

ИЗУЧЕНИЕ РЕЗОНАНСНОГО ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ В ИМПУЛЬСНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ ДО 10 МГц

*А. И. Павловский, Н. П. Колокольчиков, В. В. Дружинин,
О. М. Таценко, А. И. Быков, М. И. Долошенко*

Изучен эффект Фарадея (ЭФ) в стекле $\text{Er}(\text{PO}_3)_3$ в магнитном поле ≈ 10 МГц. Обнаружено резонансное увеличение ЭФ в поле ≈ 8 МГц и электронный парамагнитный резонанс на оптической частоте в поле ≈ 3 МГц.

Исследования твердых тел в магнитных полях $\sim 10^7$ Гс, когда энергия взаимодействия иона с полем становится сравнимой с энергиями спин-орбитального и обменного взаимодействий, а также с энергией кристаллического поля, представляет несомненный интерес. Настоящая работа посвящена изучению ЭФ в стекле $\text{Er}(\text{PO}_3)_3$ и одновременно является одной из первых попыток практического освоения 10 мегагаусного диапазона магнитных полей.

В качестве источника магнитного поля использован взрывомагнитный генератор типа МК-1 [1]. Внеся ряд изменений в конструкцию генератора, авторы добились воспроизводимого, повторяющегося от опыта к опыту генерирования магнитных полей до 10 МГс. Надежность и достоверность результатов измерений обеспечены применением оптической методики измерения [2], основанной на ЭФ в тяжелом флинте ТФ-5. Одновременное использование оптической методики для измерения поля и изучение магнитооптических явлений в исследуемом веществе потребовало пространственного разделения измерительного и исследовательского каналов. Это стало возможным благодаря еще одному существенному свойству созданного генератора — большому (до 9 мм) диаметру объема максимального поля. Такое разделение осуществлено выполнением измерительного узла из трех компактно расположенных фарфоровых трубок диаметром 3,6 мм. Оси трубок разведены на угол, примерно равный углу расходимости зондирующего луча гелий-неонового лазера ($\lambda = 632,8$ нм). Размещение образцов в трубках следующее: в первой — образец стекла $\text{Er}(\text{PO}_3)_3$ длиной $l = 1,03$ мм, во второй — такой же образец $\text{Er}(\text{PO}_3)_3$ и последовательно с ним образец флинта ТФ-5 ($l = 2,5$ мм), в третьей — только образец флинта ТФ-5 ($l = 2,5$ мм) для измерения поля. Поверх трубок и между ними размещены индукционные датчики производной поля. Внешний диаметр измерительного узла 8,3 мм. Пучки света, выходящие из второй и третьей трубок, направляются каждый на свой канал регистрации, содержащий светофильтр, поляризатор-анализатор, ФЭУ и осциллограф, а излучение из первой попадает на фотодиод для измерения коэффициента пропускания $\text{Er}(\text{PO}_3)_3$ во время эксперимента. Проведено два взрывных идентичных опыта, причем результаты экспериментов с $\text{Er}(\text{PO}_3)_3$ совпадают в пределах 5%.

Осциллограммы одного из опытов приведены на рис. 1, а найденные в экспериментах полевые зависимости угла поворота плоскости поляризации θ и коэффициента пропускания k — на рис. 2. Как видно из рис. 2, зависимость $\theta(B)$ имеет сложный вид: отрицательное вращение с участком насыщения в поле 2 — 4 МГс, затем снова рост θ с максимумом при 8 МГс и перемены знака при 9 МГс.

В общей формуле для ЭФ можно выделить два вклада парамагнитный $\theta_{\text{п}} = C_{\text{п}} B(x) l$, связанный с ионами Er^{3+} , и диамагнитный $\theta_{\text{г}} = V_{\text{г}} B$, обусловленный ионами матрицы. Из экспериментов в полях до 2 МГс (генератор типа МК-2) можно определить значения констант $C_{\text{п}} = -1,01 \cdot 10^5$ мин/см и $V_{\text{г}} = 0,019$ мин/см · Гс [3]. Если бы действовали только эти вклады, то в полях до 4 МГс $|\theta_{\text{п}}| > \theta_{\text{г}}$ и $\theta < 0$. Однако за счет насыщения $\theta_{\text{п}}$ в поле $\approx 3,8$ МГс должна происходить компенсация слагаемых и смена знака ЭФ в больших полях.

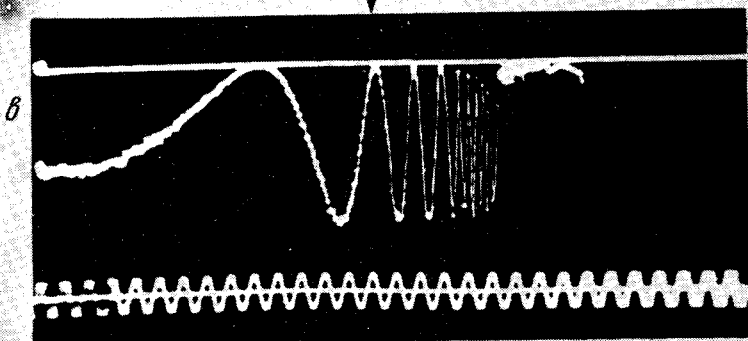
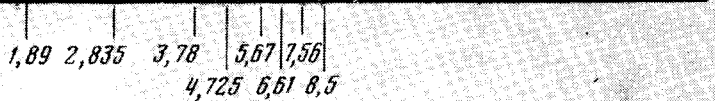
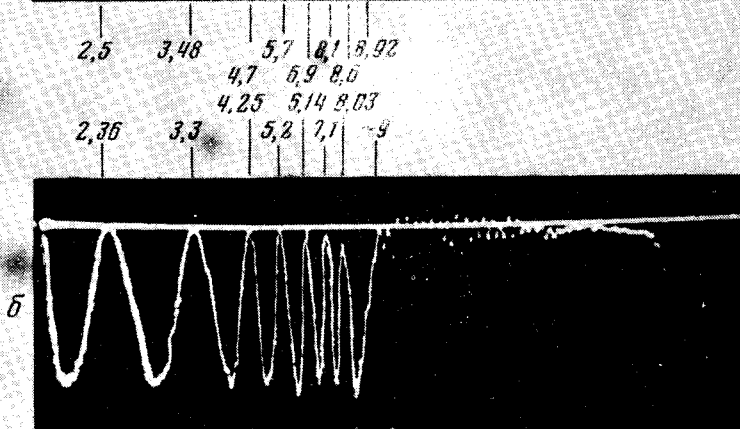
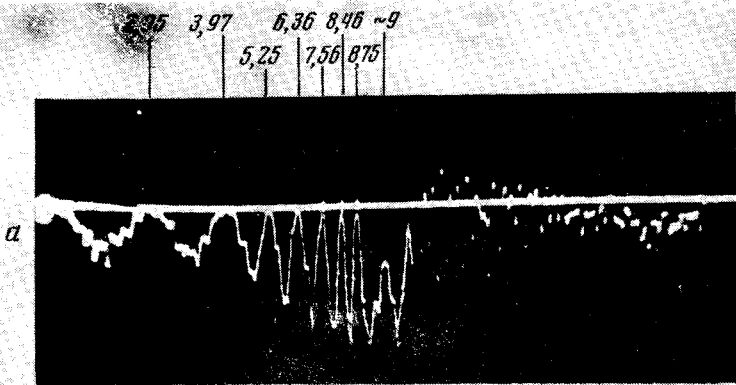


Рис. 1. Осциллограммы фарадеевского вращения: *a* — $\text{Er}(\text{PO}_3)_3 + \text{ТФ-5}$. *б* и *в* — ТФ-5 . Две верхних осциллограммы приведены с 14 мксек от начала измерения, а нижняя дана во всем временном интервале. Числа обозначают поле в МГц. Калибровочная синусоида имеет период 1 мксек. Стрелка на осциллограмме *в* указывает начало отсчета верхних осциллограмм. Константа Верде ТФ-5 0,0457 мин/см · Гц, температура комнатная

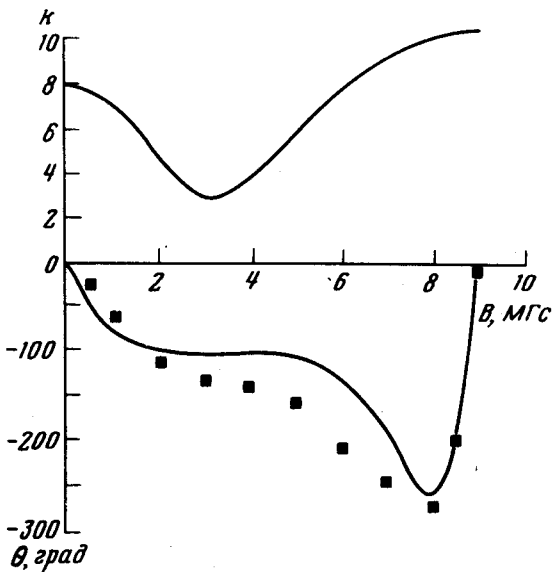


Рис. 2. Коэффициент пропускания K (эксперимент) и величина поворота плоскости поляризации θ от поля B (точки — эксперимент, сплошная линия — теория) образца $Eg(PO_3)_3$.

Как видно из рис.2 имеется расхождение этих рассуждений с экспериментом, которое мы связываем с наличием резонансных вкладов в θ из-за попадания зондирующей частоты ω в область линий поглощения. Спектр $Eg(PO_3)_3$ вблизи ω имеет переходы при 650 нм, что соответствует уровню ${}^4I_{9/2}$ по классификации [4], и при ≈ 530 нм. Предположив, что зеемановские компоненты уровня при 530 нм пересекают ω , находим, что возникает резонансное увеличение θ_p (в стандартных обозначениях, приведенных также в [2])

$$\theta_p = C_p \{ [\omega_{ba}^0 = aB - \omega] / [(\omega_{ba}^0 - aB - \omega)^2 + \Gamma^2] + D \} l.$$

Из измерений спектра $\Gamma \approx 6 \cdot 10^{13}$ рад/сек. Положив $\alpha = 0,639 \cdot 10^8$ рад/сек·Гс (оценка зеемановского расщепления) и учитывая, что в малых (до 2 МГс) полях $\theta_p \approx 0$, получаем $C_p D = 1,05 \cdot 10^3$ град/см. Приняв $C_p = -3,49 \cdot 10^{19}$ мин·рад/см·сек можно рассчитать зависимость $\theta = \theta_{\Pi} + \theta_q + \theta_p$, которая приведена на рис.2. Из него видно, что расчет близок к эксперименту. То, что в области резонанса не наблюдается уменьшение пропускания, возможно связано с ростом силы осцилляторов электродипольных переходов за счет изменения "смешивания" уровней в сильном магнитном поле, которое обусловлено кристаллическим полем. Такое явление было обнаружено в [5].

Дисперсионная зависимость $\theta(\lambda)$ [6] свидетельствует о том, что переход ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ (650 нм) магнитодипольный и за счет расщепления в магнитном поле частота перехода между подуровнями $-15/2 \rightarrow -9/2$ увеличивается на величину $\left[g({}^4I_{15/2}) \frac{15}{2} - g({}^4I_{9/2}) \frac{9}{2} \right] \mu_B B$.

Спектроскопические значения g -факторов дают, что в поле ≈ 3 МГс частота этого перехода совпадает с частотой излучения. Таким образом, наблюдаемый в эксперименте рост поглощения в поле ≈ 3 МГс (рис.2) мы связываем с этим переходом; а так как он магнитодиполь-

ный (снятие запрета обусловлено кристаллическим полем) его можно классифицировать как электронный парамагнитный резонанс на оптической частоте.

Московский
инженерно-физический институт

Поступила в редакцию
26 июня 1979 г.

Литература

- [1] А.Д.Сахаров, Р.З.Людаев, Е.Н.Смирнов, Ю.И.Плющев, А.И.Павловский, В.Н.Чернышев, Е.А.Феоктистов, Е.И.Жаринов, Ю.А.Зысин. ДАН СССР, 165, 65, 1965.
 - [2] В.В.Дружинин, О.М.Таценко. Оптика и спектроскопия, 36, 733, 1974.
 - [3] О.М.Таценко, А.И.Павловский, В.В.Дружинин. Оптика и спектроскопия, 43, 147, 1977.
 - [4] П.Герлих, Х.Каррас, Г.Кетитц, Р.Леман. Спектроскопические свойства активированных лазерных кристаллов, М., изд. Наука, 1966.
 - [5] Б.Б.Бойко, А.К.Сойка. ДАН БССР, XXII, 1072, 1078.
 - [6] F.Herlax, J.Davis, R.Schmidt, H.Spector. Phys. Rev., B10, 682, 1974.
-