Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 6, с. 455 – 461

Эффект магнито-электрической невзаимности в субмиллиметровой ЭПР-спектроскопии $LiYF_4$, легированного ионами $^{166}Er^{3+}$ [1)]

М. В. Еремин[+ 2)], *В. Ф. Тарасов*[* 2)]

[+]*Институт физики, Казанский (Приволжский) федеральный университет, 420008 Казань, Россия*

[*]*Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского – обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки "Федеральный исследовательский центр "Казанский научный центр Российской академии наук", 420029 Казань, Россия*

Поступила в редакцию 25 ноября 2024 г.
После переработки 28 января 2025 г.
Принята к публикации 29 января 2025 г.

В монокристалле $LiYF_4$, легированном ионами Er, обнаружен эффект изменения интенсивности сигналов электронного парамагнитного резонанса при переключении направления магнитного поля на обратное (невзаимность). Эффект объясняется интерференцией магнитных и электрических дипольных переходов. Электрические дипольные переходы обусловлены перемешиванием электронных конфигураций иона Er^{3+} нечетным кристаллическим полем, действующим на электроны эрбия, вследствие чего их вероятность оказалась сравнима с вероятностью магнитных дипольных переходов. Полученные зависимости эффекта интерференции от направления внешнего магнитного поля хорошо воспроизводятся квантово-механическим расчетом.

DOI: 10.31857/S0370274X25030176, EDN: DQDVZL

Введение. Материалы, в которых наблюдается взаимосвязь магнитных и электрических свойств, привлекают повышенное внимание. Это связано с большим интересом к фундаментальным проблемам взаимодействия магнитных и электрических полей в веществе, с одной стороны, и с возможными практическими применениями таких материалов для создания твердотельных устройств с управляемыми магнитными и электрическими свойствами, с другой стороны. В работе [1] представлен обзор по магнитоэлектрическим материалам и мультиферроикам, обладающим статическим магнитоэлектрическим эффектом, когда постоянное магнитное поле $\mathbf{H}$ создает электрическую поляризацию $\mathbf{P}$, а электрическое поле $\mathbf{E}$ создает намагниченность $\mathbf{M}$.

Исследования магнитоэлектрической связи в редкоземельных парамагнетиках начались сравнительно недавно. Большей частью они были нацелены на выяснение особенностей статической магнитоэлектрической связи. Так, в работах [2, 3] приведены зависимости электрической поляризации как функции компонент приложенного магнитного поля. В парамагнитных редкоземельных лангаситах обнаружена нелинейная зависимость электрической поляризации от магнитного поля, причем она меняется при изменении направления приложенного магнитного поля. Предложена феноменологическая модель магнитных мультиполей редкоземельных ионов, взаимодействующих с электрическим полем [4]. В недавней работе [5] подробно исследованы зависимости электрической поляризации как функции компонент приложенного магнитного поля и температуры.

К настоящему времени, на соединениях группы железа проведены также исследования динамического магнитоэлектрического эффекта, при котором осциллирующее магнитное поле электромагнитной волны $\mathbf{T}_1$ создает осциллирующую поляризацию $\mathbf{P}_1$, а осциллирующее электрическое поле $\mathbf{E}_1$ создает осциллирующую намагниченность $\mathbf{M}_1$. Проявляется этот эффект в виде электромагнитной невзаимности, когда характеристики взаимодействия электромагнитной волны с веществом зависят от направления магнитного поля (см., например, [6–17] и др.). Соединения редкоземельных ионов в этом аспекте, насколько нам известно, практически не исследовались. Однако они могут дать полезные сведения о происхождении и величинах локальных электрических полей на f-электронах. Интересные проявления оптической невзаимности были недавно обнаружены в работе [18] при исследовании влияния внешнего магнитного поля на сигналы фотонного эхо примесных ионов $^{166}Er^{3+}$ в монокристаллах $LiYF_4$

[1)]См. дополнительный материал к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru

[2)]e-mail: meremin@kpfu.ru; tarasovaleri@yandex.ru

и $LiLuF_4$. Сигналы эхо возбуждались лазерными импульсами, вызывающими резонансные переходы между электронными уровнями основного мультиплета Er^{3+} ($^4I_{15/2}$) и возбужденного мультиплета $^4F_{9/2}$. При этом были обнаружены эффект памяти – гистерезис в зависимости интенсивности фотонного эхо от величины и направления внешнего магнитного поля, и эффект оптической невзаимности, при котором интенсивность сигналов эхо зависит от взаимной ориентации волнового вектора лазерного излучения, кристаллографических осей и направления магнитного поля. Оптическая невзаимность, предположительно, связывалась с квантовой интерференцией амплитуд вероятностей магнитных и электрических дипольных переходов при наличии динамического магнитоэлектрического эффекта. Для более основательного выяснения природы эффекта электромагнитной невзаимности при резонансном взаимодействии электромагнитного излучения с электронной системой ионов Er^{3+} в $LiYF_4$ мы экспериментально и теоретически исследовали резонансные переходы между основным и первым возбужденным электронными дублетами основного мультиплета $^4I_{15/2}$ методом высокочастотного электронного парамагнитного резонанса (ЭПР).

Образцы и методика измерения. Образец имел моноизотопный состав $^7LiYF_4:{}^{166}Er^{3+}$ с концентрацией эрбия 0.0015 ат. %. Форма образца была близка к параллелепипеду с размерами $6\times8\times10$ мм^3. Кристаллическая решетка $LiYF_4$ характеризуется пространственной группой симметрии $I4_1/a$ (88), т.е. исходная пространственная решетка была центросимметричной. При выращивании монокристаллов $LiYF_4$, легированных ионами Er^{3+}, использовался метод Бриджмена–Стокбаргера с градиентным распределением температуры вдоль оси a. Заданный вектор градиента температур нарушает центр инверсии в кристалле $LiYF_4:Er$. Позиции ионов Y^{3+} в элементарной ячейке замещаются ионами Er^{3+} не равновероятно. В пользу такого предположения свидетельствует наблюдение гистерезисных явлений в $LiYF_4:Er$, которые зарегистрированы на таком же кристалле ранее методом оптического эхо [18]. Электронная конфигурация иона Er^{3+} $4f^{11}$. Кристаллическое поле расщепляет основной мультиплет $^4I_{15/2}$ на 8 крамерсовых дублетов. Энергия первого возбужденного дублета $\Delta = 17\,\text{см}^{-1}$ (510 ГГц) была измерена методами оптической спектроскопии [19] и перестраиваемой по частоте ЭПР-спектроскопии [20]. Величины g-факторов для основного дублета $g_\parallel = 3.137$ и $g_\perp = 8.105$ были измерены в работе [21], а для первого возбужденного дублета $g_\parallel = 8.18$ и $g_\perp = 4.43$ в работе [22]. Резонансные переходы между электронными уровнями основного и первого возбужденного дублетов основного мультиплета, схематически (без сохранения масштаба) показаны на рис. 1. Для измерений использовался высокочастотный перестраиваемый по частоте спектрометр [23] при температуре образца 4.2 K с разверткой магнитного поля в малых магнитных полях с прохождением через нулевое значение поля. Микроволновое излучение подводилось к исследуемому образцу квазиоптическим трактом и фокусировалось на образце с углом схождения лучей $\pm4°$.

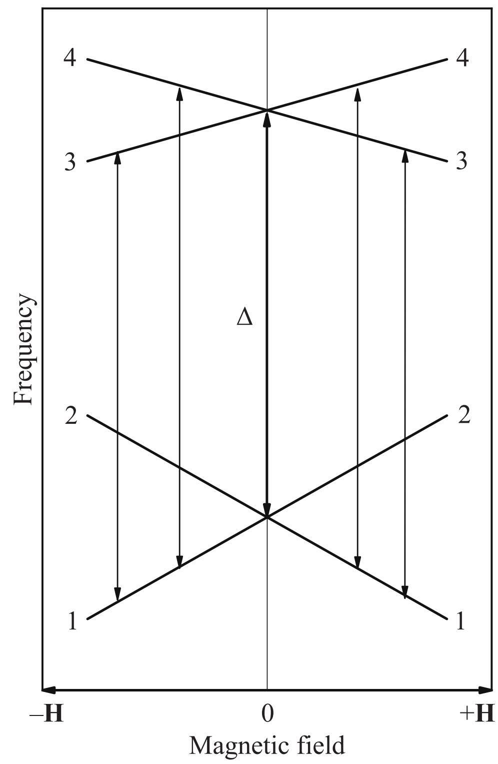

Рис. 1. Схема электронных уровней основного и первого возбужденного дублетов ионов Er^{3+} в $LiYF_4$ для $\mathbf{H} \perp c$ и наблюдавшиеся резонансные переходы

Экспериментальные результаты. Для обоих резонансных переходов, показанных на рис. 1, на частоте $f = 510.4$ ГГц была измерена зависимость амплитуды резонансных линий от ориентации магнитного поля относительно кристаллографических осей. Геометрия эксперимента показана на рис. 2. Кристаллографическая ось c была отклонена от оси вращения $\mathbf{r}\|\mathbf{k}$ на угол $\theta = 10°$ в направлении оси a. Это вызвано тем, что при направлении волнового вектора вдоль оси c кристалла явление интерференции запрещено симметрией магнитной точечной группы [16]. В статье [18], где наблюдались гистерезисные эффекты

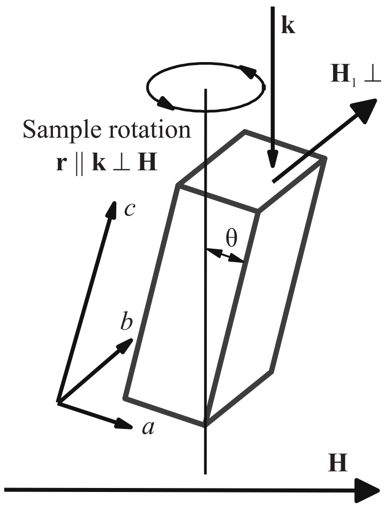

Рис. 2. Геометрия эксперимента

в формировании фотонного эхо на оптических переходах примесных ионов $^{166}Er^{3+}$ в $LiYF_4$, отмечалось также, что они проявляются только при отклонении кристаллографической оси c от направления волнового вектора $\mathbf{k}$, и не проявляются при $\mathbf{k}\|c$ (см. рис. 5 в [18]). Поляризация магнитной компоненты микроволнового излучения $\mathbf{H}_1$ перпендикулярна плоскости векторов $(\mathbf{k}, \mathbf{H})$. Для обоих резонансных переходов (1–3 и 1–4 на рис. 1) наблюдалась представленная на рис. 3 очень сильная зависимость амплитуды резонансных линий (от пика до пика производной) от угла φ. Угол φ отсчитывается от направления $\mathbf{H}_1$.

Квадраты и кружки представляют экспериментальные результаты. Результаты расчета показаны линиями. Видно, что имеется качественное согласие экспериментальных данных с результатами расчета. Отсутствие хорошего согласия можно объяснить специфическими особенностями конструкции спектрометра и методики измерений. Дело в том, что в спектрометре [23] для подвода микроволнового излучения к образцу и далее на детектор используется квазиоптический тракт. Его особенность состоит в том, что поперечный размер луча микроволнового излучения, размеры оптических элементов тракта и размеры исследуемого образца сравнимы с длиной волны электромагнитного излучения. Поэтому в тракте происходят искажения фронта луча за счет дифракции и множественной интерференции лучей, отраженных от элементов тракта и от поверхностей образца. При изменении ориентации образца эта интерференционная картина изменяется, что приводит к изменению интенсивности электромагнитной волны, проходящей через образец и возбуждающей резонансные переходы. В таких условиях достоверным физическим эффектом является разность амплитуд сигналов, записанных на одном спектре при противоположных направлениях магнитного поля. На рисунках 3a и b видно, что графики амплитуды линий ЭПР, записанных при противоположных значениях магнитного поля, отличаются. Визуально эта разница лучше видна на рис. 3c и d, где представлены отношения разницы амплитуд линий, записанных для противоположных направлений магнитного поля, к средней амплитуде линий. Примеры экспериментальных спектров, записанных при различных ориентациях магнитного поля, представлены на рис. 4. Широкие линии соответствуют переходу 1–3, узкие – переходу 1–4. На рисунке 4a представлен спектр, записанный при ориентации, соответствующей сопоставимой амплитуде линий обоих переходов. Видно, что амплитуды линий не зависит от направления магнитного поля. На рисунке 4b амплитуда линий перехода 1–4 зависит от знака магнитного поля, причем соотношение амплитуд изменяется при повороте образца на 180°. На рисунке 4c заметная разница в амплитуде линий наблюдается для перехода 1–3. Штриховые линии на спектрах соединяют экстремумы производных двух сигналов резонансного поглощения, записанных в магнитных полях противоположного направления. Разница между максимальным и минимальным значениями производной принималась за амплитуду сигнала на рис. 3.

Различие амплитуд резонансных линий для противоположных направления магнитного поля связана с эффектами электромагнитной невзаимности. Зависимость амплитуды резонансных линий от направления магнитного поля может быть вызвана эффектами электромагнитной невзаимности. Известно, что для примесных ионов Er^{3+} в $LiYF_4$ между двумя электронными уровнями, принадлежащими различным мультиплетам, разрешены как магнитные дипольные, так и электрические дипольные резонансные переходы [24]. В этом случае оптическая невзаимность может возникнуть вследствие квантовой интерференции амплитуды вероятностей электрических и магнитных дипольных резонансных переходов [7, 10, 11, 14–17]. С этим явлением связывались гистерезисные явления в формировании сигналов фотонного эхо в работе [18]. Вместе с тем эффект, предположительно, может быть обусловлен фарадеевской невзаимностью, которая не связана с эффектом интерференции. В этой связи мы провели квантово-механические расчеты, которые позволили нам отдать предпочтение первому предположению.

Схема квантово-механического расчета и обсуждение результатов. Как уже отмечалось,

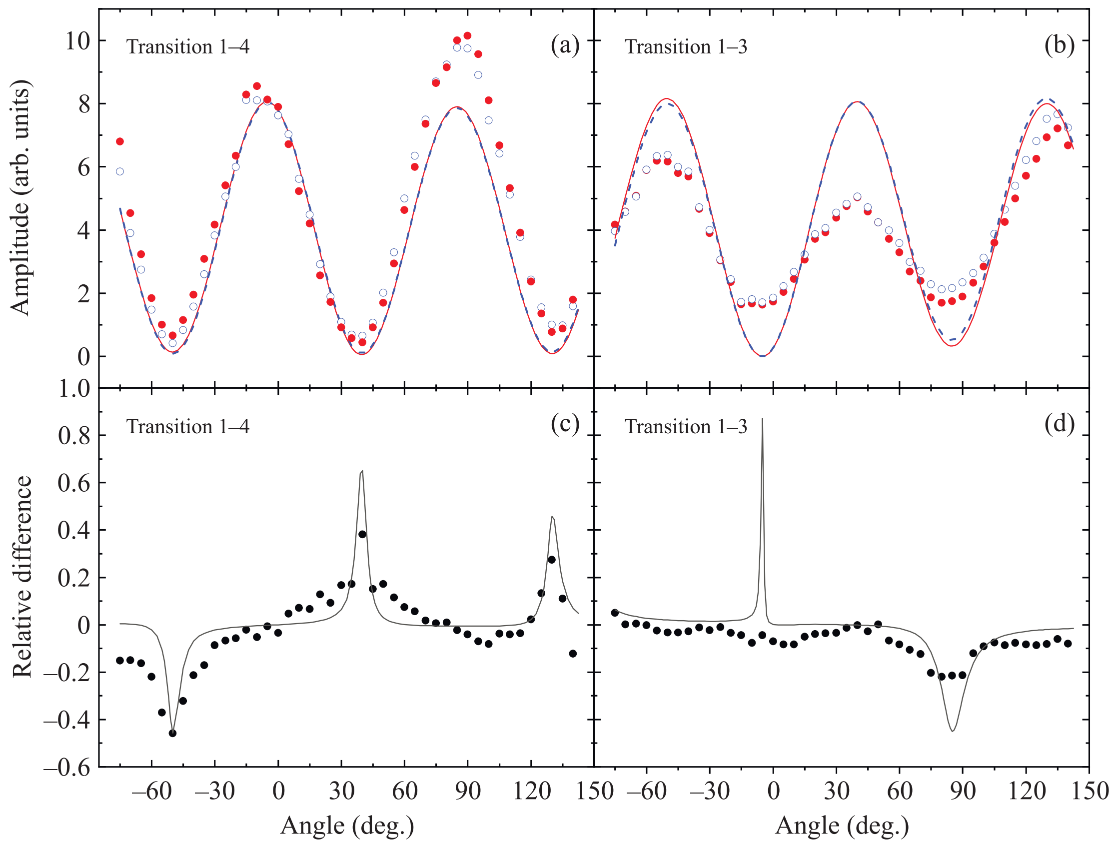

Рис. 3. (Цветной онлайн) Ориентационные зависимости амплитуд резонансных линий на спектрах ЭПР ионов $^{166}Er^{3+}$ в $LiYF_4$. Значки – эксперимент, линии – расчет. (a) и (b) – Амплитуда резонансных линий для переходов 1–4 и 1–3 соответственно. Заполненные красные кружки и сплошные линии – соответствуют положительному магнитному полю + 4 мТл и + 14 мТл для переходов 1–4 и 1–3, соответственно, пустые синие кружки и штриховые линии соответствуют магнитному полю обратного направления. (c) и (d) – Относительная разница амплитуд линий в положительном и отрицательном поле

кристаллическое поле расщепляет основной мультиплет $Er^{3+}(4f^{11})$ $^4I_{15/2}$ на 8 крамерсовых дублетов. Для расчета уровней энергии и волновых функций этих дублетов использовался оператор кристаллического поля

$$H_{cf} = B_2^0 O_2^0 + B_4^0 O_4^0 + B_6^0 O_6^0 + \\ + B_4^4 O_4^4 + B_4^{-4} O_4^{-4} + B_6^4 O_6^4 + B_6^{-4} O_6^{-4}. \qquad (1)$$

Значения параметров B_k^q были приняты такими, как и в работе [25], где они были скорректированы авторами по экспериментальным данным по оптической спектроскопии с учетом результатов, полученных по исследованию сверхтонкой структуры спектров ЭПР $^7LiYF_4 : {}^{167}Er^{3+}$, $^{166}Er^{3+}$, O_k^q – стандартные эффективные операторы Стивенса [26].

Как и в работах [19, 24, 25], предполагалось, что электрические дипольные переходы обусловлены перемешиванием электронных конфигураций $4f^{11}$ и $4f^{10}5d$ иона Er^{3+} нечетным кристаллическим полем. Операторы компонент индуцированного электрического дипольного момента учитывались методом эффективных операторов. Так, в частности, оператор электрического дипольного момента вдоль оси x имеет вид

$$d_x = b_2^1 O_2^1 + b_4^1 O_4^1 + b_6^1 O_6^1 + b_4^3 O_4^3 + b_6^3 O_6^3 + \\ + b_6^5 O_6^5 + b_2^{-1} O_2^{-1} + b_4^{-1} O_4^{-1} + b_6^{-1} O_6^{-1} + \\ + b_4^{-3} O_4^{-3} + b_6^{-3} O_6^{-3} + b_6^{-5} O_6^{-5}. \qquad (2)$$

Значения параметров b_k^q брались из работы [24]. Относительные интенсивности поглощения суммарных электрических и магнитных дипольных переходов рассчитывались по формуле

$$\left| \langle \psi_i | d_\alpha \left(\frac{n^2 + 2}{3n} \right) E_{1\alpha} + \mu_B \Lambda J_\beta H_{1\beta} | \psi_i \rangle \right|^2 \qquad (3)$$

где n – показатель преломления [27], $\Lambda = 5/6$ – фактор Ланде. Суммирование по индексам α и β

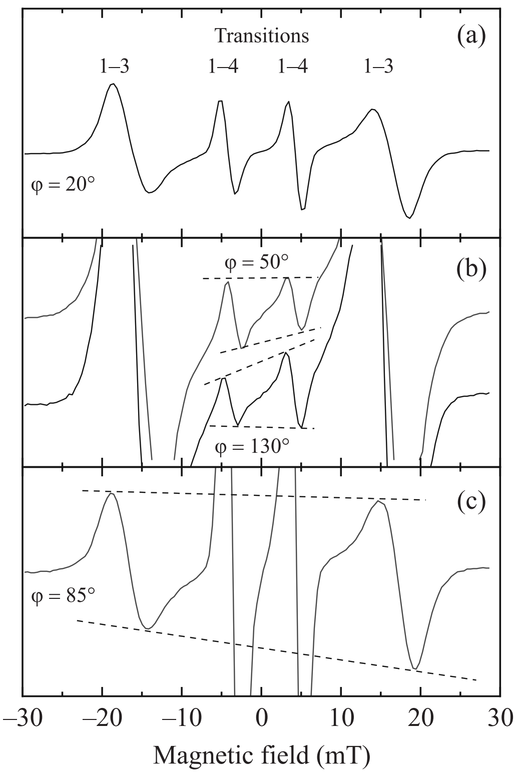

Рис. 4. Спектры ЭПР монокристалла $^7LiYF_4 : {}^{166}Er^{3+}$, записанные при различной ориентации магнитного поля. Угол φ отсчитывается от направления $\mathbf{H}_1$, как и на рис. 3. Частота спектрометра $f = 510.4$ ГГц

подразумевается. Формула (3) немного отличается от обычно принятой для редкоземельных ионов (см., например, работы [24, 27]). Новизна связана с тем, что мы учитываем эффекты интерференции магнитных и электрических дипольных переходов. Они обусловлены слагаемыми, пропорциональными произведениям $E_\alpha H_\beta$.

Расчет волновых функций, фигурирующих в (3), проводился путем численной диагонализации суммы оператора (1) со стандартным оператором энергии взаимодействия с резонансным магнитным полем. Процедура расчета вероятностей переходов по формуле (3) осуществлялась для каждой ориентации образца. При построении рассчитанных угловых зависимостей использовались две системы координат. Оси неподвижной системы (лабораторной) считались параллельными компонентам векторов зондирующей электромагнитной волны. Оси подвижной системы координат были направлены вдоль кристаллографических осей a, b, c, т.е. так же, как и при записи оператора кристаллического поля (1). Образец вращается. Компоненты внешнего магнитного поля в системе осей образца меняются. Как следствие этого меняются и коэффициенты в волновых функциях, фигурирующих в формуле (3). Формулы связи компонент векторов электромагнитной волны и внешнего поля в системе осей кристалла приведены в Приложении. Результаты расчета приведены на рис. 3. Видно, что проведенный нами расчет хорошо воспроизводит трехпиковую особенность на рис. 3c и правый (несколько размытый) пик на рис. 3d. Причину отсутствия центрального пика на панели (3d) мы связываем с несовершенством спектрометра. Дело в том, что микроволновое излучение подается на образец в виде сфокусированного сходящегося луча, в котором имеется некоторое распределение направлений волнового вектора по углу, которое, вероятно, и приводит к "размазыванию" узкого пика, который получается в расчете в случае плоской волны. В пользу такого предположения свидетельствует уширение пика в области 90° на рис. 3d.

Отметим, что соответствие эксперименту по положению пиков не зависит от величины отношения $p = \frac{d_\alpha}{\mu_B}\left(\frac{n^2+2}{3n}\right)$. При изменении значения p однородно меняются величины пиков. На рисунке 3c и d принято значение $p = 0.06$.

Следует отметить еще, что в элементарной ячейке имеются 4 возможных позиций ионов Er^{3+}. Локальная симметрия всех позиций S_4. Две позиции (1 и 3) переходят в другую пару (2 и 4) трансляцией. Между позициями 1–3 и 2–4 имеется центр инверсии. Волновые функции ионов эрбия во всех четырех позициях одинаковы, так как они определяются диагонализацией четного оператора (оператор (1) плюс оператор энергии взаимодействия с постоянным магнитным полем). Обозначим через C_{13} и C_{24} вероятности заполнения позиций 1,3 и 2,4 соответственно. При расчете интенсивности спектра ЭПР, с учетом всех 4-х позиций, перед произведением $E_\alpha H_\beta$ получается коэффициент $(C_{12})^2$–$(C_{34})^2$. При по строении графиков разностей относительных интенсивностей для противоположных направлений внешнего магнитного поля он сокращается.

Формула (3) позволяет анализировать два типа невзаимностей. Одна из них не связана с эффектом интерференции магнитных и электрических дипольных переходов, а обусловлена фарадеевской невзаимностью. В этой связи нами были проведены дополнительные расчеты. Как отмечалось в работе [28], проявление фарадеевской невзаимности в вероятностях переходов обусловлено около-диагональными компонентами антисимметричных тензоров $\chi^{mm}_{\alpha\beta} - \chi^{mm}_{\beta\alpha}$ и $\chi^{ee}_{\alpha\beta} - \chi^{ee}_{\beta\alpha}$. Непосредственный расчет этих компонент показал, что, в нашем случае, они равны нулю при всех углах поворота образца. Что касается угла поворота плоскости поляризации, то по нашим представлениям им можно пренебречь. Недавно он был зарегистрирован в кристаллах флюорита, активированных ионами неодима, высокочувствительным методом Запасского В. С. и др. [29]. Угол поворота плоскости поляризации света от магнитного поля в области 4 мТл оказался менее 1°.

Заключительные замечания. Методом высокочастотной ЭПР-спектроскопии проведены исследования резонансных переходов между электронными уровнями основного и первого возбужденного дублетов в монокристалле ^{7}LiYF$_4$^{166}Er. Измерения проведены оригинальным методом, в котором ось симметрии кристалла отклонялась от направления волнового вектора электромагнитной волны **k** на небольшой угол. Затем образец последовательно вращался вокруг направления **k**. Экспериментальные результаты и теоретические расчеты показали, что эффект магнитной невзаимности обусловлен квантовой интерференцией амплитуд вероятностей магнитных и электрических дипольных переходов. При изменении направления магнитного поля происходит смена характера интерференции между конструктивной и деструктивной, что приводит к изменению величины резонансного поглощения. В качестве одного из возможных обобщений отметим, что обнаруженная нами интерференция магнитных и электрических дипольных переходов в ЭПР-спектроскопии вполне может проявиться и в оптическом диапазоне частот, в частности при исследованиях зависимостей излучения от направления внешнего магнитного поля.

Авторы выражают признательность С. Л. Кораблевой и О. А. Морозову за предоставление образца для исследования и В. А. Шустову за рентгенографические исследования образца.

Финансирование работы. Работа М. В. Еремина выполнена при частичной поддержке Государственной программы научных исследований в Казанском (Приволжском) федеральном книверситете, номер FZSM-2023-0012.

Работа В. Ф. Тарасова проводилась в рамках выполнения государственного задания Федерального исследовательского центра “Казанский научный центр Российской академии наук”.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

---

1. А. П. Пятаков, А. К. Звездин, УФН **182**, 593 (2012).
2. В. Ю. Иванов, А. М. Кузьменко, А. А. Мухин, Письма в ЖЭТФ **105**, 430 (2017). [V. Yu. Ivanov, A. M. Kuzmenko, and A. A. Mukhin, JETP Lett. **105**, 435 (2017)).
3. A. A. Mukhin, V. Yu. Ivanov, and B. V. Mill, *Book of Abstracts, Moscow International Symposium on Magnetism*, PrintLETO, Moscow (2017), p. 663.
4. A. M. Kuzmenko, V. Dziom, A. Shuvaev, Anna. Pimenov, D. Szaller, A. A. Mukhin, V. Yu. Ivanov, and A. Pimenov, Phys. Rev. B **99**, 224417 (2019).
5. L. Weymann, L. Bergen, T. Kain et al. (Collaboration), npj Quantum Mater. **5**, 61 (2020).
6. A. Tikhanovskii, V. Yu. Ivanov, A. Kuzmenko, E. Constable, A. Pimenov, and A. A. Mukhin, Phys. Rev. B **110**, 0144409 (2024).
7. J. H. Jung, M. Matsubara, T. Arima, J. P. He, Y. Kaneko, and Y. Tokura, Phys. Rev. Lett. **93**, 037403 (2004).
8. Y. Shimada, M. Matsubara, Y. Kaneko, J. P. He, and Y. Tokur, Appl. Phys. Lett. **89**, 101112 (2006).
9. Y. Shimada, H. Kiyama, and Y. Tokura, Phys. Rev. B **75**, 245125 (2007).
10. S. Toyoda, N. Abe, S. Kimura, Y. H. Matsuda, T. Nomura, A. Ikeda, S. Takeyama, and T. Arima, Phys. Rev. Lett. **115**, 267207 (2015).
11. S. Toyoda, N. Abe, and T. Arima, Phys. Rev. B **93**, 201109(R) (2016).
12. S. Yu, B. Gao, J. W. Kim, S.-W. Cheong, M. K. L. Man, J. Madeo, K. M. Dani, and D. Talbayev, Phys. Rev. Lett. **120**, 037601 (2018).
13. S. Kimura, N. Terada, M. Hagiwara, M. Matsumoto, and H. Tanaka, Appl. Magn. Reson. **52**, 363 (2021).
14. А. Р. Нурмухаметов, М. В. Еремин, ЖЭТФ **162**, 390 (2022) [A. R. Nurmukhametov and M. V. Eremin, JETP **135**, 339 (2022)].
15. К. В. Васин, М. В. Еремин, А. Р. Нурмухаметов, Письма в ЖЭТФ **115**, 420 (2022) [K. V. Vasin, M. V. Eremin, and A. R. Nurmukhametov, JETP Lett. **115**, 380 (2022)].
16. K. N. Boldyrev, A. D. Molchanova, A. R. Nurmukhametov, M. V. Eremin, R. V. Pisarev, and M. N. Popova, Magnetochemistry **9**, 95 (2023).
17. K. V. Vasin, A. Strinic, F. Schilberth, S. Reschke, L. Prodan, V. Tsurkan, A. R. Nurmukhametov, M. V. Eremin, I. Kesmarki, and J. Deisenhofer, Phys. Rev. B **110**, 054401 (2004).
18. А. М. Шегеда, С. Л. Кораблева, О. А. Морозов, В. Н. Лисин, Н. К. Соловаров, В. Ф. Тарасов, Письма в ЖЭТФ **117**, 264 (2023) [A. M. Shegeda, S. L. Korableva, O. A. Morozov, V. N. Lisin, N. K. Solovarov, and V. F. Tarasov, JETP Lett. **117**, 267 (2023)].
19. M. N. Popova, E. P. Chukalina, B. Z. Malkin, and S. K. Saikin, Phys. Rev. B **61**, 7421 (2000).

20. Г. С. Шакуров, Б. З. Малкин, М. В. Ванюнин, С. Л. Кораблева, ФТТ **50**, 1559 (2008) [G. S. Shakurov, B. Z. Malkin, M. V. Vanyunin, and S. L. Korableva, [Phys. Solid State **50**, 1619 (2008)].
21. J. P. Sattler and J. Nemarich, Phys. Rev. B **4**, 1 (1971).
22. А. А. Антипин, Б. Н. Казаков, С. Л. Кораблева, З. М. Рахматуллин, Ю. К. Чиркин, А. А. Федий, Известия ВУЗов. Физика **9**, 93 (1987).
23. V. F. Tarasov and G. S. Shakurov, Appl. Magn. Reson. **2**, 571 (1991).
24. K. I. Gerasimov, M. M. Minnegaliev, B. Z. Malkin, E. I. Baibekov, and S. A. Moiseev, Phys. Rev. B **94**, 054429 (2016).
25. G. S. Shakurov, S. L. Korableva, and B. Z. Malkin, Magn. Reson. Solids **21**, 19204 (2019).
26. А. Абрагам, Б. Блини, *Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов*, Мир, М. (1972), т. 1 [A. Abragam and B. Bleaney, *Electron Paramagnetic Resonance of Transition ions*, Clarendon Press, Oxford (1970)].
27. Е. В. Дунина, А. А. Корниенко, Оптика и спектроскопия **116**, 763 (2014).
28. S. Miyahara and N. Furukawa, Phys. Rev. B **89**, 195145 (2014).
29. A. N. Kamenskii, G. G. Kozlov, E. O. Baibekov, B. Z. Malkin, M. Bayer, A. Greilich, and V. S. Zapasskii, Phys. Rev. B **104**, 174430 (2021).