

# ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА И ТЕХНИКА

УДК 535.14 + 621.3.029.66 + 621.373.826

## МЕТОДЫ ГЕНЕРАЦИИ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ИМПУЛЬСОВ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРАМИ

© 2008 г. В. Г. Беспалов, доктор физ.-мат. наук; А. А. Городецкий; И. Ю. Денисюк, доктор физ.-мат. наук; С. А. Козлов, доктор физ.-мат. наук; В. Н. Крылов, канд. физ.-мат. наук; Г. В. Лукомский; Н. В. Петров; С. Э. Путилин, канд. физ.-мат. наук

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург

В работе представлены экспериментальные результаты и анализ методов генерации терагерцового (ТГц) излучения с использованием фемтосекундных лазерных источников: генерация фотопроводящими полупроводниковыми антеннами, нелинейно-оптическая генерация разностной частоты или оптическое выпрямление, генерация с использованием оптического пробоя в газах под действием фемтосекундных импульсов. В качестве генераторов ТГц излучения использовались нелегированный полупроводниковый кристалл арсенида индия InAs, помещенный в магнитное поле, электрооптический кристалл ZnTe, органический кристалл DAST, оптическая искра в воздухе.

Коды OCIS: 260.3090, 320.7110, 110.6795.

Поступила в редакцию 22.05.2008.

### Введение

Создание эффективного, мощного, недорогого, компактного и работающего при комнатной температуре источника предельно коротких (длительностью в несколько колебаний светового поля) сверхширокополосных терагерцовых (ТГц) импульсов является одной из основных задач в современной фотонике [1]. Это связано с тем, что у сверхширокополосного ТГц излучения есть огромный потенциал для широкой области технических и научных приложений: диагностика различных материалов, включая полупроводники, химические соединения, биомолекулы и биоткани; формирование изображений, томография и интравидение для медицинских целей и целей безопасности; дистанционный контроль и мониторинг окружающей среды; астрономия и др. [2, 3]. Действительно, ТГц диапазон охватывает широкую область колебательных, вращательных и трансляционных линий широкого класса органических и биологических молекул. Беспрепятственное проникновение сквозь дымы и туманы, одежду, бумагу, дерево, пластмассу, керамику и другие материалы вследствие малости рэлеевского рассеяния излучения в этом диапазоне открывает широкие возможности интравидения с разрешением вплоть до 100 мкм и высоким отношением сигнал/шум. Небольшая энергия ТГц квантов и связанный с этим неионизирующий характер воздействия ТГц

излучения открывают широкие возможности для его использования в биологии и медицине. В то же время энергия ТГц квантов соответствует колебательной энергии важных биологических молекул, включая молекулы ДНК и РНК, что позволяет осуществлять целенаправленное воздействие на них как в исследовательских, так и в медицинских целях, стимулируя или подавляя развитие вирусов, клеток и их компонентов. Не менее перспективным, с точки зрения практики, является применение ТГц излучения в медицине для визуализации, голографирования и томографии тканей, терапии и хирургии.

За последние пятнадцать лет вместе с развитием фемтосекундных твердотельных лазеров (в особенности лазеров на кристаллах сапфира, активированных ионами титана) и микроэлектроники в исследованиях ТГц области наметился значительный сдвиг. В настоящее время наиболее развиты три метода получения предельно коротких ТГц импульсов с использованием фемтосекундных лазерных источников: генерация фотопроводящими антеннами, нелинейно-оптическая генерация разностной частоты или оптическое выпрямление, генерация с использованием оптического пробоя в газах под действием фемтосекундных импульсов. Данные методы позволяют получать ТГц электромагнитное излучение с пиковыми амплитудами электрического поля до  $100 \text{ кВ см}^{-1}$  при использовании фемтосекундных лазерных систем с усилителями [4].

## Основные методы генерации сверхширокополосных ТГц импульсов фемтосекундными лазерами

### Генерация фотопроводящими антеннами

Одним из первых был реализован метод генерации ТГц излучения фотопроводящей антенной при облучении фемтосекундными импульсами [5]. Эффект генерации электромагнитного излучения поверхностью полупроводника, которая и является фотопроводящей антенной, при возбуждении его сверхкороткими фемтосекундными импульсами объясняется динамикой образования фотоносителей – электронно-дырочных пар – и их сверхбыстрым движением в приповерхностном электрическом поле. Согласно уравнениям Максвелла возникающий при этом ток  $J(t)$  вызывает генерацию электромагнитного импульса  $E(t) \sim \partial J/\partial t$ , обычно в виде одного колебания со спектром, определяемым фурье-преобразованием его временной формы. Таким образом, поверхность полупроводника работает как динамическая фотопроводящая антенна, излучающая импульсы широкополосного электромагнитного излучения длительностью в сотни фемтосекунд. Центральная частота генерируемого фотополупроводниками излучения, как правило, находится в районе 1–2 ТГц. В качестве генераторов ТГц излучения широко используются полупроводниковые кристаллы GaAs, InP и InAs [6]. Для увеличения эффективности ТГц излучения образцы кристаллов помещаются в сильные электрические или магнитные поля [7]. Следует отметить, что согласно модели [8] интенсивность ТГц излучения пропорциональна временным производным от концентрации электронно-дырочных пар и их скорости движения в электрическом или магнитном поле, которая определяется подвижностью носителей заряда. Одним из наиболее высоких значений подвижности электронов (порядка  $3 \times 10^4$  см<sup>2</sup>/В с) обладают нелегированные кристаллы арсенида индия InAs, и именно на них достигнута в настоящее время наибольшая эффективность преобразования излучения фемтосекундного лазера в ТГц импульсное излучение [8].

### Оптическое выпрямление

Большое пиковое значение электрического поля излучения фемтосекундного импульса в видимом или ближнем ИК диапазонах спектра позволяет использовать нелинейную восприимчивость второго порядка  $\chi^{(2)}$  электрооптических кристаллов для генерации ТГц излучения. Нелинейное взаимодействие между любыми двумя частотными составля-

ющими в пределах спектра фемтосекундного импульса обуславливает поляризацию  $P(\omega_{\text{ТГц}})$  среды, в результате которой происходит излучение электромагнитных волн на частоте биений, причем поляризация среды пропорциональна интенсивности падающего импульса, т. е. в частотной области можно записать

$$P(\omega_{\text{ТГц}}) \sim \chi^{(2)} E(\omega_1) E(\omega_2) \sim \chi^{(2)} E_0^2, \quad (1)$$

где  $E(\omega_1)$  и  $E(\omega_2)$  – фурье-компоненты спектра фемтосекундного импульса, а  $\omega_{\text{ТГц}} = |\omega_1 - \omega_2|$ . В дипольном приближении и в дальней зоне дифракции амплитуда ТГц волны пропорциональна второй производной по времени от оптически наведенной поляризации  $E_{\text{ТГц}} \sim \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}$ . Поскольку обычно ширина спектра (длительность импульса) фемтосекундного излучения составляет 10 ТГц (100 фс), то верхний предел ширины спектра и нижний предел длительности импульса ТГц излучения должны составлять приблизительно те же величины.

Оптическое выпрямление использовалось для генерации ТГц излучения во многих электрооптических кристаллах, таких как ZnSe, GaSe и ZnTe [9], а также и в органической ионной соли N-4-диметиламино-4-N-метил-стилбазол тозилат (N-4-dimethylamino-4-N-methylstilbazolium tosylate, DAST) [10]. Помимо величины восприимчивости второго порядка, эффективность преобразования в ТГц излучение зависит от соотношения фаз взаимодействующих волн, т. е. должно выполняться условие фазового синхронизма

$$\Delta k = k_1 - k_2 - k_{\text{ТГц}} = 0, \quad (2)$$

где  $\Delta k$  – волновая расстройка между волновыми векторами волн накачки  $k_1, k_2$  и волновым вектором ТГц импульса  $k_{\text{ТГц}}$ . Во многих нелинейных оптических материалах, например, таких как LiNbO<sub>3</sub>, фазовый синхронизм между ТГц волной и волной накачки не может быть достигнут в связи с тем, что показатель преломления данных материалов на ТГц частотах значительно больше, чем показатель преломления в видимом и ближнем ИК диапазонах спектра. Показано [11], что длина когерентного взаимодействия (длина когерентности)  $l_{\text{ког}}$  зависит в большей степени от рассогласования групповой скорости фемтосекундного импульса накачки и фазовой скорости ТГц импульса и определяется соотношением

$$l_{\text{ког}} = \frac{\pi c}{\omega_{\text{ТГц}} (n_{\text{гр}} - n_{\text{ТГц}})}, \quad (3)$$

где  $n_{\text{гр}}(\lambda) = n(\lambda) - \lambda \left( \frac{\partial n}{\partial \lambda} \right)_\lambda$  – показатель преломления кристалла для групповых скоростей фемтосекунд-

ного импульса,  $n_{\text{ТГц}}$  – показатель преломления среды на ТГц частоте,  $c$  – скорость света. Фазовый синхронизм наблюдается в таких нелинейных материалах, как ZnTe, GaSe, DAST, в которых  $l_{\text{ког}}$  составляет 0,1–1 мм. Среди данных нелинейных сред следует отметить органический кристалл DAST как имеющий наибольшую нелинейную восприимчивость  $d_{111} = 1010$  пм/В на длине волны 1318 нм [11]. Многие группы исследователей используют кристаллы ZnTe, имеющие нелинейную восприимчивость  $d_{14} = 4$  пм/В на длине волны титан-сапфирового лазера  $\lambda = 800$  нм, причем длина когерентности позволяет генерировать электромагнитные колебания в диапазоне от 0 до 2 ТГц.

### Генерация с использованием оптического пробоя

Генерация ТГц излучения при фокусировке основной и второй гармоник фемтосекундного лазера в воздухе – один из самых новых способов генерации ТГц излучения, не требующих наличия какой-либо специальной среды. Существует несколько объяснений механизма генерации. Так, авторы [12] связывают появление излучения разностной частоты с четырехволновым смещением излучения первой и второй гармоник фемтосекундного лазера накачки на плазменной нелинейности третьего порядка  $\chi^{(3)}$ . Процесс описывается следующим образом: поляризация на ТГц частоте  $P(\omega_{\text{ТГц}})$  возникает при взаимодействии трех волн – двух волн накачки основной частоты  $E(\omega_1)$ ,  $E(\omega_2)$  и волны второй гармоники  $E(2\omega)$ , т. е.

$$P(\omega_{\text{ТГц}}) \sim \chi_{i,j,k,l}^{(3)} E(2\omega) E(\omega_1) E(\omega_2). \quad (4)$$

Следует отметить, что для появления ТГц излучения в данном случае необходимо наличие плазмы (оптического пробоя газа) – появления свободных электронов. Другое объяснение эффекта дано на основе модели поперечного плазменного тока, возникающего вследствие высвобождения электронов из молекул газа посредством туннельной ионизации. Появившиеся электроны ускоряются в асимметричном лазерном поле, образованном сложением колебаний первой и второй гармоник [13], что приводит к появлению ненулевой проекции скорости в поперечном направлении – поперечному току. Поскольку процесс сильно нестационарный и происходит в момент действия импульса лазера ( $\tau < 50$  фс), ток  $J(t)$  вызывает генерацию электромагнитного импульса  $E(t) \sim \partial J / \partial t$ , таким образом генерируя электромагнитный импульс на ТГц частотах.

Посредством данного способа были получены ТГц импульсы с энергией в несколько микроджоу-

лей, шириной полосы генерации 70 ТГц и напряженностью электрического поля около 100 кВ/см на частоте 2 ТГц [14].

### Экспериментальная установка

Эксперименты по генерации ТГц излучения проводились с использованием двух лазерных фемтосекундных систем: лазерной системы с активной средой на основе кристаллов сапфира с титаном по схеме задающий генератор–стретчер–8-проходовой усилитель–компрессор (в дальнейшем ФЛС) (рис. 1) и фемтосекундной волоконной системы (ФВС), основанной на волокнах, легированных эрбием, EFOA-SH.

В качестве задающего генератора (ЗГ) ФЛС мы использовали фемтосекундный лазер на кристалле сапфира с титаном “Фемос-2” с параметрами: полуширина спектра генерации 40 нм, длительность одиночного импульса около 20 фс, частота следования импульсов 80 МГц, энергия одиночного импульса 1,25 нДж, средняя мощность излучения 100 мВт. Излучение ЗГ также использовалось в экспериментах по генерации ТГц излучения.

Вертикальная поляризация излучения на выходе лазера Фемос-2 поворачивалась на  $90^\circ$  с помощью зеркального вращателя поляризации  $\Phi_3$  и далее фемтосекундный импульс от ЗГ попадает в стандартный двухпроходовой стретчер, использующий только отражательную оптику, где растягивается по времени приблизительно до 60 пс. Стретчер состоит из дифракционной решетки 600 шт/мм, сферического зеркала с фокусом 750 мм и двух плоских зеркал.

Для предотвращения влияния усиленной люминесценции из многопроходового усилителя на работу ЗГ после стретчера в схеме расположен блок оптической развязки – широкополосный изолятор Фарадея. За изолятором Фарадея из последовательности импульсов длительностью 60 пс с частотой следования 80 МГц ячейка Поккельса выделяет цуг оптических импульсов с частотой следования 50 Гц (частота работы лазера накачки усилителя).

Выделенный цуг импульсов попадает в многопроходовой телескопический усилитель, где 8 раз проходит через активную среду (кристалл сапфира с титаном). Синхронно на кристалл подается импульс излучения второй гармоники лампового Nd:YAG-лазера длительностью 12 нс и энергией до 14 мДж. Для плавного изменения энергии импульса накачки используется аттенюатор, состоящий из кварцевого вращателя поляризации  $S_1$  и поляризатора  $S_2$ . Для того чтобы достигнуть усиления одиночного 60 пс импульса в  $10^6$  раз, накачка обеспечивает плотность



На выходе ФЛС импульсы излучения имели следующие параметры:

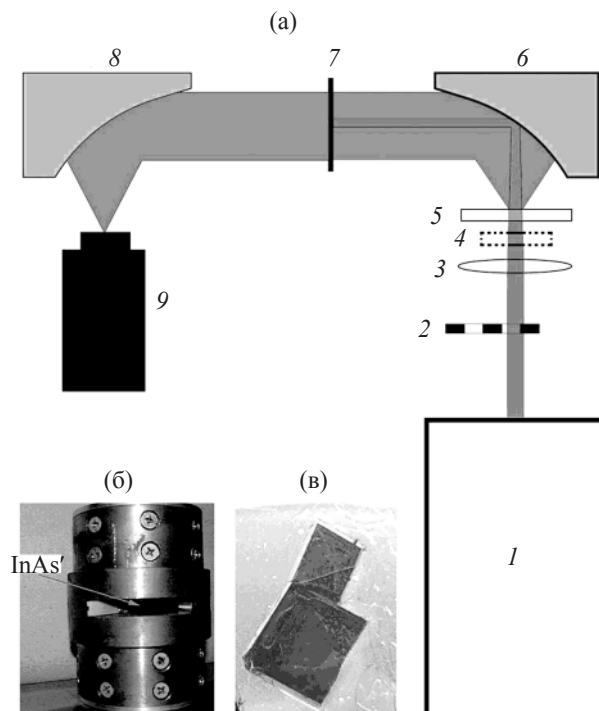
- длительность 30–40 фс,
- ширина спектра излучения (по половинному уровню интенсивности) менее 30 нм,
- энергия в одиночном лазерном импульсе не менее 1 мДж,
- диаметр пучка на выходе из компрессора (по половинному уровню интенсивности) 5 мм,
- расходимость излучения не хуже  $10^{-3}$  рад,
- частота следования импульсов 50 Гц.

Для преобразования во вторую гармонику ( $\lambda = 400$  нм) излучения ФЛС использовался нелинейно-оптический кристалл бета-бората бария ( $\beta$ -BBO) толщиной 200 мкм, эффективность преобразования при этом достигала 25%.

Фемтосекундная волоконная система EFOA-SH использует в качестве активной среды волокна, легированные ионами  $\text{Er}^{3+}$ , и включает задающий кольцевой волоконный лазер с пассивной синхронизацией мод, волоконный усилитель с накачкой двумя лазерными диодами, призмный компрессор для временного сжатия импульсов после усилителя и блока удвоения оптической частоты. На выходе системы импульсы имеют следующие параметры:

- длины волн – 1560 и 780 нм,
- длительность одиночного импульса менее 120 фс,
- ширина спектра примерно 7,5 нм,
- частота следования – 50 МГц,
- стабильность частоты следования – 0,0001%,
- средняя выходная мощность более 120 мВт для  $\lambda = 1560$  нм, более 40 мВт для  $\lambda = 780$  нм;
- энергия одиночного импульса – 2,4 нДж для  $\lambda = 1560$  нм, 0,8 нДж для  $\lambda = 780$  нм;
- диаметр пучка на выходе системы – 5 мм.

Обобщенная схема установки для генерации ТГц излучения с использованием различных методов приведена на рис. 2. Диаметр пучка ТГц излучения с центральной длиной волны  $\lambda$  на расстоянии  $L$  от излучающей поверхности генератора можно оценить по формуле  $D(L) = L \sin \theta$ , где  $\theta = 1,22\lambda/2r_0$  – дифракционная расходимость пучка радиусом  $r_0$ , который определяется размером возбуждаемой области. Вычисления показывают, что для  $\lambda = 300$  мкм (1 ТГц) и  $2r_0 = 500$  мкм на расстоянии 120 мм от генератора ТГц излучения пучок имеет диаметр 80 мм. Поэтому для проведения экспериментов с этим излучением мы использовали параболические зеркала с главным фокусом 120 мм и апертурой 90 мм. Фильтр из черного тефлона исключал попадание на детектор оптико-акустического приемника (ОАП) излучения накачки. Измерение средней мощности генерируемого ТГц излучения проводилось неселек-



**Рис. 2.** а – оптическая схема для измерения средней мощности ТГц излучения. 1 – ФЛС, 2 – модулятор, 3 – линза, 4 – кристалл  $\beta$ -BBO, 5 – генератор ТГц излучения, 6 и 8 – параболические зеркала, 7 – фильтр, 9 – ОАП. б – магнитная система, в которую помещался образец; в – кристалл N-4-диметиламино-4-N-метил-стилбазол тозилата (DAST).

тивным ОАП с внутренними фильтрами, пропускающими электромагнитное излучение в диапазоне 50–600 мкм. ОАП представлял собой герметичную камеру, заполненную ксеноном, в которой располагались спектрально-неселективный поглотитель излучения и оптический микрофон. Электрический сигнал с оптического микрофона поступал на усилитель с коэффициентом усиления до  $10^4$  и затем на синхронный детектор, связанный с модулятором входного оптического излучения. Минимальный уровень мощности, регистрируемой вышеописанной приемной системой, составлял примерно 1 нВт.

Для создания магнитного поля, параллельного поверхности полупроводникового кристалла, которое наиболее эффективно для генерации ТГц излучения, образец помещался в специально разработанную магнитную систему на основе композита Nd:B:Fe с напряженностью магнитного поля 1,8 кЭ в точке возбуждения ТГц излучения (рис. 2б). Магнитная система представляет собой вертикальный цилиндр диаметром 100 мм и высотой 140 мм с двумя горизонтальными клиновидными выемками, со-

обобщающимися в центре магнитной системы, высотой 10,5 мм. Полупроводниковый кристалл размещался в центре цилиндра на его оси с таким расчетом, чтобы излучение накачки падало на него через одно отверстие, а отраженное и ТГц излучение выходило через другое.

В качестве генераторов ТГц излучения мы использовали нелегированный полупроводниковый кристалл арсенида индия InAs, помещенный в магнитное поле; электрооптический кристалл ZnTe; органический кристалл DAST (рис. 2в); оптическую искру в воздухе.

## Экспериментальные результаты

### Фотопроводящая антенна

В качестве ТГц генератора излучения использовался нелегированный кристалл арсенида индия InAs, вырезанный в плоскости [100] и представляющий собой пластину размерами 5×5 мм и толщиной 300 мкм. Концентрация основных носителей в кристалле составляла примерно  $3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , подвижность электронов –  $3 \times 10^4 \text{ см}^2/\text{В с}$ .

Для увеличения плотности энергии излучение фемтосекундного лазера линзой с  $f = 100 \text{ см}$  фокусировалось на поверхности кристалла в пятно диаметром 500 мкм, при этом плоскость кристалла InAs располагалась под углом  $45^\circ$  к падающему пучку, поскольку вследствие большого значения показателя преломления для дальнего ИК диапазона ТГц излучение испытывает полное внутреннее отражение и отраженное излучение может быть полностью направлено на параболическое зеркало.

При фокусировке импульсов 3Г ФЛС с энергией одиночного импульса до 1 нДж и средней мощностью 50 мВт на поверхность InAs без магнитного поля регистрировалось ТГц излучение со средней мощностью 2 нВт. Помещение InAs в магнитное поле напряженностью 1,8 кЭ в направлении, параллельном поверхности кристалла, приводило к увеличению мощности генерируемого излучения до 150 нВт. Зависимость средней мощности ТГц излучения от средней мощности накачки квадратична, что согласуется с данными эксперимента [8] и теории [15] при значениях плотности энергии оптического возбуждения ниже плотности насыщения. Максимальная эффективность преобразования  $\eta$ , определяемая как отношение излучаемой средней мощности ТГц излучения  $W_{\text{ТГц}}$  к средней мощности падающего на кристалл оптического излучения  $W_0$ , была получена при значении  $W_0 = 100 \text{ мВт}$  и составляла  $\eta \approx 10^{-6}$ .

При фокусировке импульсов ФЛС с энергией одиночного импульса до 1 мДж и средней мощностью до 50 мВт на поверхность InAs в магнитной системе происходило увеличение максимальной эффективности преобразования до  $\eta \approx 10^{-5}$ . При исследовании зависимости средней мощности ТГц излучения от средней мощности отчетливо наблюдалось насыщение при плотности мощности излучения  $10^{-4} \text{ Дж/см}^2$  или при потоке излучения  $10^{14} \text{ фотонов/см}^2$ , приблизительно соответствующей количеству основных носителей в приповерхностном слое кристалла.

### Оптическое выпрямление

При фокусировке импульсов ФЛС с энергией одиночного импульса до 1 мДж и средней мощностью до 50 мВт и после прохождения кристалла ZnTe толщиной 4 мм или DAST толщиной 100 мкм происходила генерация спектрального суперконтинуума [16], поэтому в экспериментах использовался исходный пучок лазера диаметром 5 мм. При этих условиях в кристалле ZnTe была получена средняя мощность ТГц излучения, достигающая 100 нВт. При использовании кристалла DAST в той же геометрии и при тех же параметрах накачки средняя мощность ТГц излучения возрастала и достигала 800 нВт. Как известно [10], DAST является одноосным нелинейно-оптическим кристаллом, соответственно, эффективность генерации ТГц излучения зависит от взаимного расположения кристаллографических осей кристалла DAST и поляризации излучения. На рис. 3 приведена зависимость интенсивности ТГц излучения от угла поворота кристалла.

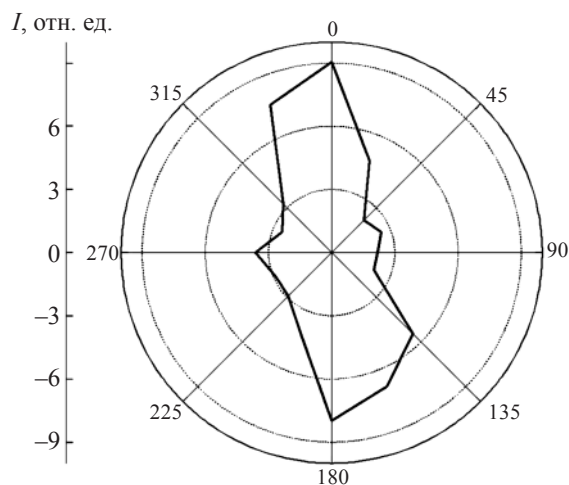
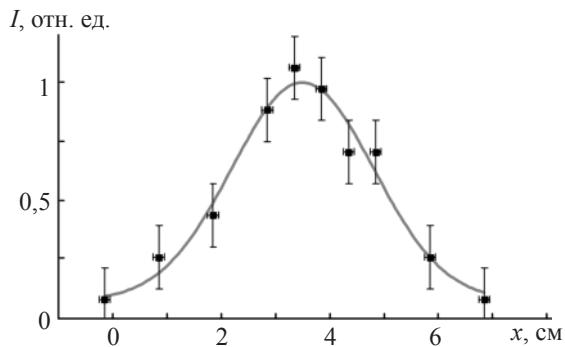


Рис. 3. Зависимость интенсивности генерации ТГц излучения  $I$  от угла поворота кристалла DAST.



**Рис. 4.** Профиль ТГц пучка при возбуждении в кристалле DAST.

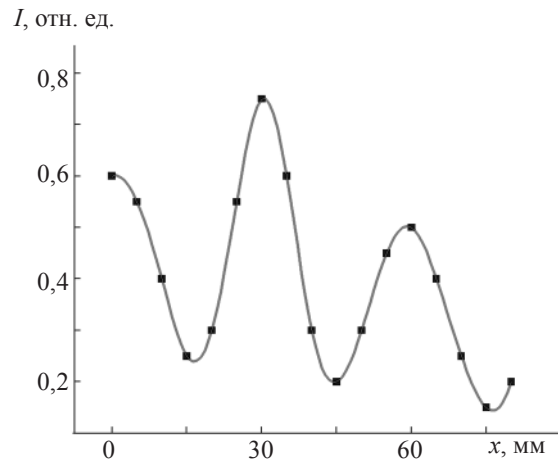
сталла. Четко выраженные максимумы показывают, что эффективность генерации зависит от взаиморасположения осей кристалла и поляризации возбуждающего излучения. Направление  $0^\circ$ – $180^\circ$  (рис. 3) соответствует вертикальной оси кристалла DAST на рис. 2в, при этом поляризация излучения накачки была горизонтальной.

Высокая эффективность преобразования в кристалле DAST позволила измерить пространственный профиль пучка методом ножа Фуко (рис. 4). Зная профиль пучка между параболами и размеры возбуждаемой области кристалла, нетрудно рассчитать частоты, приносящие максимальный вклад в спектр излучения. Исходя из дифракционных расчетов, было показано, что максимум спектра ТГц излучения приходится приблизительно на частоту 1,2 ТГц.

Также были проведены эксперименты по возбуждению ТГц излучения в кристалле DAST с использованием импульсов ФВС с энергией одиночного импульса 0,8 нДж, средней мощностью 40 мВт и длиной волны 780 нм. В геометрии рис. 2 с использованием фокусировки излучения накачки линзой с  $f = 10$  см в пятно диаметром 50 мкм была получена средняя мощность ТГц излучения до 80 нВт, что открывает перспективы использования компактных источников фемтосекундного излучения для ТГц приложений. Следует отметить, что в схеме с той же геометрией и теми же параметрами после прохождения пучка накачки кристалла ZnTe толщиной 4 мм средняя мощность ТГц составляла лишь 8 нВт.

#### *Генерация с использованием оптического пробоя*

Эксперименты проводились по схеме рис. 2, причем кристалл  $\beta$ -ВВО, генерирующий излучение второй гармоники ( $\lambda = 400$  нм), для обеспечения совмещения импульсов первой и второй гармоник во вре-



**Рис. 5.** Зависимость средней мощности ТГц излучения от сдвига кристалла ВВО вдоль оси пучка накачки.

мени размещался между линзой и ее фокусом. Кристалл крепился на линейный транслятор и перемещался вдоль оси пучка для обеспечения точного фазового синхронизма между волнами первой и второй гармоник\*.

В экспериментах использовалась ФЛС и порог оптического пробоя в воздухе происходил при суммарной энергии одиночного импульса первой и второй гармоники порядка 100 мкДж (средняя мощность 5 мВт). Одновременно с пробоем появлялось излучение ТГц диапазона и спектрального суперконтинуума. При перемещении кристалла ВВО вдоль оси пучка в направлении фокуса линзы с  $f = 15$  см наблюдалось синусоидальное изменение средней мощности ТГц излучения с контрастом свыше 50% (рис. 5). При максимальной суммарной энергии одиночного импульса первой и второй гармоники  $W_\Sigma \approx 1$  мДж и средней мощности 50 мВт была получена средняя мощность ТГц до 20 нВт, причем зависимость средней мощности ТГц от средней мощности накачки была близка к экспоненциальной.

Синусоидальное изменение средней мощности ТГц излучения при перемещении кристалла ВВО вдоль оси пучка можно объяснить сложением электрических полей волн первой и второй гармоник излучения ФЛС и движением электронов плазмы в

\* Расчеты показывают, что при прохождении двухцветного излучения через линзу толщиной 10 мм, вследствие дисперсии стекла и, соответственно, разных групповых скоростей двух импульсов, импульс первой гармоники опережает импульс второй на 50 фс; при распространении в воздухе дисперсия между импульсами первой и второй гармоник составляет 0,257 фс/см [[http://www.kayelaby.npl.co.uk/general\\_physics/2\\_5/2\\_5\\_7.html](http://www.kayelaby.npl.co.uk/general_physics/2_5/2_5_7.html)].

данном бигармоническом поле. Об этом свидетельствует тот факт, что период изменения, равный 30 мм, соответствует времени задержки 0,77 фс между импульсами первой и второй гармоник излучения ФЛС вследствие дисперсии воздуха и приблизительно соответствует половине периода колебания на длине волны  $\lambda = 400$  нм ( $T = 1,33$  фс) и четверти периода колебания на длине волны  $\lambda = 800$  нм ( $T = 2,67$  фс).

### Заключение

В работе представлены экспериментальные результаты и анализ генерации ТГц излучения с использованием фемтосекундных лазерных источников: генерация фотопроводящими полупроводниковыми антеннами, нелинейно-оптическая генерация разностной частоты или оптическое выпрямление, генерация с использованием оптического пробоя в газах с использованием фемтосекундных импульсов. В качестве генераторов ТГц излучения использовались: нелегированный полупроводниковый кристалл арсенида индия InAs, помещенный в магнитное поле, как фотопроводящая антенна; электрооптические кристаллы ZnTe и DAST; оптическая искра в воздухе при двухчастотном возбуждении. Определено, что наиболее перспективным генератором ТГц волн являются кристаллы DAST, эффективно генерирующие импульсное излучение с центральной частотой 1,2 ТГц даже при возбуждении относительно маломощными лазерными источниками, что открывает перспективы использования компактных источников фемтосекундного излучения для приложений.

Обнаружен синусоидальный характер зависимости средней мощности ТГц излучения от перемещения кристалла ВВО вдоль оси пучка при генерации с использованием оптического пробоя, что объясняется влиянием сложения электрических полей волн первой и второй гармоник и образованием плазмы.

Работа выполнена при поддержке грантами РФФИ № 06-02-08317-офи, № 06-02-17303-а, № 07-02-13562-офи\_ц. Авторы выражают благодарность Ю.Э. Бурунковой за изготовление и предоставление образцов кристаллов DAST.

### ЛИТЕРАТУРА

1. *Reimann K.* Table-top sources of ultrashort THz pulses // Rep. Prog. Phys. 2007. V. 70. P.1597–1632.
2. *Pickwell E., Wallace V.P.* Biomedical applications of terahertz technology // J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. V. 39. R301–R310.
3. *Newnham D.A., Taday P.F.* Pulsed terahertz attenuated total reflection spectroscopy // Appl. Spectrosc. 2008. V. 62. P. 394–398.
4. *Kress M., Löffler T., Eden S., Thomson M., Roskos H.G.* Terahertz-pulse generation by photoionization of air with laser pulses composed of both fundamental and second-harmonic waves // Opt. Lett. 2004. V. 29. P. 1120–1122.
5. *Auston D.H.* Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon // Appl. Phys. Lett. 1975. V. 26. P. 101–103.
6. *Mittleman D.M., Gupta M., Neelamani R., Baraniuk R.G., Rudd J.V., Koch M.* Recent advances in terahertz imaging // Appl. Phys. 1999. V. 68. P. 1085–1094.
7. *Беспалов В.Г., Крылов В.Н., Путилин С.Э., Стаселько Д.И.* Генерация излучения в дальнем ИК диапазоне спектра при фемтосекундном оптическом возбуждении полупроводника InAs в магнитном поле // Опт. и спектр. 2002. Т. 93. № 1. С. 158–162.
8. *Sarukura N., Ohtake H., Izumida S., Liu Z.* High average-power THz radiation from femtosecond laser-irradiated InAs in a magnetic field and its elliptical polarization characteristics // J. Appl. Phys. 1998. V. 84. P. 654–656.
9. *Hebling J., Yeh K.-L., Hoffmann M.C., Bartal B., Nelson K.A.* Generation of high-power terahertz pulses by tilted-pulse-front excitation and their application possibilities // JOSA. 2008. V. B25. B6–B19.
10. *Mori Y., Takahashi Y., Iwai T., Yoshimura M., Khin Yap Y., Sasaki T.* Slope nucleation method for the growth of high-quality 4-dimethylamino-methyl-4-stilbazolium-tosylate (DAST) crystals // Jpn. J. Appl. Phys. 2000. V. 39. P. L1006–L1008.
11. *Schneider A., Neis M., Stillhart M., Ruiz B., Khan R. U.A., Gunter P.* Generation of terahertz pulses through optical rectification in organic DAST crystals: theory and experiment // JOSA. 2006. V. B23. P. 1822–1835.
12. *Cook D.J., Hochstrasser R.M.* Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air // Opt. Lett. 2000. V. 25. P. 1210–1212.
13. *Xie X., Xu J., Dai J., Zhang X.C.* Enhancement of terahertz wave generation from laser induced plasma // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. P. 141104.
14. *Kim K.-Y., Yellampalle B., Glowonia J.H., Taylor A., Rodriguez G.* Intense Coherent Terahertz Radiation from Two-Color Photocurrent Mixing in Atmospheric Air // Optical Terahertz Science and Technology. OSA Technical Digest Series (CD) (Optical Society of America, 2007). Paper TuD7.
15. *Benicewicz P.K., Roberts J.P., Taylor A.J.* Scaling of terahertz radiation from large-aperture biased photoconductors // JOSA. B. 1994. V. 11. № 12. P. 2533–2546.
16. *Желтиков А.М.* Да будет белый свет: генерация суперконтинуума сверхкороткими лазерными импульсами // УФН. 2006. Т. 176. С. 623–640.