 438 (1966).
10. R. W. Teale, D. W. Temple, Phys. Rev. Lett. **19**, 904 (1967).
11. K. A. Wickersheim, R. A. Buchanan, J. Appl. Phys. **38**, 1048 (1967).
12. Б. Б. Еременко, А. И. Беляева, см. стр. 27 этого выпуска УФН.
13. J. F. Dillon, J. phys. et radium **20**, 379 (1959).
14. М. В. Четкин, ФТТ **6**, 3753 (1964).
15. D. L. Wood, J. P. Remeika, J. Appl. Phys. **38**, 1038 (1967).
16. R. L. Richards, J. P. Remeika, J. Appl. Phys. **37**, 1310 (1966).
17. R. S. Sherwood, J. P. Remeika, H. J. Williams, J. Appl. Phys. **30**, 217 (1959).
18. E. D. Kolb, D. L. Wood, R. A. Laudise, J. Appl. Phys. **39**, 1362 (1968).
19. J. F. Dillon, J. H. Kamimura, J. P. Remeika, J. Appl. Phys. **34**, 1240 (1963).
20. J. F. Dillon, J. H. Kamimura, J. P. Remeika, C. E. Olsen, Proc. Intern. Conf. on Magnetism, Nottingham, 1964, стр. 367.
21. D. McClure, Solid State Phys. **9**, 399 (1959).
22. Г. А. Смоленский, В. М. Юдин, П. П. Сырник, А. Е. Шерман, Письма ЖЭТФ **3**, 416 (1966); G. A. Smolensky, R. V. Pisarev, M. V. Petrov, V. V. Moscalev, I. G. Siny, V. M. Yudin, J. Appl. Phys., **39**, 568 (1968).
23. F. S. Chen, H. J. Guggenheim, H. J. Levinstein, S. Singh, Phys. Rev. Lett. **19**, 948 (1967).
24. L. P. Boky, P. P. Syrnikov, V. M. Yudin, G. A. Smolensky, Solid State Commun. **5**, 927 (1967).
25. K. Kohn, R. Fukuda, J. Phys. Soc. Japan **22**, 333 (1967).
26. E. G. Spencer, S. B. Berger, R. C. Linares, P. V. Lenz, Phys. Rev. Lett. **10**, 236 (1963).
27. G. Busch, P. Junod, P. Wachter, Phys. Lett. **12**, 11 (1964).
28. J. C. Suits, B. E. Argyle, M. J. Freisers, J. Appl. Phys. **37**, 1391 (1966).
29. E. Callen, Phys. Rev. Lett. **20**, 1045 (1968).
30. A. J. Sievers, M. Tinkham, Phys. Rev. **129**, 1995 (1963).
31. M. Tinkham, J. Appl. Phys. **33**, 1248 (1962).
32. J. Kaplan, C. Kittel, J. Chem. Phys. **21**, 760 (1953).
33. Y. Ayant, J. Thomas, J. Phys. Soc. Japan **17**, B-1, 448 (1962).
34. Y. Ayant, J. Thomas, Compt. rend. **248**, 387 (1959).
35. Y. Ayant, J. Thomas, Compt. rend. **250**, 2688 (1960).
36. R. A. Buchanan, K. A. Wickersheim, J. J. Pearson, G. F. Herrmann, Phys. Rev. **159**, 251 (1967).
37. D. Boakier, G. Garton, D. Ryan, W. P. Wolf, Proc. Phys. Soc. **74**, 663 (1959).
38. J. W. Carson, R. L. White, J. Appl. Phys. **31**, 51S (1960).
39. R. L. Richards, J. Appl. Phys. **34**, 1237 (1963).
40. L. Neel, Compt. rend. **239**, 8 (1954).
41. К. П. Белов, М. А. Белянчикова, Р. З. Левитин, С. А. Никитич, Редкоземельные ферро- и антиферромагнетики, М., «Наука», 1965.
42. R. C. LeCroy, J. P. Remeika, H. Matthews, J. Appl. Phys. **36**, 901 (1965).
43. L. D. Landau, E. M. Lifschitz, Sow. Phys. **8**, 153 (1935).
44. Г. С. Кринчик, М. В. Четкин, ЖЭТФ **38**, 1648 (1960).
45. F. Gires, Compt. rend. **252**, 541 (1961).
46. B. Johnson, A. Woolton, Brit. J. Appl. Phys. **16**, 475 (1965).
47. R. Wangshess, Phys. Rev. **95**, 339 (1954).
48. G. S. Krinchik, M. V. Chetkin, J. Phys. Soc. Japan, Suppl. B-1, 358 (1962).
49. Г. С. Кринчик, Вестник МГУ **12**, 61 (1955).
50. М. В. Четкин, И. Г. Морозова, Г. К. Тютнева, ФТТ **9**, 3621 (1967).
51. М. В. Четкин, Кандидатская диссертация (МГУ, 1961).
52. Н. Ф. Харченко, В. В. Еременко, ФТТ **9**, 1655 (1967).
53. Г. С. Кринчик, Г. К. Тютнева, Изв. АН СССР, сер. физ. **38**, 482 (1964).
54. B. Johnson, R. S. Teble, Proc. Phys. Soc. **87**, 935 (1966).
55. М. В. Четкин, А. Н. Шалыгин, ЖЭТФ **52**, 882 (1967); M. V. Chetkin, A. N. Shalygin, J. Appl. Phys. **39**, 561 (1968).

56. Г. С. Кринчик, Письма ЖЭТФ 8 (9), 462 (1968).
57. Г. С. Кринчик, М. В. Четкин, ЖЭТФ 40, 729 (1961).
58. М. В. Четкин, А. Н. Шалыгин, Письма ЖЭТФ 8 (5), 252 (1968).
59. М. А. Гинцбург, ДАН СССР 95, 489, 753 (1954).
60. А. В. Соколов, Оптические свойства металлов, М., Физматгиз, 1961.
61. W. Buehler, J. Jaumann, Zs. Phys. 173, 117 (1963).
62. K. H. Clemens, J. Jaumann, Zs. Phys. 173, 135 (1963).
63. Г. С. Кринчик, М. В. Четкин, ЖЭТФ 36, 1924 (1959).
64. Г. С. Кринчик, М. В. Четкин, в сб. «Ферриты», Минск, Изд-во АН БССР, 1960, стр. 578.
65. Г. С. Кринчик, Г. М. Нурумхамедов, ЖЭТФ 47, 76 (1964).
- 65a. G. S. Krinchik, Optical Properties and Electronic Structure of Metals, Amsterdam, 1966.
66. М. А. Ельяшевич, Спектры редких земель, М., Гостехиздат, 1953.
67. Г. С. Кринчик, Г. К. Тютнева, ЖЭТФ, 46, 435 (1964).
68. R. Rauphetet, Ann. de phys. 3, 424 (1958).
69. F. W. Harrington, J. F. A. Thompson, Proc. Intern. Conf. on Magnetism, Nottingham, 1964, стр. 664.
70. G. S. Krinchik, G. K. Tuytneva, J. Appl. Phys. 35, 1014 (1964).
71. B. Johnson, Brit. J. Appl. Phys. 17, 1441 (1966).
72. Г. С. Кринчик, ФТТ 5, 373 (1963).
73. А. И. Беляева, В. В. Еременко, В. Н. Павлов, А. В. Антонов, ЖЭТФ 53, 1879 (1967).
74. D. D. Sell, R. L. Greene, W. H. Yen, A. L. Shawlow, R. M. White, J. Appl. Phys. 37, 1229 (1966).
75. Т. Мориуа, J. Appl. Phys. 39, 1042 (1968) (см. перевод на стр. 81 этого выпуска УФН).
76. H. Schuchter, S. Hufner, R. Faulater, J. Appl. Phys. 39, 1137 (1968).
77. S. Hufner, R. Faulater, E. Orlich, H. Schuchter, Zs. Phys. 204, 101 (1967).
78. S. Hufner, H. Schmidt, Phys. Kondens. Materie 4, 262 (1965).
79. K. A. Wickersheim, R. L. White, Phys. Rev. Lett. 8, 483 (1962).
80. K. A. Wickersheim, R. L. White, Phys. Rev. 122, 1376 (1961).
81. A. B. Harris, H. Meyer, Phys. Rev. 127, 101 (1962).
82. W. Low, E. L. Offenbacher, Solid State Phys. 17, 135 (1965).
83. W. P. Wolf, M. Ball, M. T. Hutchings, M. J. Leask, A. F. G. Wyatte, J. Phys. Soc. Japan 17, B-1, 443 (1962).
84. W. P. Wolf, Proc. Inter. Conf. on Magnetism, Nottingham 1964, стр. 555.
85. P. M. Levy, Phys. Rev. 135, 155 (1964).
86. A. M. Clogston, J. phys. et radium 20, 151 (1959).
87. A. M. Clogston, J. Appl. Phys. 31, 1985 (1960).
88. Г. С. Кринчик, С. А. Гущина, Письма ЖЭТФ 4, 244 (1966).
89. Н. Ф. Харченко, В. В. Еременко, Л. И. Белый, ЖЭТФ 53, 1505 (1967).
90. Г. С. Кринчик, С. А. Гущина, ЖЭТФ 55 (8), 490 (1968).
91. H. Matthews, S. Singh, R. C. LeCrown, Appl. Phys. Lett. 7, 165 (1965).
92. R. W. Cooper, W. A. Crossley, J. L. Page, R. F. Pearson, J. Appl. Phys. 39, 565 (1968).
93. S. Methfessel, F. Holtzberg, T. R. McGuire, IEEE Trans. Magnetism MAG-2, 1305 (1966).
94. A. Yanase, T. Kosuya, J. Appl. Phys. 39, 430 (1968).
95. М. В. Четкин, В. С. Соломатин, ФТТ 8, 3388 (1966).
96. R. Zitter, E. Spencer, J. Appl. Phys. 37, 1089 (1966).
97. R. C. LeCrown, IEEE Trans. Magnetism MAG-2, 304 (1966).
98. L. K. Anderson, Appl. Phys. Lett. 1, 44 (1962); J. Appl. Phys. 34, 1230 (1963).
99. К. П. Белов, А. В. Педьюко, ЖЭТФ 39, 961 (1960).
100. J. T. Chang, J. F. Dillon, V. F. Gianola, J. Appl. Phys. 36, 1110 (1965).
101. C. D. Mee, Contemp. Phys. 8, 385 (1967); K. Chow, W. Leonard, R. Comstock, R. Lawrence, IEEE Trans. Magnet., No. 3, 416 (1968).
102. J. F. Suits, J. Appl. Phys. 39, 570 (1968).
103. R. W. Dixon, J. Appl. Phys. 38, 3634 (1967).
104. L. F. Johnson, J. P. Remeika, J. F. Dillon, Phys. Lett. 21, 37 (1966).
105. C. Garret, IEEE Quant. Electronics 3, 139 (1967).
106. P. F. Bongers, G. Zanmarchi, Solid State Commun. 6, 291 (1968).