

УДК 535.14; 538.913

ДИНАМИЧЕСКОЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКА КОРОТКИМ ТЕРАГЕРЦОВЫМ ИМПУЛЬСОМ

Е.Д. Мишина, д.ф.-м.н., профессор

К.А. Гришунин[@], аспирант

Московский технологический университет (МИРЭА), Москва 119454, Россия

[@]Автор для переписки, e-mail: grishunin@mirea.ru

В работе представлены результаты исследования сверхбыстрого нелинейно-оптического отклика тонкой пленки $(\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2})\text{TiO}_3$ (001) на импульс электромагнитного поля терагерцовой частоты, длительностью, равной периоду колебаний такого импульса, и амплитудой до 500 кВ/см. Нелинейно-оптический отклик являлся мерой сегнетоэлектрической поляризации. Начальная поляризация пленок перпендикулярна их плоскости, терагерцовое поле ориентировано в плоскости пленки. Показано, что во время действия импульса сегнетоэлектрическая поляризация следует за приложенным полем во времени и переключается вдоль направления поля. После окончания действия терагерцового импульса наблюдались долгоживущие (>20 пс) осцилляции, частота которых совпадает с частотой мягкой моды в этом материале. Микроскопическое описание нелинейной восприимчивости объясняет резонансное поведение нелинейно-оптического отклика в терагерцовом диапазоне.

Ключевые слова: терагерцовое излучение, сегнетоэлектрик, переключение поляризации, генерация второй оптической гармоники.

TRANSIENT REVERSAL OF FERROELECTRIC POLARIZATION INDUCED BY TERAHERTZ ELECTROMAGNETIC PULSE

E.D. Mishina,

K.A. Grishunin[@]

Moscow Technological University (MIREA), Moscow 119454, Russia

[@]Corresponding author e-mail: grishunin@mirea.ru

The paper presents the results of an investigation of the ultrafast nonlinear-optical response of a thin film $(\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2})\text{TiO}_3$ (001) to a terahertz frequency electromagnetic field pulse with duration near 1ps and electric field up to 500 kV/cm. Nonlinear optical response was a method to detect the ferroelectric polarization. The initial spontaneous polarization was perpendicular to the film, terahertz electric field was in-plane of the film. We demonstrated that ferroelectric polarization repeats the profile of the THz pulse during

its impact and switches along the field direction. After the end of the THz pulse, the long-live (>20 ps) oscillations were observed. The frequency of these oscillations correspond to the frequency of the soft mode in this material. Microscopic description of nonlinear susceptibility explains the resonant behavior of nonlinear-optical response in THz range.

Keywords: terahertz radiation, ferroelectric, polarization switching, second harmonic generation.

Введение

Сверхбыстрое управление параметром порядка (электрической поляризацией или намагниченностью) в ферроиках является важной проблемой, понимание которой может иметь большое значение для дальнейшего прогресса в области технологий обработки информации. В последние десятилетия значительные достижения получены в области сверхбыстрого оптического управления спинами в магнитоупорядоченных материалах и полностью оптической магнитной записи. Продемонстрирована возможность сверхбыстрого когерентного управления параметрами магнитного фазового перехода при помощи возбуждения мягкой моды ультракоротким оптическим импульсом [1, 2] и переключение намагниченности через сильно неравновесное состояние [3]. Термодинамические описания критического поведения электрической поляризации и намагниченности очень похожи [4]. Тем не менее, о возможности переключения электрической поляризации сверхкороткими лазерными импульсами до сих пор не сообщалось. Это вызывает большой интерес к проблеме сверхбыстрого оптического управления электрической поляризацией в сегнетоэлектрических материалах.

Несмотря на большое количество экспериментов по оптическому управлению спинами, в литературе существует крайне мало исследований сверхбыстрой динамики электрической поляризации [5–10]. Очевидно, что «традиционные» методики измерений, основанные на электрических контактах, не в состоянии обеспечить необходимое временное разрешение. В работе [11] для обнаружения параметра порядка в сегнетоэлектриках предложено оригинальное решение, основанное на дифракции рентгеновских лучей с временным разрешением. Однако этот метод является весьма сложным, и, кроме того, он доступен очень немногим лабораториям мира. Нелинейная оптическая методика генерации второй гармоники (ГВГ) при очень высокой чувствительности к параметру порядка в сегнетоэлектриках [12–14] – гораздо менее сложная, чем исследования в рентгеновском диапазоне спектра. Несмотря на этот факт, практически ничего не известно о сверхбыстром нелинейно-оптическом отклике сегнетоэлектриков. Указанный пробел в значительной степени затрудняет оптимизацию и интерпретацию экспериментов, в которых процессы сверхбыстрой динамики в ферроиках исследуются с помощью генерации второй гармоники (ГВГ) и видимого света.

В представленной статье обобщены результаты экспериментальных исследований сверхбыстрого нелинейного оптического отклика сегнетоэлектрических тонких пленок $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$ (BST), находящихся в сегнетофазе, на приложение пикосекундных импульсов электрического поля с амплитудой, превышающей коэрцитивное поле. В качестве меры сегнетоэлектрической поляризации использован нелинейно-оптический отклик на частоте второй оптической гармоники.

Экспериментальная часть

Твердые растворы $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3$ (BST) принадлежат к семейству сегнетоэлектрических перовскитов. В параэлектрической фазе они обладают кубической симметрией (пространственная группа $Pm\bar{3}m$). В сегнетоэлектрической фазе ниже температуры Кюри ($T_c = 80^\circ\text{C}$) пленки обладают тетрагональной решеткой (пространственная группа $P4mm$, точечная группа $4mm$). При комнатной температуре параметры мягкой моды следующие: $\Omega = 70 \text{ см}^{-1}$ (2.1 ТГц), $\Delta\Omega = 50 \text{ см}^{-1}$ (1.5 ТГц) [15, 16]. Значительная ширина мягкой моды по сравнению с объемными кристаллами связана с ограниченностью толщины и эпитаксиальными напряжениями. Выращенные пленки содержат 180-градусные домены, которые не компенсируются благодаря напряжениям на границах раздела и формируют встроенную z-ориентированную поляризацию. Средний размер доменов составляет около 500 нм. Гетероэпитаксиальные пленки BST толщиной 500 нм наносили на кубическую (001) монокристаллическую подложку оксида магния методом высокочастотного распыления стехиометрических поликристаллических мишеней¹. Детали методики изготовления приведены в работе [17].

Для исследования динамики переключения использовали метод ТГц-возбуждения—оптического зондирования². Методика получения однопериодного терагерцового импульса высокой мощности описана в [18]. В методе ТГц-возбуждения—оптического зондирования свободно распространяющийся терагерцовый однопериодный импульс возбуждает сегнетоэлектрическую пленку BST, а оптический фемтосекундный импульс зондирует отклик системы на длине волны ГВГ. ТГц-поле возбуждается в кристалле-генераторе ОН1 фемтосекундным лазерным импульсом на длине волны 1.24 мкм. Время задержки τ_d между передним фронтом терагерцового импульса и оптическим импульсом регулируется при помощи оптической линии задержки.

Схема установки представлена на рис. 1.

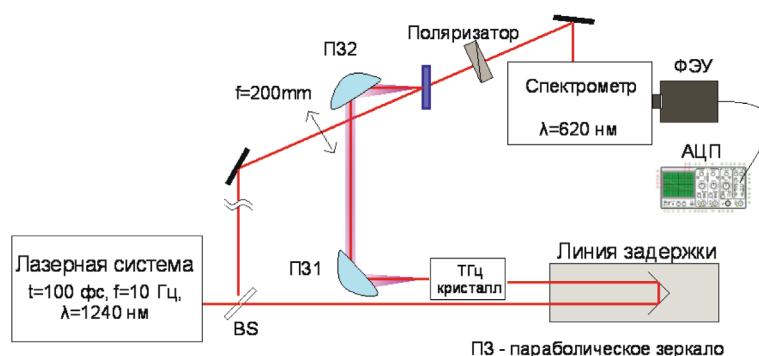


Рис. 1. Схема установки для проведения эксперимента.

После образца излучение проходило через монохроматор, который служил в качестве фильтра для выделения длины волны ГВГ 620 нм, и регистрировалось фотоэлектронным умножителем (ФЭУ). Угол падения ТГц излучения на поверхность образца равен нулю, угол падения зондирующего излучения – 23 град. Ось [001] образца ориентирована параллельно оси x (горизонтально в выбранной лабораторной системе координат).

¹Образец BST предоставлен В.М. Мухортовым.

²Экспериментальные исследования с использованием методики ТГц-возбуждения—оптического зондирования частично выполнены на оборудовании Объединенного института высоких температур РАН.

Частота повторения импульсов, задаваемая фемтосекундным лазером, составляла 10 Гц. В силу малой длительности импульса с ФЭУ (скважность порядка 10^{13}) регистрация амплитуды сигнала ГВГ в зависимости от времени задержки τ_d между импульсами производилась с использованием высокоскоростного аналого-цифрового преобразователя с частотой дискретизации 2.5 Gs/s и большим количеством усреднений.

Направление поляризации регистрируемого сигнала ГВГ выбиралось призмой Глана, расположенной перед ФЭУ, и совпадало с направлением поляризации зондирующего пучка.

На рис. 2 представлены временная форма (рис. 2а), полученная как автокорреляционная функция с помощью ячейки Голея [19], и спектр терагерцового импульса (рис. 2б). Максимум спектра приходится на частоту 1.2 ТГц и имеет ширину порядка 1.5 ТГц. Поглощение на частоте 1.7 ТГц (рис. 2б) обусловлено наличием паров воды в воздухе [20].

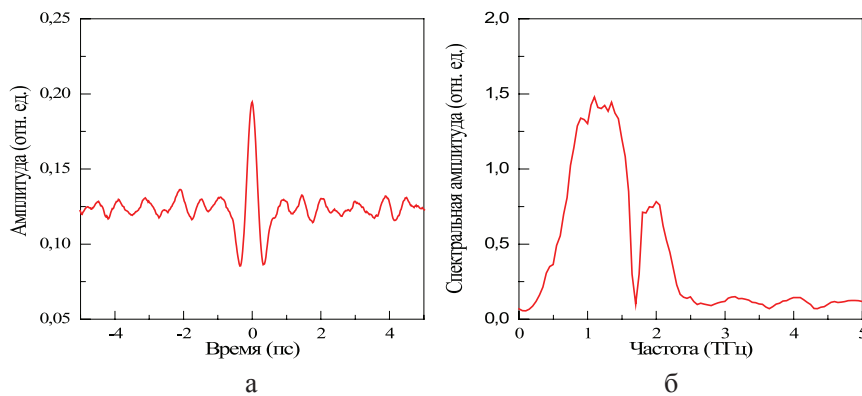


Рис. 2. Автокорреляционная функция (а) и спектр (б) терагерцового излучения.

На рис. 3а приведена зависимость интенсивности ГВГ в пленке BST от времени задержки между терагерцовым и зондирующим оптическим импульсами. Во время действия ТГц-импульса сигнал ГВГ имеет максимум в точке максимума амплитуды ТГц поля ($\tau_d = 0$) и минимумы, совпадающие по времени задержки с минимумами ТГц-поля ($\tau_d = \pm 0.5$ пс). После окончания действия ТГц импульса ($\tau_d > 2$ пс) во временной зависимости наблюдаются биения достаточно высокой амплитуды.

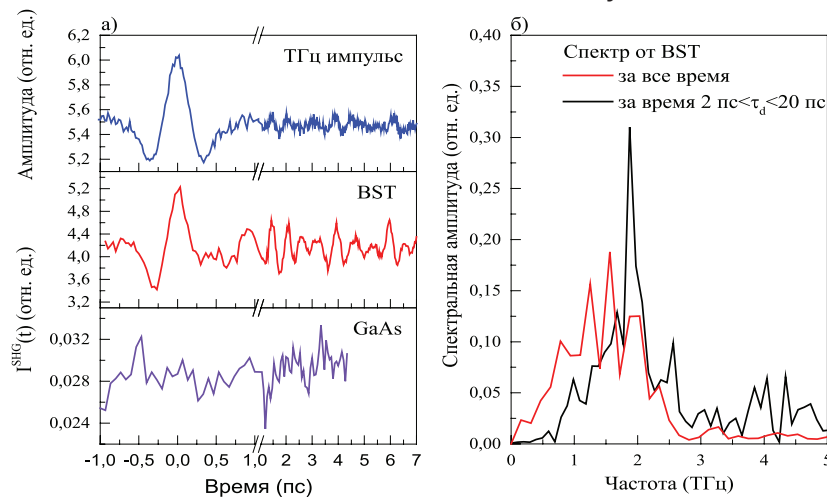


Рис. 3. Зависимость интенсивности ГВГ от времени задержки между терагерцовым и зондирующим оптическим импульсом в пленке BST (красная линия) и GaAs (фиолетовая линия) и временная зависимость амплитуды ТГц-импульса (синяя линия) (а); спектр ГВГ в пленке BST: за весь временной интервал – красная кривая; за интервал времени ($2 \text{ пс} < \tau_d < 20 \text{ пс}$) – черная кривая (б).

Для сравнения аналогичные измерения интенсивности второй гармоники от времени задержки между ТГц и оптическим импульсами проведены в кристалле GaAs. Этот кристалл, не обладающий сегнетоэлектрическими свойствами, выбран в силу сравнимой по величине квадратичной восприимчивости [21]. Как видно из рис. 3а, в GaAs не наблюдается модуляция оптического сигнала терагерцовым полем.

Спектр излучения ГВГ пленки BST, модулированного ТГц-импульсами, представлен на рис. 3б. Качественно он аналогичен спектру падающего излучения, однако имеет некоторые особенности. Прежде всего, необходимо отметить сдвиг максимума в более высокочастотную область и отсутствие провала на частоте 1.7 ТГц. Это может свидетельствовать о том, что существенную роль в нелинейно-оптическом отклике играют собственные колебания, возбужденные в образце ТГц-импульсом и существующие после его окончания. Для проверки этого предположения проведено Фурье-преобразование временной зависимости интенсивности ГВГ для времени после окончания импульса ($2 \text{ пс} < \tau_d < 20 \text{ пс}$). Полученная спектральная зависимость имеет четко выраженный максимум на частоте 1.9 ТГц.

Результаты и их обсуждение

Процесс генерации второй гармоники под действием квазистатического или низкочастотного электрического поля E_ρ , называемый в англоязычной литературе *electric field induced second harmonic (EFISH)*, широко исследовался в центросимметричных материалах [22]. Совсем недавно этот эффект обнаружен и под действием терагерцового поля [23].

Поле EFISH вызвано нарушением центральной симметрии вдоль оси, совпадающей с направлением поля, и имеет электродипольную природу:

$$E^{EFISH}(2\omega) \propto \chi^{(3)} \cdot E_0 \cdot E(\omega) \cdot E(\omega). \quad (1)$$

где $\chi^{(3)}$ – кубическая нелинейная восприимчивость.

В нецентросимметричных материалах поле E^{EFISH} накладывается на значительный кристаллографический вклад, имеющий электродипольную природу:

$$E(2\omega) = E^{cryst}(2\omega) + E^{EFISH}(2\omega) \propto \chi^{(2)} \cdot E(\omega) \cdot E(\omega) + \chi^{(3)} \cdot E_0 \cdot E(\omega) \cdot E(\omega), \quad (2)$$

где $\chi^{(2)}$ – квадратичная восприимчивость.

Выражение (2) представляет собой разложение падающей волны в ряд Тейлора по степеням электрического поля, в котором каждый последующий член разложения в нерезонансном случае меньше предыдущего в α раз, где $\alpha \approx E/E_{am}$ (E – поле падающего оптического импульса, E_{am} – атомное поле) [24]. В наших экспериментах $\alpha \sim 105$. Таким образом, $E^{EFISH}(2\omega) \ll E^{cryst}(2\omega)$.

Следует отметить, что действительно, в литературе нет упоминаний о наблюдении эффекта EFISH в нецентросимметричных средах в условиях квазистатического электрического поля. Отсутствие эффекта EFISH в ТГц-поле подтверждается и исследованиями для GaAs.

До сих пор речь шла о материалах, в которых нелинейная восприимчивость $\chi^{(3)}$ является электронной, то есть обусловлена нелинейностью электрона, находящегося в непараболической потенциальной яме.

В сегнетоэлектриках, однако, для всех оптических эффектов важную роль играет не только электронная, но и ионная поляризуемость [25]. Под действием квазистатического или низкочастотного электрического поля происходит смещение ионов, приводящее к возникновению диэлектрической поляризации.

Кроме того, в неполяризованном сегнетоэлектрике $E^{cryst}(2\omega) \rightarrow 0$ за счет того, что в соседних доменах диэлектрическая поляризация направлена в противоположные стороны. Отличие от нуля всегда означает нескомпенсированность 180-градусных доменов, причины которой могут быть самыми разными. В этом случае, несмотря на нецентросимметричность среды, электроиндуцированный вклад может быть значительным.

Рассмотрим более подробно нелинейную восприимчивость $\chi^{(3)}$, ответственную за электроиндуцированную генерацию второй гармоники в сегнетоэлектрическом кристалле. Прежде всего, необходимо отметить, что излучаемая волна является второй гармоникой лишь приблизительно, поскольку имеет место процесс сложения частот $2\omega + \Omega \approx 2\omega$ в силу выполнения соотношения $\Omega \ll \omega$. Такой процесс описывается соотношением

$$E(2\omega) \approx E(2\omega + \Omega) = \chi^{(3)} \cdot E_{\Omega} \cdot E_{\omega} \cdot E_{\omega} \quad (3)$$

Нелинейная восприимчивость описывается выражением [24]:

$$\chi^{(3)}(-2\omega + \Omega, \omega, \omega, \Omega) = \frac{1}{h^3} \sum_{\sigma} \sum_{a,b,c} \mu_{\sigma a} \mu_{\sigma b} \mu_{\sigma c} \mu_{\sigma g} \rho_{gg} A_{abc} \quad (4)$$

где μ_{ij} – дипольный матричный элемент, ρ_{gg} – вероятность заселенности основного состояния, A_{abc} – частотный (резонансный) фактор.

Частотный фактор определяется близостью волн, участвующих в процессе сложения частот, к резонансным частотам исследуемого материала, которые определяются возможными электронными и, в общем случае, также и ионными переходами.

Энергетическая диаграмма сегнетоэлектрического кристалла представлена на рис. 4. В этой схеме учитывается, что излучение оптической накачки и вторая гармоника попадают в область прозрачности BST, а также, что частота, соответствующая мягкой

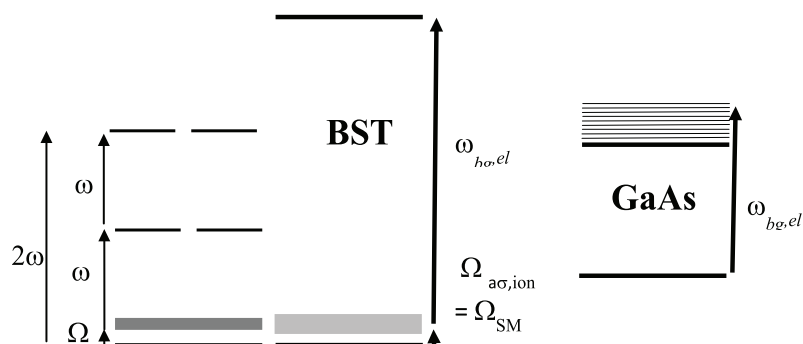


Рис. 4. Схема энергетических уровней и оптических переходов при взаимодействии терагерцового (с частотой Ω) и оптического (с частотой ω) излучения с пленкой BST и GaAs. $\Omega_{ac,ion} = \Omega_{SM}$ – резонансная частота, совпадающая с частотой мягкой моды; $\omega_{bg,el}$ – частота электронного перехода через запрещенную зону. Толстые серые линии указывают на значительную ширину терагерцового спектра падающего излучения и значительную ширину мягкой моды.

моде, попадает (с учетом ширины) в спектр ТГц-излучения. Тогда значимые резонансные вклады в частотный фактор могут быть записаны в виде:

$$A_{abc} = \frac{1}{(\Omega - \Omega_{a\sigma,ion} + i \cdot \gamma_{a\sigma})(2\omega - \omega_{bg,el} + i \cdot \gamma_{bg})(2\omega + \Omega) - \omega_{cg,el} + i \cdot \gamma_{cg}} + \frac{1}{(\Omega - \Omega_{a\sigma,ion} + i \cdot \gamma_{a\sigma})(2\omega - \omega_{bg,el} + i \cdot \gamma_{bg})(2\omega - \Omega) - \omega_{cg,el} + i \cdot \gamma_{cg}} + \frac{1}{(\Omega - \Omega_{a\sigma,ion} + i \cdot \gamma_{a\sigma})(2\omega - \omega_{bg,el} + i \cdot \gamma_{bg})(\omega - \omega_{cg,el} + i \cdot \gamma_{cg})} + \dots \quad (5)$$

Очевидно, что частотный множитель достигает максимальных значений при совпадении частоты одной из падающих волн (терагерцовой волны) с собственной модой пленки (мягкой модой). Резонанса на частоте оптических волн не достигается, поскольку они попадают в область прозрачности.

Таким образом, рассматриваемая нелинейная восприимчивость является ионной и связана с колебаниями кристаллической решетки. В рассматриваемой области частот находится только одна мода колебаний – мягкая мода. Это значит, что рассматриваемые колебания являются полярными, и в каждый момент времени состояние решетки можно описывать мгновенной (транзиентной) диэлектрической поляризацией.

Резонансное возбуждение полярных колебаний терагерцовым импульсом подтверждено методом рентгеноструктурного анализа при помощи синхронной регистрации положения атомов при их возбуждении терагерцовым импульсом [11].

Наши исследования показывают, что такие колебания не затухают мгновенно по окончании импульса, а продолжают вплоть до нескольких десятков пикосекунд. Тем самым ТГц-импульс приводит к возбуждению когерентной мягкой моды, аналогично тому, как это происходит под действием сверхкороткого оптического импульса. Однако в данном случае имеет место прямое возбуждение когерентного фонона, тогда как в случае сверхкороткого оптического импульса возбуждение когерентного фонона происходит посредством процесса импульсного стимулированного рамановского рассеяния через электронную подсистему [26].

В кристалле GaAs, выбранном нами для сравнения, ширина запрещенной зоны составляет 1.42 эВ (соответствует длине волны 840 нм). В этом случае нелинейная восприимчивость (5) также является резонансной, но уже на оптической частоте (частоте второй гармоники 2ω). Сама же нелинейная восприимчивость при этом является электронной. Отсутствие регистрируемой модуляции электрическим полем связано со значительной величиной кристаллографического вклада.

Процесс генерации электроиндуцированной второй гармоники в сегнетоэлектриках можно описывать, не прибегая к микроскопической модели. Поле на частоте второй гармоники связано со статической диэлектрической поляризацией P_s феноменологическим соотношением [27]:

$$E(2\omega) \approx \chi^{(3)} \cdot P_s \cdot E_\omega \cdot E_\omega.$$

В свою очередь, поляризация P_s зависит от приложенного поля [28]:

$$P_s = P(E_0) = \sum_i N^+(E) p^+ + \sum_i N^-(E) p^-,$$

где $N^\pm(E)$ – число зависящих от поля элементарных единиц кристалла (элементарных ячеек или доменов), поляризованных в положительном (+) или отрицательном (-) направлении;

p^\pm – поляризация соответствующей единицы.

Ранее нам удалось показать [18], что в пленке BST происходит 90-градусное переключение поляризации: если в исходной пленке поляризация направлена вдоль оси [001], то при воздействии ТГц-поля часть ячеек переключается, и поляризация становится параллельной плоскости пленки. Доля элементарных ячеек с преимущественной поляризацией в плоскости пленки составляет до 6% от полной поляризации образца (остальные 94% приходятся на элементарные ячейки, поляризованные перпендикулярно плоскости пленки, то есть параллельно оси [001]).

Заключение

В работе показано, что нелинейно-оптический отклик сегнетоэлектрика на терагерцовый импульс электрического поля может быть описан как результат нелинейно-оптического сложения частот оптической и терагерцовой накачек, одна из которых попадает в область мягкой моды сегнетоэлектрика. Такой процесс является резонансным и хорошо проявляется на фоне кристаллографического вклада. Поскольку при этом возбуждается полярное колебание (мягкая мода), то такой процесс приводит к транзитному переключению диэлектрической поляризации. Проведенные эксперименты фактически впервые показали прямое переключение диэлектрической поляризации однопериодным терагерцовым импульсом.

Работа выполнена в рамках выполнения Госзаданий (№ 16.4699.2017/ВУ и № 3.1923.2017/ПЧ).

Литература:

1. De Jong J.A., Razdolski I., Kalashnikova A.M., Pisarev R.V., Balbashov A.M., Kirilyuk A., Rasing Th., Kimel A.V. Coherent control of the route of an ultrafast magnetic phase transition via low-amplitude spin precession // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108, № 15. P. 157601–5.
2. Afanasiev D., Ivanov B.A., Kirilyuk A., Rasing Th., Pisarev R.V., Kimel A.V. Control of the ultrafast photoinduced magnetization across the morin transition in DyFeO₃ // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116, № 9. P. 97401–5.
3. Vahaplar K., Kalashnikova A.M., Kimel A.V., Hinzke D., Nowak U., Chantrell R., Tsukamoto A., Itoh A., Kirilyuk A., Rasing Th. Ultrafast path for optical magnetization reversal via a strongly nonequilibrium state // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103, № 11. P. 117201–4.
4. Landau L.D., Lifshitz E.M. Electrodynamics of continuous media. Pergamon, Oxford, 1984. 460 p.
5. Rana D.S., Kawayama I., Mavani K., Takahashi K., Murakami H., Tonouchi M. Understanding the nature of ultrafast polarization dynamics of ferroelectric memory in the multiferroic BiFeO₃ // Adv. Mater. 2009. V. 21, № 28. P. 2881–2885.
6. Bhattacharjee S., Rahmedov D., Wang D., Iniguez J., Bellaiche L. Ultrafast switching of the electric polarization and magnetic chirality in BiFeO₃ by an electric field // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112, № 14. P. 147601–25.

7. Brekhov K.A., Grishunin K.A., Afanas'ev D.V., Semin S.V., Sherstyuk N.E., Kitaeva G.Kh, Mishina E.D., Rasing Th., Kimel A.V. Photoinduced dynamics and femtosecond excitation of phonon modes in ferroelectric semiconductor $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ // JETP Lett. 2015. V. 102, № 6. P. 372–377.
8. Miyamoto T., Yada H., Yamakawa H., Okamoto H. Ultrafast modulation of polarization amplitude by terahertz fields in electronic-type organic ferroelectrics // Nat. Commun. 2013. V. 4. P. 2586–9.
9. Yamakawa H., Miyamoto T., Morimoto T., Yada H., Kinoshita Y., Sotome M., Kida N., Yamamoto K., Iwano K., Matsumoto Y. Novel electronic ferroelectricity in an organic charge-order insulator investigated with terahertz-pump optical-probe spectroscopy. // Sci. Rep. 2016. V. 6. P. 20571–10.
10. Kampfrath T., Tanaka K., Nelson K.A. Resonant and nonresonant control over matter and light by intense terahertz transients // Nat. Photonics. 2013. V. 7, № 9. P. 680–690.
11. Chen F., Zhu Y., Liu S., Qi Y., Hwang H.Y., Brandt N.C. Ultrafast terahertz-field-driven ionic response in ferroelectric BaTiO_3 // Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys. 2016. V. 94, № 18. P. 180104–6.
12. Jiang A.Q., Scott J.F. Phase transitions and polarizations in epitaxial $\text{BaTiO}_3/\text{SrTiO}_3$ superlattices studied by second-harmonic generation // J. Appl. Phys. 2003. V. 93, № 2. P. 1180–1185.
13. Sherstyuk N.E., Mishina E.D., Lavrov S.D., Buryakov A.M., Marchenkova M.A., Elshin A.S., Sigov A.S. Optical second harmonic generation microscopy for ferroic materials // Ferroelectrics. 2015. V. 477, № 1. P. 29–46.
14. Grishunin K.A., Brekhov K.A., Samotokhin O.V. The study of the nature of the local optical inhomogeneities induced by ultrashort laser pulses, in the crystal of the ferroelectric-semiconductor $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ // Russ. Technol. J. 2015. V. 2, № 9. P. 134–144.
15. Юзюк Ю.И., Захарченко И.Н., Алёшин В.А., Леонтьев И.Н., Рабкин Л.М., Мухортов В.М., Simon P. Влияние механизма роста и термоупругих напряжений на динамику кристаллической решетки гетероэпитаксиальных пленок титаната бария-стронция // Физика твердого тела. 2007. Т. 49, № 9. С. 1676–1682.
16. Анохин А.С., Разумная А.Г., Юзюк Ю.И., Головки Ю.И., Мухортов В.М. Фазовые переходы в пленках титаната бария-стронция на подложках MgO различной ориентации // Физика твердого тела. 2016. Т. 58, № 10. С. 1956–1963.
17. Mukhortov V.M., Golovko Y.I., Tolmachev G.N., Klevtsov A.N. The synthesis mechanism of complex oxide films formed in dense RF-plasma by reactive sputtering of stoichiometric targets // Ferroelectrics. 2000. V. 247, № 1. P. 75–83.
18. Grishunin K.A., Ilyin N.A., Sherstyuk N.E., Mishina E.D., Kimel A., Mukhortov V.M., Ovchinnikov A.V., Chefonov O.V., Agranat M.B. THz electric field-induced second harmonic generation in inorganic ferroelectric // Sci. Rep. 2017. V. 7, № 1. P. 687–696.
19. Goley M.J.E. Theoretical consideration in heat and infra-red detection, with particular reference to the pneumatic detector // Rev. Sci. Instrum. 1947. V. 18, № 5. P. 347–356.
20. Xin X., Altan H., Santa A., Matten D., Alfano R.R. Terahertz absorption spectrum of para and ortho water vapors at different humidities at room temperature // J. Appl. Phys. 2006. V. 100, № 9. P. 094905
21. Справочник по лазерам / Под ред. А.М. Прохорова. М.: Советское радио, 1978. 400 с.

22. Aktsipetrov O.A., Fedyanin A.A., Mishina E.D., Rubtsov A.N., vanHasselt C.W., Devillers M.A.C, Rasing T. Probing the silicon-silicon oxide interface of Si(111)-SiO₂-Cr MOS structures by DC-electric-field-induced second harmonic generation // Surf. Sci. 1996. V. 352–354. P. 1033–1037.

23. Овчинников А.В., Чефонов О.В., Агранат М.Б., Гришунин К.А., Ильин Н.А., Писарев Р.В., Кимель А.В., Калашникова А.М. Генерация второй оптической гармоники под действием пикосекундных терагерцовых импульсов в центросимметричном антиферромагнетике NiO // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 104, № 7. С. 467–474.

24. Boyd R.W. Nonlinear Optics, Third Ed. Academic Press, USA, 2008. 613 p.

25. Wang F. Calculation of the electro-optical and nonlinear optical coefficients of ferroelectric materials from their linear properties // Phys. Rev. B. 1999. V. 59, № 15. P. 9733–9736.

26. Dhar L., Rogers J.A., Nelson K.A. Time-resolved vibrational spectroscopy in the impulsive limit // Chem. Rev. 1994. V. 94, № 1. P. 157–193.

27. Dolino G., Lajzerowicz J., Vallade M. Second-harmonic light scattering by domains in ferroelectric triglycine sulfate // Phys. Rev. B. 1970. V. 2, № 6. P. 2194–2200.

28. Mishina E.D., Sherstyuk N.E., Barskiy D.R., Sigov A.S., Golovko Yu. I., Mukhorotov V.M., De Santo M., Rasing Th. Domain orientation in ultrathin (Ba,Sr)TiO₃ films measured by optical second harmonic generation // J. Appl. Phys. 2003. V. 93, № 10. P. 6216–6222.