

Генерация дальнего ультрафиолетового излучения в кристалле SBO с нерегулярной доменной структурой

А.С.Александровский, А.М.Вьюнышев, А.И.Зайцев, А.А.Иконников,
Г.И.Поспелов, В.Е.Ровский, В.В.Слабко

Реализован случайный (стохастический) фазовый квазисинхронизм для широкополосного излучения в одномерном нерегулярном нелинейном фотонном кристалле тетрабората стронция. Получена генерация излучения, перестраиваемого в спектральном диапазоне 187.5–215 нм. Средняя мощность генерируемого излучения квадратично зависит от мощности излучения накачки и достигает 1 мкВт. В рамках стационарной модели учет процессов генерации излучения на суммарных частотах в пределах спектра основного излучения не приводит к уширению пиков в спектре генерируемого излучения.

Ключевые слова: генерация второй гармоники, случайный фазовый квазисинхронизм, нелинейный фотонный кристалл.

1. Введение

Методы нелинейной оптики традиционно используются для получения лазерного излучения в различных спектральных областях. Однако существуют малоисследованные области, например области дальнего и особенно вакуумного ультрафиолета (ВУФ). Прежде всего это связано с ограниченным количеством нелинейно-оптических кристаллов, прозрачных в данных областях, а также с трудностями, возникающими при реализации углового синхронизма. Например, фазосогласованная генерация второй гармоники (ГВГ) возможна на предельно короткой (204.8 нм) длине волны в кристалле β -бората бария (ВВО). При использовании известных кристаллов продвижение в более коротковолновую область спектра возможно лишь путем генерации излучения на суммарной частоте, что в свою очередь приводит к радикальному усложнению экспериментальных схем. В этом случае используются, как правило, мощные фемтосекундные лазерные системы с регенеративными усилителями, а также большое количество нелинейных кристаллов, что вызывает необходимость в схемах задержки для синхронизации импульсов. Подробный анализ генерации излучения в области длин волн вблизи 200 нм выполнен в работе [1].

С точки зрения продвижения в ВУФ область представляет интерес кристалл тетрабората стронция (SBO), коротковолновая граница области прозрачности которого из всех известных нелинейных кристаллов лежит наиболее далеко, а именно вблизи 125 нм. Тетраборат стронция

обладает самыми высокими нелинейными коэффициентами среди кристаллов, прозрачных в дальней УФ области спектра, а также имеет высокую лучевую стойкость. Однако ввиду малого двулучепреломления угловой синхронизм при ГВГ в данном кристалле невозможен [2]. Несмотря на это, ранее отмечалась аномальная зависимость генерируемого сигнала второй гармоники от угла распространения излучения в кристалле SBO [3] и относительно высокая (вплоть до 1%) эффективность преобразования [3, 4], нехарактерная для несинхронной генерации излучения. В ходе наших исследований установлено, что кристаллы SBO склонны к образованию нерегулярных доменных структур [5]. Данные структуры имеют ростовую природу и представляют собой последовательность областей с чередующейся ориентацией вектора статической поляризации и знаком нелинейной восприимчивости второго порядка, что позволяет рассматривать их как нелинейный фотонный кристалл (НФК) [6].

Экспериментально показано, что при наличии таких структур в кристаллах SBO могут быть реализованы такие типы синхронизма, как случайный (стохастический) фазовый квазисинхронизм [7, 8] и нелинейная дифракция [9–11]. Случайный фазовый квазисинхронизм, предсказанный в [12, 13] и экспериментально впервые наблюдавшийся в [14], по эффективности преобразования занимает промежуточное положение между несинхронной генерацией излучения и квазисинхронизмом, который реализуется в регулярных доменных структурах (РДС) [15, 16]. Если в отсутствие синхронизма мощность генерируемого сигнала осциллирует вдоль нелинейной среды с периодом, равным двум когерентным длинам, то в условиях квазисинхронизма мощность генерируемого излучения является квадратичной функцией числа доменов. Нерегулярность доменов по толщине приводит к тому, что генерируемый сигнал в среднем растет линейно с расстоянием в среде [14, 17]. При этом эффективность преобразования слабо зависит от точности угловой установки кристалла и спектральных характеристик преобразуемого излучения. Таким образом, снижение эффективности преобразования в этом случае является платой за перестройку излучения в широких спектральном и угловом диапазонах. В частности на этом основана возможность измерения длительности пе-

А.С.Александровский, А.М.Вьюнышев, А.И.Зайцев. Институт физики им Л.В.Киренского СО РАН, Россия, 660036 Красноярск, Академгородок 50, стр. 38; Сибирский федеральный университет, Россия, 660041 Красноярск, Свободный просп., 79; e-mail: alexsandrovsky@kirensky.ru; vyunishev@iph.krasn.ru; az@iph.krasn.ru

А.А.Иконников, Г.И.Поспелов, В.Е.Ровский, В.В.Слабко. Сибирский федеральный университет, Россия, 660041 Красноярск, Свободный просп., 79; e-mail: an_ton@pochtamt.ru; pospelovgi@mail.ru; filt-sfu@mail.ru; slabko@iph.krasn.ru

Поступила в редакцию 17 февраля 2011 г., после доработки – 20 мая 2011 г.

рестраиваемых по частоте УКИ при фиксированном положении НФК [18].

В оптике линейных фотонных кристаллов (ФК) устоялось понятие зонной структуры ФК, т. е. областей значений частоты и тангенциальной составляющей волнового вектора, в которых постоянная распространения является либо чисто вещественной, либо комплексной [19]. В связи с этим нами предложено распространить концепцию зонной структуры линейного ФК на НФК [7]. В качестве естественных координат в этом случае уместно выбрать длину волны падающего излучения и угол падения. Таким образом, зонная структура НФК является обобщением его спектральных и угловых зависимостей интенсивности генерируемого излучения и отражает области наиболее эффективной генерации. В отличие от зонной структуры ФК, зонная структура НФК испытывает красный сдвиг [7], который заключается в сохранении эффективности генерации излучения при согласованном увеличении длины волны основного излучения и угла его падения на НФК. Экспериментальное подтверждение такого поведения получено в работе [20]. В настоящей работе приведены результаты дальнейших экспериментальных исследований генерации четвертой гармоники фемтосекундного лазера на титан-сапфире в условиях случайного фазового квазисинхронизма в нелинейном фотонном кристалле SBO.

2. Теоретическая модель

Рассмотрим одномерную нерегулярную структуру, состоящую из N плоских слоев (доменов) однородного нелинейного материала, неограниченного в поперечной плоскости x, y , но имеющего конечную толщину в направлении z . Соседние домены отличаются друг от друга знаком компоненты тензора нелинейной восприимчивости второго порядка. Пусть излучение с частотами ω_i и ω_j распространяется вдоль оси z , а электрическое поле линейно поляризовано в плоскости падения. В предположении, что показатель преломления и его дисперсия одинаковы во всех доменах, будем считать, что нелинейная восприимчивость второго порядка периодически меняет знак от домена к домену. Тогда в приближении плоских гармонических волн и в отсутствие истощения накачки амплитуда поля, полученного в результате трехволнового смешения ($\Omega_k = \omega_i + \omega_j$) в пределах одного домена толщиной d , есть

$$E_k = \frac{2\omega_i\omega_j\chi^{(2)}}{K'_k\Delta k_{ijk}} E_i E_j [\exp(i\Delta k_{ijk}d) - 1],$$

где $\chi^{(2)}$ – компонента тензора нелинейной восприимчивости; $E_{i,j}$ – амплитуда поля излучения на частотах $\omega_{i,j}$; $\Delta k_{ijk} = K'_k - k'_i - k'_j$ – волновая расстройка; $k'_{i,j} = \omega_{i,j}n(\omega_{i,j})/c$ и $K'_k = \Omega_k n(\Omega_k)/c$ – волновые векторы основного и генерируемого излучений соответственно. Распространив далее этот подход на всю структуру, составленную из чередующихся противоположно поляризованных доменов, получим суммарную амплитуду поля, генерируемого всеми доменами при распространении основного излучения внутри кристалла под углом θ' к оси z :

$$E_{ijk} = \sum_{n=1}^N \left\{ \frac{2\omega_i\omega_j\chi_n^{(2)}}{K'_k(\theta')\Delta k_{ijk}(\theta')} E_i E_j \left[\exp\left(i\Delta k_{ijk}(\theta') \frac{d_n}{\cos\theta'}\right) - 1 \right] \times \exp\left[i\Delta k_{ijk}(\theta') \sum_{r=n+1}^N \frac{d_r}{\cos\theta'}\right] \right\}, \quad (1)$$

где n – номер домена; d_n – толщина отдельного домена; $\chi_n^{(2)} = (-1)^n |\chi^{(2)}|$ – его нелинейная восприимчивость второго порядка. В выражении (1) проведено интегрирование в пределах каждого отдельного домена и суммируется вклад каждого домена с учетом различного набега фазы до плоскости детектирования. Несмотря на кажущуюся простоту, в рамках данной модели было получено хорошее согласие с экспериментом [7, 20]. Обобщим этот подход на случай импульсов с широким спектром. Примем гауссов профиль спектра основного излучения $E_{i,j} \exp[-(\omega_{i,j} - \omega_0)^2/\Delta\omega^2]$, где ω_0 – центральная частота; $2\Delta\omega$ – полная ширина спектра по уровню $1/e$. Напряженность генерируемого поля, соответствующая отдельной спектральной компоненте, будет иметь следующий вид:

$$E_k = \sum_{i=1}^M \sum_{j=k-i}^N \sum_{n=1}^N \left\{ \frac{2\omega_i\omega_j\chi_n^{(2)}}{K'_k(\theta')\Delta k_{ijk}(\theta')} \times E_i E_j \left[\exp\left(i\Delta k_{ijk}(\theta') \frac{d_n}{\cos\theta'}\right) - 1 \right] \times \exp\left[i\Delta k_{ijk}(\theta') \sum_{r=n+1}^N \frac{d_r}{\cos\theta'}\right] \right\}. \quad (2)$$

Здесь суммирование производится по всем индексам: $i, j = 1, 2, \dots, M$, причем $k = i + j$. Использование формул (1) и (2) для расчета нелинейного преобразования в конкретном образце требует знания толщин всех доменов. Такая информация может быть получена с помощью оптической либо (для доменов малой толщины) электронной микроскопии.

3. Описание эксперимента

Исследуемый образец с размерами $5 \times 11 \times 9$ мм содержал доменную структуру протяженностью 2.1 мм вдоль кристаллографической оси a . Основываясь на том факте, что области с различной ориентацией вектора статической поляризации подвержены химическому травлению в разной степени, была визуализирована доменная структура SBO. Доменная структура была исследована с помощью оптического микроскопа Carl Zeiss Axio Observer.A1m. Она содержала 262 домена, толщины которых варьировались от десятых долей микрона до десятков микрон. Средний размер домена составил 8 мкм.

Источником излучения накачки в экспериментальной установке по генерации четвертой гармоники служил фемтосекундный лазер на титан-сапфире, рестраиваемый в спектральном диапазоне 720–960 нм. Максимальная средняя мощность излучения накачки достигала 960 мВт, длительность импульсов была равна 40–100 фс. Излучение накачки с помощью линзы с фокусным расстоянием 10 см фокусировалось в кристалл ВВО толщиной 1 мм, в котором генерировалось излучение второй гармоники. Это излучение коллимировалось с помощью второй аналогичной линзы. Максимальная средняя мощность излучения на частоте второй гармоники достигала 135 мВт, что соответствует коэффициенту преобразования 14.4%. Излучение второй гармоники выделялось с помощью призмы Глана и фокусировалось при помощи линзы с фокусным расстоянием 5 см в центр НФК. Радиус пучка излучения второй гармоники в перетяжке составил 37 мкм по уровню мощности $1/e^2$, что соответствует пиковой плотности мощности до 0.3 ГВт/см². Поляризация излучения второй

гармоники совпадала с кристаллографической осью c , так что использовался максимальный нелинейный коэффициент d_{ccc} .

Излучение, генерируемое на частоте четвертой гармоники, фокусировалось на входной щели монохроматора MSDD 1000, оснащенного матричным фотоприемником Hamamatsu HLS192 для регистрации спектров. Спектральное разрешение монохроматора в рассматриваемом диапазоне составляло 0.023 нм (5 см^{-1}). На аксиальном выходе монохроматора был установлен детектор Newport 918D, сопряженный с измерителем мощности Newport 1931-C, либо ФЭУ Hamamatsu H5783-04. Перед монохроматором находился интерференционный фильтр Acton 172-N с максимумом пропускания на длине волны 173.5 нм (пропускание на длине волны 200 нм составляло 6.5%). Максимальная средняя мощность излучения четвертой гармоники на центральной длине волны 200 нм достигала 1 мВт , что соответствует эффективности преобразования из второй гармоники в четвертую 10^{-5} . Эффективность преобразования, достигнутая в эксперименте, может быть увеличена по меньшей мере на два порядка, прежде чем наступит оптический пробой среды.

4. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис.1 представлены спектры второй и четвертой гармоник; спектр четвертой гармоники получен при нормальном падении излучения второй гармоники на НФК. Ширина спектра излучения второй гармоники по полувысоте составляла 2.2 нм . Видно, что спектр излучения четвертой гармоники имеет форму, нетипичную для спектра излучения, сгенерированного в условиях углового синхронизма. В отличие от гладкого спектра второй гармоники спектр излучения четвертой гармоники состоит из острых пиков, типичная ширина которых составляет 1 \AA , тогда как расстояние между ними равно $1-3 \text{ \AA}$. Отметим, что расчетная спектральная ширина синхронизма, соответствующая первому порядку квазисинхронизма для ГВГ в РДС, составляла бы в рассматриваемом спектральном диапазоне всего $\sim 0.5 \text{ \AA}$. Принимая во внимание пиковый характер спектра, следует ожидать нарушения временной структуры импульсов генерируемого излучения.

На рис.2,а приведены экспериментальные спектры генерируемого излучения в виде диаграммы спектральной

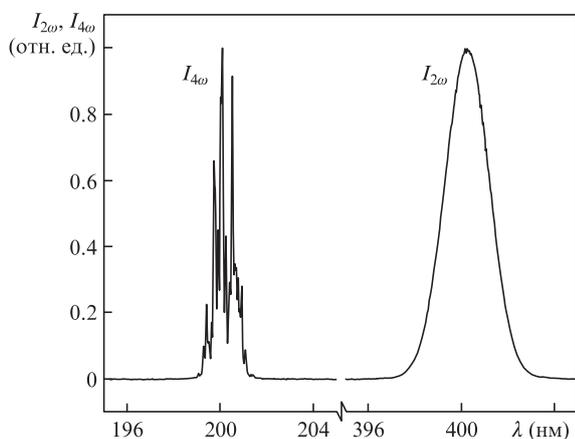


Рис.1. Спектры второй и четвертой гармоник излучения фемтосекундного лазера.

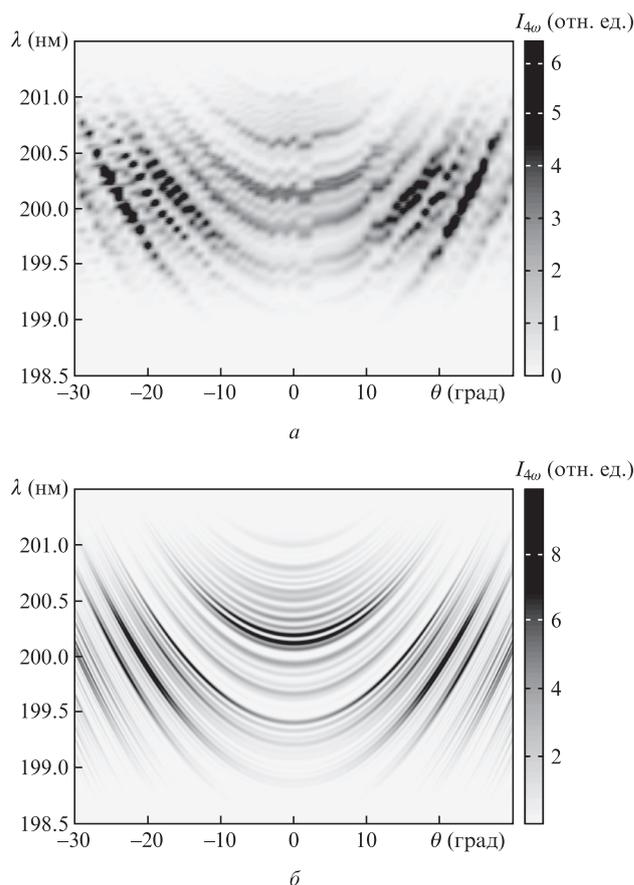


Рис.2. Экспериментальная (а) и расчетная (б) угловые зависимости спектральной плотности мощности генерируемого излучения вблизи $\lambda = 200 \text{ нм}$.

плотности в диапазоне углов поворота НФК вокруг кристаллографической оси b от -30° до 30° с шагом 1° при фиксированном значении центральной частоты основного излучения. Видно, что при повороте НФК спектральные компоненты испытывают сдвиг в длинноволновую область в пределах спектра излучения накачки, что позволяет связать пиковую структуру в спектре четвертой гармоники с зонной структурой НФК [7]. Природа данного эффекта заключается в том, что с увеличением длины волны основного излучения фазовая расстройка взаимодействующих волн компенсируется за счет увеличения оптической толщины доменов при повороте НФК.

На рис.2,б представлен результат расчета зонной структуры НФК с учетом ширины спектра излучения накачки, выполненного согласно (2) для процесса ГВГ. Данный расчет позволяет убедиться, что зависимость положения отдельных спектральных компонент от угла поворота соответствует экспериментальной. Использование обобщенной формулы (2) для расчета спектра генерируемого излучения не приводит к уширению пиков в этом спектре по сравнению со спектром, рассчитанным по формуле (1) [20]. Объясняется это тем обстоятельством, что при имеющейся в кристалле SBO дисперсии в области частот основного излучения фазовая расстройка для данной частотной компоненты генерируемого излучения приблизительно одинакова для всех возможных комбинаций частотных компонент в пределах спектра основного излучения.

Аналогично диаграмме, представленной на рис.2,б для НФК, расчетным путем получена диаграмма спек-

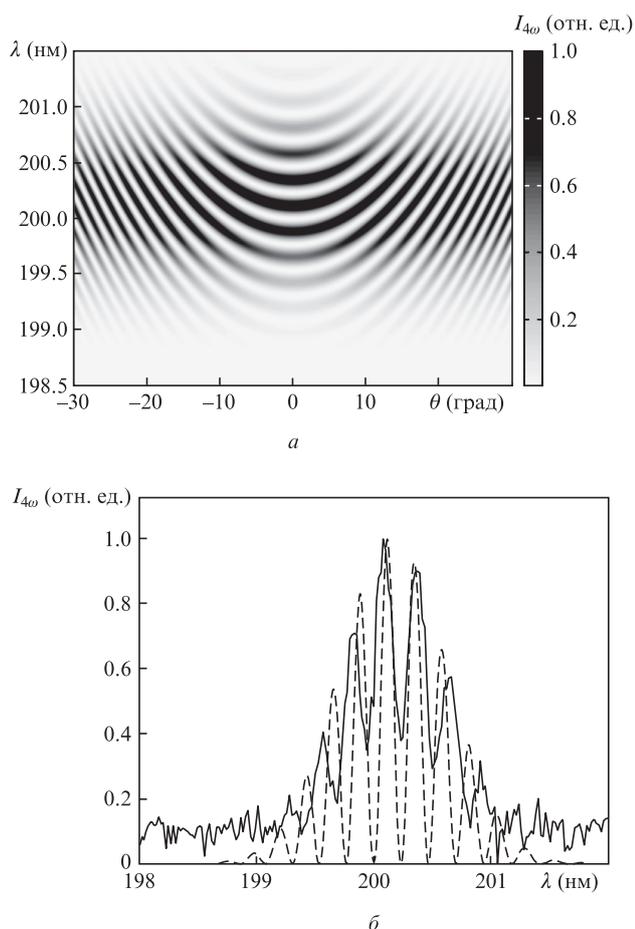


Рис.3. Спектрально-угловая диаграмма генерируемого в монодоменном образце излучения (а) и расчетный (штриховая кривая) и измеренный (сплошная кривая) спектры излучения, сгенерированного в монодоменном образце при нормальном падении основного излучения (б).

тральной плотности мощности генерируемого излучения (рис.3,а), соответствующая монодоменному образцу толщиной 432 мкм (в рассматриваемом процессе на данной толщине укладывается от 465 до 475 длин когерентности для различных спектральных компонент). Сечение диаграммы в любой точке по оси абсцисс представляет собой спектр генерируемого излучения – частотную гребенку эквидистантных пиков с огибающей правильной формы, что и наблюдалось экспериментально (рис.3,б). Данная зависимость является спектральным аналогом угловых осцилляций Мэйкера [21]. Небольшое различие между пиками в расчетном и экспериментальном спектрах, судя по всему, обусловлено неточностью определения показателя преломления в данном спектральном диапазоне.

Целесообразно ввести фактор увеличения эффективности нелинейного преобразования за счет эффекта случайного фазового квазисинхронизма в виде отношения эффективностей преобразования в НФК и в монодоменном образце. В случае преобразования широкополосного излучения в рандомизированном НФК этот фактор может сильно отличаться в пределах ширины спектра генерируемого излучения. В таком случае целесообразно использовать для его определения интегральные по спектру мощности генерируемого излучения в НФК и в монодоменном образце величины. В качестве образца для сравнения был использован монодоменный образец толщиной 432 мкм

в направлении кристаллографической оси a , ориентированный кристаллографической осью c вдоль направления поляризации излучения второй гармоники. Фактор увеличения эффективности преобразования за счет случайного фазового квазисинхронизма составил 320, что по порядку величины согласуется с расчетным значением. Последнее, однако, примерно в 800 раз меньше расчетной величины, соответствующей первому порядку квазисинхронизма в РДС той же толщины, что и рассматриваемый НФК. Существенное снижение эффективности преобразования является платой за возможность перестройки генерации излучения в широком спектральном диапазоне.

Путем изменения центральной длины волны основного излучения нами получена перестраиваемая генерация четвертой гармоники излучения фемтосекундного лазера на титан-сапфире в НФК SBO в спектральном диапазоне 187.5–215 нм (рис.4). Основными факторами, ограничивающими коротковолновую границу области перестройки генерируемого излучения, являются, в первую очередь, поглощение воздуха, а также перестроечная кривая лазера накачки, тогда как поглощение SBO оказывает второстепенное влияние. Мы обнаружили пик в спектре поглощения материала НФК, приходящийся на длину волны 209 нм, с соответствующим коэффициентом поглощения 0.6 см^{-1} (0.45 см^{-1} на 200 нм). Согласно [4] поглощение в этой области не связано с основными компонентами ма-

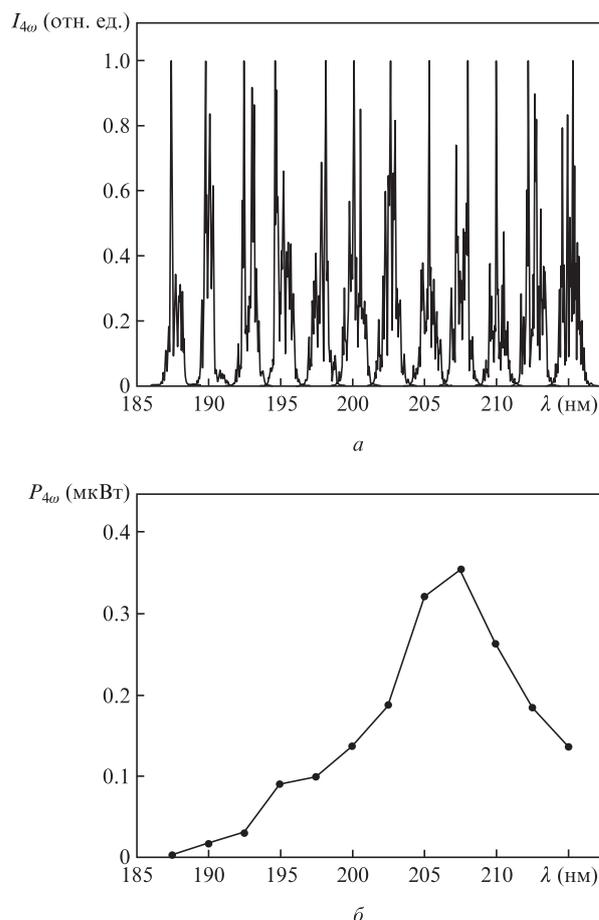


Рис.4. Спектры четвертой гармоники излучения фемтосекундного лазера при различных центральных длинах волн излучения накачки (а) и зависимость средней мощности $P_{4\omega}$ излучения четвертой гармоники от центральной длины волны преобразованного излучения (б).

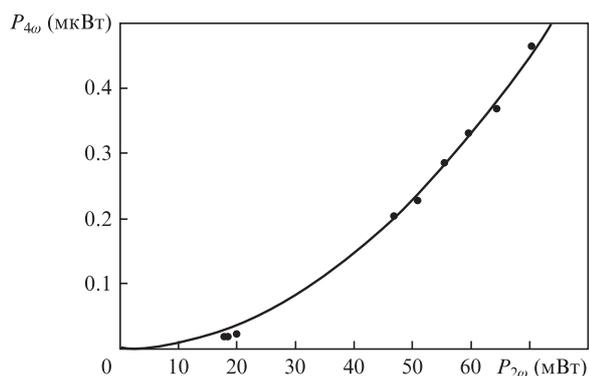


Рис.5. Экспериментальная зависимость средней мощности излучения четвертой гармоники $P_{4\omega}$ от средней мощности излучения второй гармоники $P_{2\omega}$.

териала НФК. Следует предположить, что данные особенности поглощения обусловлены непреднамеренными примесями. Следовательно, при улучшении качества исходных материалов и при использовании технологии, обеспечивающей защиту расплава от загрязнений в процессе роста, данные примеси могут быть удалены.

На рис.5 приведена зависимость средней мощности излучения, генерируемого в НФК, от мощности накачки, которая достаточно хорошо описывается квадратичным законом, точно так же, как и в случаях углового и фазового квазисинхронизмов [22]. Этот факт подтверждает правомерность используемой нами простой расчетной модели (2). Кроме того это означает, что при дальнейшем повышении интенсивности накачки свыше 0.3 ГВт/см^2 сле-

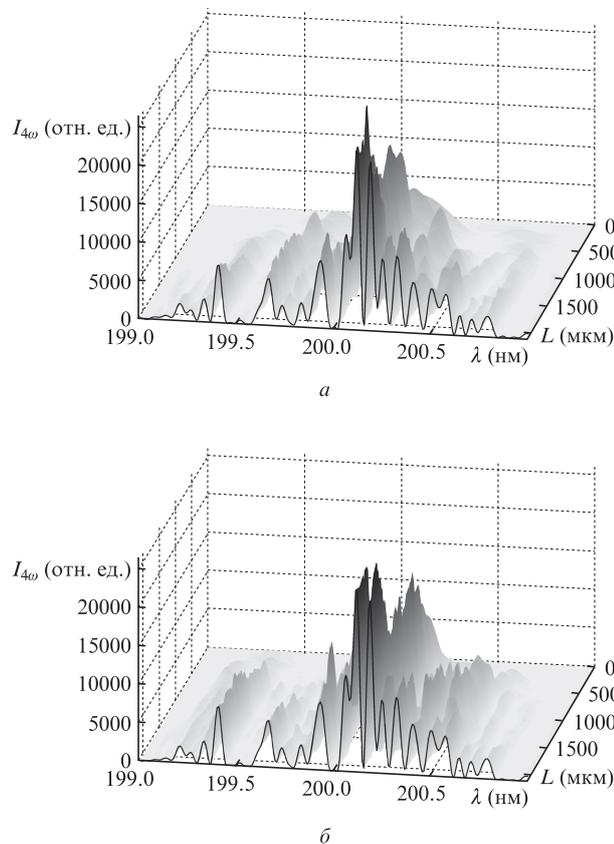


Рис.6. Эволюция сигнала, генерируемого в НФК вдоль доменной структуры в прямом (а) и в обратном (б) направлениях.

дует ожидать значительного роста мощности коротковолнового излучения.

Одна из особенностей нелинейно-оптического преобразования излучения в НФК связана с направлением распространения излучения через доменную структуру. Очевидно, что последовательности доменов в этих случаях различны по толщине. Однако с точки зрения интенсивности генерируемого излучения на выходе кристалла эти структуры являются эквивалентными, поскольку имеют один спектр векторов обратной решетки. Эту эквивалентность иллюстрирует расчет с помощью выражения (2) (рис.6). Как следует из рис.6, для данных структур эволюция спектров генерируемого излучения при распространении основного излучения в противоположных направлениях будет различна, а ее результат – одинаковым. В процессе эволюции наблюдается сужение пиков в спектре генерируемого излучения.

Кроме того, интегральная по спектру мощность не зависит от направления распространения излучения (рис.7,а). С целью экспериментальной проверки этого предположения были записаны спектры генерируемого излучения при распространении излучения накачки в прямом и обратном направлениях. В ходе этой процедуры производилась оптимизация максимальной мощности генерируемого излучения путем изменения положения фокального пятна внутри НФК. Как видно из рис.7,б, спектр генерируемого излучения сохраняется неизменным вне зависимости от направления распространения основного излучения через структуру НФК, равно как и при перемещении НФК

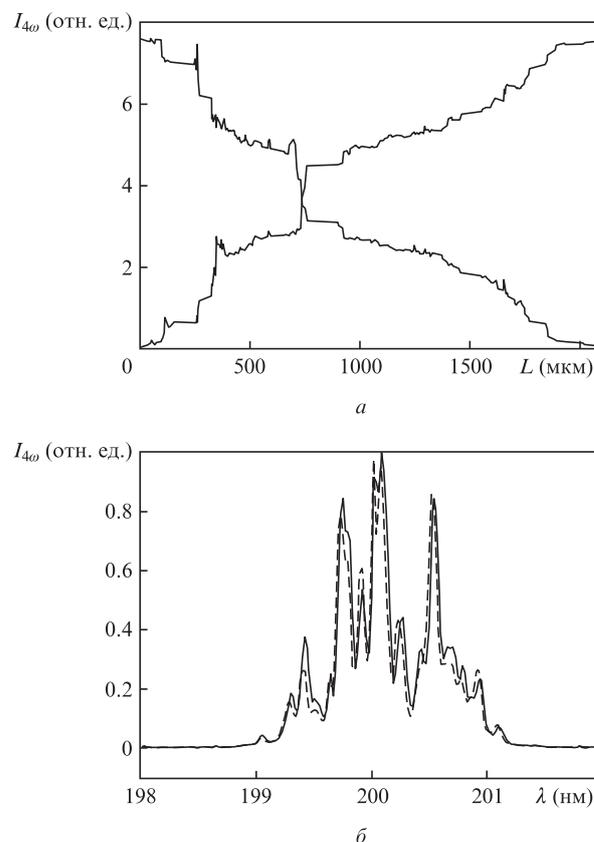


Рис.7. Расчетная зависимость интегральной мощности на частоте четвертой гармоники от направления распространения основного излучения (а) и спектр генерируемого излучения при распространении излучения накачки через НФК в прямом (сплошная кривая) и в обратном (штриховая кривая) направлениях (б).

по трем координатам. Последнее обстоятельство свидетельствует о высокой степени упорядоченности доменной структуры в кристаллографической плоскости *bc*. Наблюдавшийся спад мощности генерируемого излучения на 15% при распространении излучения накачки сначала через структуру НФК, а затем через протяженный монодоменный участок позволяет оценить коэффициент поглощения материала НФК на длине волны 200 нм в 0.54 см^{-1} . Это значение находится в удовлетворительном согласии с коэффициентами поглощения спектров, записанных для исследуемого НФК и пластинки SBO толщиной 432 мкм.

Приведенный на рис.7,*a* расчет позволяет также судить о степени неоднородности структуры исследуемого образца НФК. Несмотря на то что в пределах всего образца рост интегральной интенсивности генерируемого излучения можно грубо считать близким к линейному, на отдельных участках внутри структуры эта интенсивность растет существенно быстрее, чем во всей структуре. Это позволяет надеяться, что в процессе развития технологии получения НФК SBO эффективность преобразования удастся повысить не только за счет повышения интенсивности накачки, как обсуждалось выше, но и за счет более благоприятного распределения толщин доменов.

5. Заключение

Таким образом, в спектральном диапазоне 187.5–215 нм получена каскадная перестраиваемая генерация четвертой гармоники излучения фемтосекундного лазера на титан-сапфире с использованием случайного фазового квазисинхронизма в НФК SBO. Интегральное по спектру увеличение эффективности преобразования вследствие случайного фазового квазисинхронизма по сравнению со случаем несинхронной генерации в монодоменном образце составило 320 раз. Максимальная средняя мощность излучения четвертой гармоники равнялась 1 мВт. Мощность генерируемого излучения, как функция мощности основного излучения, изменяется по квадратичному закону. В рамках стационарной модели учет процессов генерации излучения на суммарных частотах в пределах спектра основного излучения не приводит к уширению пиков в спектре генерируемого излучения. Нелинейный фотонный кристалл SBO, в котором реализуется случайный фазовый квазисинхронизм, может служить основой не критичного по угловым и спектральным характеристикам нелинейно-оптического преобразователя излучения, перестраиваемого в вакуумной ультрафиолетовой области спектра.

Работа проведена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (госконтракт №16.740.11.0150), гранта Президента РФ поддержки ведущих научных школ №НШ-4645.2010.2, гранта РНП.2.1.1.3455, проектов 2.5.2 и 3.9.1, проектов СО РАН 27.1 и 5, а также гранта ККФПНИИТД и гранта Carl Zeiss.

- Petrov V., Rotermund F., Noack F., Ringling J., Kittelmann O., Komatsu R. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **5**, 1532 (1999).
- Гречин С.С., Прялкин В.И. *Квантовая электроника*, **33**, 737 (2003).
- Pan F., Shen G., Wang R., Wang X., Shen D. *J. Cryst. Growth*, **241**, 108 (2002).
- Oseledchik Yu.S., Prosvirnin A.L., Pisarevskiy A.I., Starshenko V.V., Osadchuk V.V., Belokrysov S.P., Svitanko N.V., Korol A.S., Krikunov S.A., Selevich A.F. *Opt. Mater.*, **4**, 669 (1995).
- Zaitsev A.I., Aleksandrovsky A.S., Vasiliev A.D., Zamkov A.V. *J. Cryst. Growth*, **310**, 1 (2008).
- Berger V. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 4136 (1998).
- Aleksandrovsky A.S., Vyunishev A.M., Shakhura I.E., Zaitsev A.I., Zamkov A.V. *Phys. Rev. A*, **78**, 031802-1 (2008).
- Александровский А.С., Вьюньшев А.М., Шахура И.Е., Зайцев А.И., Замков А.В. *Оптика и спектроскопия*, **107**, 384 (2009).
- Aleksandrovsky A.S., Vyunishev A.M., Zaitsev A.I., Zamkov A.V., Arkhipkin V.G. *J. Opt. A*, **9**, S334 (2007).
- Aleksandrovsky A.S., Vyunishev A.M., Slabko V.V., Zaitsev A.I., Zamkov A.V. *Opt. Commun.*, **282**, 2263 (2009).
- Вьюньшев А.М., Александровский А.С., Черепяхин А.В., Ровский В.Е., Зайцев А.И., Замков А.В. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, **37**, 85 (2010).
- Морозов Е.Ю., Каминский А.А., Чиркин А.С., Юсупов Д.Б. *Письма в ЖЭТФ*, **73**, 731 (2001).
- Морозов Е.Ю., Чиркин А.С. *Квантовая электроника*, **34**, 227 (2004).
- Baudrier-Raybaut M., Haïdar R., Kupecek Ph., Lemasson Ph., Rosencher E. *Nature*, **432**, 374 (2004).
- Fejer M.M., Magel G.A., Jundt D.H., Byer R.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, 2631 (1992).
- Дмитриев В.Г. Тарасов Л.В. *Прикладная нелинейная оптика* (М.: Физматлит, 2004).
- Vidal X., Martorell J. *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 013902-1-013902-4, (2006).
- Aleksandrovsky A.S., Vyunishev A.M., Zaitsev A.I., Ikonnikov A.A., Pospelov G.I. *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 061104, (2011).
- Ярив А., Юх П. *Оптические волны в кристаллах* (М.: Мир, 1987).
- Aleksandrovsky A.S., Vyunishev A.M., Zaitsev A.I., Slabko V.V. *Phys. Rev. A*, **82**, 055806 (2010).
- Maker P.D., Terhune R.W., Nisenoff M., Savage C.M. *Phys. Rev. Lett.*, **8**, 21 (1962).
- Кравцов Н.В., Лаптев Г.Д., Наумова И.И., Новиков А.А., Фирсов В.В., Чиркин А.С. *Квантовая электроника*, **32**, 923 (2002).