

УДК 538.9

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО И ПИКΟΣЕКУНДНОГО ТЕРАГЕРЦЕВОГО ИМПУЛЬСОВ В САПФИРЕ

© 2024 г. О. В. Чефонов^{1, *}, А. В. Овчинников^{1, **}, М. Б. Агранат¹,
С. Б. Бодров², А. М. Киселев², А. Н. Степанов²

¹ФГБУН Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

²ФГБНУ Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

*E-mail: oleg.chefonov@gmail.com

**E-mail: a.ovtch@gmail.com

Поступила в редакцию 29.05.2024 г.

После доработки 24.06.2024 г.

Принята к публикации 09.07.2024 г.

Исследована генерация второй гармоники лазерного излучения при нелинейном взаимодействии фемтосекундного инфракрасного и пикосекундного терагерцевого импульсов, распространяющихся коллинеарно в пластине из кристалла сапфира. Экспериментально обнаружено, что вторая гармоника генерируется, не только когда лазерный и терагерцевый импульсы накладываются около границ материала, как наблюдалось ранее в пластине плавленого кварца, а также и в случае их временного перекрытия в объеме материала при встречном распространении. Обнаруженный эффект объясняется тем, что длина «разбегания» лазерного и терагерцевого импульсов оказывается сопоставимой с длиной когерентности первой и второй гармоник лазерного излучения в кристалле сапфира. Проведены теоретические расчеты, полностью подтверждающие экспериментальные результаты.

DOI: 10.31857/S0040364424050122

ВВЕДЕНИЕ

В последнее десятилетие благодаря созданию мощных и высокоэффективных источников излучения в терагерцевом диапазоне спектра стало возможным проведение широкого круга исследований в области взаимодействия света с веществом с напряженностью электрического поля, превышающей 1 МВ/см, которые являются неотъемлемой частью современной фундаментальной науки, востребованы в медицине и имеют важное прикладное значение [1–4]. В большинстве случаев такие источники требуют передовых технологий и создаются на базе мощных фемтосекундных лазерных систем [5], а генерация интенсивного ТГц-излучения происходит методом оптического выпрямления лазерных импульсов в органических кристаллах [6–10] либо в кристаллах ниобата лития [11–14]. Например, использование техники наклонного волнового фронта импульса в совокупности с криогенным охлаждением кристалла

ниобата лития позволяет получить энергию ТГц-импульсов за пределами 1 мДж [13, 14]. Другими методами, которые активно развиваются и представляют собой альтернативу по эффективности оптическому выпрямлению, являются лазерно-плазменные методы генерации ТГц-импульсов в различных средах [15]: газе, жидкости, твердом теле [16–18].

Диапазон частот ТГц-излучения охватывает широкий спектр низкоэнергетических мод и состояний в различных веществах и представляет собой деликатный и высокоизбирательный инструмент для исследования и манипулирования свойствами материалов. Недавние экспериментальные работы показали, что электрическое поле ТГц-импульса может напрямую воздействовать на параметр порядка в сегнетоэлектриках [19, 20], индуцировать сверхбыстрые фазовые переходы в полтораоксиде ванадия [21, 22].

Одним из наиболее распространенных и часто используемых методов исследования динамики быстропротекающих процессов является

метод накачки–зондирования, в котором ТГц-импульс, воздействуя на образец, переводит его в возбужденное состояние, которое затем отслеживается по изменению оптических свойств с помощью зондирующего лазерного импульса фемтосекундной длительности в зависимости от временной задержки между импульсами. Чувствительность детектирования изменений в материале, возникающих под внешним воздействием (особенно в отношении электрической и магнитной симметрии, кристаллографических ориентаций, поляризации [23–26]), можно повысить, используя нелинейно-оптические эффекты, такие как генерация второй гармоники (ВГ) оптического излучения [27, 28]. Индуцированную электрическим полем ТГц-импульса ВГ можно использовать в прикладных целях для визуализации пространственного распределения интенсивности ТГц-излучения [29], детектирования временно-го профиля ТГц-поля [30] по аналогии с электрооптическими методами [31], определять наличие скрытых малоконтрастных микрообъектов, залегающих в объеме материалов, прозрачных в видимом и ТГц-диапазонах частот [32].

Зачастую исследуемые объекты (чаще всего тонкие пленки) располагаются на подложках, которые обладают прозрачностью в видимом, ближнем инфракрасном и ТГц-диапазонах спектра, и широко используются в ТГц-оптике, например оксид магния, сапфир, кремний [33–36]. Поскольку присутствие ТГц-поля в подложке может приводить к генерации дополнительного излучения ВГ, то для исключения ошибок при анализе и интерпретации экспериментальных результатов необходимо правильно представлять электродинамику генерации ВГ с учетом распространения лазерного и ТГц-импульсов [37–39].

В недавней работе [40] было теоретически показано, что в прозрачной изотропной среде при условии, когда длина когерентности первой и второй гармоник меньше длины разбега лазерного и ТГц-импульсов, генерация ВГ происходит только при перекрытии импульсов вблизи входной и выходной поверхностей образца, а не в его объеме. Данный режим генерации был экспериментально продемонстрирован в той же работе для образца из плавленного кварца толщиной 3 мм при облучении фемтосекундными импульсами Ti:сапфир-лазера (длительность — 70 фс, центральная длина волны — 800 нм) совместно с ТГц-импульсами (длительность ~ 1 пс, центральная длина волны — 300 мкм), распространяющимися в одном направлении.

В данной работе представлены экспериментальные исследования генерации ВГ в пластине кристаллического сапфира толщиной 1 мм при коллинеарном распространении фемтосе-

кундного лазерного импульса ближнего инфракрасного диапазона (длительность — 100 фс, центральная длина волны — 1240 нм) и пикосекундного ТГц-импульса (длительность ~ 2 пс, центральная длина волны — 190 мкм). Исследования проводились при облучении образца с одной стороны и варьированной временной задержкой между импульсами. Наблюдались два режима генерации ВГ. Первый режим аналогичен работе [40] и характеризуется отсутствием излучения ВГ из объема образца при наложении распространяющихся в одном направлении лазерного и ТГц-импульсов (при малых временных задержках). Второй режим ранее не наблюдался и характеризуется излучением ВГ из объема сапфира, когда лазерный импульс накладывается на отраженный от выходной грани ТГц-импульс (при больших временных задержках). При этом сигнал ВГ оказывается сопоставим с сигналом, отражающимся от границ сапфира. Для объяснения полученных результатов проведены численные расчеты, основанные на разработанной ранее одномерной теории генерации ВГ [40] и адаптированные к условиям эксперимента.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема эксперимента представлена на рис. 1а. Исследования проводились на базе уникальной хром-форстеритовой лазерной системы [41]. Данная система обеспечивает генерацию импульсов длительностью 100 фс с центральной длиной волны 1240 нм, энергией 40 мДж и частотой повторения 10 Гц. На выходе из усилительных каскадов лазерный импульс был разделен на две части. Один импульс, содержащий 96% от общей энергии лазера, использовался для генерации ТГц-излучения, другой импульс с 4% энергии предназначался непосредственно для генерации ВГ и диагностики параметров ТГц-импульсов. Каждый из лазерных импульсов сжимался до длительности 100 фс в соответствующем временном компрессоре. Энергия импульсов регулировалась независимо с помощью поляризационных ослабителей, состоящих из полуволновой пластины и призмы Глана.

Генерация интенсивных ТГц-импульсов осуществлялась методом оптического выпрямления фемтосекундных лазерных импульсов в органическом кристалле ОН1. Органический кристалл имел толщину 0.57 мм и чистую апертуру 8 мм. Максимальная плотность энергии лазерной накачки на кристалле ОН1 составляла 19 мДж/см². После кристалла ОН1 на оптическом пути ТГц-пучка был установлен отрезающий фильтр (LPF8.8-47, Tydex), который блокировал излучение на длинах волн меньше 34 мкм. Коэффициент ослабления отрезающего фильтра на длине волны излучения лазерной накачки

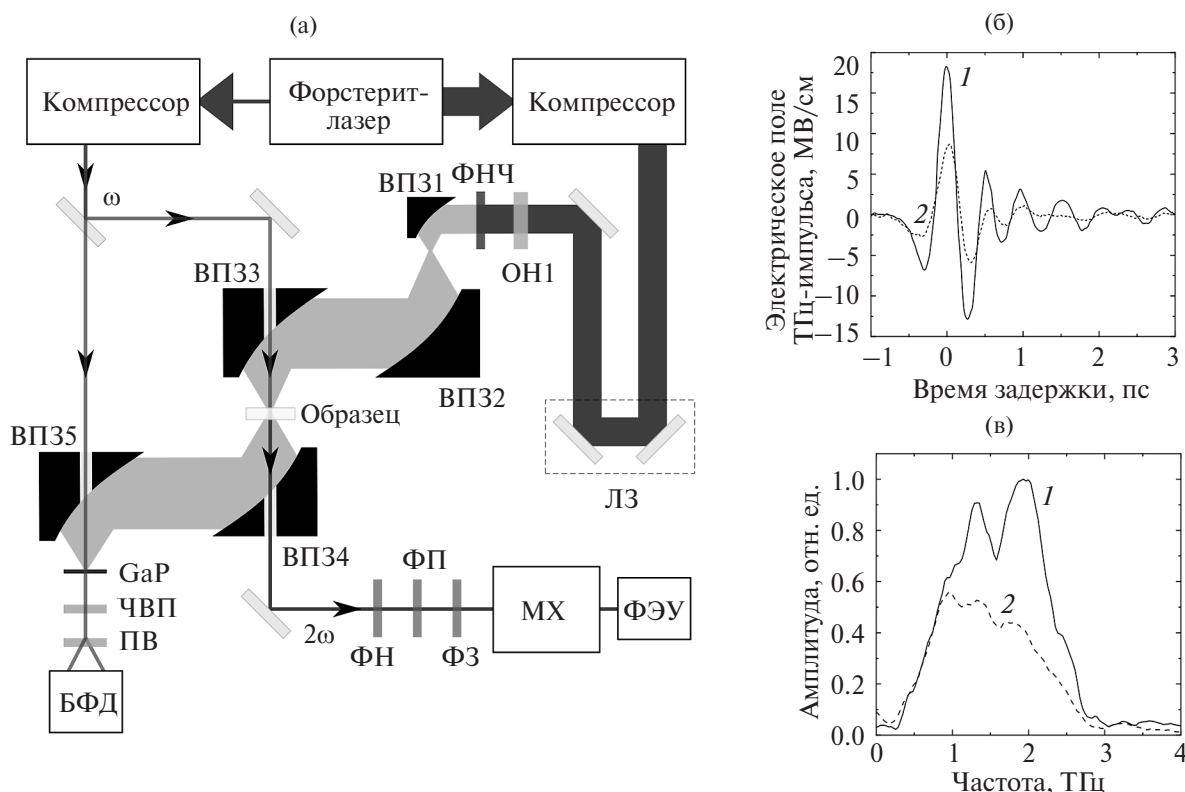


Рис. 1. Схема эксперимента (а): ФНЧ — фильтр нижних частот, ВПЗ — внеосевые параболические зеркала, ТГц — возбуждающий ТГц-импульс, ЛЗ — линия задержки, ФН — нейтральный фильтр, ФП — полосовой фильтр, ФЗ — защитный фильтр, МХ — монохроматор Черни–Тернера, ФЭУ — охлаждаемый фотоэлектронный умножитель, ЧВП — четвертьволновая пластинка, ПВ — призма Волластана, БФД — балансные фотодиоды, ω и 2ω — фемтосекундный лазерный импульс на основной и удвоенной частотах; (б) 1 — волновая форма падающего ТГц-импульса, 2 — волновая форма ТГц-импульса, прошедшего через образец; (в) — соответствующие нормированные амплитудные спектры, полученные обработкой сигналов (б) преобразованием Фурье.

1240 нм и ее ВГ составлял не менее 10^8 . Максимальная энергия ТГц-импульсов в экспериментах была 79 мкДж. Измерение энергии ТГц-импульсов проводилось калиброванной ячейкой Голя (GC-1D, Tydex).

Острая фокусировка ТГц-пучка на образце обеспечивалась системой внеосевых параболических зеркал. Исходный ТГц-пучок диаметром 8 мм расширился до 48 мм телескопом, состоящим из двух зеркал с фокусными расстояниями 25.4 и 152.4 мм, а затем фокусировался на образце зеркалом с фокусным расстоянием 50.8 мм. Измеренный ТГц-камерой (RIGI S4, Swiss Terahertz) радиус ТГц-пучка в фокальной плоскости составил 156 мкм по уровню $1/e^2$. Временной профиль электрического поля ТГц-импульса $E_{\text{THz}}(t)$ измерялся методом электрооптической выборки в кристалле фосфида галлия GaP (110) толщиной 200 мкм на сапфировой подложке толщиной 1 мм. На рис. 1б приведен измеренный временной профиль ТГц-импульса, а его спектр — на рис. 1в, восстановленный с помощью преобразования Фурье.

Максимальная в экспериментах пиковая напряженность электрического поля ТГц-импульса достигала $E_0 = (2Z_0 I_0)^{1/2} = 18$ МВ/см и была вычислена по пиковой интенсивности с использованием измеренных характеристик ТГц-импульса (энергия, радиус пятна, длительность) в предположении, что пространственно-временной профиль интенсивности имеет гауссову форму с максимумом:

$$I_0 = \frac{2P_0}{\pi w^2},$$

$Z_0 = 377$ Ом — волновое сопротивление вакуума, $P_0 \approx 0.94 W_{\text{THz}} / \tau_{\text{FWHM}}$ — пиковая мощность импульса, w — радиус пучка по уровню $1/e^2$, W_{THz} — энергия импульса, $\tau_{\text{FWHM}} = 0.45$ пс — длительность импульса на уровне половины максимума профиля интенсивности $|E_{\text{THz}}(t)|^2$ ТГц-импульса.

Фемтосекундные лазерные импульсы на длине волны излучения 1240 нм фокусировались на образец линзой с фокусным расстоянием 100 мм в центр ТГц-пучка в пятно радиусом (по уровню

нию $1/e^2$) 10 мкм. Интенсивность лазерных импульсов, падающих на образец, в экспериментах составляла 1.3×10^{12} Вт/см². Заметим, что интенсивность лазерной накачки была на порядок меньше порога пробоя сапфира [42].

Плоскости поляризации ТГц-импульса и возбуждающего ВГ лазерного излучения были параллельны друг другу. Импульсы распространялись в одном направлении и падали перпендикулярно плоскости образца (*s*-поляризация). Время задержки между лазерным и ТГц-импульсами контролировалось с помощью моторизованной линии задержки.

Экспериментальный образец представлял собой полированный с двух сторон диск диаметром 50.8 мм и толщиной 1 мм, изготовленный из синтетического сапфира Al_2O_3 (W-SA-D50.8-T1, Tydex), обладающего прозрачностью в видимом и субмиллиметровом диапазонах длин волн, с кристаллографической ориентацией поверхности (110) (*A*-ориентация). В этой ориентации оптическая ось кристалла (кристаллографическая ось *C*) находится в плоскости диска. Являясь одноосным кристаллом с тригональной (ромбоэдрической) кристаллической структурой, сапфир обладает двойным лучепреломлением по всем своим осям, кроме оптической оси *C*. Поэтому образец с *A*-ориентацией имеет два ортогональных направления с разными показателями преломления.

В невозмущенном состоянии генерация ВГ в среде с центральной симметрией, к которой относится сапфир, запрещена, так как объемные нелинейные восприимчивости четного порядка равны нулю. При воздействии электрического поля ТГц-импульса на кристалл центральная симметрия нарушается, и генерация ВГ становится возможной.

Индукцированное ТГц-полем излучение ВГ на длине волны 620 нм, вышедшее из образца, регистрировалось с помощью охлаждаемого фотоэлектронного умножителя (9863/100B, ET Enterprises). Фильтрация излучения ВГ производилась с помощью интерференционного полосового фильтра (FB620-10, Thorlabs), защитного фильтра с сильным поглощением инфракрасного излучения (W302G, Zeiss) и монохроматора (MS3504i, SOL instruments), настроенного на длину волны 620 нм. Для ослабления интенсивности ВГ применялись нейтральные фильтры с различной оптической плотностью.

Элементы экспериментальной схемы, отвечающие за генерацию и воздействие ТГц-импульсов на образец, находились в боксе с осушенным воздухом с постоянно поддерживаемой относительной влажностью менее 4% для снижения влияния поглощения ТГц-излучения водяными парами.

Две основные геометрии взаимной ориентации оптической оси кристалла *C* и векторов напряженности электрического поля ТГц-импульса и лазерного импульса на основной частоте (возбуждающего импульса), падающих на образец, показаны на рис. 2. В случае, когда колебания векторов напряженности электрического поля ТГц E_{THz} и возбуждающего лазерного E_ω импульсов происходят в плоскости, перпендикулярной оптической оси *C* (рис. 2а), скорости распространения импульсов определяются показателем преломления n_o (обыкновенный луч). Здесь $E_{2\omega}$ — вектор напряженности электрического поля излучения ВГ, индуцированного электрическим полем ТГц-импульса. В случае, когда колебания векторов напряженности электрического поля происходят вдоль оптической оси *C* (рис. 2б), скорости распространения импульсов определяются показателем преломления n_e (необыкновенный луч). В обоих случаях поляризация генерируемого излучения ВГ сонаправлена с поляризацией возбуждающего лазерного и ТГц-импульсов. Также в эксперименте была исследована ситуация, когда оптическая ось *C* была направлена под углом $\theta = 45^\circ$ относительно поляризации ТГц-поля. В этом случае падающее лазерное и ТГц-излучения разбивались на обыкновенные и необыкновенные волны со сложной динамикой взаимодействия.

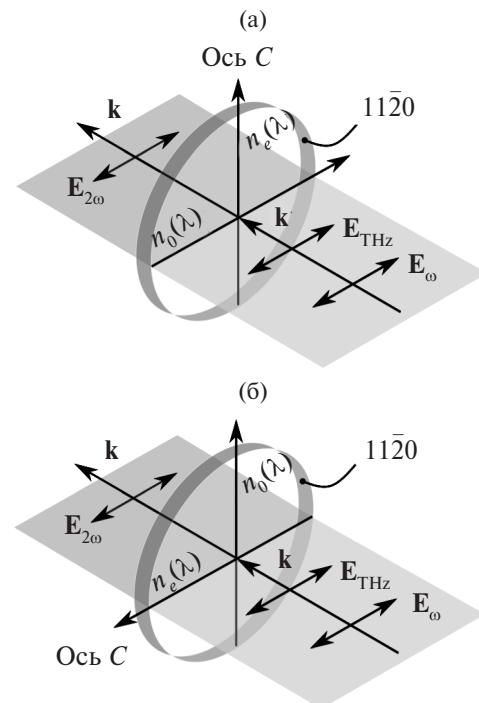


Рис. 2. Геометрия ориентации оси кристалла сапфира *C*: (а) — случай, когда вектор напряженности электрического поля ТГц-импульса E_{THz} перпендикулярен оптической оси *C*; (б) — вектор E_{THz} параллелен оптической оси *C*.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для описания основных экспериментальных результатов при ориентациях оптической оси кристалла, показанных на рис. 2а, 2б, проведены одномерные численные расчеты. Для данных случаев комплексная нелинейная поляризация на частоте второй гармоники может быть записана в виде

$$P_{2\omega}(t, y) = \chi_{\text{eff}}^{(3)} C_0 E_{\omega}^2 E_{\text{THz}} F^2(t - t_d - n_{\omega} y / c) \times G(t, y) \exp(2i\omega(t - t_d - n_{\omega} y / c)), \quad (1)$$

где t_d — время задержки между возбуждающим лазерным и ТГц-импульсами; y — координата, вдоль которой распространяются импульсы; ω — центральная частота возбуждающего лазерного импульса; $\chi_{\text{eff}}^{(3)}$ — нелинейная восприимчивость, равная компонентам тензора кубической нелинейности $\chi_{zzzz}^{(3)}$ и $\chi_{xxxx}^{(3)}$ для случаев $\theta = 0^\circ, 90^\circ$ соответственно; $F(t, y)$ и $G(t, y)$ — временные профили напряженности поля лазерного и ТГц-импульсов; C_0 — амплитудный коэффициент, учитывающий, в частности, отражение ТГц и лазерного излучений. В качестве функции $F(t, y)$ использовалась функция Гаусса с длительностью 100 фс. Функция $G(t, y)$ представляла собой суперпозицию падающего и отраженного (от выходной границы сапфира) ТГц-импульсов $G(t, y) = G_{\text{ins}}(t, y) + R_F G_{\text{ref}}(t, y)$, где R_F — коэффициент отражения Френеля. Функция $G_{\text{ins}}(t, y) = G_{\text{ins}}(t - n_{\text{THz}} y / c)$ аппроксимировала волновую форму падающего импульса (сплошная кривая на рис. 1б), $G_{\text{ref}}(t, y) = G_{\text{ins}}(t + n_{\text{THz}}(y - 2L) / c)$ — отраженного импульса (пунктирная кривая на рис. 1б), L — толщина пластины сапфира. Подставляя (1) в правую часть одномерного волнового уравнения и используя метод медленно меняющейся амплитуды (ММА), можно получить следующее выражение для комплексной амплитуды поля второй гармоники на выходе из кристалла [40, 43]:

$$\begin{aligned} A(\xi, t_d) &= -\frac{i4\pi\omega}{n_{2\omega}c} \chi_{\text{eff}}^{(3)} C_0 E_{\omega}^2 E_{\text{THz}} \times \\ &\times \int_0^L R(\xi, y) \exp(2i\omega(n_{2\omega} - n_{\omega})y / c) dy, \\ R(\xi, y) &= F^2(\xi - t_d + (n_{2\omega} - n_{\omega})y / c) G(\xi, y), \\ G(\xi, y) &= G_{\text{ins}}(\xi + (n_{2\omega} - n_{\text{THz}})y / c) + \\ &+ R_F G_{\text{ref}}\left(\xi + \frac{(n_{2\omega} + n_{\text{THz}})y}{c} - n_{\text{THz}} 2L / c\right), \\ \xi &= t - n_{2\omega} L / c. \end{aligned} \quad (2)$$

Величины n_{ω} , $n_{2\omega}$ и n_{THz} являются показателями преломления для обыкновенной o или нео-

быкновенных e волн (в зависимости от геометрии задачи) на основной частоте лазерного импульса, его второй гармоники и ТГц-частоте соответственно. Энергия второй гармоники в зависимости от времени задержки рассчитывалась как

$$W_{2\omega}(t_d) = \int_{-\infty}^{\infty} d\xi |A(\xi, t_d)|^2. \quad (4)$$

В диапазоне длин волн 0.2–5 мкм сапфир является отрицательным одноосным кристаллом, при этом разница в показателях преломления необыкновенного и обыкновенного лучей составляет $\Delta n = n_e - n_o = 1.7579 - 1.7659 = -0.008$ (данные приведены для длины волны 632.8 нм) [44]. В диапазоне длин волн 100–500 мкм (ТГц-диапазон) сапфир ведет себя уже как положительный одноосный кристалл с величиной двулучепреломления $\langle \Delta n \rangle = \langle n_e \rangle - \langle n_o \rangle = (3.43 \pm 0.02) - (3.08 \pm 0.01) = 0.35 \pm 0.02$ [45].

На рис. 3 приведены экспериментальные и расчетные графики энергии (сигнала) ВГ в зависимости от времени задержки t_d между лазерным и ТГц-импульсами при разных азимутальных углах поворота θ оптической оси C кристалла сапфира относительно поляризации возбуждающего лазерного и ТГц-полей ($\theta = 0^\circ$ соответствует случаю, когда оптическая ось C совпадает с поляризацией лазерного и ТГц-полей, рис. 2б). Заметим, что нормировочные коэффициенты (свои для каждой из теоретических и экспериментальных кривых) на графиках на рис. 3а, 3б одинаковы. Экспериментальные данные получены при воздействии на кристалл сапфира ТГц-импульсами с пиковой напряженностью электрического поля 18 МВ/см.

На экспериментальных графиках можно выделить несколько характерных областей времени задержки. Вблизи $t_d = 0$ пс наблюдается всплеск генерации ВГ. Затем, начиная от $t_d = 1$ –5.5 пс на рис. 3а и $t_d = 1$ –4 пс на рис. 3б генерация ВГ существенно подавлена (рис. 3а) или даже отсутствует (меньше уровня шума на рис. 3б). Затем снова происходит резкое возрастание сигнала ВГ с последующим сохранением квазипостоянной величины и резким падением до нуля при $t_d = 23$ пс на рис. 3а и 20 пс на рис. 3б. При временах задержки больше 20 пс для рис. 3б или 23 пс для рис. 3а генерация ВГ отсутствует. Теоретические графики на рис. 3а, 3б качественно повторяют экспериментальные графики с небольшими отклонениями.

Обсудим полученные результаты более детально. Генерацию ВГ лазерного излучения (в том числе и импульсами фемтосекундной длительности) в слое кристалла можно представить как суперпозицию двух генерируемых волн. Первая волна («переходное» или «свобод-

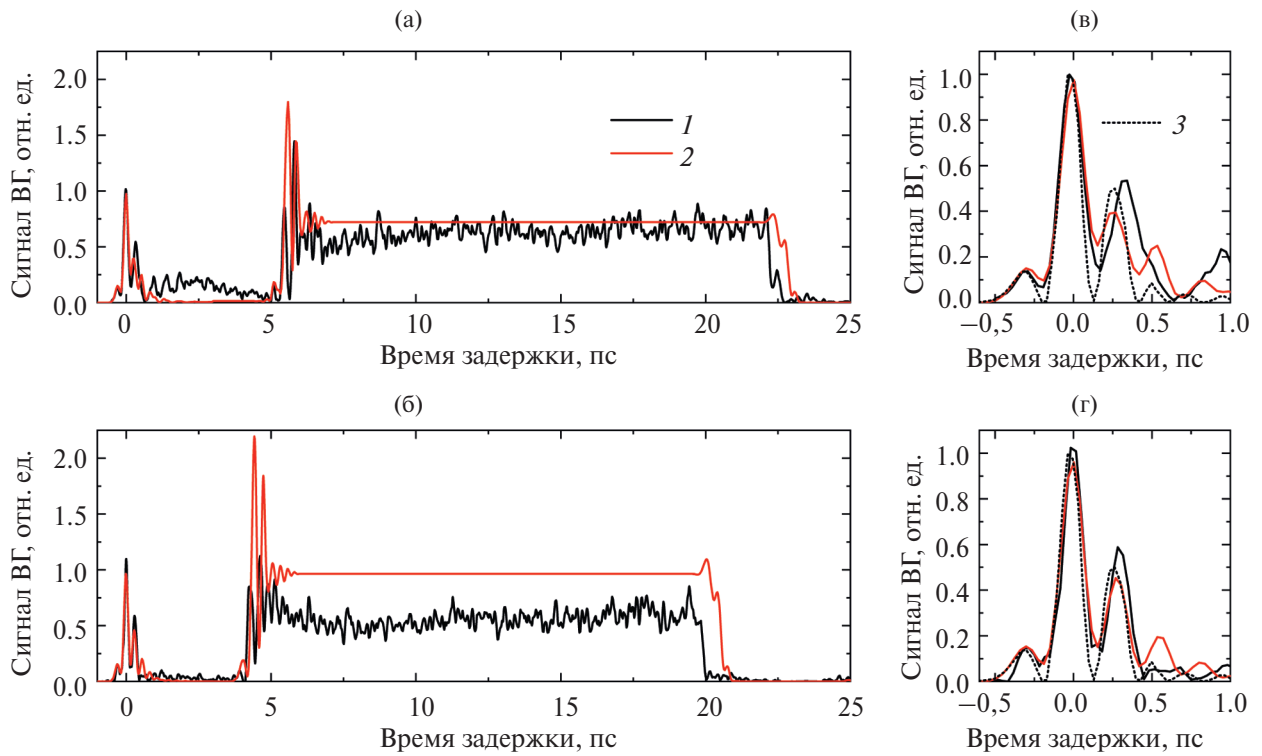


Рис. 3. Экспериментальные и расчетные зависимости сигнала ВГ от времени задержки между возбуждающим лазерным и ТГц-импульсами при $\theta = 0^\circ$ (а), (в) и 90° (б), (г): 1 – эксперимент, 2 – теория, 3 – E_{THz}^2 .

ное» излучение) генерируется на входной грани кристалла и распространяется вглубь кристалла с фазовой скоростью ВГ (также ВГ излучается и в обратном направлении, но величина этого сигнала существенно меньше). Вторая волна («вынужденное» излучение) генерируется в области возбуждающего лазерного импульса на основной частоте (при перекрытии с полем ТГц-импульса), при этом фаза этой волны распространяется с фазовой скоростью основной гармоники. Обе волны ограничены во времени длительностью возбуждающего лазерного импульса (строго говоря, длительность импульса ВГ в $\sqrt{2}$ меньше длительности возбуждающего импульса). Амплитуда поля «переходного» излучения определяется напряженностью электрического поля ТГц-импульса на входной границе сапфира в момент прихода возбуждающего импульса. Амплитуда поля «вынужденного» излучения обусловлена динамикой перекрытия возбуждающего лазерного и ТГц-импульсов в объеме материала [40], которая в свою очередь определяется соотношением длины когерентности (первой и второй гармоник лазерного излучения)

$$L_c = \frac{\lambda_\omega}{4|n_{2\omega} - n_\omega|}$$

и длины разбегания между возбуждающим лазерным и ТГц-импульсами

$$L_w^\pm = \frac{\Lambda_{\text{THz}}}{|n_{\text{THz}} \pm n_\omega|}. \quad (5)$$

Здесь λ_ω – длина волны излучения основной гармоники, Λ_{THz} – характерный масштаб изменения ТГц-поля в вакууме. Для короткого однопериодного ТГц-всплеска Λ_{THz} определяется длительностью этого импульса τ_{THz} ($\Lambda_{\text{THz}} = c\tau_{\text{THz}}$, c – скорость света), а при наличии нескольких осцилляций в ТГц-импульсе – центральной длиной волны λ_{THz} : $\Lambda_{\text{THz}} = \lambda_{\text{THz}}/2$ (последний случай более близок к настоящему эксперименту). Знак «–» выбирается при попутном распространении лазерного и ТГц-импульсов, знак «+» – при встречном распространении.

Если $L_c \ll L_w^\pm$, то поле «вынужденной» волны ВГ «отслеживает» изменение ТГц-поля, а значит, при перекрытии лазерного и ТГц-импульсов в объеме материала довольно большой толщины L ($L \gg L_w^\pm$) с последующим разбеганием этих импульсов (из-за разных показателей преломления) поле «вынужденной» волны ВГ равно нулю (данный вывод можно также получить, вычисляя интеграл в выражении (2) при условии, что функция G является медленной относительно быстро осциллирующей экспоненты). При перекрытии импульсов вблизи выходной границы слоя материала условие медленности изменения (адиабатичности) нарушается, и ВГ излу-

чается с амплитудой поля, пропорциональной полю ТГц-импульса на выходной грани кристалла в момент прихода лазерного импульса (аналогично переходному излучению). Если L_c сравнимо или больше $L_w^\pm$, то поле «вынужденной» волны ВГ отлично от нуля при наложении лазерного и ТГц-импульсов как в объеме, так и около границы среды.

Для кристалла сапфира $L_c \approx 20$ мкм как для обыкновенной, так и для необыкновенной волн. ТГц-импульс, показанный на рис. 1б, имеет центральную частоту около 1.6 ТГц (рис. 1в), что дает, согласно формуле (5), в случае попутно распространяющихся ТГц и лазерных импульсов $L_w^- \approx 55$ и $L_w^+ \approx 70$ мкм для необыкновенной волны ($\theta = 0^\circ$) и обыкновенной ($\theta = 90^\circ$) соответственно. В случае противоположно распространяющихся импульсов $L_w^+ \approx 20$ мкм для обоих типов волн. Оценки получены для необыкновенной волны при значениях $n_\omega = 1.7436$, $n_{2\omega} = 1.7585$, $n_{\text{ТГц}} = 3.43$, а для обыкновенной волны при $n_\omega = 1.7514$, $n_{2\omega} = 1.7665$, $n_{\text{ТГц}} = 3.08$.

Всплеск сигнала вблизи $t_d = 0$ пс связан с генерацией «переходного» излучения ВГ при наложении ТГц и лазерного импульсов на входной границе кристалла сапфира (ситуация I на рис. 4). Вынужденная волна ВГ не излучается из кристалла, так как $L_c \ll L_w^\pm$ и при распространении в пластине сапфира возбуждающий лазерный импульс постепенно выбегает из ТГц-импульса, достигая выходной границы в отсутствие ТГц электрического поля. Согласно [40], для бесконечно короткого лазерного импульса сигнал ВГ «переходного» излучения как функция времени задержки должен повторять квадрат напряженности электрического поля ТГц-импульса, падающего на образец. Это действительно наблюдается как в расчетных, так и в экспериментальных зависимостях на рис. 3 вблизи $t_d = 0$ пс, но с небольшими отклонениями (см. сравнение экспериментальных и расчетных графиков с кривой $E_{\text{ТГц}}^2$ на рис. 3в и 3г). В расчетных кривых такие отклонения обусловлены конечной длительностью лазерного импульса (это дает ненулевой сигнал второй гармоники при нулевом ТГц-поле), а также не очень сильным (~ 3 раза) превышением L_w^- над L_c (при небольшом изменении в самих временных формах, в частности в соотношениях величин побочных максимумов). Заметим, что сигнал второй гармоники для обыкновенной волны накачки ($\theta = 90^\circ$, рис. 3г) наиболее близко соответствует квадрату ТГц-поля (как в расчетах, так и в эксперименте) по сравнению с сигналом для необыкновенной волны ($\theta = 0^\circ$, рис. 3в) ввиду большего значения L_w^- и, $L_c \ll L_w^-$ как следствие, лучшему выполнению условия.

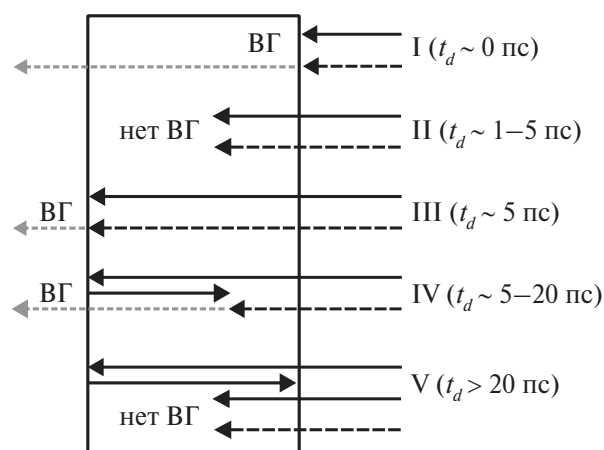


Рис. 4. Иллюстрация генерации индуцированной ВГ в сапфире в различных диапазонах временной задержки t_d : черные сплошные линии со стрелками – ТГц-импульс, черная и серая пунктирные линии со стрелками – фемтосекундный лазерный импульс на основной и удвоенной частотах, ВГ – излучение второй гармоники.

Амплитуда сигнала ВГ при $t_d = 0$ пс определяется, помимо величины ТГц-поля, также и соответствующей компонентой нелинейного тензора третьего порядка $\chi_{zzzz}^{(3)}$ – для необыкновенной и $\chi_{xxxx}^{(3)}$ – для обыкновенной волн накачки. В эксперименте для обеих волн накачки амплитуды ВГ оказались почти равными (см. сравнение сигналов на рис. 3в, 3г). Исходя из этого можно сказать, что для сапфира $\chi_{xxxx}^{(3)} \approx \chi_{zzzz}^{(3)}$ (а исходя из симметрии $\chi_{xxxx}^{(3)} = \chi_{yyyy}^{(3)}$).

При больших временах задержки (t_d от 1 пс до 4–5.5 пс) лазерный и ТГц-импульсы накладываются в объеме кристалла (см. ситуацию II на рис. 4), при этом оптический импульс вначале догоняет, а затем опережает ТГц-импульс. Теоретический расчет дает близкую к нулю величину сигнала второй гармоники из-за адиабатического режима генерации «вынужденной» волны ВГ, когда L_w^- в несколько раз больше L_c ; «переходное» излучение ВГ отсутствует, поскольку в момент прихода лазерного импульса на входную границу образца ТГц-импульс находится уже в кристалле и его поле на границе пренебрежимо мало. В эксперименте подавление ВГ почти до нуля (меньше уровня шума) наблюдалось лишь для обыкновенной волны накачки. Для необыкновенной волны накачки присутствовал небольшой сигнал, модулированный по времени задержки с периодом около 0.5 пс (в ряде измерений для необыкновенной волны амплитуда данного сигнала существенно падала). Возможно, что рассогласование теории и эксперимента объясняется более резким изменением ТГц-поля

в пространстве из-за фокусировки ТГц-пучка, что дает эффективное уменьшение L_w^- . Это нарушает режим адиабатической генерации и приводит к возникновению излучения ВГ. Для обыкновенной волны L_w^- больше, чем для необыкновенной, поэтому данный эффект сказывается меньше и величина сигнала второй гармоники в интервале $t_d \approx 1-5$ пс близка к нулю.

Вблизи $t_d = 5.5$ и 4 пс для необыкновенной и обыкновенной волн накачки соответственно наблюдается резкий всплеск сигнала ВГ. При этих временах лазерный и ТГц-импульсы накладываются на выходной границе кристалла (случай III на рис. 4). Действительно, время задержки, при котором импульсы накладываются на выходной грани слоя длины L , определяется выражением

$$t_d^{\text{exit}} = \frac{L}{c}(n_{\text{THz}} - n_{\omega}).$$

При $L = 1$ мм для необыкновенной и обыкновенной волн накачки получаем $t_d^{\text{exit}} = 5.62$ и 4.16 пс соответственно в точном согласии со значениями времени задержки подъема кривых на графиках рис. 3а, 3б. Резкое возрастание сигнала ВГ объясняется излучением «вынужденной» волны из-за нарушения адиабатического режима на выходной границе сапфира. Заметная модуляция сигнала ВГ связана с высвечиванием хвоста ТГц-импульса через выходную грань, а также интерференцией падающего и отраженного ТГц-импульсов (коэффициент отражения по полю в ТГц-диапазоне составляет около 50%).

Описанная выше динамика генерации ВГ качественно повторяет результаты, полученные ранее для индуцированной ТГц-полем генерации ВГ излучения Ti:сапфир-лазера в слое плавленого кварца [40]. Существенным отличием, наблюдаемым в настоящей работе, является появление квазипостоянного сигнала второй гармоники на временных задержках, следующих после наложения лазерного и ТГц-импульсов на выходной границе, т.е. тогда, когда ТГц-импульс распространяется навстречу лазерному (случай IV на рис. 4). В работе [40] такой сигнал не наблюдался. Объяснение данного факта заключается в том, что при указанных задержках перекрытие встречных лазерного и ТГц-импульсов внутри кристалла сапфира происходит при выполнении условия, когда длина когерентности первой и второй гармоник примерно равна длине разбегания лазерного и ТГц-импульсов ($L_w^+ \approx L_c \approx 20$ мкм), а значит, «вынужденное» поле ВГ может генерироваться довольно эффективно. Математически функция G_{ref} в выражении (3) изменяется на масштабе осцилляции экспоненциальной функции, что при интегрировании выражения (2) дает ненулевой результат.

Время задержки, при котором должен обрываться сигнал ВГ, соответствует условию, когда отраженный ТГц-импульс встречается с лазерным импульсом на входной границе образца, т.е. определяется временем двойного пробега ТГц-импульсом слоя кристалла

$$t_d^{\text{dp}} = \frac{2L}{c}n_{\text{THz}}. \quad (6)$$

Для обыкновенной и необыкновенной волн выражение (6) дает $t_d^{\text{dp}} = 20.5$ и 22.9 пс соответственно, что хорошо согласуется с временем задержки, при котором сигнал ВГ на графиках (рис. 3а, 3б) падает до нуля. Заметим, что по сравнению с экспериментом теоретический расчет дает несколько больший интервал временных задержек, когда излучение ВГ отлично от нуля. Данный факт можно объяснить тем, что в расчетах временная форма отраженного ТГц-поля считалась постоянной, тогда как на практике из-за дисперсии показателя преломления и поглощения временная форма изменяется (см. сравнение временных форм падающего и прошедшего образцов ТГц-импульсов на рис. 1б). Кроме того, при острой фокусировке широкополосного ТГц-импульса в кристалл фазовая скорость может несколько отличаться от скорости плоской волны. В расчетах амплитуда ВГ в интервале $t_d = 8-20$ пс постоянна, что связано с эквивалентностью областей, где происходит перекрытие лазерного и ТГц-импульсов. В эксперименте в указанном интервале сигнал ВГ можно считать почти постоянным, а незначительные модуляции могут быть связаны с отмеченными выше эффектами дисперсии и фокусировки ТГц-импульса. На рис. 3а амплитуда рассчитанного сигнала ВГ хорошо совпадает с экспериментом. На рис. 3б расчет дает примерно в 1.5–2 раза большую величину сигнала, чем в эксперименте. Такое расхождение связано с высокой чувствительностью в расчетах амплитуды сигнала ВГ к отношению величин L_w^+ и L_c (для данного режима генерации).

При $t_d > t_d^{\text{dp}}$ лазерный импульс взаимодействует с отраженным от входной грани ТГц-импульсом (случай V на рис. 4). Генерация ВГ снова переходит в адиабатический режим аналогично временному интервалу $t_d = 1-5$ пс, и излучение ВГ из объема кристалла отсутствует.

На рис. 5 приведен экспериментальный график сигнала ВГ в зависимости от времени задержки t_d между лазерным и ТГц импульсами при азимутальном угле поворота $\theta = 45^\circ$. Амплитуда всплеска при $t_d = 0$ пс примерно в 1.5 раза меньше, чем на рис. 3а, 3б. Это можно объяснить влиянием недиагональных компонент тензора $\chi_{xxx}^{(3)}$, $\chi_{xxz}^{(3)}$, $\chi_{zxx}^{(3)}$, $\chi_{xxx}^{(3)}$, которые дают вклад в не-

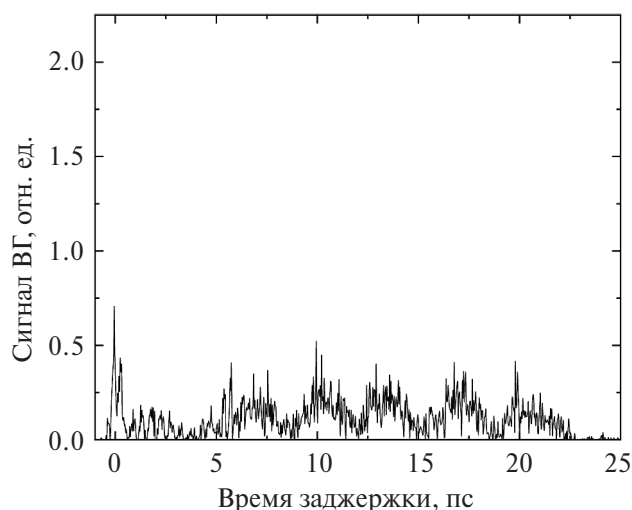


Рис. 5. Экспериментальная зависимость сигнала ВГ от времени задержки между лазерным и ТГц-импульсами для угла поворота $\theta = 45^\circ$ оптической оси кристалла сапфира C относительно поляризации зондирующего и ТГц-полей.

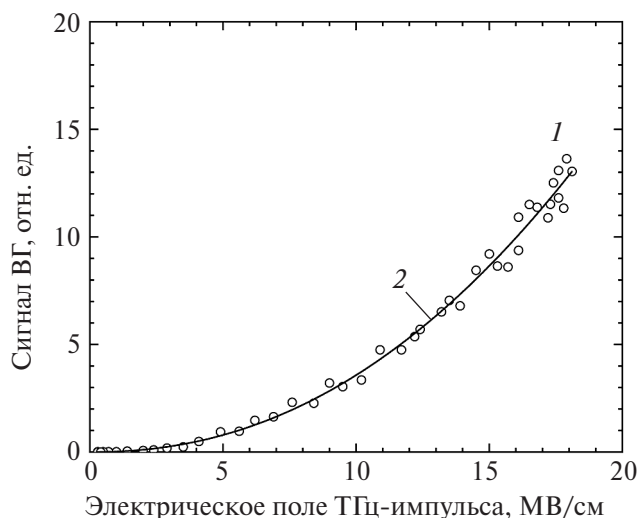


Рис. 6. Экспериментальная зависимость сигнала ВГ в окрестности второго максимума при временной задержке $t_d = 0$ пс от пиковой напряженности электрического поля ТГц-импульса (1) и ее аппроксимация степенной функцией $y = ax^{2.18}$ (2), $a = 0.024$.

линейную поляризацию из-за проекций компонент ТГц и лазерного полей на кристаллографические оси z и x при $\theta = 45^\circ$. Ввиду неизвестного соотношения между диагональными и недиагональными компонентами тензора провести теоретические оценки амплитуды сигнала второй гармоники не представляется возможным. В диапазоне задержек $t_d = 5\text{--}23$ пс, в отличие от рис. 3а, 3б. Вместо П-образной формы сигнала наблюдается меньший в 2–3 раза по амплитуде модулированный сигнал с периодом около 4–4.5 пс. Такую модуляцию можно качественно объяснить вращением поляризации ТГц-поля. Действительно, при $\theta = 45^\circ$ из-за разницы в показателях преломления обыкновенной и необыкновенной волн ($\Delta n_{\text{THz}} = 0.35$) поляризация поля ТГц-волны с длиной волны λ_{THz} поворачивается на угол $\pi/2$ на масштабе

$$d_{\text{THz}} = \frac{\lambda_{\text{THz}}}{2\Delta n_{\text{THz}}}.$$

Для используемого широкополосного ТГц-импульса, у которого λ_{THz} находится в диапазоне от 100 до 600 мкм, это приводит к сложной поляризационно-временной структуре. Тем не менее для оценки можно взять центральную длину волны ТГц-импульса около 190 мкм (частоту 1.6 ТГц), что дает d_{THz} около 270 мкм. Эта же величина в том числе определяет период, на котором большая часть ТГц-импульса приобретает циркулярную поляризацию. Заметим, что поляризация лазерного излучения меняется с периодом $d_\omega = \lambda_\omega / (2\Delta n_\omega) = 80$ мкм, что более чем в 3 раза

меньше d_{THz} , но в то же время в 4 раза больше L_c и L_w^+ . При прохождении лазерным импульсом области ТГц-поля с разной поляризацией (линейной или циркулярной), очевидно, существенно изменится динамика генерации ВГ. Наблюдаются четыре подъема сигнала ВГ (рис. 5), а значит, с учетом длины кристалла 1 мм пространственный период составляет около 250 мкм, что хорошо согласуется с величиной d_{THz} .

На рис. 6 представлена зависимость индуцированного ТГц-импульсом изменения сигнала ВГ для временной задержки $t_d = 0$ пс от пиковой напряженности электрического поля ТГц-импульса. В диапазоне напряженностей электрического поля $E_{\text{THz}} = 0.4\text{--}18$ МВ/см зависимость сигнала ВГ хорошо аппроксимируется степенной функцией с показателем степени, близким к 2, что согласуется с теоретической зависимостью $W_{2\omega} \sim E_{\text{THz}}^2$ (см. (4) при учете (2)) и говорит о малости более сильных по ТГц-полю нелинейных эффектов (например, проявление тензора $\chi^{(5)}$).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены комплексные экспериментальные и теоретические исследования генерации второй оптической гармоники на длине волны 620 нм при коллинеарном распространении фемтосекундного лазерного и пикосекундного ТГц-импульсов в кристалле сапфира. Измерена энергия ВГ в зависимости от времени задержки между лазерным и ТГц-импульсами при различных ори-

ентациях оптической оси кристалла относительно поляризаций излучений накачки. Обнаружена ранее ненаблюдаемая генерация ВГ при встречном распространении инфракрасного лазерного и ТГц-импульсов в кристалле сапфира. Показано, что этот эффект обусловлен нарушением условия малости длины когерентности первой и второй гармоник по сравнению с длиной разбега лазерного и ТГц-импульсов в сапфире.

Эксперименты выполнены на уникальной тераваттной хром-форстеритовой лазерной системе (УНУ «ЛТФК») в центре коллективного пользования «Лазерный фемтосекундный комплекс» ОИВТ РАН. Экспериментальные исследования выполнены в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект «Физика высоких плотностей энергии») и при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (госзадание № 075-00270-24-00). Теоретическая часть работы профинансирована Министерством науки и высшего образования РФ в рамках госзадания ИПФ РАН (проект № FFUF-2024-0030).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Salén P., Basini M., Bonetti S., Hebling J., Krasilnikov M., Nikitin A.Y., Shamuilov G., Tibai Z., Zhaunerchyk V., Goryashko V. Matter Manipulation with Extreme Terahertz Light: Progress in the Enabling THz Technology // *Phys. Rep.* 2019. V. 836–837. P. 1.
2. Amini T., Jahangiri F., Ameri Z., Hemmatian M.A. A Review of Feasible Applications of THz Waves in Medical Diagnostics and Treatments // *J. Lasers Med. Sci.* 2021. V. 12. № 1. P. e92.
3. Song Q., Chen J., Wang Y., Gao F., Zhang B. Ultra-sensitive Terahertz Introduced Harmonic Emission Towards Terahertz Detection // *Infrared Phys. Technol.* 2023. V. 133. P. 104868.
4. Vella A., Houard J., Arnoldi L., Tang M., Boudant M., Ayoub A., Normand A., Da Costa G., Hideur A. High-resolution Terahertz-driven Atom Probe Tomography // *Sci. Adv.* 2021. V. 7. № 7. P. 1.
5. Zhang Y., Li K., Zhao H. Intense Terahertz Radiation: Generation and Application // *Front. Optoelectron.* 2021. V. 14. № 1. P. 4.
6. Vicario C., Jazbinsek M., Ovchinnikov A.V., Chefonov O.V., Ashitkov S.I., Agranat M.B., Hauri C.P. High Efficiency THz Generation in DSTMS, DAST, and OH1 Pumped by Cr:Forsterite Laser // *Opt. Express.* 2015. V. 23. № 4. P. 4573.
7. Shalaby M., Hauri C.P. Demonstration of a Low-frequency Three-dimensional Terahertz Bullet with Extreme Brightness // *Nat. Commun.* 2015. V. 6. № 1. P. 5976.
8. Ovchinnikov A.V., Chefonov O.V., Agranat M.B., Fortov V.E., Jazbinsek M., Hauri C.P. Generation of Strong-field Spectrally Tunable Terahertz Pulses // *Opt. Express.* 2020. V. 28. № 23. P. 33921.
9. Seo M., Mun J.-H., Heo J., Kim D.E. High-efficiency Near-infrared Optical Parametric Amplifier for Intense, Narrowband THz Pulses Tunable in the 4 to 19 THz Region // *Sci. Rep.* 2022. V. 12. № 1. P. 16273.
10. Meng X., Wang K., Yu X., Ding Y., Zeng Y., Lin T., Feng R., Li W., Liu Y., Tian Y., Song L. Generation and Characterization of Intense Terahertz Pulses from DSTMS Crystal // *Opt. Express.* 2023. V. 31. № 15. P. 23923.
11. Fülöp J.A., Ollmann Z., Lombosi C., Skrobel C., Klingebiel S., Pálfalvi L., Krausz F., Karsch S., Hebling J. Efficient Generation of THz Pulses with 04 mJ Energy // *Opt. Express.* 2014. V. 22. № 17. P. 20155.
12. Nazarov M.M., Shcheglov P.A., Teplyakov V.V., Chashchin M.V., Mitrofanov A.V., Sidorov-Biryukov D.A., Panchenko V.Y., Zheltikov A.M. Broadband Terahertz Generation by Optical Rectification of Ultrashort Multiterawatt Laser Pulses near the Beam Breakup Threshold // *Opt. Lett.* 2021. V. 46. № 23. P. 5866.
13. Zhang B., Ma Z., Ma J., Wu X., Ouyang C., Kong D., Hong T., Wang X., Yang P., Chen L., Li Y., Zhang J. 1.4-mJ High Energy Terahertz Radiation from Lithium Niobates // *Laser Photon. Rev.* 2021. V. 15. № 3. P. 2000295.
14. Wu X., Kong D., Hao S., Zeng Y., Yu X., Zhang B., Dai M. et al. Generation of 13.9-mJ Terahertz Radiation from Lithium Niobate Materials // *Adv. Mater.* 2023. V. 35. № 23. P. 1.
15. Sun W., Wang X., Zhang Y. Terahertz Generation from Laser-induced Plasma // *Opto-Electronic Sci.* 2022. V. 1. № 8. P. 220003.
16. Koulouklidis A.D., Gollner C., Shumakova V., Fedorov V.Y., Pugžlys A., Baltuška A., Tzortzakis S. Observation of Extremely Efficient Terahertz Generation from Mid-infrared Two-Color Laser Filaments // *Nat. Commun.* 2020. V. 11. № 1. P. 292.
17. Dey I., Jana K., Fedorov V.Y., Koulouklidis A.D., Mondal A., Shaikh M., Sarkar D., Lad A.D., Tzortzakis S., Couairon A., Kumar G.R. Highly Efficient Broadband Terahertz Generation from Ultrashort Laser Filamentation in Liquids // *Nat. Commun.* 2017. V. 8. № 1. P. 1.
18. Lei H.-Y., Sun F.-Z., Wang T.-Z., Chen H., Wang D., Wei Y.-Y., Ma J.-L., Liao G.-Q., Li Y.-T. Highly Efficient Generation of GV/m-level Terahertz Pulses from Intense Femtosecond Laser-foil Interactions // *iScience.* 2022. V. 25. № 5. P. 104336.
19. Bilyk V., Ilyin N., Mishina E., Ovchinnikov A., Chefonov O., Mukhortov V. Nonlinear Terahertz Pulse Induced Polarization Dynamics in Ferroelectric Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO₃ Thin Film // *Scr. Mater.* 2022. V. 214. P. 114687.
20. Brekhov K., Bilyk V., Ovchinnikov A., Chefonov O., Mukhortov V., Mishina E. Resonant Excitation of the Ferroelectric Soft Mode by a Narrow-band THz Pulse // *Nanomaterials.* 2023. V. 13. № 13. P. 1961.
21. Giorgianni F., Sakai J., Lupi S. Overcoming the Thermal Regime for the Electric-field Driven Mott Transition in Vanadium Sesquioxide // *Nat. Commun.* 2019. V. 10. № 1. P. 1159.

22. *Giorgianni F., Udina M., Cea T., Paris E., Caputo M., Radovic M., Boie L., Sakai J., Schneider C.W., Johnson S.L.* Terahertz Displacive Excitation of a Coherent Raman-active Phonon in V_2O_3 // *Commun. Phys.* 2022. V. 5. № 1. P. 103.
23. *Fiebig M., Pavlov V.V., Pisarev R.V.* Second-harmonic Generation as a Tool for Studying Electronic and Magnetic Structures of Crystals: Review // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2005. V. 22. № 1. P. 96.
24. *Mishina E., Grishunin K., Bilyk V., Sherstyuk N., Sigov A., Mukhortov V., Ovchinnikov A., Kimel A.* Ultrafast Polarization Switching of $(BaSr)TiO_3$ Thin Film by a Single-period Terahertz Pulse in a Vicinity of Phase Transition // *Ferroelectrics*. 2018. V. 532. № 1. P. 199.
25. *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.
26. *Li X., Peng P., Dammak H., Geneste G., Akbarzadeh A., Prosandeev S., Bellaiche L., Talbayev D.* Terahertz Pulse Induced Second Harmonic Generation and Kerr Effect in the Quantum Paraelectric $KTaO_3$ // *Phys. Rev. B.* 2023. V. 107. № 6. P. 64306.
27. *Бодров С.Б., Корытин А.И., Сергеев Ю.А., Степанов А.Н.* Генерация второй гармоники оптического излучения в кристаллах типа цинковой обманки при комбинированном воздействии фемтосекундного оптического и сильного терагерцового полей // *Квант. электроника*. 2020. Т. 50. № 5. С. 496.
28. *Ding Y., Zeng Y., Yu X., Liu Z., Qian J., Li Y., Peng Y., Song L., Tian Y., Leng Y., Li R.* Terahertz-assisted Even Harmonics Generation in Silicon // *iScience*. 2022. V. 25. № 2. P. 103750.
29. *Chefonov O.V., Ovchinnikov A.V., Sitnikov D.S., Agranat M.B.* Focal Spot Imaging of Terahertz Subpicosecond Pulse by THz-Field-Induced Optical Second Harmonic Generation // *High Temp.* 2019. V. 57. № 1. P. 137.
30. *Tanaka S., Murotani Y., Sato S.A., Fujimoto T., Matsuda T., Kanda N., Matsunaga R., Yoshinobu J.* Gapless Detection of Broadband Terahertz Pulses Using a Metal Surface in Air Based on Field-induced Second-harmonic Generation // *Appl. Phys. Lett.* 2023. V. 122. № 25. 251101.
31. *Krauspe P., Banerji N., Réhault J.* Effective Detection of Weak Terahertz Pulses in Electro-optic Sampling at Kilohertz Repetition Rate // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2020. V. 37. № 1. P. 127.
32. *Bodrov S.B., Stepanov A.N., Burova E.A., Sergeev Y.A., Korytin A.I., Bakunov M.I.* Terahertz-field-induced Second Harmonic Generation for Nonlinear Optical Detection of Interfaces Buried in Transparent Materials // *Appl. Phys. Lett.* 2021. V. 119. № 22. 221109.
33. *Sanjuan F., Tocho J.O.* Optical Properties of Silicon, Sapphire, Silica, and Glass in the Terahertz Range // *Opt. InfoBase Conf.* 2012. № 3. P. 4.
34. *Sajadi M., Wolf M., Kampfrath T.* Terahertz-field-induced Optical Birefringence in Common Window and Substrate Materials // *Opt. Express*. 2015. V. 23. № 22. P. 28985.
35. *Rogalin V.E., Kaplunov I.A., Kropotov G.I.* Optical Materials for the THz Range // *Opt. Spectrosc.* 2018. V. 125. № 6. P. 1053.
36. *Liu J., Lyu W., Deng X., Wang Y., Geng H., Zheng X.* Material and Thickness Selection of Dielectrics for High Transmittance Terahertz Window and Metasurface // *Opt. Mater.* 2022. V. 127. P. 112219.
37. *Subkhangulov R.R., Mikhaylovskiy R.V., Zvezdin A.K., Kruglyak V.V., Rasing T., Kimel A.V.* Terahertz Modulation of the Faraday Rotation by Laser Pulses via the Optical Kerr Effect // *Nat. Photonics*. 2016. V. 10. № 2. P. 111.
38. *Grishunin K., Bilyk V., Sherstyuk N., Mukhortov V., Ovchinnikov A., Chefonov O., Agranat M., Mishina E., Kimel A.V.* Transient Second Harmonic Generation Induced by Single Cycle THz Pulses in $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3/MgO$ // *Sci. Rep.* 2019. V. 9. № 1. P. 697.
39. *ефонов О.В., Овчинников А.В., Агранат М.Б.* Генерация второй оптической гармоники под действием узкополосных терагерцовых импульсов в антиферромагнетике NiO // *TBT*. 2023. Т. 61. № 6. С. 920.
40. *Bodrov S.B., Sergeev Y.A., Korytin A.I., Burova E.A., Stepanov A.N.* Terahertz Pulse Induced Femtosecond Optical Second Harmonic Generation in Transparent Media with Cubic Nonlinearity // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2020. V. 37. № 3. P. 789.
41. *Агранат М.Б., Ашитков С.И., Иванов А.А., Кнященко А.В., Овчинников А.В., Фортвов В.Е.* Тераваттная фемтосекундная лазерная система на хром-форстерите // *Квант. электроника*. 2004. Т. 34. № 6. С. 506.
42. *Wang X.C., Lim G.C., Zheng H.Y., Ng F.L., Liu W., Chua S.J.* Femtosecond Pulse Laser Ablation of Sapphire in Ambient Air // *Appl. Surf. Sci.* 2004. V. 228. № 1–4. P. 221.
43. *Boyd R.W.* *Nonlinear Optics*. Elsevier, 2020. 634 p.
44. *Weber M.J.* *Handbook of Optical Materials*. CRC Press, 2018. 536 p.
45. *Russell E.E., Bell E.E.* Optical Constants of Sapphire in the Far Infrared // *J. Opt. Soc. Am.* 1967. V. 57. № 4. P. 543.