Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 11, с. 746 – 752 © 2025 г. 10 декабря

Усиление фотонного эха магнитными импульсами в $LuLiF_4:Er^{3+}$ и $YLiF_4:Er^{3+}$

А. М. Шегеда[+1)], *М. В. Еремин*[*], *С. Л. Кораблева*[*]

[+]*Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН, 420029 Казань, Россия*

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

Поступила в редакцию 21 июля 2025 г.
После переработки 21 октября 2025 г.
Принята к публикации 1 ноября 2025 г.

В работе рассматривается влияние импульсов магнитного поля наносекундной длительности на сигнал фотонного эха в образцах $YLiF_4$ и $LuLiF_4$, активированных ионами Er^{3+}. Обнаружена сильная зависимость интенсивности фотонного эха от параметров магнитного импульса и направления изменения внешнего магнитного поля H. При включении магнитных импульсов интенсивность эха может возрастать в 5–6 раз. Эффект необратимости (невзаимности) объясняется возникновением пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости.

DOI: 10.31857/S0370274X25120061

1. Введение. Диэлектрические кристаллы с примесями редкоземельных ионов активно используются для создания устройств оптических квантовых процессоров, элементов памяти, повторителей. Поэтому важно понимать и предсказывать поведение таких кристаллов в постоянных и импульсных магнитных и электрических полях. Примером влияния магнитного поля на оптические свойства материала является эффект Фарадея. При наложении внешнего магнитного поля происходит поворот плоскости поляризации линейно поляризованного света, распространяющегося через среду, а знак угла поворота зависит от направления распространения света относительно направления поля. В настоящее время повышенное внимание привлекают необычные явления в магнитоэлектрических средах [1–4]. Достаточно необычным оптическим эффектом, обнаруженным к настоящему времени в магнитоэлектрических средах, является невзаимный дихроизм, когда в магнитном поле поглощение или люминесценция отличаются для двух взаимно противоположных векторов распространения света (см., например, [5]). В недавней работе [6] изучалась зависимость интенсивности фотонного эха (ФЭ) в монокристаллах $LuLiF_4$ и $YLiF_4$ с ионами эрбия разной концентрации от напряженности, направления и знака изменения (увеличение–уменьшение) внешнего постоянного магнитного поля H. Впервые в диэлектрических кристаллах был обнаружен гистерезис в интенсивности ФЭ, критически зависящий от ориентации кристаллов в магнитном поле. Качественно результаты не зависели от поляризации лазерных импульсов и, в пределах экспериментальной погрешности, поворота поляризации в сигнале ФЭ не было. Результаты связывались с проявлением в образцах магнитоэлектрических свойств. В работе [7] наблюдался эффект магнитоэлектрической невзаимности в субмиллиметровой ЭПР-спектроскопии $YLiF_4$, легированного ионами $^{166}Er^{3+}$, где изменение интенсивности сигналов электронного парамагнитного резонанса при переключении направления магнитного поля на обратное объяснилось интерференцией магнитных и электрических дипольных переходов.

В настоящей работе изучалась зависимость интенсивности ФЭ в диэлектрических монокристаллах $LuLiF_4$ и $YLiF_4$, активированных ионами эрбия разной концентрации, от напряженности, направления и знака изменения (увеличение–уменьшение) внешнего постоянного магнитного поля H при включении импульсного магнитного поля. Обнаружено, что при включении магнитных импульсов эффекты необратимости (гистерезис, невзаимность) в интенсивности ФЭ менялись в 20–30 раз. Эффект усиления ФЭ объясняется возникновением пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости.

2. Экспериментальные результаты. Кристаллическая решетка Y(Lu)LiF_4 характеризуется пространственной группой симметрии $I4_{1/a}(88)$, т.е. ис-

1)e-mail: shegedaam@gmail.com

ходная пространственная решетка является центросимметричной. Однако, как указано в работе [7], используемый для выращивания монокристаллов метод Бриджмена–Стокбаргера с градиентным распределением температуры вдоль оси a, может приводить к нарушению центра инверсии в этих кристаллах, и позиции ионов Y^{3+} в элементарной ячейке замещаются ионами Er^{3+} не равновероятно. В этом случае возможно проявление и наблюдение невзаимности как в оптическом диапазоне методом ФЭ [6], так и в микроволновой области [7]. В наших экспериментах перед фотоумножителем не было никаких поляризационных фильтров, поэтому результаты никак не связаны с эффектом Фарадея. Образцы вклеивались в соленоид, состоящий из двух одинаковых катушек из нескольких витков медного провода диаметром 0.2 мм. Ось соленоида была перпендикулярна оси с кристалла. Между катушками соленоида был зазор примерно 1.5 мм, в который можно было вводить лазерные импульсы. Это позволяло проводить измерения при разных ориентациях импульсного магнитного поля относительно относительно лазерного импульса k ($h \parallel k$ и $h \perp k$) с сохранением условий $h \perp H \parallel c \perp k$. Обращенное двухимпульсное ФЭ наблюдалось при температуре 2 К на длине волны 653.05 нм для образцов $LuLiF_4$:Er^{3+}, и 653.28 нм для $YLiF_4$:Er^{3+} (переход ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4F_{9/2}$). На образец подавались лазерные импульсы π-поляризации длительностью $\tau = 12$ нс. Задержка t_{12} между лазерными импульсами менялись в пределах $33 \div 90$ нс. Последовательно с соленоидом включался резистор сопротивлением 100 Ом. На эту цепочку подавались импульсы отрицательной полярности амплитудой до 200 В, формируемые генератором на лавинных транзисторах. Длительность τ_h магнитных импульсов (МИ) менялась в пределах 20–80 нс. Задержка между лазерными и МИ могла меняться с шагом 1 нс.

Ранее в работе [6] в отсутствии МИ наблюдался гистерезис в зависимости интенсивности ФЭ при обращении направления магнитного поля на обратное, а также от направления сканирования магнитного поля H. При нарушении условия $H \parallel c$ уже при угле между осью c и полем H менее одного градуса возникал заметный гистерезис-бабочка.

В данной работе образец в криостате ориентировался так, чтобы при $h = 0$ полностью отсутствовал гистерезис в зависимости интенсивности ФЭ от направления изменения внешнего магнитного поля H. Это гарантировало точное соблюдение условия $H \parallel c$. Импульсное магнитное поле в соленоиде рассчитывалось с использованием пакета программ MATLAB.

Электронная конфигурация ионов $Er^{3+}(4f^{11})$. Нижние кристаллические уровни основного ${}^4I_{15/2}$(I) и возбужденного ${}^4F_{9/2}$(I) мультиплетов двукратно вырождены по спиновому числу. В магнитном поле H, параллельном оси c наших кристаллов, для π-поляризации лазерного импульса разрешены переходы без изменения знака спина, а для σ-поляризации – с изменением знака спина. В нашем случае спектральная ширина лазерного импульса 0.015 нм превышает сдвиг резонансной частоты оптического перехода ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4F_{9/2}$ для Er^{3+} в магнитном поле $H < 1$ кЭ. Поэтому, для каждой поляризации разрешены два перехода с разной частотой. В этом случае, если магнитный импульс, параллельный оси c, амплитудой h и длительностью τ_h действует в промежутках времени между первым и вторым лазерными импульсами, или между вторым импульсом и сигналом эха, каждая группа диполей, вносящих вклад в поляризацию среды, в зависимости от частоты ν, за время τ_h действия магнитного импульса приобретает дополнительную фазу:

$$\alpha = \pm 2\pi \frac{\partial \nu}{\partial h} h \tau_h. \tag{1}$$

Суммарная наведенная макроскопическая поляризация среды будет зависеть от разности фаз α двух групп излучателей. Это приводит к осцилляциям интенсивности сигнала ФЭ, период которых зависит от площади МИ.

Поскольку изменение частоты оптического перехода под действием импульсного магнитного поля напрямую связано с величинами g-фактора основного и g' возбужденного состояния:

$$\frac{\partial \nu}{\partial h} = \frac{1}{2} \frac{\beta}{\hbar} (g' \pm g), \tag{2}$$

то по периоду осцилляций интенсивности ФЭ (или биений формы сигнала ФЭ, когда МИ включен одновременно с эхо-откликом), при известных параметрах импульсного магнитного поля, в работах [8, 9] была впервые определена величина $g'_{\parallel}$-фактора возбужденного состояния для $LuLiF_4$:Er^{3+} ($g'_{\parallel} = 9.61$).

Если импульсное магнитное поле в этих образцах направлено перпендикулярно оси с, изменение амплитуды h не приводит к осцилляциям интенсивности ФЭ (см. рис. 1).

Дело в том, что, несмотря на значительную величину g-фактора в основном состоянии ($g_{\perp} = 8.105$ для $YLiF_4$:Er^{3+} [10] и $g_{\perp} = 8.138$ для $LuLiF_4$:Er^{3+} [11]), значение $g'_{\perp}$ для возбужденного состояния в $YLiF_4$:Er^{3+} близко к нулю, и даже в поле $H_{\perp} = 29.5$ кЭ его не удается точно измерить [12].

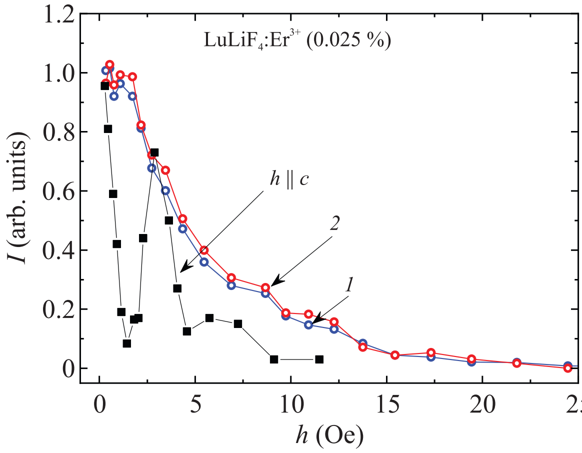

Рис. 1. (Цветной онлайн) Изменение интенсивности ФЭ при $H = 0$ в зависимости от амплитуды импульсного магнитного поля h длительностью 30 нс, направленного параллельно оси c (черные квадратики) и перпендикулярно оси c: *1* – МИ включен после первого лазерного импульса, *2* – после второго лазерного импульса. Задержка $t_{12} = 60$ нс

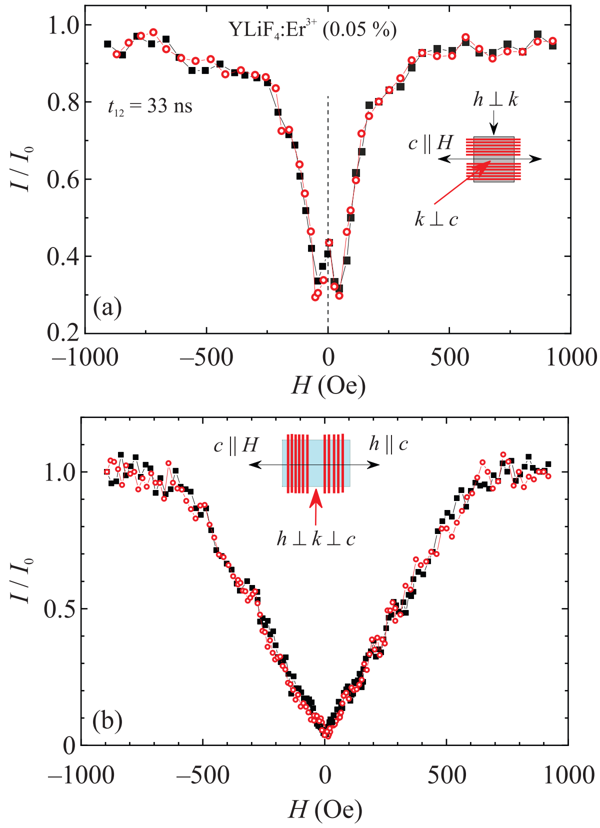

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость I/I_0 в образце $YLiF_4$:Er^{3+} 0.05 % от величины H при включении МИ длительностью 20 нс амплитудой 9.8 Э. МИ включен в промежутке времени между вторым лазерным импульсом и сигналом эха. (b) – зависимость I/I_0 в образце $LuLiF_4$:Er^{3+} 0.1 % от величины H при включении МИ длительностью $\tau_h = 16$ нс амплитудой $h = 3$ Э. МИ включен в промежутке времени между первым и вторым лазерным импульсом

Эксперименты показали, что при включении МИ и выполнении условий $h \perp H \parallel c \perp k$, есть принципиальная разница в действии этих импульсов на ФЭ в случаях, когда $h \parallel k$, и $h \perp k$.

1. $h \perp k$. Магнитные импульсы направлены перпендикулярно плоскости, в которой лежат вектора **H** и **k**.

Измерения проводились следующим образом. В каждой точке магнитного поля H последовательно измерялась I_0 – интенсивность эха без МИ, и интенсивность эха I с включенными МИ. При точном соблюдении условия $h \perp H$ наблюдается зависимость, показанная на рис. 2a. Для сравнения, на рис. 2b приведена зависимость глубины осцилляций ФЭ от H, при включении МИ амплитудой 3 Э, когда $h \parallel c \perp k$.

На рисунке 2, и на всех последующих, черные квадратики соответствуют возрастанию магнитного поля от $H = 0$ до $H = \pm1000$ Э, красные кружочки – изменению H от ±1000 Э до нуля. На рисунке 2 видно, что в пределах погрешности измерений, если выполняется условие $h \perp H$, независимо от того, параллелен или перпендикулярен МИ оси c, зависимость I/I_0 симметрична относительно значения $7H = 0$ и гистерезиса или проявления невзаимности здесь нет. Это важное отличие от рассматриваемого дальше случая, когда $h \parallel k$.

2. $h \parallel k$, $H \parallel c$. При $H = 0$ зависимость I/I_0 от амплитуды МИ показана на рис. 1 для ориентации $h \perp c$. Однако, если $H \neq 0$, поведение I/I_0 существенно меняется в зависимости от длительности, условий включения МИ, величины, полярности и направления сканирования внешнего магнитного поля H.

Рассмотрим действие МИ, включенных в промежутке времени между первым и вторым лазерными импульсами и между вторым лазерным импульсом и сигналом эха.

В образце $LuLiF_4$:Er^{3+} при задержке $t_{12} = 60$ нс на рис. 3a показано положение двух МИ относительно лазерных импульсов. На рисунке 3b показана зависимость интенсивности эха от H без МИ. Мы видим, что гистерезиса в зависимости интенсивности ФЭ от H без МИ нет. Это говорит о том, что точно выполняется условие $H \parallel c$.

Далее опишем поведение I/I_0 от величины и полярности H при включении после первого лазерного импульса одного МИ, или двух МИ, одного, вклю-

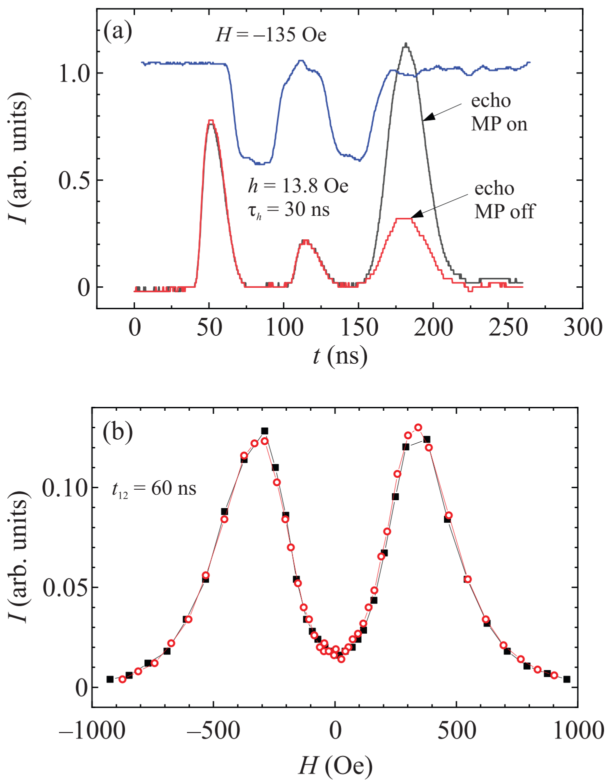

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Осциллограммы наблюдаемых сигналов в образце $YLiF_4:Er^{3+}$ (0.025 %) при $H = -135$ Э и положение МИ относительно лазерных импульсов; (b) – зависимость интенсивности I сигнала эха от H с выключенными МИ

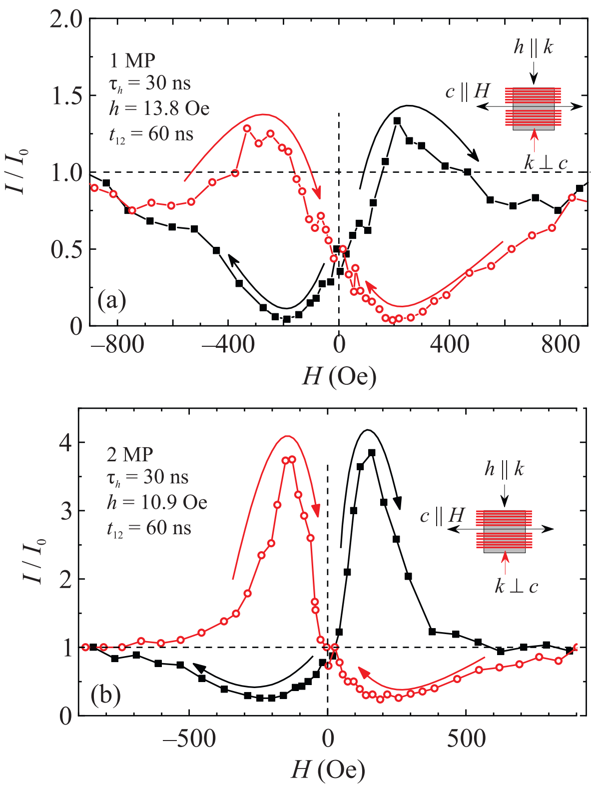

Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость I/I_0 в образце $LuLiF_4:Er^{3+}$ (0.1 %) от магнитного поля H. (a) – Включен один МИ амплитудой $h = 13.8$ Э; (b) – два МИ амплитудой $h = 10.9$ Э и длительностью $\tau_h = 30$ нс. Время задержки $t_{12} = 60$ нс

ченного в промежутке времени между первым и вторым лазерными импульсами, и второго, включенного между вторым лазерным импульсом и сигналом эха. Зависимости в I/I_0 в образцах $LuLiF_4:Er^{3+}$ и $YLiF_4:Er^{3+}$ при разных задержках t_{12} приведены на рис. 4, 5.

На рисунках 4, 5 мы видим возникновение гистерезиса-бабочки при включении МИ. Зависимость I/I_0, полученная при изменении поля от -900 Э до $+900$ Э, зеркально симметрична относительно $H = 0$, но сильно отличается от I/I_0, полученной при изменении поля от $+900$ Э до -900 Э. Измерения показывают, что при повороте соленоида с образцом вокруг вертикальной оси на 180° зависимости на рис. 4, 5 меняются местами, т.е. кривая, полученная при изменении поля от -900 Э до $+900$ Э, совпадает (в пределах погрешности измерений) с кривой, полученной при изменении H от $+900$ Э до -900 Э, и, наоборот. В работе [6] гистерезис-бабочка наблюдается только при нарушении условия $H \parallel c$, причем зависимости I/I_0, полученные при изменении поля от $+900$ Э до -900 Э (или наоборот), не являются зеркально симметричными относительно $H = 0$.

Дальнейшие измерения показали, что вместо двух импульсов можно, с таким же успехом, включить один длинный импульс в промежутке времени между первым лазерным импульсом и сигналом эха (см. рис. 6).

На рисунке 6b мы видим, что при $h = 12.7$ Э и $\tau_h = 80$ нс в эхо в максимуме I/I_0 возрастает более, чем в пять раз.

Все зависимости I/I_0, показанные на рис. 4–6, носят общий характер. Кривые, полученные при изменении внешнего поля от $\pm H_{\max}$ до $H = 0$, становятся "устойчивыми", т.е., при неизменной полярности H, будут повторяться при любом направлении сканирования магнитного поля.

Ранее [6] было замечено, что после изменения полярности H зависимости I/I_0, полученные при изменении внешнего поля от $H = 0$ до некоторого значения H^*, тоже повторяются при возврате к $H = 0$, пока величина H^* не превысит некоторое критическое значение H_{crit}. При превышении величины H_{crit},

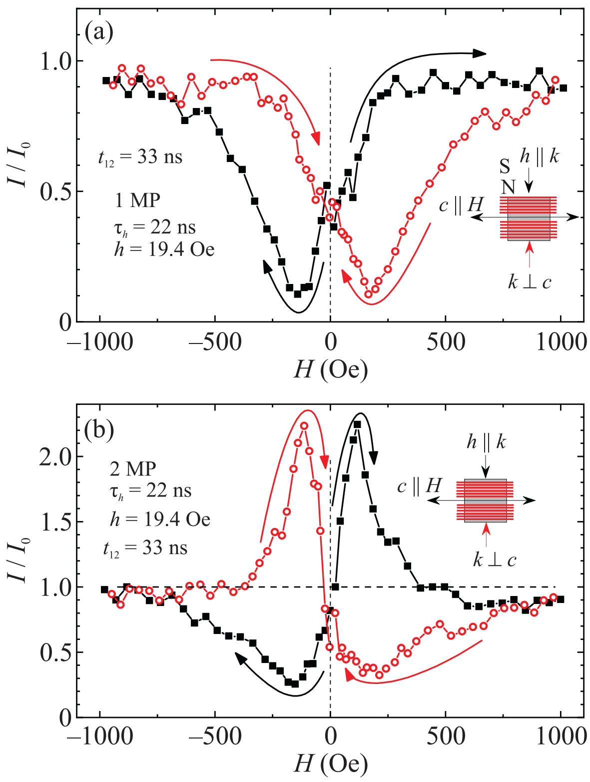

Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимость I/I_0 в образце $YLiF_4$:Er^{3+} (0.025 %) от магнитного поля H. (a) – Включен один МИ; (b) – включены два МИ мплитудой $h = 19.4$ Э и длительностью $\tau_h = 22$ нс. Время задержки $t_{12} = 33$ нс

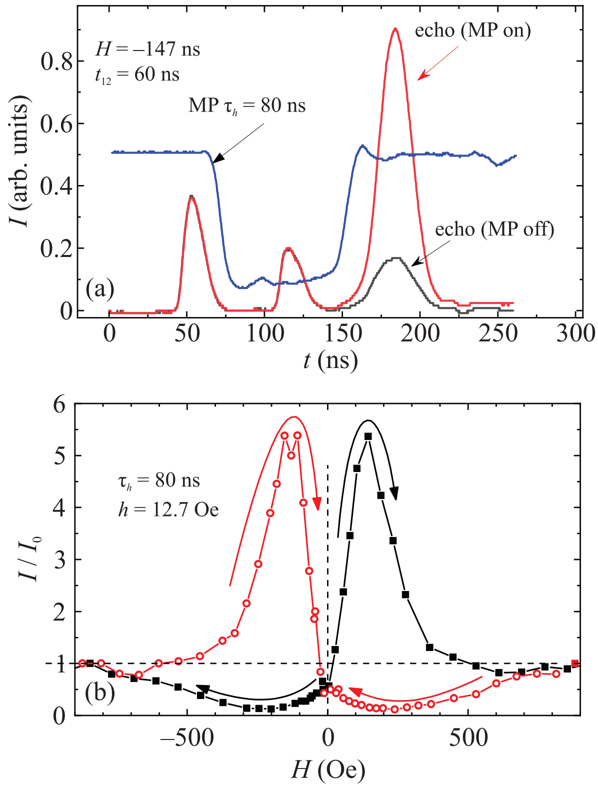

Рис. 6. (Цветной онлайн) (a) – Осциллограммы наблюдаемых сигналов в образце $LuLiF_4$:Er^{3+} (0.025 %) при $H = -147$ Э и положение МИ относительно лазерных импульсов; (b) – зависимость I/I_0 от магнитного поля H при включении одного МИ амплитудой 12.7 Э и длительностью 80 нс. Время задержки $t_{12} = 60$ нс

возврат а к $H = 0$ происходит по другой траектории. В работе [6] это объяснялось стиранием "памяти" о пребывании образца в поле противоположной полярности.

Результаты аналогичных измерений, связанные с проявлением "памяти" при включении магнитных импульсов, приведены на рис. 7a–d, где соленоид с образцом был повернут вокруг вертикальной оси на 180°.Такой поворот соответствует повороту импульсного магнитного поля и приводит к тому, что зависимости I/I_0, полученные ранее при изменении поля от -1000 Э до $+1000$ Э, и от $+1000$ Э до -1000 Э, меняются местами.

При всех измерениях, приведенных на рис. 7a–d, предварительно устанавливалось, а затем выключалось поле $H = -1000$ Э. Исходное значение $H \sim \sim -50$ Э. Далее, до определенного значения H^* увеличивалось поле в сторону $+H$ (синие кружочки), затем уменьшалось до начального значения (красные кружочки). Для сравнения, здесь же приведена зависимость I/I_0, полученная при увеличении H до $+1000$ Э (черные квадратики) и последующем уменьшении H к нулю (красные квадратики). На этих рисунках "устойчивой" является верхняя кривая I/I_0 (красные квадратики), полученная при изменении H от $+1000$ Э до нуля. Как и в [6], можно считать, что это является следствием установления "памяти" о нахождении образца в поле $+1000$ Э. Точно так же мы должны принять, что нижняя "неустойчивая" кривая (черные квадратики), полученная при изменении H от нуля до $+1000$ Э каким-то образом хранит "память" о предварительном нахождении образца в поле -1000 Э (условия проведения эксперимента, указанные выше). На рисунках 7a–d мы видим, что при $0 < H < +460$ Э, в пределах погрешности измерений, при увеличении и уменьшении H все кривые совпадают. Однако в поле $H > 577$ Э возврат к нулевому значению H происходит совершенно по другому пути. Фактически, мы можем считать, что в этом случае начинает стираться "память" о пребывании образца в поле отрицательной полярности, и начинает записываться "память" о нахождении образца в поле положительной полярности. Если проявление "па-

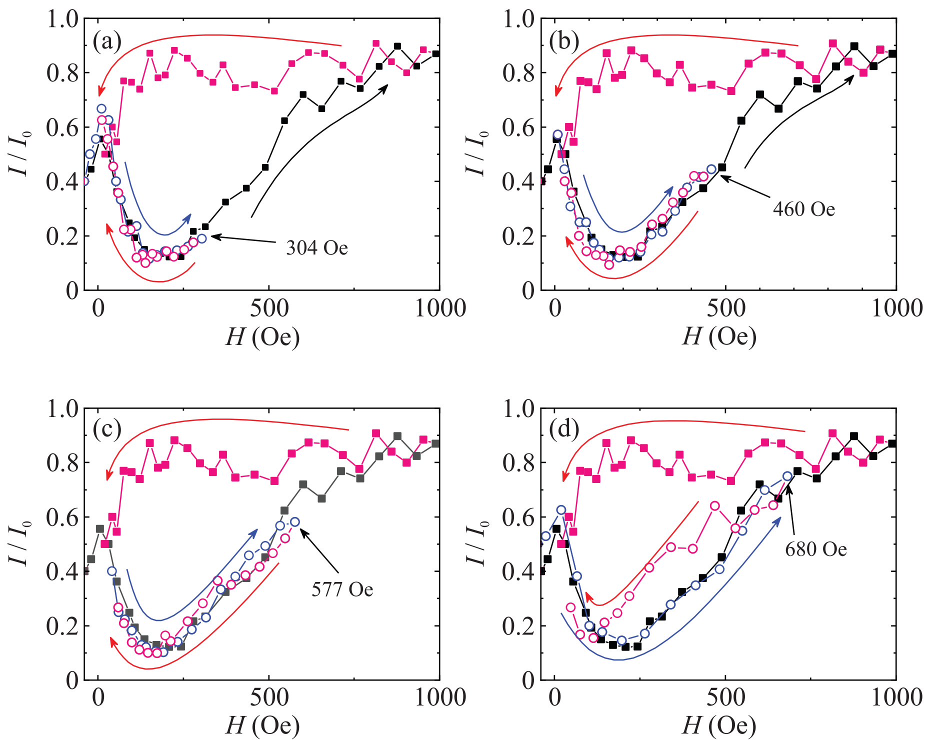

Рис. 7. (Цветной онлайн) Зависимость I/I_0, полученная в образце $YLiF_4:Er^{3+}$ при включении МИ амплитудой 24 Э и длительностью 22 нс при задержке $t_{12} = 33$ нс. (a) – Зависимость I/I_0 при возврате с $H = 304$ Э; (b) – при возврате с $H = 460$ Э; (c) – при возврате с $H = 577$ Э; (d) – при возврате с $H = 680$ Э

мяти", продемонстрированное на рис. 7, связывать с возникновением поляризации P, то надо учитывать, что при $c \| H$, наведенная поляризация P может возникнуть только в момент действия МИ, причем влияние на ФЭ магнитный импульс оказывает только тогда, когда он включен в промежутке времени между первым лазерным импульсом и эхо-откликом.

3. Теоретико-групповой анализ возможных компонент электрической поляризации. Компоненты вектора электрической поляризации P_i, индуцированные электрическим полем волны E_j^{ω}, пропорциональные произведению компонент волнового вектора света κ_k и импульсного магнитного поля h_l, имеют вид:

$$P_i = c_{ijkl} \kappa_k h_l E_j^{\omega}. \tag{3}$$

Формула (3) для индуцированной поляризации соответствует позициям ионов Er^{3+} в одной из элементарных ячеек изначально центросимметричного кристалла, которая потеряла центр симметрии пространственной группы вследствие отмеченного в разделе 2 особенностей роста кристалла. Поэтому сумма вкладов по всем неэквивалентным позициям в ячейке оказывается отличной от нуля.

При симметричных компонентах тензора диэлектрической проницаемости ε_{ij} компоненты тензора c_{ijkl} также симметричны относительно перестановки первых двух индексов. Независимые компоненты его определяются из условия их инвариантности относительно элементов точечной группы симметрии позиции иона Er^{3+}. Согласно данным электронного парамагнитного резонанса [11] – это группа S_4. Используя элементы симметрии этой группы, с учетом того, что индекс k в (3) относится к магнитному полю, находим:

$$\begin{gathered} c_{xxxx} = -c_{yyyy}, c_{xxyy} = -c_{yyxx}, \\ c_{xxzz} = -c_{yyzz}, c_{zzxx} = -c_{zzyy}, \\ c_{xyxy} = -c_{yxyx}, c_{xzzx} = -c_{yzzy}, \\ c_{xzxz} = -c_{yzyz}, \end{gathered} \tag{4}$$

и дополнительно:

$$\begin{gathered} c_{xyxx} = c_{yxyy}, c_{xxxy} = c_{yyyx}, \\ c_{xzyz} = C_{yzxz}. \end{gathered} \tag{5}$$

Отметим, что соотношения (4) такие же, как и в работе [13] для группы D_{2d}. Это связано с тем, что в группах D_{2d} и S_4 имеются общие элементы симметрии. Соотношения в (5) относятся только к группе S_4. Выясним теперь, что получается по формуле (3) при комбинации векторов, соответствующих рис. 2. Пусть $\mathbf{h}$ вдоль оси y, а $\mathbf{k}$ вдоль оси x. По формуле (3) имеем:

$$
\begin{aligned}
P_x &= c_{xxxy}\kappa_x h_y E_x^\omega + c_{xyxy}\kappa_x h_y E_y^\omega + \\
&\quad + c_{xzxy}\kappa_x h_y E_z^\omega = 0, \\
P_y &= c_{yxxy}\kappa_x h_y E_x^\omega + c_{yyxy}\kappa_x h_y E_y^\omega + \\
&\quad + c_{yzxy}\kappa_x h_y E_z^\omega = 0, \\
P_z &= c_{zxxy}\kappa_x h_y E_x^\omega + c_{zyxy}\kappa_x h_y E_y^\omega + \\
&\quad + c_{zzxy}\kappa_x h_y E_z^\omega = 0.
\end{aligned} \tag{6}
$$

Комбинация $\kappa_x E_x^\omega$ не реализуется в волне света, эксперимент проведен в геометрии Фойгта, т. е. $E_x^\omega = 0$ а компоненты c_{zxxy}, c_{zyxy} и c_{zzxy} в нашем случае равны нулю.

Таким образом, приходим к выводу, что при такой комбинации (геометрии) векторов магнитные импульсы не могут индуцировать возникновение электрической поляризации.

Выясним далее, что получается при комбинации векторов, как на рис. 4–6. Выбираем z вдоль оси c, $\mathbf{h}$ и $\mathbf{k}$ – вдоль оси y, ось x – перпендикулярна плоскости рис. 4–6. При этом, конечно, $E^\omega \perp \mathbf{h}$.

В этом случае по формуле (3) с учетом (4) и (5) находим:

$$
\begin{aligned}
P_x &= \textstyle\sum_j c_{xjyy}\kappa_y h_y E_j^\omega = c_{xxyy}\kappa_y h_y E_x^\omega, \\
P_y &= \textstyle\sum_j c_{yjyy}\kappa_y h_y E_j^\omega = c_{yyyy}\kappa_y h_y E_y^\omega, \\
P_z &= \textstyle\sum_j c_{zjyy}\kappa_y h_y E_j^\omega = c_{zzyy}\kappa_y h_y E_z^\omega.
\end{aligned} \tag{7}
$$

Видно, что в этом случае магнитные импульсы действительно могут индуцировать электрическую поляризацию. Оба результата (6) и (7) соответствуют ситуациям, установленным экспериментально.

4. Заключительные замечания. Обнаруженное в настоящей работе усиление интенсивности ФЭ в 5–6 раз при включении магнитных импульсов, ортогональных постоянному магнитному полю и параллельных волновому вектору света, может объясняться возникновением пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости. Описанный нами сценарий происхождения необратимости (невзаимности) также лучше позволяет понять эффект "памяти", обнаруженный ранее в работе [6]. Фотонное эхо позволяет увидеть, что в образце записывается и запоминается на время не менее 6 ч при температуре 2 К предыстория его нахождения в магнитном поле определенного направления и величины [6]. Она связывалась с механизмом магнитоэлектрической связи, обусловленной интерференцией магнитных и электрических дипольных переходов. В данной работе, в результате включения поперечного импульсного магнитного поля, зарегистрирован дополнительный механизм высокочастотной электрической поляризации, связанный с пространственной дисперсией диэлектрической проницаемости, способствующий существенному усилению интенсивности ФЭ. Получены новые экспериментальные данные, свидетельствующие о том, что наведенная магнитным полем электрическая поляризация оптически возбужденных состояний эрбия возникает в момент действия импульсного магнитного поля, причем влияние на фотонное эхо магнитный импульс оказывает только тогда, когда он включен в промежутке времени между первым лазерным импульсом и эхооткликом.

Финансирование работы. Работа М. В. Еремина выполнена при частичной поддержке государственной Программы научных исследований в Казанском (Приволжском) федеральном университете номер FZSM-2024-0010. Работа А. М. Шегеды проводилась в рамках выполнения государственного задания Федерального исследовательского центра "Казанский научный центр Российской академии наук". Работа С. Л. Кораблевой выполнена за счет средств субсидии, выделенной Казанскому (Приволжскому) федеральному университету в рамках государственного задания на научные исследования FZSM-2023-0012.

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

1. А. К. Звездин, А. П. Пятаков, УФН **179**, 897 (2009).
2. А. П. Пятаков, А. К. Звездин, УФН **182**, 593 (2012).
3. А. А. Мухин, А. М. Кузменко, В. Ю. Иванов, А. Г. Пименов, А. М. Шуваев, В. Е. Дём, УФН **185**, 189 (2012).
4. D. Szaller, A. Shuvaev, A. A. Mukhin, A. M. Kuzmenko, and A. Pimenov, Physical Science Reviews **5**, 20190055 (2020).
5. S. Toyoda, N. Abe, and T. Arima, Phys. Rev. B **93**, 201109(R) (2016).
6. A. M. Shegeda, S. L. Korableva, O. A. Morozov, V. N. Lisin, N. K. Solovarov, and V. F. Tarasov, JETP Lett. **117**, 267 (2023).
7. M. V. Eremin and V. F. Tarasov, JETP Lett. **121**, 434 (2025).
8. V. N. Lisin, A. M. Shegeda, and K. I. Gerasimov, JETP Lett. **95**, 61 (2012).
9. V. N. Lisin, A. M. Shegeda, and V. V. Samartsev, Laser Phys. Lett. **12**, 025701 (2015).
10. J. P. Sattler and J. Nemarich, Phys. Rev. **4**, 1 (1971).
11. Р. Ю. Абдулсабиров, А. А. Антипин, С. Л. Кораблева, Р. М. Рахматуллин, Ю. К. Розенцвайг, Известия Вузов. Физика **2**, 24 (1988).
12. R. M. Macfarlane, R. Wannemacher, D. Boyeb, Y. P. Wang, and R. S. Meltzer, J. Lumin. **48–49**, 313 (1991).
13. A. I. Nikitchenko and R. V. Pisarev, Phys. Rev. B **104**, 184108 (2021).