ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ
Т. 59, № 8 ФИЗИКА 2016

УДК 621.373.826+535.012.22+535.581

Н.Г. КОНОНОВА[1], А.Е. КОХ[1], К.А. КОХ[1,2], Г.В. ЛАНСКИЙ[3,4], В.Ф. ЛОСЕВ[4,6], В.А. СВЕТЛИЧНЫЙ[3,5], Ю.М. АНДРЕЕВ[3,4]

ДАУН-КОНВЕРСИЯ КОРОТКОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КРИСТАЛЛЕ LBO*

Проведен сравнительный модельный анализ возможностей даун-конверсии в терагерцовый (ТГц) диапазон излучения фемтосекундных, полностью твердотельных Ti:Sapphire-лазерных систем и гибридных систем на основе того же типа лазеров с генераторами гармоник на нелинейных кристаллах LBO, снабженных усилителями на молекулах эксимерных газов XeF(C-A) и XeCl(C-A). Установлено, что при охлаждении кристалла до температуры 80 К коэффициент оптических потерь в диапазоне 0.2–1.5 ТГц в направлении оси ***X*** линейно падает в 5–6 раз до уровня 0.1–0.2 см$^{-1}$. Показано, что при современном состоянии разработок использование гибридных лазерных систем в качестве источников накачки позволяет получить преимущество в мощности генерируемых ТГц-импульсов от 3.5 до 20 крат.

Ключевые слова: *нелинейная кристаллооптика, кристалл LBO, дисперсионные свойства, фазосогласование, даун-конверсия, ТГц-диапазон.*

Введение

Расширение возможностей применения хорошо отработанных в техническом плане твердотельных лазеров (ТТЛ) ближнего ИК-диапазона (Ti:Sapphire, Nd:YAG, Cr:Forsterite, Ho:YLF и т.д.) за счет преобразования их частот методами нелинейной кристаллоптики в другие области спектра представляет большой практический интерес. В последнее десятилетие потенциал увеличения эффективности и расширения спектрального диапазона преобразователей частоты значительно вырос в связи с существенным прогрессом в масштабировании выходных энергетических характеристик ТТЛ [1, 2], доведением до совершенства технологий выращивания известных [3] и созданием новых нелинейных кристаллов (НК) с нужным набором физических свойств, из числа ответственных за протекание процессов преобразования частоты [4]. Эффективность созданных генераторов гармоник не только среднего ИК [5], но и других диапазонов – от УФ до ближнего ИК [3] – вплотную подошла к предельному 100 %-му уровню, а средняя мощность достигла уровня 700 Вт [6].

Успешными оказались и разработки даун-конвертеров в ТГц-диапазон спектра, в том числе с выполнением условий фазового синхронизма [1, 2, 7, 8]. ТГц-излучение представляет особый интерес из-за высокой проникающей способности и безопасности его низкоэнергетических квантов для объектов живой природы. Применение перестраиваемых лазеров накачки позволяет создавать узкополосные перестраиваемые источники излучения ТГц-диапазона [8], перспективные для спектроскопических применений. Беспороговый характер генерации даун-конвертеров исключает необходимость нанесения просветляющих покрытий на рабочие поверхности НК. Эти достоинства дают возможность получения высокой энергии в одиночных импульсах излучений и позволяют создавать широкую номенклатуру мультидисциплинарных прикладных устройств для ТГц-области спектра, в том числе для решения задач дистанционной спектроскопии [2].

По нашему мнению, создание эффективных генераторов гармоник ТТЛ и эксимерных усилителей для них [9, 10], по сути не имеющих ограничений на масштабирование энергетических параметров, открывает новые возможности в создании даун-конвертеров в ТГц-диапазон. Высокоэнергетическое ТГц-излучение может быть получено при использовании излучения гармоник ТТЛ в качестве источников накачки крупногабаритных образцов хорошо отработанных в ростовом плане кристаллов с коротковолновым диапазоном прозрачности и подходящим набором физических свойств. Потеря эффективности даун-конверсии в ТГц-диапазон из-за потерь мощности излучения ТТЛ-лазеров при генерации гармоник, малого коэффициента нелинейной восприимчивости (характерен для НК с коротковолновым спектром пропускания) и уменьшения длины волны накачки (в соответствии с соотношением Мэнли – Роу) могут быть с лихвой компенсированы лучшей совокупностью ряда других физических свойств, влияющих на эффективность нелинейного преобразования частоты излучения. Например, меньший уровень коэффициента оптических потерь на длинах волн гармоник в сравнении с таковыми на длинах волн ТТЛ приводит к более

* Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 15-19-10021).

высокой лучевой стойкости и дает возможность использовать для преобразования как большие мощности излучения, так и образцы НК с большой апертурой и длиной.

В качестве перспективного НК для таких применений, подходящего по физическим свойствам, может быть рассмотрен НК трибората лития LiB_3O_5 (LBO) – рекордсмен по эффективности генерации гармоник от УФ- до ближнего ИК-диапазона. Энергия импульса второй (ВГ) и третьей (ТГ) гармоник 10 нс Nd:YLF ($\lambda = 1053$ нм), полученных в нем, составили соответственно 92 % и 235 Дж и 80 % и 360 Дж. При этом неординарно однородный по оптическим свойствам рабочий образец НК, выращенный по модифицированной ростовой технологии с вращением температурного поля, имел длину 1.2 см, а диаметр 6.5 см [3].

Таким образом, речь идет о перспективности исследования каскадного преобразования частоты ТТЛ в ТГц-диапазон с нетрадиционным переходом на первом каскаде в коротковолновую спектральную область путем генерации гармоник. При этом эксимерные молекулярные газы необходимо рассмотреть в качестве высокоэффективных сред усилителей ВГ и ТГ ТТЛ, допускающих более широкое масштабирование выходных энергетических параметров [9, 10], чем ТТЛ. Кроме того, эксимерные лазеры [11, 12] могут быть рассмотрены в качестве дополнительных источников накачки даун-конвертеров в ТГц-диапазон.

Целью данной работы является систематизация и определение оптических свойств нелинейного кристалла LBO при современном состоянии ростовой технологии, а также сравнительное модельное исследование возможностей создания на его основе эффективных даун-конвертеров излучения ВГ и ТГ твердотельных лазеров ближнего ИК-диапазона и эксимерных XeF- и XeCl-лазеров в ТГц-диапазон.

1. Оптические свойства кристаллов LBO

Кристалл LBO имеет целый ряд привлекательных физических свойств: не гигроскопичен, химически стабилен, имеет высокую, между 6 и 7, твердость по шкале Мооса [13] и достаточно высокую температуру плавления 1107 K. Он относится к НК точечной группы симметрии *mm*2 ($nx < ny < nz$) с главными кристаллооптическими осями *x*, *y*, *z*, расположенными параллельно кристаллографическим осям *a*, *c*, *b* [14]. Высокая твердость позволяет осуществить высококачественную полировку с плоскостностью до $\lambda/10$ [15].

Оптические свойства НК LBO уникальны. Основное окно прозрачности 155–3200 нм [16] позволяет использовать в качестве источников накачки широко распространенные твердотельные Ti:Sapphire- (680–1080 нм) и Nd:YAG-(1064 нм) лазеры и их гармоники до третьей включительно без негативного влияния нелинейного поглощения. Его лучевая стойкость выше рекордной лучевой стойкости плавленого кварца марки КУ (45 ГВт/см^2 для 1 нс импульсов излучения Nd:YAG-лазера на длине волны 1064 нм и 11 ГВт/см^2 для 25 нс импульсов) [17]. Коэффициент оптических потерь в области длин волн излучения ТТЛ опускается до значений $5\cdot10^{-5}$–10^{-6} см$^{-1}$ [3, 16,], что на 3–4 порядка меньше, чем у широко используемых для даун-конверсии в ТГц-диапазон полупроводниковых НК GaSe [18], и составляет лишь 1/30–1/100 часть коэффициента оптических потерь широко используемых оксидных НК $LiNbO_3$ и 1/10 $LiNbO_3$:MgO [16]. Однако коэффициенты нелинейной восприимчивости второго порядка НК LBO заметно не превышают значение 1 пм/В, что в десятки раз ниже, чем у НК GaSe (d_{22} = 54 пм/В) и $LiNbO_3$ (d_{33} = 41.7 пм/В) [13].

В силу неординарно коротковолнового положения границы основного окна прозрачности 155–3200 нм (по нулевому уровню), привлекательных физических свойств и отсутствия данных о дисперсионных свойствах в ТГц-диапазоне, НК LBO традиционно использовался для генерации ВГ и высших гармоник излучения Nd:YAG-лазера, а также даун-конверсии гармоник в широкий диапазон от вакуумного УФ- до коротковолновой части среднего ИК-диапазона [13]. Недавно разработанные дисперсионные уравнения для всего диапазона прозрачности LBO имеют вид [19]

$$n_x^2 = 2.453 + 0.0119\lambda^{-2} + 5.12\cdot10^{-5}\lambda^{-4} + 4.2\cdot10^{-5}\lambda^{-6} + 2.84\lambda^{-2}(\lambda^2 - 213),$$

$$n_y^2 = 2.539 + 0.0132\lambda^{-2} + 7.12\cdot10^{-5}\lambda^{-4} + 5.1\cdot10^{-5}\lambda^{-6} + 4.31\lambda^{-2}(\lambda^2 - 232), \quad (1)$$

$$n_z^2 = 2.589 + 0.0122\lambda^{-2} + 1.90\cdot10^{-5}\lambda^{-4} + 3.3\cdot10^{-5}\lambda^{-6} + 4.78\lambda^{-2}(\lambda^2 - 246),$$

подтвержденный в последующем контрольном измерении [20]. Наличие дисперсионных уравнений позволило показать принципиальную возможность даун-конверсии ТТЛ в ТГц-диапазон [19].

Однако иные возможности генерации ТГц-излучения и оценки потенциальной эффективности не были рассмотрены.

В данном исследовании оптических свойств использованы образцы НК LBO, вырезанные из полуторакилограммовых буль, выращенных раствор-расплавным (TSSG) методом на затравку с использованием вращения теплового поля [3]. Размер буль позволяет вырезать высокооднородные рабочие элементы диаметром до 65 мм. Длина исследованных образцов колебалась в пределах от 0.25 до 45 мм.

Измерения спектра пропускания в УФ-, видимом и ИК-диапазоне выполнены при комнатной температуре с помощью спектрофотометра Cary 100 Scan, Австралия, Varian, Inc.: спектральный диапазон 190–900 нм, спектральное разрешение 0.1 нм, точность установки длины волны ±1 нм и ИК-фурье-спектрометра Nicolet 6700 (Thermo Electron Corp., США): спектральный диапазон 11000–375 см$^{-1}$, спектральное разрешение 0.09 см$^{-1}$. Коэффициент оптических потерь α на длинах волн Ti:Sapphire- и Nd:YAG-лазеров оценен равным $\sim 10^{-3}$ см$^{-1}$. На длинах волн ВГ и ТГ XeCl(B-X)- и XeF(B-X)-лазеров (соответственно 308 и 351–356 нм) его значение не превысило $2\cdot10^{-2}$ см$^{-1}$, а на длине волны гольмиевого лазера (2010 нм) – 0.1 см$^{-1}$. В пределах достижимой в эксперименте погрешности измерений полученные результаты хорошо соответствуют известным данным для НК LBO высокого оптического качества [16].

Измерения линейных оптических свойств в ТГц-диапазоне проведены с использованием ТГц-спектрометра с временным разрешением (THz-TDS) собственного изготовления и трех образцов с апертурой 10×10×0.1 мм, ориентированных ортогонально кристаллографическим осям. Спектральное разрешение – 2.5 ГГц. Диапазон измерений составил от 0.2 до 1.2–3.0 ТГц в зависимости от ориентации образцов и соответствующего уровня оптических потерь. Они минимальны в направлении оси ***X*** и лежат в пределах 0.1–10 см$^{-1}$ в диапазоне 0.2–3.0 ТГц при комнатной температуре. Из полученных данных следует, что коэффициенты поглощения, приведенные в работе [21], завышены примерно в 9 раз, а приведенные в работе [19] – достоверны.

Измерения температурных зависимостей показали, что в пределах спектрального диапазона 0.2–1.5 ТГц при его охлаждении до температуры 80 К коэффициент оптических потерь в ТГц-диапазоне в направлении оси ***X*** линейно падает в 5–6 и более раз (до уровня 0.1–0.2 см$^{-1}$ и ниже). Лучевая стойкость к субпикосекундным импульсам на длинах волн 300–900 нм составила 70–90 ГВт/см^2 и была ограничена, скорее всего, качеством оптической полировки. Известные и полученные данные по оптическим свойствам и технологической возможности изготовления большеапертурных образцов использованы в проведенных оценках.

2. Фазосогласование

Условия фазового синхронизма (ФС) LBO рассчитаны для даун-конверсии на длинах волн в полосе излучения Ti:Sapphire-лазера, его второй и третьей гармоник, а также на длинах волн линий излучения эксимерных XeF- и XeCl-лазеров. Рассмотренный спектральный диапазон 680–1080 нм соответствует рабочему диапазону таких фемтосекундных (фс) Ti:Sapphire-лазеров, как Chameleon Vision II (Coherent Inc., США): средняя мощность излучения 3.6 Вт, длительность импульса излучения 140 фс, диаметр пучка 1.2 мм. В пределах этого же диапазона может работать созданная в ИСЭ СО РАН гибридная фемтосекундная лазерная система THL-100. В ее состав входит усилитель на эксимерных молекулярных газах и твердотельный фс-комплекс, что делает ее гибридной. На данный момент комплекс адаптирован для наиболее эффективной работы в области длины волны ~ 950 нм для основной частоты задающего генератора (ЗГ), которая и рассматривается в оценках, с длительностью импульса 50 фс в частотном (10 Гц) и моноимпульсном режиме. Он состоит из ЗГ на основе Ti:Sapphire-лазера, работающего в режиме синхронизации мод, с накачкой ВГ непрерывного Nd:YAG-лазера Verdy-8 (Coherent Inc., США), решетчатого стретчера для растягивания импульса, регенеративного и двух многопроходных Ti:Sapphire-оптических усилителей с импульсными Nd:YAG-лазерами накачки, решетчатого компрессора и генератора ВГ (длина волны 475 нм, рассмотрена в расчетах как одна из длин волн накачки НК). Комплекс обеспечивает лазерные пучки на основной и второй гармониках с диаметром 1–2 см, длительностью импульса 50 фс и энергией в импульсе 50 и 20 мДж соответственно. Эксимерный усилитель лазерной системы THL-100 работает на молекулах XeF(C-A). Для создания инверсии населенностей в активной среде усилителя используется мощный ускоритель электронов, разработанный в ИСЭ СО РАН по уникальной технологии. Молекулы XeF(C) в усилителе образуются в смеси N_2–XeF_2

при ее оптической накачке излучением эксимерных молекул Xe_2 (длина волны 172 нм), которые, в свою очередь, образуются при воздействии электронного пучка на газообразный ксенон. Такая активная среда на молекулах XeF(C-A) не имеет принципиальных ограничений на ее размеры, характеризуется достаточно высокой плотностью энергии насыщения (~ 0.05 Дж/см^2) и теоретически позволяет усиливать сверхкороткие импульсы излучения длительностью до 10 фс. Гибридная система THL-100 может стать альтернативой полностью твердотельным лазерным системам в силу большей простоты, надежности и лучшей перспективы формировании пучков сверхвысокой мощности в видимой области при несравненно меньшей стоимости. Уже сейчас, при диаметре выходного пучка 12–20 см, на такой системе реализована рекордная для видимого диапазона мощность 14 ТВт в одиночном 50 фс импульсе с перспективой увеличения до 40 ТВт [22].

В расчетах условий ФС для даун-конверсии излучения этой системы и ее ВГ использован разработанный пакет прикладных программ [23] и дисперсионные уравнения (1). Рассчитанные зависимости приведены на рис. 1. Длины волн ВГ Ti:Sapphire-лазерной системы лежат в области генерации лазеров на электронных переходах XeF(C-A) и XeCl(C-A) эксимерных молекул в видимой области спектра (таблица), поэтому кривые ФС, приведенные на рис. 1, применимы и к даун-конверсии их излучения.

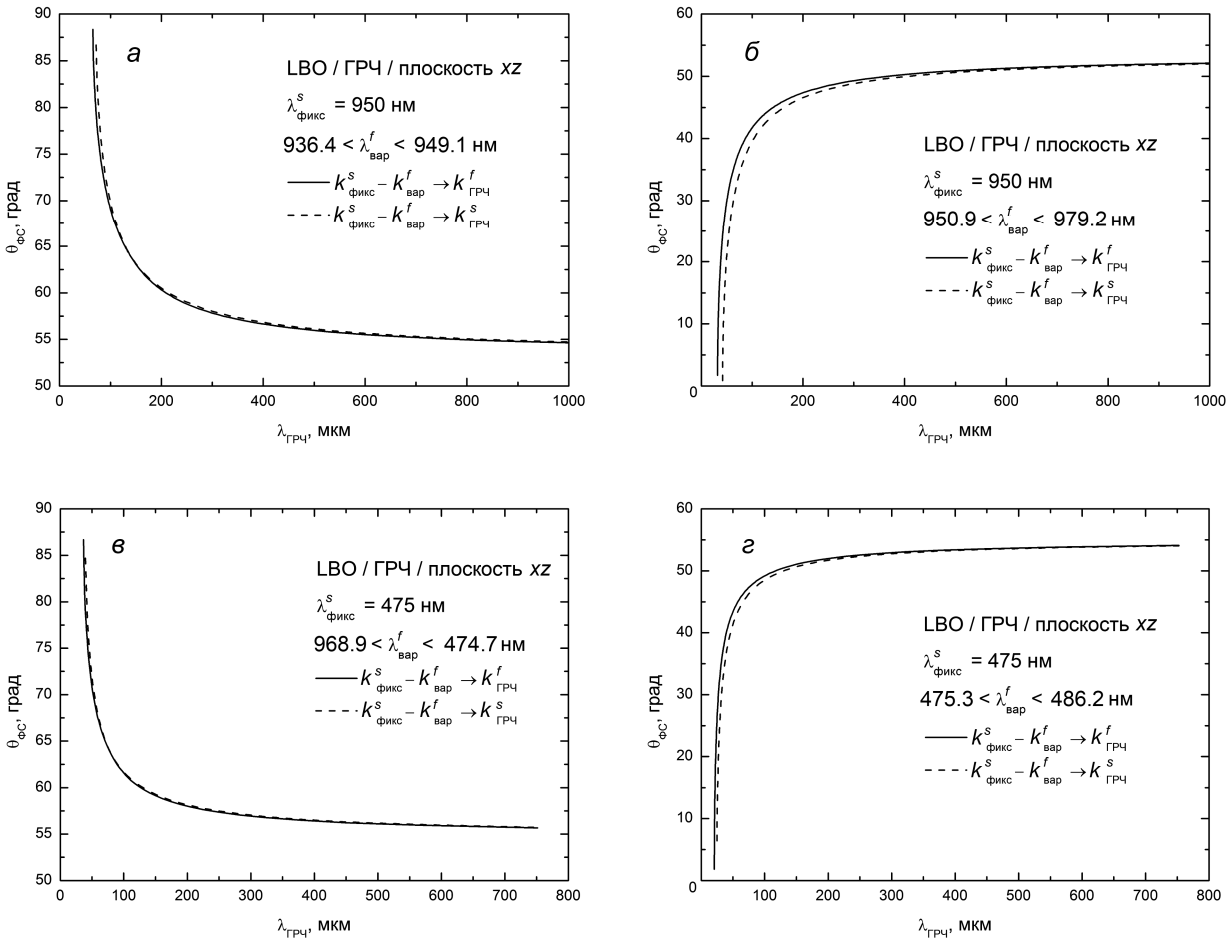

Рис. 1. Кривые ФС для коллинеарной даун-конверсии Ti:Sapphire-лазерной системы THL-100 (*а*, *б*) и его ВГ (*в*, *г*) при коллинеарных взаимодействиях *ffs*- и *sfs*-типа (идентифицированы на вставках в рисунки) в НК LBO

На рис. 2 приведены кривые ФС для даун-конверсии в части диапазона, совпадающей со спектром генерации эффективных XeF- и XeCl-эксимерных лазерных сред, работающих на B-X электронном переходе. Отметим, что использованные в расчете длины волн соответствуют ТГ для фемтосекундных лазеров на Ti:Sapphire, которые излучают в области 680–1080 нм.

Рабочие длины волн эксимерных лазеров и усилителей

Активная среда	Длина волны, нм	Переход		Число линий	Ссылка
		Электронный	Колебательный		
XeCl	308.227–308.432	B-X	0–3	17	[12]
	450–520	C-A	Разлетный терм		[24]
XeF	351.12 351.18–351.23 353.18–353.39 353.66–353.7 353.66–353.7	B-X	1–4 0–2 0–3 0–3 1–6	1 6 30 5 5	[11]
	450–510	C-A	Разлетный терм		[25]

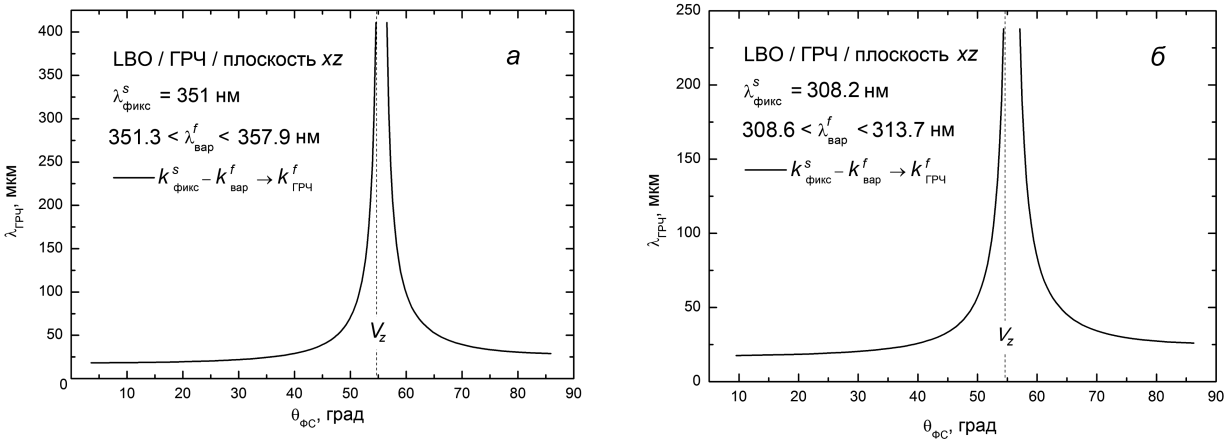

Рис. 2. Условия ФС для коллинеарной даун-конверсии XeF(B-X)- (*а*) и XeCl(B-X)- (*б*) лазеров по *ffs*- и *sfs*-типу в НК LBO

Используя систематизированные и полученные экспериментальные данные об оптических свойствах НК LBO и рассчитанные углы ФС, мощность ТГц-излучения, которая может быть получена методом даун-конверсии, определялась по выражению [26]

$$P_3 = \frac{1}{2}\left(\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{4\pi^2\omega_3^2 d_{\text{eff}}^2 L^2}{n_1 n_2 n_3 c^2}\left(\frac{P_1 P_2}{\pi R^2}\right) T_1 T_2 T_3 \exp\left(-\alpha_3 L\right) \frac{1+\exp\left(-\Delta\alpha L\right)-2\exp\left(-\Delta\alpha L/2\right)\cos\left(\Delta k L\right)}{\left(\Delta k L\right)^2+\left(\Delta\alpha L/2\right)^2}. \quad (2)$$

Здесь μ_0 и ε_0 – магнитная и диэлектрическая проницаемость; $P_{1,2,3}$, $\omega_{1,2,3}$, $\lambda_{1,2,3}$, $k_{1,2,3}$, $n_{1,2,3}$, $\alpha_{1,2,3}$ и $T_{1,2,3} = 4n_{1,2,3}/\left(n_{1,2,3}+1\right)^2$ – соответственно мощность, частота, длина волны, волновые числа, показатели преломления, коэффициенты поглощения и пропускание излучения первого и второго пучков накачки и ТГц-излучения; d_{eff} – эффективный коэффициент нелинейной восприимчивости второго порядка; L – длина кристалла; c – скорость света; R – радиус сечения перекрывающейся части пучков накачки; $\Delta\alpha = \left|\alpha_1+\alpha_2-\alpha_3\right|$; $\Delta k = k_1 - k_2 - k_3$ – условие фазового синхронизма, где $k = \omega_{1,2,3} n_{1,2,3}/c = 2\pi n_{1,2,3}/\lambda_{1,2,3}$ (Δk = 0 в случае полного фазового синхронизма) при условии выполнения закона сохранения энергии $\omega_1+\omega_2=\omega_3$. Выражение (2) не учитывает эффект сноса взаимодействующих излучений.

3. Обсуждение результатов

На рис. 1 и 2 видно, что даун-конверсия Ti:Sapphire-лазера и его ВГ может быть осуществлена в ТГц-диапазон в НК LBO с выполнением условий коллинеарного ФС для трехчастотных взаимодействий *ffs*- и *sfs*-типа. При этом углы ФС близки для всех четырех разновидностей даун-конвертеров. В первом приближении с учетом также слабой зависимости коэффициентов нелинейной восприимчивости второго порядка d_{ij} в пределах области максимальной прозрачности это означает равенство значений d_{eff} для них. Упрощает проводимое сравнение и идентичность значе-

ний показателей преломления $n_1 \approx n_2$, а также пропускания $T_1 = T_2$ кристаллов на длинах волн лазера и его ВГ из-за их положения в окне максимальной прозрачности. В этом случае, при выполнении условий ФС ($\Delta k = 0$), мощность генерируемого ТГц-излучения определится общим для обоих видов даун-конверторов выражением вида

$$P_3 = C\frac{P_1P_2}{n_3R^2}T_3\exp(-\alpha_3L)\frac{1-\exp\left(-\frac{1}{2}\Delta\alpha L\right)}{\Delta\alpha}, \tag{3}$$

где множитель $C = 8\left(\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}\right)^{\frac{1}{2}}\frac{\pi\omega_3^2 d_{\text{eff}}^2}{n_1n_2c^2}T_1T_2$.

При генерации ТГц-излучения на одной и той же частоте выражение (3) упростится до вида

$$P_3 = D\frac{P_1P_2}{R^2}\exp(-\alpha_3L)\frac{1-\exp\left(-\frac{1}{2}\Delta\alpha L\right)}{\Delta\alpha}, \tag{4}$$

где множитель $D = 8\left(\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}\right)^{\frac{1}{2}}\frac{\pi\omega_3^2 d_{\text{eff}}^2}{n_1n_2n_3c^2}T_1T_2T_3$, а радиус R имеет два значения, соответствующих пучкам лазера R^{Ti} и ВГ R^{SH}. Дифференцируя выражение (4) по длине кристалла и приравнивая эту частную производную к нулю, получим выражение

$$(\Delta\alpha + \alpha_3)\exp\left(-\frac{1}{2}\Delta\alpha L\right) - \alpha_3 = 0 \tag{5}$$

с экстремумом при длине НК

$$L = L_{\text{opt}} = \frac{2}{\Delta\alpha}\ln\frac{\alpha_3}{\Delta\alpha + \alpha_3}, \tag{6}$$

при которой генерируемая мощность ТГц-излучения достигает максимального значения.

С учетом полученных данных оптимальное значение длины кристалла определено следующим образом. В области длин волн 0.3–1.2 ТГц коэффициент оптических потерь НК LBO лежит в пределах 0.2 см$^{-1}$ в направлении оси ***X*** и является одним из минимальных среди известных НК [4, 18, 27]. В направлении углов ФС 50–60° коэффициент поглощения удваивается, но остается разумно низким по отношению к известным кристаллам. С другой стороны, охлаждение до температуры 80 К позволило снизить его в 5–6 раз до значения 0.2 см$^{-1}$ во всем исследованном диапазоне. С учетом значения коэффициента оптических потерь на длинах волн накачки 10^{-3} см$^{-1}$ оптимальная длина накачки, согласно выражению (6), равна ~ 465 см. Такая длина позволяет использовать образцы НК LBO, которые могут быть изготовлены при современном состоянии ростовой технологии (размером до ∅6.5×10 см) [3]. Входная апертура такого образца (33.2 см^2) позволяет изготовить даун-конвертор для гибридной системы THL-100 с площадью сечения выходного пучка 11.3–31.4 см^2 даже без применения фокусировки выходного пучка до предпробойной интенсивности.

Полученная выходная мощность функционирующей гибридной лазерной системы THL-100 с выходным каскадом усиления на XeF(C-A) достигает 14 ТВт, что в 14 раз превосходит мощность (1 ТВт) задающего фемтосекундного комплекса. С учетом двукратной потери эффективности даун-конверсии в соответствии с соотношением Менли – Роу из-за уменьшения длины волны при переходе от накачки на лазерных длинах волн к накачке на длинах волн ВГ [28] использование эксимерного усилителя дает 7-кратное потенциальное преимущество в генерации ТГц-излучения. В близкой перспективе, при увеличении выходной мощности THL-100 до 40 ТВт [22], преимущество возрастет до 20 раз и может быть увеличено далее путем масштабирования выходных параметров гибридной системы. Заметим, что принципиальных ограничений для использования гибридной системы THL-100 в составе мобильного комплекса не имеется.

Масштабирование полностью твердотельных фс-лазерных комплексов накачки и даун-конвертеров в ТГц-диапазон, особенно с сохранением возможностей создания мобильной системы, является сложной и дорогой задачей и имеет ограниченные возможности. В уникальном мобильном лидаре с ТТЛ импульсным источником ТГц-диапазона фс-длительности апертура пучка накачки доведена до 40×10 мм^2, а выходная мощность в 3.5 раза ниже, чем у гибридной системы

THL-100 (4 ТВт). Линейный размер входной апертуры используемого НК $LiNbO_3$ 30 мм является рекордным для даун-конвертеров в ТГц-диапазон, что в 2.2 раза меньше апертуры изготовленных элементов из НК LBO [2]. Выходная мощность известной стационарной фс-лазерной системы, которая может быть использована для накачки даун-конверторов ТГц-диапазона, несколько выше – 10 ТВт [29]. В обоих случаях выходная мощность источников накачки уступает гибридной системе THL-100 и практически не имеет перспектив дальнейшего масштабирования. Низкие нелинейные свойства НК LBO ($d_{ij} \approx 1$ пм/М) по отношению к НК ниобата лития $LiNbO_3$ (~ 25 пм/В) компенсируются на порядок более высокой лучевой стойкостью [13] и в 30 раз меньшим коэффициентом оптических потерь на длинах волн накачки [16] и ТГц-диапазоне, возможностью реализации более эффективного коллинеарного фазового синхронизма из-за двукратно меньшего двулучепреломления [13], а также возможностью изготовления образцов большей длины при несравненно более высокой однородности.

Следует отметить, что применение пучков излучения накачки большой апертуры d исключает влияние эффекта сноса на выходные характеристики даун-конверторов. В частности, угол сноса ρ излучения на частоте 1 ТГц в окрестности угла фазового синхронизма $\theta = 55°$ при даун-конверсии в плоскости xz НК LBO составляет ~ 1.3°. Этот угол сноса ограничивает длину используемых образцов кристалла апертурной длиной $L_a = d/\rho$, при которой наступает полная разбежка ТГц-излучения с пучками излучения накачки. Для задающего комплекса гибридной системы THL-100 с диаметром выходного пучка 1 мм $L_a \approx 4.5$ см. Для задающего ТТЛ-комплекса $L_a \cong 44.5$ см, что на 10–15 % уменьшит эффективность даун-конверсии при использовании НК длиной 10 см, а для полномасштабной системы THL-100 с диаметром пучка 12 см $L_a = 543.5$ см, и эффект сноса излучений не окажет никакого влияния. Для волн излучения накачки угол сноса составляет лишь сотые градуса, что не повлияет на выходные характеристики в рассмотренных случаях.

Если учесть создание высокоэффективных большеапертурных эксимерных усилителей ТГ [10], то все сравнительные оценки возможностей даун-конвертеров с накачкой Ti:Sapphire-лазером и его ТГ могут быть повторены с использованием тех же выражений (2) – (6) и тех же данных по оптическим свойствам НК LBO в силу их идентичности на длинах волн ВГ и ТГ. Отличие при сравнении заключается лишь в несколько более высоком коэффициенте поглощения на длинах волн ТГ по отношению к таковому на длинах волн ВГ ($2\cdot10^{-2}$ см$^{-1}$ против 10^{-3} см$^{-1}$), в появлении низкоинтенсивного нелинейного поглощения и в 1.5 раза большую потерю в эффективности преобразования частоты в ТГц-диапазон в соответствии с соотношением Мэнли – Роу. Оптимальная длина кристалла при этом уменьшается лишь до значения 25 см, что радикально не изменяет результаты оценок для случая применения на практике максимально габаритных при сегодняшнем состоянии ростовой технологии образцов кристалла LBO с размерами до ∅65×100 мм. Отметим, что излучение ТГ может смешиваться с излучением эксимерных лазеров на электронных переходах B-X или излучением на их различных переходах с целью получения ТГц-излучения.

Заключение

Исследованы оптические свойства выращенных высококачественных монокристаллов LBO. Уточнены данные о коэффициенте поглощения в ТГц-диапазоне спектра, определены достоверные дисперсионные уравнения из числа известных в литературе. Определенный коэффициент оптических потерь в диапазоне 0.2–2.5 ТГц не превысил диапазон значений 0.1–10 см$^{-1}$. Впервые показана возможность выполнения условий фазового синхронизма в главной плоскости кристалла LBO xz для генерации бегущих волн во всем ТГц-диапазоне и в малодоступной ИК-области 20–50 мкм во всех трех главных плоскостях с преимуществом в эффективности по отношению к широко используемому кристаллу GaSe.

Проведен сравнительный модельный анализ возможностей даун-конверсии в ТГц-диапазон излучения фемтосекундных, полностью твердотельных Ti:Sapphire-лазерных систем и гибридных систем на основе задающего Ti:Sapphire-лазерного комплекса с генераторами гармоник на нелинейных кристаллах LBO и усилителем их излучения на молекулах эксимерных газов XeF(C-A) и XeCl(C-A). В оценках использованы уточненные данные об оптических свойствах и, в частности, впервые измеренной температурной зависимости коэффициента оптических потерь кристаллов LBO в ТГц-диапазоне. Показано, что при современном состоянии разработок гибридные лазерные системы типа THL-100 ИСЭ СО РАН имеют 25-кратное преимущество в генерируемой мощности импульсов ТГц-излучения, несмотря на уменьшение в 2 раза эффективности даун-конверсии при

переходе на более коротковолновую накачку и 60 %-ю потерю мощности в задающем комплексе при генерации гармоник.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hebling J., Yeh K.-L., Hoffmann M.C., et al. // J. Opt. Soc. Am. B. – 2008. – V. 25. – No. 7. – P. B6–B19.
2. Stepanov A.G., Henin S., Petit Y., et al. // Appl. Phys. B. – 2010. – V. 101. – P. 11–14.
3. Kokh A., Kononova N., Mennerat G., et al. // J. Cryst. Growth. – 2010.– V. 312. – P.1774–1778.
4. Kokh K.A., Molloy J.F., Naftaly M., et al. // Mater. Chem. Phys. – 2015. – V. 154. – P. 152–157.
5. Андреев Ю.М., Баранов В.Ю., Воеводин В.Г. и др. // Квантовая электроника. – 1987. – Т. 14. – № 11. – С. 2252–2254.
6. Stolzenburg C., Schule W., Zawischa I., et al. // Proc. SPIE. – 2010. – V. 7578. – Art. No. 75780A. – P. 1–9.
7. Terahertz Spectroscopy: Principles and Applications / ed. U.L. Dexeimer. – Boca Raton: CRC Press, 2008. – 331 p.
8. Shi W. and Ding Y.J. // Appl. Phys. Lett. – 2004. – V. 84. – No. 10. – P.1635–1637.
9. Alekseev S.V., Aristov A.I., Ivanov N.G., et al. // Laser Particle Beams. – 2013. – V. 31. – No. 1. – P. 17–21.
10. Зворыкин В.Д., Левченко А.О., Устиновский Н.Н. // Квантовая электроника. – 2010. – Т. 40. – № 5. – С. 381–385.
11. Абаренов А.В., Персианцев И.Г., Рахимов А.Т. и др. // Квантовая электроника. – 1991. – Т. 18. – № 7. – С. 785–790.
12. Blonskyy I.V., Gnatovskyy A.V., Zubrilin N.G., et al. // Semicond. Phys., Quantum Electron. Optoelectron. – 2004. – V. 7. – No. 3. – P. 301–303.
13. Nikogosyan D.N. Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey. – N. Y.: Springer, 2005. – 427 p.
14. Chen C., Wu Y., Jiang A., et al. // J. Opt. Soc. Am. B. – 1989. – V. 6. – No. 4. – P. 616–621.
15. Kato K. // IEEE J. Quantum Electron. – 1990 – V. 26. – No. 7. – P. 1173–1175.
16. Waasem N., Fieberg S., Hauser J., and Gomes G. // Rev. Sci. Instrum. – 2013. – V. 84. – Art. No. 023109. – P. 1–8.
17. Furukawa Y., Markgraf S. A., Sato M., et al. // Appl. Phys. Lett. – 1994 – V. 65. – P. 1480–1482.
18. Guo J., Xie J.J., Li D.J., et al. // Light: Sci. Appl. – 2015. – V. 4. – Art. No. e362. – P. 1–12.
19. Andreev Yu.M., Naftaly M., Molloy J.F., et al. // Laser Phys. Lett. – 2015. – V. 12. – Art. No. 115402. – P. 1–3.
20. Svetlichnyi V.A., Naftaly M., Molloy J.F., et al. // Opt. Commun. – 2016. – V. 365. – P. 14–15.
21. Anttsygin V.D., Mamsharov A.A., Nikolaev N.A., et al. // Opt. Commun. – 2013. – V. 309. – P. 333–337.
22. Алексеев С.В., Иванов М.В., Иванов Н.Г. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2015. – Т. 58. – № 8. – С. 50–54.
23. Ланский Г.В., Шайдуко А.В. Программа «NLO–Second Harmonic Generation v.1» // Свидетельство РФ об официальной регистрации программы для ЭВМ № 2009611200. Правообладатель: ИМКЭС СО РАН. Заявл. 18.11.2008, зарегистр. 26.02.2009. – 1 с.
24. Voges H. and Marowsky G. // IEEE J. Quantum Electron. – 1988. – V. 24. – No. 5. – P. 827–832.
25. Litzenberger L.N. and Smith M.J. // IEEE J. Quantum Electron. – 1995. – V. 31. – No. 3. – P. 546–554.
26. Aggarwal R.L. and Lax B. // Nonlinear Infrared Generation / ed. Y.R. Shen. – N. Y.: Springer, 1977. – P. 28.
27. Ding Y.J. and Shi W. // J. Nonlinear Opt. Phys. Mater. – 2003. – V. 12. – No. 4. – P. 557–585.
28. Zernike F. and Midwinter J.E. Applied Nonlinear Optics. – N. Y.: John Willey & Sons, 1973. – 213 p.
29. Ozaki T., Kieffer J.-C., Toth R., et al. // Laser Particle Beams. – 2006. – V. 24. – P. 101–106.

[1] Институт геологии и минералогии СО РАН, г. Новосибирск, Россия
[2] Национальный исследовательский Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия
[3] Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия
[4] Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН, г. Томск, Россия
[5] Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия
[6] Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 28.03.15

Кононова Надежда Георгиевна, ведущ. технолог, e-mail: kononovang@igm.nsc.ru;
Кох Александр Егорович, д.т.н., зав. лабораторией, e-mail: kohae@igm.nsc.ru;
Кох Константин Александрович, к.г.-м.н., ст. науч. сотр. ИГМ СО РАН, доцент НГУ, e-mail: k.a.kokh@gmail.com;
Ланский Григорий Владимирович, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр. ИМКЭС СО РАН и НИ ТГУ, e-mail: lansky@yandex.ru;
Лосев Валерий Федорович, д.ф.-м.н., зав. лабораторией ИСЭ СО РАН, профессор НИ ТПУ, e-mail: losev@ogl.hcei.tsc.ru;
Светличный Валерий Анатольевич, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр. НИ ТГУ, инженер ИСЭ СО РАН, e-mail: v_svetlichnyi@bk.ru;
Андреев Юрий Михайлович, д.ф.-м.н., гл. науч. сотр. ИМКЭС СО РАН, ведущ. науч. сотр. НИ ТГУ, e-mail: yuandreev@yandex.ru.