

Поляризационные закономерности эхо-голограммы в кристалле $\text{LaF}_3:\text{Pr}^{3+}$

© Л.А. Нефедьев, Г.И. Гарнаева, Э.И. Низамова

Институт физики Казанского (Приволжского) федерального университета,
Казань, Россия

e-mail: nefediev@yandex.ru, guzka-1@yandex.ru, enizamova@yandex.ru

Поступила в редакцию 30.05.2025 г.

В окончательной редакции 17.02.2026 г.

Принята к публикации 26.03.2026 г.

Рассмотрены поляризационные закономерности генерации, стимулированной и аккумулятивной эхо-голограммы в кристалле $\text{LaF}_3:\text{Pr}^{3+}$. Показано, что такие закономерности дают возможность использовать эти сигналы для обработки и преобразования информации, заложенной в пространственно-временной структуре объектных лазерных импульсов.

Ключевые слова: стимулированная эхо-голограмма, пары возбуждающих импульсов, разность фаз, поляризация возбуждающих импульсов.

DOI: 10.61011/OS.2026.04.63020.4398-25

Введение

Наиболее перспективными системами обработки информации в настоящее время являются оптические системы с применением когерентных (лазеры) источников света. Области практического использования систем оптической обработки информации: мобильные системы распознавания и обработки изображений, ботовые системы ориентации и наведения в военной технике, устройства выделения слабых сигналов на фоне пассивных и активных помех, радиолокационные станции с синтезированной апертурой, высокопроизводительные вычислительные машины, метрология, робототехника, неразрушающий контроль. Особый интерес представляет фотонный эхо-процессор (ФЭП), который относится к классу многофункциональных аналоговых устройств. Благодаря наличию управляющих сигналов его импульсную характеристику можно программировать в реальном масштабе времени и получать различные виды обработки — от простого запоминания до интегральных преобразований. При этом, как и оптический процессор, ФЭП может работать во временной, частотной, пространственной и пространственно-временной областях, осуществляя когерентную или некогерентную обработку информации [1]. Создание ФЭП предполагает разработку методов осуществления логических операций с использованием сигналов стимулированной эхо-голограммы (СЭГ), аккумулятивной стимулированной эхо-голограммы (АСЭГ), что позволяет обрабатывать информацию, заложенную как в изображения, так и во временную и частотную структуры возбуждающих лазерных импульсов [2].

В настоящей работе рассмотрена возможность использования СЭГ и АСЭГ для реализации преобразования и обработки информации, заложенной в лазерные

импульсы пар импульсов с использованием поляризационных свойств СЭГ и АСЭГ для управление эффективностью ее обработки. Преимуществом такого подхода является одновременное воспроизведение информации, заложенной в пары импульсов в отклике АСЭГ, что может значительно ускорить работу фотонного эхо-процессора.

Основные уравнения

Поляризационные закономерности генерации СЭГ и АСЭГ в кристалле $\text{LaF}_3:\text{Pr}^{3+}$ дают возможность использовать их отклики для преобразования информации, заложенной в пространственно-временной структуре объектных лазерных импульсов.

В работах [3,4] впервые было показано, что несмотря на то, что уровни Pr^{3+} в LaF_3 являются простыми синглетами, поляризация и интенсивность отклика стимулированного фотонного эха (СФЭ) зависят от ориентаций поляризаций возбуждающих импульсов. Это связано с различными расположениями (α, β, γ) ионов Pr^{3+} в элементарной ячейке кристалла LaF_3 относительно направления локальной оси симметрии. В случае линейной поляризации возбуждающих лазерных импульсов напряженность электрического поля отклика СФЭ пропорциональна фактору [3]

$$\mathbf{q} = \sum_{\xi=\alpha,\beta,\gamma} \mathbf{e}_\xi \sin[\vartheta_1(\mathbf{e}_\xi \cdot \mathbf{e}_1)] \times \sin[\vartheta_2(\mathbf{e}_\xi \cdot \mathbf{e}_2)] \cdot \sin[\vartheta_3(\mathbf{e}_\xi \cdot \mathbf{e}_3)], \quad (1)$$

где \mathbf{e}_n — вектор поляризации n -го лазерного импульса, ϑ_n — площадь n -го лазерного импульса, \mathbf{e}_ξ — единичный вектор в направлении кристаллографической оси $\xi = \alpha, \beta, \gamma$.

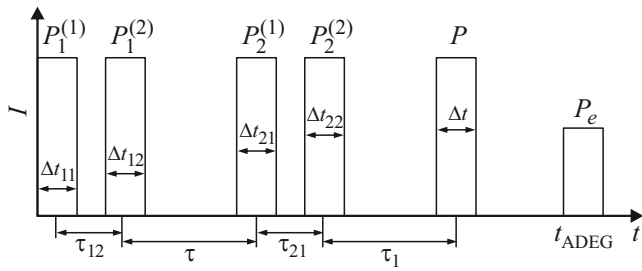


Рис. 1. Последовательность возбуждающих лазерных импульсов при формировании откликов АСЭГ. $\tau_{12}, \tau_{21}, \tau, \tau_1 \ll T_1, T_2$, где T_1, T_2 — времена продольной и поперечной необратимой релаксации резонансной системы. При отсутствии второй пары возбуждающих импульсов реализуется режим СЭГ.

На рис. 1 приведена последовательность возбуждающих лазерных импульсов при возбуждении АСЭГ в случае $j = 1, 2$ [5].

Далее будем полагать, что если возбуждающие лазерные импульсы являются носителями информации, заложенной в изображения, то поляризации напряженности электрических полей плоских волн пространственного разложения волновых фронтов объектных лазерных импульсов в каждой j -й паре будут одинаковыми.

Для расчета фактора q для АСЭГ введем систему координат (XOY) , нормальную оптической оси, вдоль которой распространяются лазерные импульсы. Введем углы $\varphi_{\eta x}^{(j)}$ — между направлением поляризации η -го лазерного импульса в j -й паре и осью X , а также углы $\alpha_x, \beta_x, \gamma_x$ — между кристаллографическими $\alpha_x, \beta_x, \gamma_x$ осями α, β, γ и осью X . Найдем проекции вектора q на оси X и Y :

$$\begin{aligned} q_x^{(j)} &= q_a^{(j)} \cos(\alpha_x) + q_\beta^{(j)} \cos(\beta_x) + q_{(y)}^{(j)} \cos(\gamma_x), \\ q_y^{(j)} &= q_a^{(j)} \sin(\alpha_x) + q_\beta^{(j)} \sin(\beta_x) + q_{(y)}^{(j)} \sin(\gamma_x), \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} & q_a^{(j)} \sin[\vartheta_1^{(j)} \cos(\varphi_{1x}^j - \alpha_x)] \\ & \times \sin[\vartheta_2^j \cos(\varphi_{2x}^{(j)} - \alpha_x)] \sin[\vartheta_3 \cos(\varphi_{3x} - \alpha_x)], \\ & q_\beta^{(j)} \sin[\vartheta_1^{(j)} \cos(\varphi_{1x}^j - \beta_x)] \\ & \times \sin[\vartheta_2^j \cos(\varphi_{2x}^{(j)} - \beta_x)] \sin[\vartheta_3 \cos(\varphi_{3x} - \beta_x)], \\ & q_{(y)}^{(j)} \sin[\vartheta_1^{(j)} \cos(\varphi_{1x}^j - \gamma_x)] \\ & \times \sin[\vartheta_2^j \cos(\varphi_{2x}^{(j)} - \gamma_x)] \sin[\vartheta_3 \cos(\varphi_{3x} - \gamma_x)], \end{aligned}$$

ϑ_1^j и ϑ_2^j — площади первого и второго возбуждающих лазерных импульсов в j -й паре, ϑ_3 — площадь считывающего импульса.

Аналогично работам [2,6] пространственно-временная структура отклика АСЭГ с учетом поляризации определится выражением

$$I \sim \mathbf{E}_{АСЭГ} \cdot \mathbf{E}_{АСЭГ}^*, \quad (3)$$

$$\mathbf{E}_{АСЭГ} = \sum_{j=1}^N \mathbf{E}_j(\mathbf{R}, t) e^{i\Delta\varphi_{1j}}, \quad (4)$$

где N — число пар возбуждающих лазерных импульсов, а составляющие вектора $\mathbf{E}_j = (\mathbf{r}, t)$ по осям X и Y в общем случае имеют вид

$$\begin{aligned} E_{jx}(\mathbf{r}, t) & \sim \sum_{n', n'', n'''} \int_V dV \int_{-\infty}^{+\infty} g(\Delta) d\Delta \cdot q_x^{(j)} \cdot S_1^{(j)*} \\ & \times S_2^{(j)}(\Delta) S_3(\Delta) e^{i\Delta(t-t_e^{(j)})} \\ & \times \frac{\varepsilon_{1n'}^{*(j)} \varepsilon_{1n''}^{-i\mathbf{k}_{1n''}^{(j)}} \varepsilon_{2n''}^{(j)} \varepsilon_{3n'''}^{(j)}}{\left| \sum_{n'} \varepsilon_{1n'}^{*(j)} e^{-i\mathbf{k}_{1n'}^{(j)}} \mathbf{r} \right| \left| \sum_{n''} \varepsilon_{2n''}^{(j)} e^{-i\mathbf{k}_{2n''}^{(j)}} \mathbf{r} \right| \left| \sum_{n'''} \varepsilon_{3n'''}^{(j)} e^{-i\mathbf{k}_{3n'''}^{(j)}} \mathbf{r} \right|} \\ & \times e^{-i(\mathbf{k}_{en}^{(j)} + \mathbf{k}_{1n'}^{(j)} - \mathbf{k}_{2n''}^{(j)} - \mathbf{k}_{3n'''}^{(j)}) \mathbf{r}}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} E_{jy}(\mathbf{r}, t) & \sim \sum_{n', n'', n'''} \int_V dV \int_{-\infty}^{+\infty} g(\Delta) d\Delta \cdot q_y^{(j)} \cdot S_1^{(j)*} \\ & \times S_2^{(j)}(\Delta) S_3(\Delta) e^{i\Delta(t-t_e^{(j)})} \\ & \times \frac{\varepsilon_{1n'}^{*(j)} \varepsilon_{1n''}^{-i\mathbf{k}_{1n''}^{(j)}} \varepsilon_{2n''}^{(j)} \varepsilon_{3n'''}^{(j)}}{\left| \sum_{n'} \varepsilon_{1n'}^{*(j)} e^{-i\mathbf{k}_{1n'}^{(j)}} \mathbf{r} \right| \left| \sum_{n''} \varepsilon_{2n''}^{(j)} e^{-i\mathbf{k}_{2n''}^{(j)}} \mathbf{r} \right| \left| \sum_{n'''} \varepsilon_{3n'''}^{(j)} e^{-i\mathbf{k}_{3n'''}^{(j)}} \mathbf{r} \right|} \\ & \times e^{-i(\mathbf{k}_{en}^{(j)} + \mathbf{k}_{1n'}^{(j)} - \mathbf{k}_{2n''}^{(j)} - \mathbf{k}_{3n'''}^{(j)}) \mathbf{r}}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\mathbf{k}_{in}^{(j)}$ — волновые векторы плоских волн пространственного разложения волновых фронтов объектных лазерных импульсов для каждой j -й пары, V — объем возбуждаемой части образца, $g(\Delta)$ — распределение оптических центров по частотам, $\Delta = \omega - \Omega_0$, ω — частота лазерного излучения, Ω_0 — частота резонансного перехода, $S_1^{(j)*}(\Delta)$ и $S_2^{(j)*}(\Delta)$ — спектры первого и второго импульсов в j -й паре, $S_3(\Delta)$ — спектр считывающего импульса,

$$S_\eta^{(j)}(\Delta) = \int_{t_\eta^{(j)} - \frac{\Delta t_\eta^j}{2}}^{t_\eta^{(j)} + \frac{\Delta t_\eta^j}{2}} \varepsilon_\eta^{(j)}(t) e^{ih^{-1}\Delta t} dt,$$

$\varepsilon_\eta^{(j)}(t)$ — временная форма η -го импульса в j -й паре, $t_\eta^{(j)}$ — момент времени воздействия η -го импульса в j -й паре, $\Delta t_\eta^{(j)}$ — ширина η -го импульса в j -й паре, $\varepsilon_{in}^{(j)}$ — амплитуда напряженности электрических полей плоских волн пространственного разложения волновых фронтов объектных лазерных импульсов в каждой j -й паре, $\Delta\varphi_{1j}$ — фаза j -й пары импульсов относительно первой, $\Delta\varphi_{11} = 0$, $t_e^{(j)}$ — момент времени появления отклика от j -й пары возбуждающих лазерных импульсов.

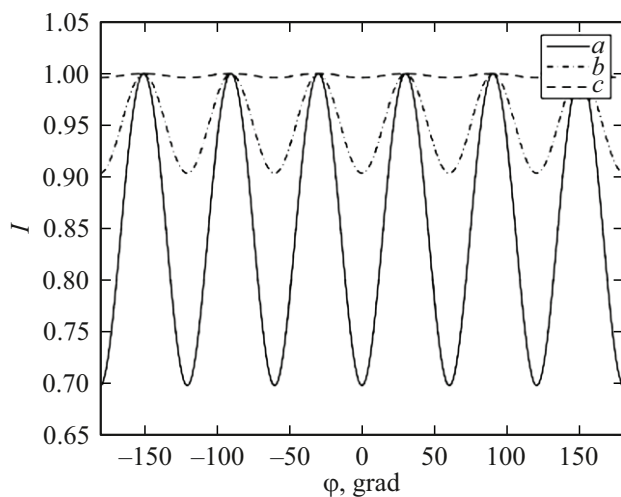


Рис. 2. Зависимость интенсивности отклика СЭГ от площадей возбуждающих импульсов и ориентации их поляризаций относительно кристаллографических осей: $\theta = \pi/2$ (сплошная линия), $\pi/4$ (штрихпунктирная линия), приближение малой площади $\vartheta = \pi/20$ (штриховая линия).

Отметим, что если возбуждающие лазерные импульсы являются носителями информации, заложенной в изображения, то пространственный фазовый синхронизм при формировании отклика АСЭГ будет иметь вид $\mathbf{k}_{en}^{(j)} = -\mathbf{k}_{1n'}^{(j)} + \mathbf{k}_{2n''}^{(j)} + \mathbf{l}_{3n'''}^{(j)}$. Необходимо отметить, что только те компоненты разложения поля отклика будут существовать в отклике АСЭГ, для которых оказываются ненулевыми значения амплитуд разложения полей возбуждающих импульсов, соответствующие направлениям волновых векторов. Импульсы, не несущие изображений, должны формироваться транспарантами с матовой структурой для создания достаточного набора плоских (сферических) волн, необходимых для выполнения пространственного фазового синхронизма.

В работе [7] было показано, что создание разности фаз $\Delta\varphi_{1j}$ между парами возбуждающих импульсов может приводить к уменьшению или к исчезновению частотных модуляций населенностей при формировании отклика, что приводит к его исчезновению. Таким образом, если фазы между парами возбуждающих импульсов отличаются друг от друга на π , то интенсивность сигнала АСЭГ значительно уменьшается для элементов изображений, идентичных на транспарантах в первой и второй парах возбуждающих импульсов (эффект стирания информации). Варьирование фаз и поляризаций возбуждающих импульсов дает возможность управления пространственно-временной структурой отклика АСЭГ.

Поляризационные закономерности СЭГ и АСЭГ в кристалле $\text{LaF}_3:\text{Pr}^{3+}$

Рассмотрим случай, когда в (4) $N=1$, т. е. формируется СЭГ при трехимпульсном возбуждении. Пусть поляри-

зации всех трех импульсов и их площади совпадают, тогда из выражений (4)–(6) следует, что интенсивность отклика СЭГ зависит от площадей возбуждающих импульсов и ориентации их поляризаций относительно кристаллографических осей (рис. 2).

При расчете кристаллографические оси были выбраны под углами к оси X : $\alpha = 0$, $\beta = 2\pi/3$, $\gamma = 4\pi/3$, а площади импульсов $\vartheta_1 = \vartheta_2 = \vartheta_3 = \vartheta = (\pi/2, \pi/4, \pi/20)$. Из рис. 2 следует, что зависимость интенсивности отклика от ориентации поляризаций возбуждающих импульсов относительно кристаллографических осей исчезает при уменьшении площадей импульсов. Наибольшее изменение интенсивности отклика СЭГ $k = I_{\max}/I_{\min}$ при изменении ориентации поляризаций возбуждающих импульсов происходит при больших площадях импульсов и $k \approx 1.4$.

Рассмотрим случай, когда поляризации двух импульсов совпадают: $\varphi_{2x} = \varphi_{3x} = \varphi$, а $\varphi_{1x} = 0$ (рис. 3).

Из рис. 3 следует, что ни при каких ориентациях поляризаций импульсов интенсивность отклика СЭГ не равна нулю, а наибольшее изменение интенсивности отклика СЭГ при изменении ориентации поляризаций возбуждающих импульсов происходит при малых площадях импульсов и $k \approx 8.9$. При больших площадях импульсов $k \approx 4.4$.

При поляризации первого импульса зависимость интенсивности отклика СФЭ от ориентации поляризаций возбуждающих импульсов приведена на рис. 4 и 5.

Из рис. 4 и 5 следует, что в рассматриваемом случае происходит изменение значений углов ориентации поляризаций импульсов, соответствующих максимальным и минимальным значениям интенсивности СФЭ.

При поляризации первого импульса $\varphi_{1x} = \pm\pi/2$ зависимость интенсивности отклика СЭГ от ориентации

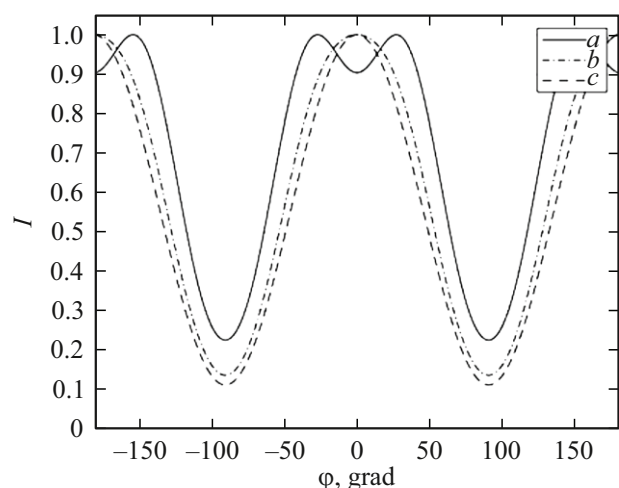


Рис. 3. Зависимость интенсивности отклика СЭГ от площадей возбуждающих импульсов и ориентации их поляризаций относительно кристаллографических осей при $\varphi_{2x} = \varphi_{3x} = \varphi$ и $\varphi_{1x} = 0$: $\vartheta = \pi/2$ (сплошная линия), $\pi/4$ (штрихпунктирная линия), приближение малой площади $\vartheta = \pi/20$ (штриховая линия).

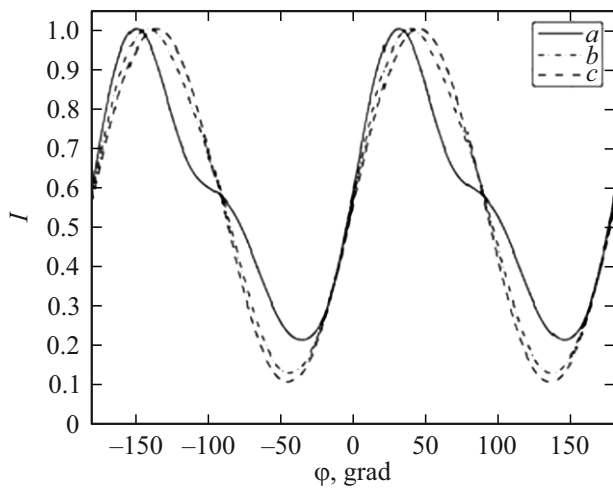


Рис. 4. Зависимость интенсивности отклика СЭГ от площадей возбуждающих импульсов и ориентации их поляризаций относительно кристаллографических осей при $\varphi_{2x} = \varphi_{3x} = \varphi$ и $\varphi_{1x} = \pi/4$: $\vartheta = \pi/2$ (сплошная линия), $\pi/4$ (штрихпунктирная линия), приближение малой площади $\vartheta = \pi/20$ (штриховая линия).

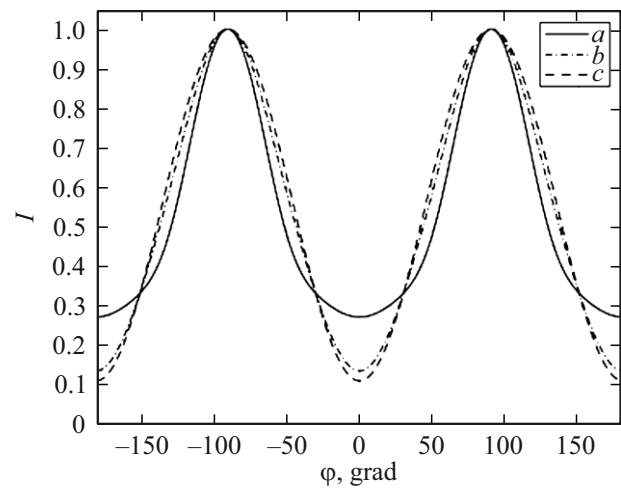


Рис. 6. Зависимость интенсивности отклика СЭГ от площадей возбуждающих импульсов и ориентации их поляризаций относительно кристаллографических осей при $\varphi_{2x} = \varphi_{3x} = \varphi$ и $\varphi_{1x} = -\pi/4$: $\vartheta = \pi/2$ (сплошная линия), $\pi/4$ (штрихпунктирная линия), приближение малой площади $\vartheta = \pi/20$ (штриховая линия).

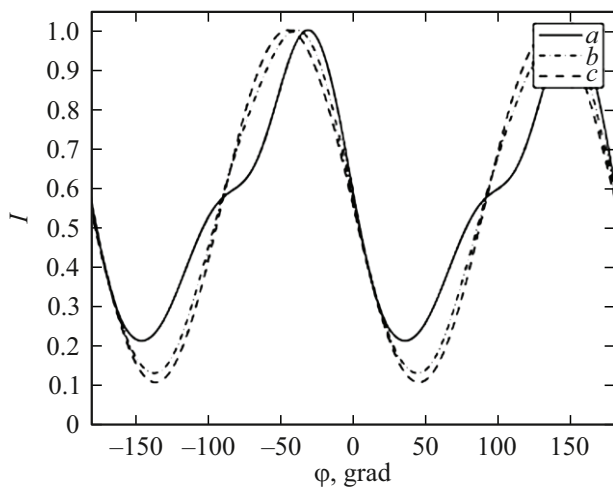


Рис. 5. Зависимость интенсивности отклика СЭГ от площадей возбуждающих импульсов и ориентации их поляризаций относительно кристаллографических осей при $\varphi_{2x} = \varphi_{3x} = \varphi$ и $\varphi_{1x} = \pi/4$: $\vartheta = \pi/2$ (сплошная линия), $\pi/4$ (штрихпунктирная линия), приближение малой площади $\vartheta = \pi/20$ (штриховая линия).

поляризаций возбуждающих импульсов приведена на рис. 6.

По сравнению с рис. 3 ($\varphi_{1x} = 0$) на рис. 6 взаимно поменялись значения углов ориентации поляризаций, соответствующих максимальным и минимальным значениям интенсивности СЭГ, и в случае больших площадей импульсов уменьшилось значение $k \approx 3.5$.

Отметим, что из выражения (4) следует, что отклик АСЭГ является суммой откликов СЭГ. Поэтому полу-

ченные поляризационные свойства СЭГ можно распространить и на отклик АСЭГ.

Выводы

Поляризационные закономерности генерации СЭГ и АСЭГ в кристалле $\text{LaF}_3:\text{Pr}^{3+}$ дают возможность использовать сигналы для преобразования информации, заложенной в пространственно-временной структуре объектных лазерных импульсов. Если поляризации всех импульсов одинаковы, то в отклике АСЭГ они складываются при нулевой разности фаз и вычитаются при разности фаз, равной π . Если возбуждающие лазерные импульсы в разных парах несколько смещены во времени, то в первом случае в отклике будет широкий импульс, а во втором случае получится два узких импульса.

Если поляризации импульсов разные, то поляризация отклика будет как у считывающего импульса, а интенсивности компонент отклика зависят от всех углов поляризаций. Например, если поляризация импульсов второй пары составляет угол $\pi/2$ с первой парой, то чтобы воспроизвелись все компоненты откликов, считывающий импульс должен иметь поляризацию под углом $\pi/4$. Соответственно это должно быть и у анализатора. Анализатор в этом случае может изменять общую интенсивность отклика. Подбор поляризаций при разности фаз, равной π , позволяет изменять длительность импульса отклика, причем углы направления поляризаций могут меняться в пределах от 0 до $\pi/2$.

Финансирование работы

Работа выполнена за счет средств Программы стратегического академического лидерства Казанского (Приволжского) федерального университета („ПРИОРИТЕТ-2030“).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] А.А. Калачев, В.В. Самарцев. *Фотонное эхо и его применение* (КГУ, Казань, 1998), с. 150.
- [2] А.Р. Сахбиева, Л.А. Нефедьев, Г.И. Гарнаева. *Журнал прикладной спектроскопии*, **84** (3), 499 (2017).
- [3] В.Н. Лисин. *Письма в ЖЭТФ*, **57** (7), 402 (1993).
- [4] V.A. Zuikov, I.S. Bikbov, L.A. Nefedev, V.V. Samartsev. *Laser Physics*, **2**, 747 (1992).
- [5] A.R. Sakhbieva, L.A. Nefediev, Y.A. Nefedyev, E.N. Akhmedshina, A.O. Andreev. *J. Physics: Conference Series*, **1283** (1) (2019).
- [6] G.I. Garnaeva, L.A. Nefediev, E.I. Nizamova. *Quantum Electronics*, **51** (6), 549 (2021).
- [7] N.N. Akhmediev. *Opt. Lett.*, **15** (18), 1035 (1990).