

## Многокаскадные удвоители частоты широкополосного лазерного излучения

Н.Ф.Андреев, К.В.Власова, В.С.Давыдов, С.М.Куликов, А.И.Макаров,  
С.А.Сухарев, Г.И.Фрейдман, С.В.Шубин

*Предложена и исследована новая схема многокаскадного преобразователя во вторую гармонику (ВГ) пучка широкополосного непрерывного излучения первой гармоники с компенсацией группового сноса в каскадах. Для удвоителей частоты на основе наиболее перспективного кристалла LBO определены условия, при которых возможно получение высоких коэффициентов преобразования в ВГ широкополосного ( $\sim 33 \text{ см}^{-1}$ ) излучения одномодового волоконного лазера с низкой пиковой мощностью ( $\sim 300 \text{ Вт}$ ). В единичном кристалле LBO получено преобразование в ВГ непрерывного излучения со средней мощностью  $300 \text{ Вт}$  и эффективностью  $\eta = 4.5\%$ . В двух- и трехкаскадных схемах продемонстрирован эффект когерентного сложения излучения ВГ различных каскадов. Согласно расчету ожидаемые эффективности преобразования при отсутствии потерь, но с учетом реальных aberrаций элементов, составили  $18\%$  и  $38\%$  соответственно. В третьем каскаде трехкаскадного преобразователя начинает сказываться эффект истощения накачки, что может уменьшить последнее значение до  $\sim 30\%$ .*

**Ключевые слова:** генерация второй гармоники, кристалл LBO, не критический по углам синхронизм, спектральная ширина синхронизма, многокаскадные схемы удвоения частоты, когерентное сложение полей.

### 1. Введение

Прогресс в создании эффективных непрерывных волоконных иттербиевых лазеров на длине волны  $\lambda = 1070 \text{ нм}$  с расходимостью излучения, близкой к дифракционному пределу, и мощностью порядка  $1 \text{ кВт}$  открывает широкие возможности их применения в высокотехнологичных производствах, а также в ряде научно-прикладных разработок. Для расширения области применения подобных лазеров представляет интерес преобразование частоты их излучения во вторую гармонику (ВГ) с энергетическим КПД порядка десятков процентов и средней мощностью излучения до нескольких сотен ватт.

Целью представленной работы является исследование возможности эффективного преобразования излучения волоконных иттербиевых непрерывных лазеров в ВГ с мощностью до сотен ватт на примере лазера ЛС-1-С/06-ОМ (НТО «ИРЭ-Полус»). Параметры излучения этого лазера таковы: длина волны  $\lambda = 1070 \text{ нм}$ , излучение неполяризованное, мощность в одномодовом пучке  $600 \text{ Вт}$  ( $M^2 = 1.08$ ), ширина спектра  $\Delta f_{1\omega} = 33.6 \text{ см}^{-1}$  по уровню  $0.5$  от максимума интенсивности (далее все спектральные ширины будем указывать по этому уровню). Особенность решаемой в настоящей работе задачи заключается в том, что пиковая мощность выделенной поляризованной компоненты лазерного излучения при большой ширине его спектра невысока по сравнению с пиковой мощностью

импульсных лазеров. Такие параметры излучения первой гармоники (ПГ) не позволяют получить высокую эффективность преобразования в ВГ при использовании обычных схем удвоения частоты. В то же время при средней мощности  $100\text{--}1000 \text{ Вт}$  необходимо минимизировать влияние различных тепловых эффектов в нелинейных кристаллах (НК) и сопровождающей оптике (линзы, зеркала, поляризаторы и т.д.), препятствующих эффективной ГВГ.

В настоящее время созданные на основе кристаллических активных элементов лазеры [1, 2] с уровнем средней мощности на длине волны  $530 \text{ нм}$   $\sim 100 \text{ Вт}$  работают в импульсно-периодическом режиме при высокой пиковой мощности излучения (длительность импульса  $10\text{--}30 \text{ пс}$ , частота следования  $78\text{--}110 \text{ МГц}$ ) и с расходимостью, несколько превышающую дифракционную ( $M^2 = 1.2\text{--}2.7$ ). В [3] представлен волоконно-оптический импульсно-периодический лазер с выходной мощностью  $60 \text{ Вт}$  на длине волны  $540 \text{ нм}$  (длительность импульса  $5 \text{ нс}$ , частота следования  $10 \text{ МГц}$ ,  $M^2 = 1.33$ ). Наибольшая мощность ВГ при преобразовании излучения непрерывного Nd:YAG-лазера, по нашим данным, получена в [4]:  $16 \text{ Вт}$  при  $M^2 = 1.2$  и  $27 \text{ Вт}$  при  $M^2 = 8$ .

В разд.2 настоящей работы в приближении заданного поля накачки рассмотрены процессы генерации ВГ в сфокусированных пучках широкополосного излучения ПГ, на основе чего выбран нелинейный кристалл LBO, оптимальный для эффективной генерации ВГ такого излучения. Также определены основные параметры однокаскадного преобразователя, в частности предельно достижимая эффективность преобразования в ВГ излучения лазера ЛС-1-С/06-ОМ.

В разд.3 проанализированы возможности реализации идеи увеличения в несколько раз эффективности ГВГ с помощью двух- и трехкаскадных преобразователей с компенсацией относительного группового сноса волн гармоник, возникающего при их распространении в НК и

Н.Ф.Андреев, К.В.Власова, В.С.Давыдов, А.И.Макаров, Г.И.Фрейдман, С.В.Шубин. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: pandreev@appl.sci-nnov.ru  
С.М.Куликов, С.А.Сухарев. Институт лазерно-физических исследований ФГУП «Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ», Россия, Нижегородская обл., 607188 Саров, просп. Мира, 37; e-mail: kulikov@otd13.vniief.ru

Поступила в редакцию 8 февраля 2012 г., после доработки – 6 июня 2012 г.

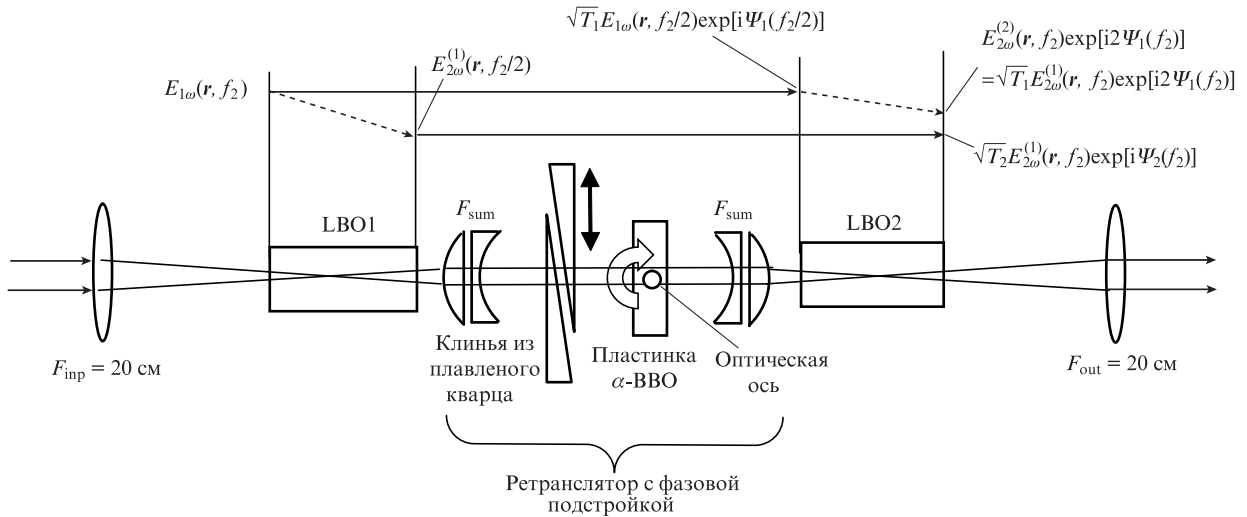


Рис.1. Принципиальная оптическая схема, поясняющая соотношение структур полей гармоник в различных сечениях и принцип работы фазовой компенсации, примененной при определении толщины кристалла  $\alpha$ -BBO. Указанные соотношения полей предполагают точный перенос ретранслятором структуры полей гармоник с выхода LBO1 на выход LBO2.

в сопровождающей оптике из-за различия групповых скоростей гармоник, с помощью установленных между НК кристаллических пластинок из материала с подходящим законом дисперсии [5]. При такой компенсации в многокаскадной схеме с увеличением числа НК  $N$  спектральная ширина синхронизма не уменьшается [6], а увеличение эффективности может составлять в определенных случаях  $N^2$  раз. При практической реализации данной идеи мы исследовали двухкаскадную схему, представленную на рис.1, а также трехкаскадную схему на основе LBO. В отличие от работы [5], в которой компенсировались как пространственный снос пучка ВГ, так и временное групповое разбегание гармоник, нами использовались кристаллы LBO, нагретые до температуры не критического синхронизма, в которых отсутствовал взаимный пространственный снос волн гармоник. Это позволяло остро фокусировать преобразуемое излучение в НК до достижения максимальной для данной длины кристалла эффективности преобразования. Оптический ретранслятор, состоящий из ахроматических линз, служил для переноса структуры поля ПГ из первого НК во второй. Компенсация взаимного группового разбегания волн в оптической системе и согласование фаз полей ВГ на выходе второго НК осуществлялись установленной между ними кристаллической пластинкой из кристалла  $\alpha$ -BBO.

В разд.4 приведены результаты экспериментального исследования одно-, двух- и трехкаскадных удвоителей частоты на основе НК LBO излучения широкополосного волоконного лазера. Основные результаты работы сформулированы в Заключение.

## 2. Анализ процесса удвоения частоты сфокусированного широкополосного излучения

Рассмотрим вначале процессы ГВГ в одном кристалле. Расчет эффективности преобразования в ВГ проведем в приближении заданного поля пучка излучения ПГ с гауссовой поперечной структурой. В этом приближении линейное неоднородное уравнение для поля ВГ решается в общем случае с помощью преобразования Фурье–Лап-

ласа по времени и поперечным координатам [7]. Для гауссовых по поперечным координатам пучков ПГ с зависящей от времени комплексной амплитудой  $E_{1\omega}(t)$  поперечная структура спектральных составляющих поля ВГ, как и в случае монохроматических пучков [8, 9], определяется в аналитическом виде. При квазистационарной зависимости амплитуды  $E_{1\omega}(t)$  выражение для отношения мощности ВГ  $P_2$ , усредненной по времени  $t_{st}$ , много большему времени корреляции  $\tau_{cor}$ , к средней мощности ПГ  $P_1$  (коэффициент преобразования, или его эффективность  $\eta = P_2/P_1$ ) удобно записать в следующем виде:

$$\eta = \frac{n_0 K^2}{\lambda_{10} c \epsilon_0} P_{1\text{eff}} \int p_{2\omega}(f_1) S(\Delta k(f_1), \beta_1, \beta_2) df_1. \quad (1)$$

Здесь  $f_1 = \tilde{f}_1 - f_{10}$  – отстройка (в  $\text{см}^{-1}$ ) частоты ПГ  $\tilde{f}_1$  от несущей частоты  $f_{10}$  (соответствующая величина отстройки для ВГ  $f_2$  будет в два раза больше  $f_1$ );  $K = 2\pi \times d_{\text{eff}}/\lambda_{10} \sqrt{n_0 n_1 n_2}$ ;  $d_{\text{eff}}$  – коэффициент, определяющий нелинейность кристалла (в м/В);  $\lambda_{10}$  – длина волны ПГ;  $\epsilon_0 = 1/(4\pi \times 10^9)$ ;  $n_0$  – показатель преломления о-волны ПГ;

$$P_{1\text{eff}} = \frac{(cn_0 \epsilon_0 \pi a_0^2/2) \int_{t_{st}} |E_{1\omega}(t)|^4 dt}{\int_{t_{st}} |E_{1\omega}(t)|^2 dt},$$

$$p_{2\omega}(f_1) = \frac{|P_{2\omega}(f_1)|^2}{\int |P_{2\omega}(f_1')|^2 df_1'}$$

– эффективная мощность ПГ и нормированная спектральная интенсивность возбуждаемой на частоте ВГ нелинейной поляризации, зависящие от характера модуляции амплитуды ПГ во времени соответственно;  $P_{2\omega}(f_1)$  – спектр квадрата амплитуды  $E_{1\omega}(t)$ , которому пропорциональна наведенная на частоте ВГ поляризация. Справедливы соотношения

$$\int |P_{2\omega}(f)|^2 df = \int_{t_{st}} |E_{1\omega}(t)|^4 dt,$$

$$P_{2\omega}(f_1) = \int E_{1\omega}(f_1') E_{1\omega}(f_1 - f_1') df_1'.$$

Функция  $S(\Delta k, \beta_1, \beta_2)$  совпадает с кривой синхронизма для монохроматических волн, и для взаимодействия первого и второго типов она определяется соотношением

$$S(\Delta k, \beta_1, \beta_2) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{z_d}{L_{cr}} \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) \int_{-\frac{L_{cr}}{2z_d}}^{\frac{L_{cr}}{2z_d}} \exp\left\{i\left(\Delta k z_d + \frac{\beta_2}{\theta} x - \frac{1}{2} \frac{\beta_1}{\theta} x\right) \tilde{z}\right. \\ \left. - \frac{(\beta_1 \tilde{z}/\theta)^2}{4(1-i\tilde{z})}\right\} (1-i\tilde{z})^{-1} d\tilde{z} \Big|^2 dx. \quad (2)$$

Здесь принято, что перетяжка расположена в центре кристалла, и введены следующие обозначения:  $\beta_1, \beta_2$  – углы сноса пучков е-волн ПГ и ВГ;  $\theta = \lambda_{10}/2\pi n_{10} a_0$  – дифракционный угол расходимости гауссового пучка ПГ в перетяжке о-волны с радиусом  $a_0$  по уровню интенсивности  $1/e$ ;  $z_d = (2\pi n_{10}/\lambda_{10}) a_0^2$  – половина длины перетяжки пучка о-волны ПГ;  $L_{cr}$  – длина НК;  $\Delta k = k_2^e - k_1^e - k_1^o$  – волновая расстройка для второго типа синхронизма,  $\Delta k = k_2^e - 2k_1^o$  – для первого типа. Отметим, что волновая расстройка связана, во-первых, с отличием  $\Delta T$  температуры кристалла от оптимальной ( $\Delta k_T$ ), во-вторых, с частотной отстройкой  $\Delta k_f$  от максимума кривой синхронизма и, наконец, с угловой отстройкой  $\Theta$  кристалла от угла синхронизма ( $\Delta k_\Theta$ ), определенными для данного направления распространения. Таким образом,  $\Delta k = \Delta k_T + \Delta k_f + \Delta k_\Theta$ , где  $\Delta k_T \propto \Delta T$ ,  $\Delta k_\Theta \propto \Theta$  (для не критического по углам синхронизма  $\Delta k_\Theta \propto \Theta^2$ );  $\Delta k_f = 2\pi S_{21} f_2$ ;  $S_{21} = (c/c_{2\omega}^e - c/c_{1\omega}^o)$  и  $S_{21} = [c/c_{2\omega}^e - 0.5(c/c_{2\omega}^e + c/c_{1\omega}^o)]$  – безразмерные групповые расстройки для первого и второго типов взаимодействия соответственно;  $c, c_{1\omega}^e, c_{1\omega}^o, c_{2\omega}^e$  – скорость света в вакууме и групповые скорости волн гармоник в кристалле. В отсутствие сноса волн при  $\beta_1, \beta_2 = 0$ , что реализуется при не критическом по углам синхронизме, выражение (2) совпадает с известным выражением, приведенным в [9].

Как указывалось выше, эффективная мощность  $P_{1eff}$  ПГ и соотношение между ее спектром и спектром нелинейной поляризации  $p_{2\omega}(f_2)$ , возбуждающей ВГ, зависят от конкретного характера временной модуляции ПГ. Отметим лишь общие закономерности, полезные как для анализа экспериментальных результатов, так и для проведения расчетов параметров удвоителя. Довольно очевидно, что  $P_{1eff}$  равна средней мощности ПГ  $P_1$ , если ее модуляция чисто фазовая и отношение этих величин растет при увеличении глубины амплитудной модуляции, которая, как известно, например в случае гауссовой статистики поля ПГ, дает увеличение эффективности преобразования в два раза [6]. Более сложно зависит от характера модуляции ПГ соотношение между шириной спектра ПГ  $\Delta f_1$  и шириной  $\Delta f_{2p}$  спектра нелинейной поляризации  $p_{2\omega}(f_2)$ . При чисто фазовой модуляции для близкой к гауссовой формы спектра  $\Delta f_{2p} \approx 2\Delta f_1$ , а при чисто амплитудной –  $\Delta f_2 \approx \sqrt{2} \Delta f_{1\omega}$ . Если же модуляция носит смешанный характер, то может реализоваться неравенство  $\Delta f_{2p} > \sqrt{2} \Delta f_{1\omega}$ , что нашло отражение в наших экспериментальных результатах, описанных ниже. Более подробное обсуждение причин различия соотношений рассматриваемых ширин лежит вне рамок данной статьи.

Выражение (1) позволяет оптимизировать параметры удвоителя, а также оценить величину достижимой мощности ВГ. Продемонстрируем это на примере двусосного

НК LBO, ось  $z$  которого лежит во входной плоскости ( $\Theta = 90^\circ$ ), а волновые векторы ПГ и ВГ параллельны оси  $x$  ( $\varphi = 0$ ). В таком кристалле при температуре, близкой к  $T_{crit} \approx 141.8^\circ C$  (вычислена с помощью программы SNLO [10]) реализуется не критический синхронизм по углам первого типа,  $o + o \rightarrow e$  ( $d_{eff}^{LBO} = 0.849$  пм/В при температуре  $140^\circ C$ ) [10]. Как показано ниже, данный кристалл является наиболее перспективным для создания удвоителей частоты широкополосного излучения со средней мощностью  $10^2 - 10^3$  Вт. Длина кристалла  $L_{cr}$  в расчетах и эксперименте составляла 15 мм. Характеристики излучения ПГ при расчетах выбирались близкими к реализованным в эксперименте:  $P_{1\omega} = 300$  Вт,  $\Delta f_1 = 33.6$  см $^{-1}$ , излучение ПГ с  $\lambda_{10} = 1070$  нм из-за отсутствия информации о вкладе в спектральную ширину ПГ амплитудной модуляции считалось фазово-модулированным с гауссовой формой спектра. Ниже будет проведено сравнение результатов этих расчетов с данными экспериментов. Также предполагалось, что температура кристалла близка к температуре не критического синхронизма  $T_{crit} \approx 141.8^\circ C$  и  $\beta_1 = \beta_2 = 0$ . Согласно [10] групповые показатели преломления  $n_{g1} = c/c_{1\omega}^o$  и  $n_{g2} = c/c_{2\omega}^e$  при этой температуре равны 1.626 и 1.638 соответственно.

На рис.2 приведены зависимости эффективности преобразования от радиуса перетяжки пучка  $a_0$ , находящейся в центре НК, для монохроматического и широкополосного ( $\Delta f_1 = 33.6$  см $^{-1}$ ) излучения ПГ. Из этих зависимостей следует, что для монохроматического излучения максимум коэффициента преобразования достигается при  $a_0 = a_{0m} = 16.7$  мкм (соответствующая длина перетяжки  $2z_d = 5.5$  мм) и составляет 6.6%. Для широкополосного излучения максимум достигается в более сфокусированном пучке ( $a_0 = a_{0b} = 15$  мкм) и равен 4.5%. Уменьшение  $\eta$  происходит вследствие увеличения ширины синхронизма при уменьшении  $z_d$  (рис.3): так, при  $a_0 = a_{0b}$  ширина синхронизма  $\Delta f_{s1} = 30.9$  см $^{-1}$ , при  $a_0 = a_{0m}$  она составляет 29.8 см $^{-1}$ . Из рис.3 следует также, что кривая синхронизма сдвигается при фокусировке. С помощью [10] нетрудно вычислить так называемый температурно-дисперсионный коэффициент, связывающий изменение температуры не критического синхронизма со смещением частоты пер-

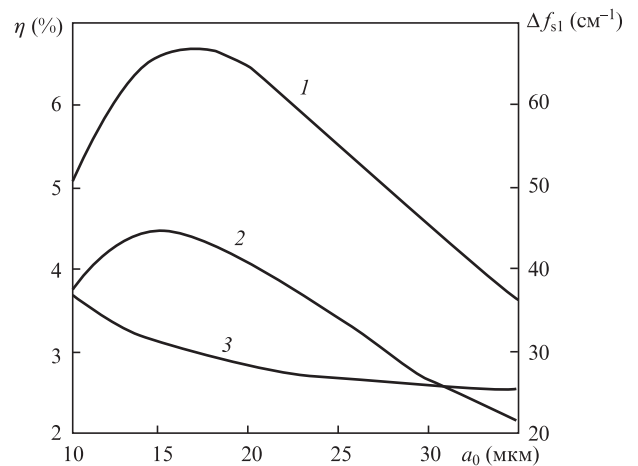


Рис.2. Расчетные зависимости эффективности преобразования в кристалле LBO длиной 15 мм в условиях не критического синхронизма от радиуса пучка в перетяжке для монохроматического излучения ПГ мощностью 300 Вт (1) и фазомодулированного излучения ПГ с шириной спектра 33 см $^{-1}$  (2), а также зависимость от  $a_0$  спектральной ширины синхронизма  $\Delta f_{s1}$  (3).

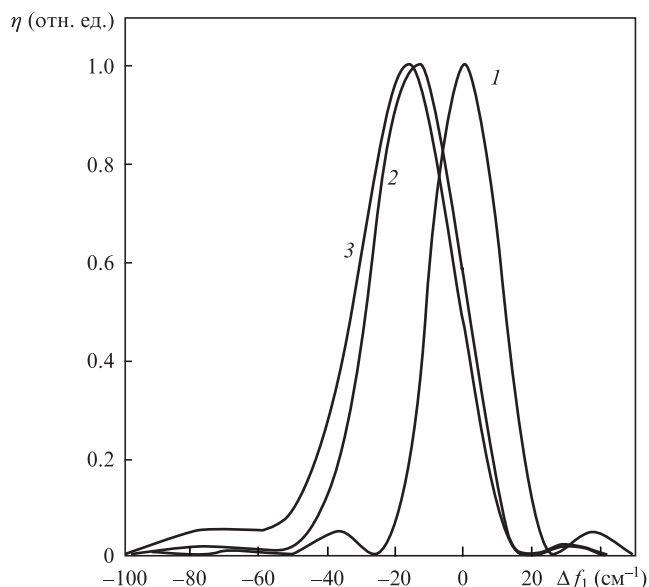


Рис.3. Расчетные нормированные зависимости эффективности преобразования в кристалле LBO длиной 15 мм в условиях некритического синхронизма от частотной отстройки от центральной частоты фазового синхронизма первой гармоники (кривые синхронизма) в приближении плоских волн ( $\Delta f_{s1} \approx 24.6 \text{ см}^{-1}$ ) (1), при оптимальной фокусировке для монохроматической волны с  $a_0 = 16.7 \text{ мкм}$  ( $\Delta f_{s1} \approx 29.8 \text{ см}^{-1}$ ) (2) и при фокусировке широкополосного излучения с перетяжкой  $a_{0b} = 14 \text{ мкм}$  ( $\Delta f_{s1} \approx 30.9 \text{ см}^{-1}$ ) (3).

вой гармоники  $\alpha_{ТГ} = 0.139 \text{ }^\circ\text{C}/\text{см}^{-1}$ . Отсюда, а также из вычисленных смещений центра кривой синхронизма при изменении  $a_0$  получим, что для сфокусированных пучков оптимальная температура будет меньше вычисленной с помощью [10] на  $1.8 \text{ }^\circ\text{C}$  и должна равняться  $140 \text{ }^\circ\text{C}$ .

На рис.4 приведены результаты расчетов максимальной эффективности преобразования широкополосного излучения для кристалла LBO, достигаемой при оптимальной фокусировке и оптимальной температуре и зависящей от длины кристалла  $L_{cr}$ . Согласно этим расче-

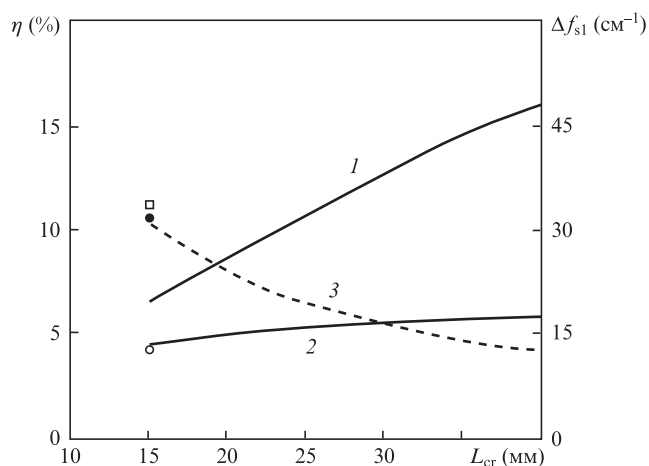


Рис.4. Расчетные зависимости эффективности преобразования в кристалле LBO при мощности ПГ 300 Вт от его длины при условии оптимального радиуса пучка в перетяжке в максимуме кривой синхронизма для каждой длины: 1 – монохроматическое излучение; 2 – широкополосное излучение с шириной спектра  $33 \text{ см}^{-1}$ ; 3 – соответствующая ширина спектрального синхронизма. Символами показаны экспериментальные значения эффективности (○), ширины синхронизма (●) и ширины спектра преобразуемого излучения (□).

там, при длине кристалла 30 мм максимальная эффективность для излучения с шириной спектра  $33.6 \text{ см}^{-1}$  составит 5.5% и будет очень медленно расти с дальнейшим увеличением  $L_{cr}$ . Если кристалл LBO длиной 30 мм разделить на два кристалла равной длины и далее использовать их в предложенной схеме, то без учета эффектов нелинейного насыщения можно получить коэффициент преобразования в ВГ в четыре раза больший, чем в одном кристалле:  $\eta = 4.5\% \times 4 = 18\%$ . Это свидетельствует о перспективности предлагаемого нами способа удвоения частоты широкополосного маломощного излучения с помощью многокаскадных схем.

Здесь необходимо сделать замечание об отношении плотности мощности ПГ в полученной оптимальной геометрии пучка к ее величине, вызывающей пробой в кристалле LBO. В соответствии с данными, приведенными в [10] и пересчитанными с использованием корневой зависимости этой величины (от длительности 10 нс ( $25 \text{ Дж}/\text{см}^2$ ) к 100 мкс (экспериментальное значение длительности)), «пробойная» плотность мощности составляет  $25 \text{ МВт}/\text{см}^2$ . Соответствующая величина для непрерывного излучения из литературы нам неизвестна. С другой стороны, плотность мощности в перетяжке пучка и на поверхности кристалла в приведенной геометрии при мощности ПГ 300 Вт составит соответственно  $42.4$  и  $3.1 \text{ МВт}/\text{см}^2$ , т. е. на поверхности плотность мощности на порядок меньше, чем в объеме. В то же время последняя почти в два раза больше величины, рассчитанной по корневой зависимости. В связи с противоречивостью данных значений соответствующие параметры выбирались экспериментально, что изложено в разд.4.

Аналогичный анализ был проведен для удвоителей на кристаллах  $\beta$ -BBO и KTP, нелинейность в которых существенно выше, чем в кристалле LBO ( $d_{\text{эф}}^{\text{BBO}} = 2.01 \text{ пм}/\text{В}$  [10],  $d_{\text{эф}}^{\text{KTP}} = 3.18 \text{ пм}/\text{В}$  [11, 12]). Однако кристалл  $\beta$ -BBO (далее для этого кристалла будем рассматривать синхронизм первого типа,  $o + o \rightarrow e$ , при котором нелинейность в кристалле будет наибольшей) имеет в два раза большее, чем у LBO, рассогласование групповых скоростей ( $S_{21}^{\text{BBO}} \approx 0.025$ ) и довольно значительный угол двулучепреломления ( $\beta_2^{\text{BBO}} = 55.6 \text{ мрад}$ ). Поэтому, согласно расчету, эффективность преобразования широкополосного излучения при оптимальной фокусировке в максимуме кривой синхронизма и при длине кристалла  $\beta$ -BBO  $L_{cr} = 15 \text{ мм}$  составляет всего 1.6%.

Влияние двулучепреломления можно существенно уменьшить в сборке из нескольких кристаллов, вырезанных под углом синхронизма и установленных вплотную друг к другу, с таким взаимным расположением осей, что происходит компенсация пространственного сноса гармоник и при этом сохраняется знак нелинейности [5, 6]. Нами был произведен оценочный расчет эффективности преобразования для подобной оптической конструкции общей длиной 5.4 мм с различным количеством составляющих доменов  $N$ . Для такой конструкции независимо от  $N$  результирующая спектральная ширина синхронизма составляла  $\sim 34 \text{ см}^{-1}$ . При расчете радиус пучка принимался равным  $35.9 \text{ мкм}$ , что соответствовало плотности мощности на поверхностях входящих в сборку кристаллов, равной 0.6 от «пробойной» плотности мощности, пересчитанной по корневой зависимости от длительности 10 нс ( $13 \text{ Дж}/\text{см}^2$  для кристалла BBO [10]) к 100 мкс ( $1.3 \times 10^7 \text{ Вт}/\text{см}^2$ ). В результате эффективность при разном числе  $N$  (от 11 до 53) составила  $\sim 2.4\%$ . Следует отметить,

что малая эффективность преобразования для данной конструкции во многом обусловлена лучевой стойкостью кристалла  $\beta$ -ВВО.

У кристалла КТР эффект пространственного разбегания пучков незначителен (синхронизм типа  $e + o \rightarrow e$ , углы двулучепреломления согласно [10] равны 2.95 и 3.89 мрад для ПГ и ВГ соответственно), но групповое рассогласование больше, чем у LBO, примерно в шесть раз ( $S_{21}^{KTP} \approx 0.0745$ ). Толщина кристалла, при которой ширина синхронизма составляет  $\sim 34 \text{ см}^{-1}$ , будет равна  $\sim 1.6 \text{ мм}$ , а эффективность преобразования при плотности мощности, равной половине пробойной величины, – 0.43%. Здесь радиус пучка  $a$  принимался равным 35.7 мкм, а плотность мощности, пересчитанная по корневой зависимости от 10 нс ( $15 \text{ Дж/см}^2$  для кристалла КТР [10]) к 100 мкс, равна  $1.5 \times 10^7 \text{ Вт/см}^2$ . С другой стороны, на первый взгляд, можно увеличить эффективность путем увеличения длины кристалла. Тем более что при этом допустимо уменьшение радиуса пучка в перетяжке  $a_0$  при сохранении его значения на поверхности кристалла, поскольку пробойная плотность мощности в объеме кристалла много больше, чем на поверхности. Согласно расчету в приближении заданного поля при  $L_{cr} = 9 \text{ мкм}$  и  $a_0 = 14 \text{ мкм}$  эффективность составит 8.6%, т.е. будет более чем в два раза больше, чем в кристалле LBO длиной 15 мм при том же радиусе  $a_0$ . (Отметим, что, как показали наши исследования, в данной геометрии пучка при длительности импульсов 100 мкс плотность мощности ПГ на входной поверхности кристалла КТР близка к указанному выше «пробойному» значению.) Однако при этом спектральная ширина синхронизма существенно меньше, чем ширина спектра преобразуемого излучения, и составляет  $7.6 \text{ см}^{-1}$ . Для монохроматического излучения при такой фокусировке эффективность достигает 38.9%. Очевидно, что в этих условиях приближение заданного поля накачки неприменимо. Для корректного и достаточно сложного расчета в условиях насыщения преобразования требуется информация о неизвестных нам временных структурах амплитудной и фазовой модуляции излучения волоконного лазера. Ниже приведены экспериментальные зависимости эффективности преобразования в ВГ в кристалле КТР от мощности широкополосного излучения волоконного лазера, демонстрирующие эффект насыщения преобразования в КТР длиной 9 мм на уровне 3.8%.

Кроме того, КТР имеет значительное поглощение ( $\alpha_{KTP} \sim 10^{-2} \text{ см}^{-1}$  на частоте ВГ и  $\alpha_{KTP} \sim 10^{-4} \text{ см}^{-1}$  на частоте ПГ). Поэтому в области перетяжки сфокусированного пучка ПГ с мощностью непрерывного излучения  $P_1 = 300\text{--}600 \text{ Вт}$  в поперечном направлении при высоких эффективностях преобразования будет возникать перепад температуры  $\Delta T \approx 6\text{--}12^\circ\text{C}$ , сравнимый с температурной полушириной синхронизма  $\Delta T_s = 11.4^\circ\text{C}$  [10]. Это приведет к существенному снижению эффективности преобразования и, возможно, к разрушению кристалла возникающими при этом напряжениями.

Таким образом, как показывают расчеты и экспериментальные исследования, а также ввиду наличия, согласно утверждению авторов [13], кристаллов LBO, для которых  $\alpha_{LBO} \leq 10^{-5} \text{ см}^{-1}$  и, значит, нагрев непрерывным лазерным излучением мощностью  $\sim 1000 \text{ Вт}$  пренебрежимо мал, что косвенно подтверждено и в наших исследованиях, кристалл LBO наиболее перспективен для создания удвоителей широкополосного излучения с мощностью  $P_1 = 100\text{--}1000 \text{ Вт}$ .

### 3. Двух- и трехкаскадные удвоители частоты с ретрансляторами

Как указано во Введении, достичь эффективности преобразования в ВГ широкополосного (до  $34 \text{ см}^{-1}$ ) мощного непрерывного излучения волоконного лазера, превышающего 5%, можно лишь в многокаскадной схеме, состоящей из двух и более НК LBO.

На рис. 1 изображена принципиальная оптическая схема двухкаскадного преобразователя. Линза из плавленого кварца с фокусным расстоянием  $F_{inp} = 20 \text{ см}$ , установленная на оптимальном расстоянии от коллимирующего объектива, фокусировала излучение ПГ в кристалл LBO с длиной 15 мм и апертурой  $3 \times 3 \text{ мм}$  с образованием в его середине перетяжки радиусом  $a_0 = 13.9 \text{ мкм}$ . В эксперименте кристалл нагревался до температуры  $140.2^\circ\text{C}$ , при которой достигалась максимальная эффективность преобразования. Полученная температура близка к расчетной ( $140^\circ\text{C}$ ), при которой реализуется максимальная эффективность в оптимально сфокусированном пучке вблизи не критического синхронизма.

За первым кристаллом LBO находился ретранслятор, его первая линза устанавливалась таким образом, чтобы излучение ПГ на ее выходе было коллимированным. Между линзами ретранслятора располагались пластинка из кристалла  $\alpha$ -ВВО с нужной ориентацией осей и два встречных клина из плавленого кварца. Указанная конструкция служила, во-первых, для согласования фаз полей ВГ на выходе второго НК и, во-вторых, для компенсации группового разбегания временных структур гармоник в нелинейных кристаллах и в линзах ретранслятора. Коллимированность пучка внутри ретранслятора гарантировала отсутствие зависимости фазовой коррекции, вносимой оптическими элементами, от поперечной координаты. Линзы ретранслятора имели одинаковые фокусные расстояния  $F_{sum}$  для ПГ и ВГ и были собраны из двух линз – отрицательной из плавленого кварца и положительной из кристаллического кварца. В последней оптическая ось лежала в плоскости линзы и совпадала с направлением поляризации ВГ. Радиусы кривизны линз были рассчитаны из условия равенства фокусных расстояний  $F_{sum}$  на длинах волн ПГ и ВГ.

В приближении заданного поля основная гармоника в первом и втором НК распространяется как в линейной среде. В свою очередь пространственная структура поля ВГ во втором НК (LBO2) может быть представлена в виде суммы двух полей: поля ВГ, генерирующегося в первом НК (LBO1), которое во втором НК не испытывает нелинейного искажения и распространяется как в линейной изотропной среде, и поля ВГ, генерирующегося в LBO2 [14].

Взаимное расположение ретранслятора и нелинейных кристаллов подбирается таким, чтобы на входе LBO2 пространственная структура поля ПГ  $E_{1\omega}(r, f_2/2) \exp[i\Psi_1(f_2/2)]$  была с точностью до фазового множителя  $\Psi_1(f_2/2)$  идентична соответствующему полю на входе в LBO1 –  $E_{1\omega}(r, f_2/2)$ . Здесь  $f_2$  – отстройка частоты ВГ от несущей, а зависимость поля от частоты связана с некогерентностью излучения лазера. Пространственная структура  $E_{2\omega}^{(2)}(r, f_2) \exp(i2\Psi_1(f_2))$  поля ВГ, генерирующегося в LBO2, на его выходе с точностью до фазового множителя будет идентична структуре  $E_{2\omega}^{(1)}(r, f_2)$  поля ВГ на выходе LBO1. Это обусловлено идентичностью структур падающего на кристаллы LBO1 и LBO2 поля ПГ, а также отсутствием

поперечного сноса необыкновенной волны ВГ при некритическом синхронизме. Кроме того, поле  $E_{2\omega}^{(2)}(\mathbf{r}, f_2) \times \exp(i2\Psi_1(f_2))$  будет подобно полю  $E_{2\omega}^{(1)}(\mathbf{r}, f_2) \exp(i2\Psi_2(f_2))$ , генерирующемуся в LBO1 и проходящему через ретранслятор и LBO2. Такой результат обеспечивается ахроматичностью линз ретранслятора и его соответствующей настройкой, а также равенством показателей преломления в НК в условиях синхронизма для ПГ и ВГ (это гарантирует идентичность преобразования ретранслятором полей ПГ и ВГ в пределах НК). Следовательно, поле ВГ в некотором произвольном сечении на выходе двухкаскадной схемы будет равно сумме полей с одинаковыми пространственными структурами, но разными мощностями (вследствие линейных потерь в ретрансляторе), а также фазовыми множителями, связанными с линейным набегом фаз гармоник при распространении в элементах ретранслятора и в кристаллах. С использованием обозначений, приведенных на рис.1, где  $T_2$  – коэффициент пропускания элементами схемы излучения ВГ, генерируемой в первом НК, а  $T_1$  – коэффициент пропускания мощности ПГ через ретранслятор, это приводит к соотношению

$$E_{2\omega}^{(2)}(\mathbf{r}, f_2) = T_1 E_{2\omega}^{(1)}(\mathbf{r}, f_2). \quad (3)$$

Осевые фазы  $\Psi_{1,2}(f_2)$  полей ВГ на выходе второго кристалла обусловлены набегом фазы при распространении волн в линейных средах элементов ретранслятора и в кристаллах LBO. Необходимо отметить, что, кроме приведенного набега фаз в процессе возбуждения гармоник, в НК появляются дополнительные фазовые набеги полей ВГ:

$$\varphi_{1,2}^{nl}(f_2) = \arg \left[ \int_{-\frac{L_{cr}}{2z_d} + \Delta x_{1,2}}^{\frac{L_{cr}}{2z_d} + \Delta x_{1,2}} \frac{\exp(i\Delta k(f_2)z_d \tilde{z})}{1 - i\tilde{z}} d\tilde{z} \right],$$

где  $\Delta x_{1,2}$  – смещение перетяжки пучка ПГ от центра в первом и втором НК соответственно (здесь, как и ранее, длины кристаллов приняты одинаковыми). Формула для  $\varphi_{1,2}^{nl}(f_2)$  следует из выражения для поля ВГ, возбуждаемого сфокусированным гауссовым пучком, при некритическом синхронизме [9]. При  $\Delta x_{1,2} = 0$  в гауссовых пучках  $\varphi_{1,2}^{nl}(f_2) = 0$ . Заметим также, что при правильной настройке ретранслятора соотношение  $\varphi_1^{nl}(f_2) - \varphi_2^{nl}(f_2) = 0$  будет иметь место и для произвольного  $\Delta x$ , т.е. эти фазы не будут сказываться на эффекте когерентного сложения полей ВГ на выходе схемы. Указанное свойство при генерации ВГ необходимо учитывать при юстировке как положения перетяжки в НК, так и взаимного положения НК и ретранслятора, поскольку частотная зависимость  $\varphi_1^{nl}(f_2) - \varphi_2^{nl}(f_2)$  в пределах ширины синхронизма не представляется в виде линейной зависимости от  $f_2$  (рис.5), на чем основан дальнейший анализ когерентного сложения полей ВГ.

Для трехкаскадного преобразователя излучение гармоник с выхода второго каскада в третий каскад передается аналогичным образом.

Используя введенные обозначения, выпишем выражение для спектральной интенсивности ВГ в некотором сечении на выходе второго НК как результат сложения полей ВГ, возбужденных в первом и втором кристаллах:

$$I_2(\mathbf{r}, f_2) = \frac{c\epsilon_0}{2} |T_1 E_{2\omega}^{(1)}(\mathbf{r}, f_2) \exp(i2\Psi_1(f_2)) + \sqrt{T_2} E_{2\omega}^{(1)}(\mathbf{r}, f_2) \exp(i\Psi_2(f_2))|^2. \quad (4)$$

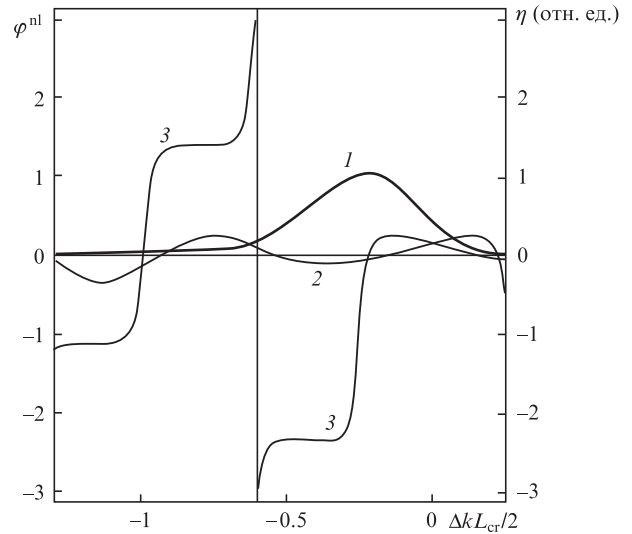


Рис.5. Зависимости от волновой расстройки в кристалле LBO длиной 15 мм нормированной эффективности (1) при удвоении частоты пучка излучения с радиусом в перетяжке 13.9 мкм (1) и  $\varphi^{nl}$  при перетяжке, сдвинутой от центра на 1.5 мм к выходной (2) и входной (3) поверхностям.

Очевидно, что  $I_2(\mathbf{r}, f_2)$  зависит от разности фаз полей  $\Delta\Psi(f_2) = -2\Psi_1(f_2) + \Psi_2(f_2)$ . В первом приближении по степеням  $f$  эту разность фаз можно представить в виде  $\Delta\Psi(f_2) = 2\pi\Delta_\Sigma f_2 + \Delta\Psi(0)$ . Здесь  $\Delta_\Sigma = \sum_i S_{21,i} L_i$ ,  $S_{21,i} = c/(c_{2\omega}^s)_i - c/(c_{1\omega}^o)_i$  – нормированная групповая расстройка в первом НК ( $i = 0$ ) и в различных элементах ретранслятора ( $i \neq 0$ );  $L_i$  – длины соответствующих элементов вдоль оси пучка. Для кристалла  $\alpha$ -ВВО, в случае, когда ВГ является е-волной, а ПГ – о-волной, величина  $S_{21, \text{ВВО}} < 0$ , тогда как  $S_{21,i} > 0$  ( $i \neq 0$ ). Фазовая расстройка несущих частот  $\Delta\Psi(0) = \sum_i \Delta k_i L_i$ , где  $\Delta k_i = (2\pi/\lambda_{20})[n_i(\lambda_{20}) - n_i(\lambda_{10})]$  – их волновая расстройка в соответствующих элементах, а  $n_i(\lambda)$  – показатели преломления материалов элементов на соответствующей длине волны.

Из выражения (4) видно, что если подобрать такую толщину пластинки из кристалла  $\alpha$ -ВВО, что будут одновременно удовлетворяться соотношения  $\Delta_\Sigma = 0$  и  $\Delta\Psi(0) = 2\pi m$  и, таким образом,  $\Delta\Psi(f_2) = 2\pi m$  ( $m$  – некоторое целое число), то произойдет компенсация рассогласования фаз гармоник на выходе второго НК на всех частотах в пределах спектральной полосы излучения. В результате этого получим на выходе второго НК когерентное сложение комплексных амплитуд полей ВГ, возбуждаемых в двух НК в поле широкополосной ПГ. В идеале при  $T_1 = T_2 = 1$  в приближении малых мощностей получим четырехкратное увеличение эффективности генерации ВГ в предлагаемой двухкаскадной схеме.

В случае скомпенсированной групповой расстройки ( $\Delta_\Sigma = 0$ ) выражение для суммарной мощности ВГ  $P_{1,2}(\Psi(0))$  на выходе второго НК как функции фазовой расстройки, справедливое и для негауссова пучка при наличии потерь, неточной настройке и абберациях ретранслятора, можно записать в виде

$$P_{1,2}(\Psi(0)) = P_2^{(1)} + P_2^{(2)} + 2H_{1,2} \sqrt{P_2^{(1)} P_2^{(2)}} \cos(\Psi(0)). \quad (5)$$

Выражение (5) получается из (4) путем интегрирования по всем частотам и пространственным координатам  $\mathbf{r}$ .

Здесь  $P_2^{(1)}$  и  $P_2^{(2)}$  – реальные мощности ВГ на выходе схемы, возбуждаемых в первом и втором кристаллах соответственно. Эти величины в реальной схеме можно измерять, поочередно отстраивая нелинейные кристаллы от синхронизма путем изменения их температуры. Коэффициент перекрытия полей в последнем слагаемом (5)

$$H_{1,2} = \frac{c\epsilon_0}{2} \operatorname{Re} \left\{ \iint E_{2\omega}^{(1)}(r, f_2) [E_{2\omega}^{(2)}(r, f_2)]^* dr df_2 \right\} \times \left[ \iint |E_{2\omega}^{(1)}|^2 dr df_2 \iint |E_{2\omega}^{(2)}|^2 dr df_2 \right]^{-1/2} \leq 1$$

характеризует степень пространственно-частотного перекрытия возбужденных в первом и втором НК пучков ВГ при наличии aberrаций в оптической схеме. Эту величину можно определить из экспериментально измеренной минимальной мощности ВГ, полученной при изменении фазовой расстройки  $\Psi(0)$  от 0 до  $\pi$ . Такая перестройка в описанной схеме осуществлялась поворотом компенсирующей пластинки из кристалла  $\alpha$ -ВВО вокруг оптической оси. При этом изменяется фазовая расстройка ( $\Delta k_{\text{ВВО}} L_{\text{ВВО}}$ ) при практически неизменной величине групповой расстройки  $\Delta \Sigma$ . Отметим, что определение  $H_{1,2}$  по результатам максимального гашения ВГ на выходе (минимум в зависимости (5) при  $\Psi(0) = \pi$ ) гарантирует минимальный вклад в измерение  $H_{1,2}$  эффекта истощения ПГ при генерации суммарной гармоники во втором кристалле. При заметных эффективностях преобразования, которые могут наблюдаться в многокаскадной схеме в максимуме интерференции (при  $\Psi(0) = 0$ ), формула (5) будет давать меньшую величину  $H_{1,2}$ , что связано с истощением ПГ в выходном кристалле и с происходящим при этом искажением пространственных распределений интерферирующих полей ВГ.

Для трехкаскадного преобразователя при компенсации групповой и фазовой расстроек в третьем каскаде мощность ВГ на выходе также определяется выражением (5). При этом величина  $P_2^{(1)}$  заменяется на  $P_{1,2}$  – мощность, генерируемую двухкаскадной схемой на выходе третьего каскада при выключенном третьем НК,  $P_2^{(2)}$  заменяется на  $P_2^{(3)}$  – мощность на выходе третьего НК при выводе из синхронизма двух первых,  $H_{1,2}$  заменяется на  $H_{1,2,3}$ . Здесь необходимо отметить, что коэффициент перекрытия полей в выражении (5) будет отличаться от единицы вследствие нарушения равенства (3) в силу нескольких причин.

1. Ахроматичность линз ретранслятора только для двух длин волн – 1070 и 535 нм. При смещении частоты от этих значений в пределах спектральной полосы синхронизма появляется разность кривизны волновых фронтов пучков ВГ на выходе ретранслятора. Этот эффект отсутствует в случае отражающей фокусирующей оптики.

2. Различие показателей преломления на частотах ПГ и ВГ оптических элементов, расположенных между линзами ретранслятора. Этот эффект будет меньше в схеме без кварцевых клиньев с более тонким кристаллом  $\alpha$ -ВВО и с более длиннофокусными линзами ретранслятора.

3. Оптические aberrации ретранслятора.

Все перечисленные искажения в нашей схеме, как следует из результатов приведенных далее измерений, находятся в допустимых пределах.

## 4. Экспериментальные исследования

На рис. 1 представлена схема двухкаскадного удвоителя частоты, описанная выше. Нелинейные кристаллы LBO нагреты до температуры не критического синхронизма и, таким образом, в них отсутствует взаимный пространственный снос волн гармоник. Это позволяет остро фокусировать преобразуемое излучение в НК до достижения максимальной для данной длины кристалла эффективности преобразования. Оптический ретранслятор, состоящий из ахроматических линз, служит для переноса структуры поля ПГ из первого НК во второй. Компенсация взаимного временного сноса волн в оптической системе и согласование фаз полей ВГ на выходе LBO2 осуществляется установленной внутри ретранслятора кристаллической пластинкой из кристалла  $\alpha$ -ВВО.

### 4.1. Однокаскадный удвоитель частоты

Источником излучения ПГ служил волоконный итербиевый лазер (ЛС-1-С/06-ОМ, НТО «ИРЭ-Полус»), генерирующий пучок деполаризованного одномодового излучения мощностью до 600 Вт на длине волны  $\lambda = 1070$  нм. Кроме непрерывного режима, лазер мог работать в импульсно-периодическом режиме за счет модуляции тока диодов накачки с требуемыми частотой следования и длительностью импульсов, близких к прямоугольным. Исследования в импульсно-периодическом режиме проводились при длительности импульсов лазерного излучения 100–300 мкс, частоте их следования 10 Гц и пиковой мощности до 300 Вт в выделенном с помощью поляризатора излучении с линейной поляризацией. Средняя мощность при этом не превышала 1 Вт, что исключало на данном этапе исследований влияние тепловых эффектов в элементах оптической схемы. Исследования проводились с кристаллами LBO длиной 15 мм и КТР длиной 9 мм. В непрерывном режиме работы лазера измерялась лишь эффективность преобразования в одиночном НК LBO.

Излучение лазера фокусировалось с помощью линзы ( $F_{\text{инп}} = 20$  см) из плавленого кварца в центр НК из LBO длиной 15 мм, сечением 3×3 мм или КТР длиной 9 мм. Кристалл LBO помещался в термостат, температура которого в диапазоне 140–150 °С изменялась с шагом 0.1 °С и поддерживалась постоянной с точностью  $\pm 0.05$  °С. Фокусное расстояние линзы и температура подбирались такими, чтобы коэффициент преобразования  $\eta$  в ВГ в кристалле LBO при максимальной средней мощности поляризованной компоненты  $P_1 = 300$  Вт был максимальным. В непрерывном режиме работы  $\eta_{\text{свmax}} = 4.2\% - 4.5\%$ . При этом оптимальный радиус пучка ПГ в перетяжке  $a_{0\text{opt}} = 13.9$  мкм. Эти величины близки к рассчитанным выше оптимальным значениям для кристалла LBO. Они не изменялись и после того, как убирался поляризатор и полная мощность проходящего через перетяжку излучения достигала 600 Вт, а плотность мощности в центре перетяжки – 100 МВт/см<sup>2</sup>. Спектры излучения ПГ и ВГ были близки к гауссову с ширинами  $\Delta f_1 = 33.6$  см<sup>-1</sup> и  $\Delta f_2 \approx 46$  см<sup>-1</sup> в LBO.

В импульсно-периодическом режиме измеренная максимальная эффективность преобразования в LBO составляла 3.4%. При увеличении длительности импульса до 300 мкс и переходе в непрерывный режим она возростала до 4.5%. Различие эффективностей связано, по-видимому, с переходными процессами при генерации лазерного из-

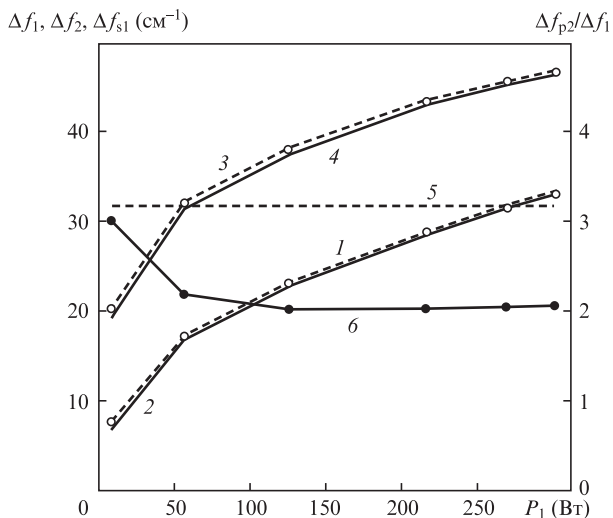


Рис.6. Зависимости измеренных ширин спектров ПГ (1) и ВГ (3) в кристалле LBO от мощности излучения лазера и эти же зависимости, скорректированные на аппаратную функцию (2, 4); 5 – ширина синхронизма на частоте первой гармоники при радиусе пучка в перетяжке 14 мкм, 6 – отношения ширины спектра мощности поляризации на частоте ВГ к ширине спектра ПГ.

лучения в импульсно-периодическом режиме, происходящими в начале каждого импульса, проявление которых можно было наблюдать на осциллограммах обеих гармоник [15].

На рис.6 представлены зависимости ширины спектра ПГ и ВГ в кристалле LBO от мощности излучения лазера, которые снимались при работе лазера в импульсно-периодическом режиме и длительности импульса 100 мкс. В этом же режиме получены зависимости коэффициента преобразования от пиковой мощности в LBO (рис.7) и в КТР (рис.8) при двух способах изменения мощности. Кривые 1 на рис.7 и 8 – зависимости  $\eta(P_1)$  при изменении мощности генерации лазера и его ширины спектра путем

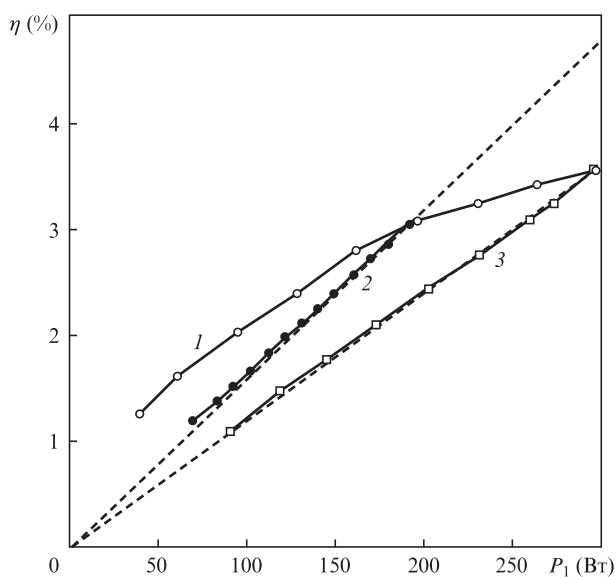


Рис.7. Экспериментальные зависимости эффективности преобразования в ВГ в кристалле LBO от мощности генерации лазера в импульсно-периодическом режиме (1) и от мощности излучения ПГ в кристалле LBO при заданной мощности генерации лазера и ширинах спектра ПГ 27 см<sup>-1</sup> (2) и ПГ 33.6 см<sup>-1</sup> (3).

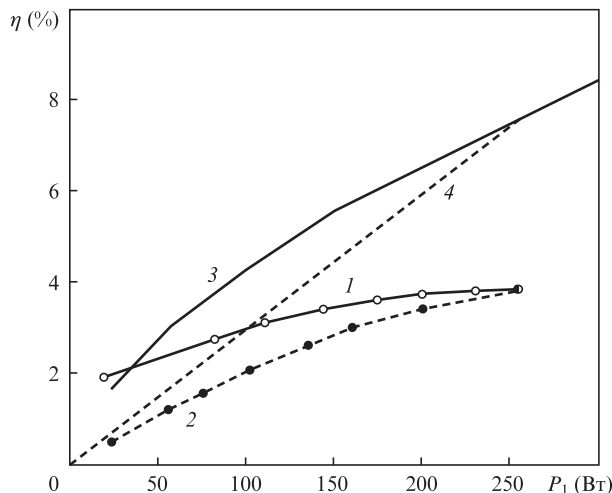


Рис.8. Измеренные (1, 2) и расчетные (3, 4) зависимости эффективности преобразования сфокусированного пучка ПГ с  $a_{min} = 14$  мкм в кристалле КТР длиной 9 мм от мощности генерации лазера (1, 3) и от мощности ПГ, изменяющейся с помощью поляризационного ослабителя при постоянной мощности генерации 250 Вт и ширине спектра ПГ 30 см<sup>-1</sup> (2, 4).

изменения тока диодов накачки. Зависимости 2, 3 на рис.7 и 2 на рис.8 получены в случае, когда ток диодов накачки не менялся и при этом не изменялись мощность и ширина спектра излучения на выходе лазера, а мощность ПГ, падающая на НК, регулировалась с помощью поляризационного ослабителя. Линейность этих зависимостей для кристалла LBO в соответствии с теорией ГВГ в заданном поле указывает на слабое влияние эффекта насыщения на режим преобразования в данном кристалле при наблюдаемых эффективностях. В противоположность этому на рис.8 отчетливо видна нелинейность кривой 2, указывающая на сильное влияние эффекта насыщения в кристалле КТР при  $\eta(P_1) \approx 3.8\%$ , что исключает использование данного кристалла в предлагаемых многокаскадных схемах.

В экспериментах плотность мощности в перетяжке пучка  $I_{waist} = 50$  МВт/см<sup>2</sup>, а плотность мощности на входной и выходной поверхностях кристаллов  $I_{inp} = 7$  МВт/см<sup>2</sup>. Однако даже при вдвое больших интенсивностях и длительном ( $\sim 10^6$  имп.) времени работы лазера в импульсно-периодическом, а также в непрерывном режиме разрушения кристалла LBO не наблюдалось, тогда как на поверхности кристалла КТР в импульсно-периодическом режиме при плотности мощности 7 МВт/см<sup>2</sup> в течение небольшого времени появлялись характерные разрушения.

Зависимости, представленные на рис.6, позволяют определить вид модуляции излучения лазера при изменении его мощности. Для этого нужно найти зависимости ширины спектра нелинейной поляризации  $p_{2\omega}$  от  $f_2$ . Спектр излучения ВГ пропорционален произведению спектра  $p_{2\omega}(f_2)$  на кривую синхронизма, и все эти зависимости близки в центральной части к гауссовым. Поэтому ширину спектра  $p_{2\omega}(f_2)$  можно вычислить из соотношения  $\Delta f_{p2} = [(\Delta f_2)^{-2} - (2\Delta f_{s1})^{-2}]^{-1/2}$ . Полученная таким образом при  $\Delta f_{s1} = 30.9$  см<sup>-1</sup> зависимость отношения  $\Delta f_{p2}/\Delta f_1$  от мощности приведена на рис.6 (кривая 6). Из нее следует, что при высокой мощности лазера модуляция его излучения близка к фазовой, т.к.  $\Delta f_{p2}/\Delta f_{1\omega} \approx 2$ . С уменьшением мощности это отношение увеличивается до трех, что указывает на возникновение дополнительной амплитудной



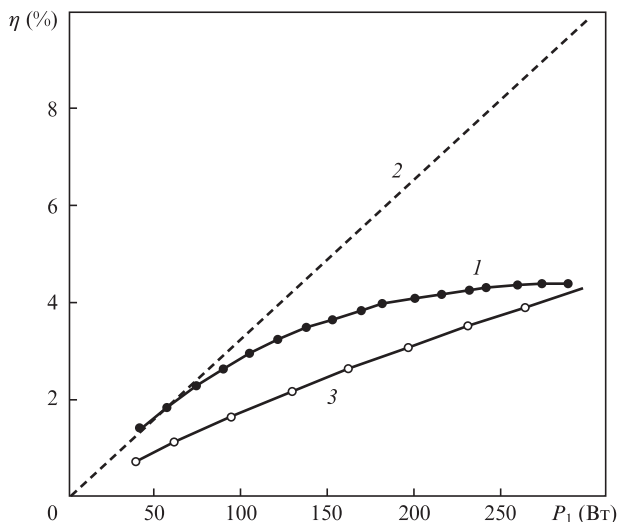


Рис.9. Экспериментальная зависимость эффективности преобразования в ВГ в кристалле LBO от мощности генерации лазера в непрерывном режиме (1); 2 – экстраполяция эффективности, измеренной при  $P_1 = 30$  Вт и ширине спектра ПГ  $5.6 \text{ см}^{-1}$ , к эффективности при мощности 300 Вт и при условии, что ширина линии генерации ПГ равна  $5.6 \text{ см}^{-1}$ , 3 – эффективности преобразования, полученные в результате расчета с учетом экспериментально измеренного спектра генерации.

модуляции. Это подтверждается также анализом приведенных на рис.7 и 9 зависимостей эффективности преобразования от мощности ПГ при разных способах ее изменения. Например, из зависимости 2 на рис.9, построенной в соответствии с линейной теорией, видно, что при ширине спектра около  $6 \text{ см}^{-1}$  и мощности 300 Вт можно было бы получить эффективность преобразования  $\sim 9.8\%$ . В то же время для монохроматического излучения ее расчетное значение составляет  $6.8\%$ . Учитывая хорошее совпадение расчетных и измеренных значений эффективности при максимальных мощностях, можно утверждать, что причиной такого различия при низких мощностях является амплитудная модуляция излучения лазера.

На рис.10 приведены зависимости нормированных эффективностей преобразования от температуры кристалла LBO при максимальной ширине спектра и мощности ПГ 300 Вт и при минимальной ширине спектра и мощности ПГ 30–40 Вт. Полученные данные позволяют определить ширину кривой синхронизма  $\Delta f_{s1}$  и, следовательно, проверить приведенное в [10] значение рассогласования групповых скоростей  $S_{21}$ . Для этого полученные зависимости эффективности преобразования от температуры можно очевидным образом пересчитать в соответствующие спектральные зависимости с помощью температурно-спектрального коэффициента  $\alpha_{Tf} = 0.139 \text{ }^\circ\text{C}/\text{см}^{-1}$ . Поскольку полученные таким образом зависимости, как следует из (1), являются сверткой спектра нелинейной поляризации  $p_{2\omega}(f_1)$  и кривой синхронизма  $S(\Delta k(f_1))$  и все кривые в центральной части близки к гауссовым, спектральную ширину измеренной кривой эффективности преобразования  $\Delta f_T$  можно выразить через соответствующие спектральные ширины следующим образом:  $\Delta f_T = [(\Delta f_{p2}/2)^2 + (\Delta f_{s1})^2]^{1/2}$ . При максимальной мощности ПГ и ширине ее спектра  $\Delta f_1 \approx 33.6 \text{ см}^{-1}$  ширина экспериментальной кривой 1 на рис.10  $\Delta T = 6.4^\circ\text{C}$ , или (в пересчете на частоту)  $\Delta f_T = 46 \text{ см}^{-1}$ . Учитывая, что в случае высокой

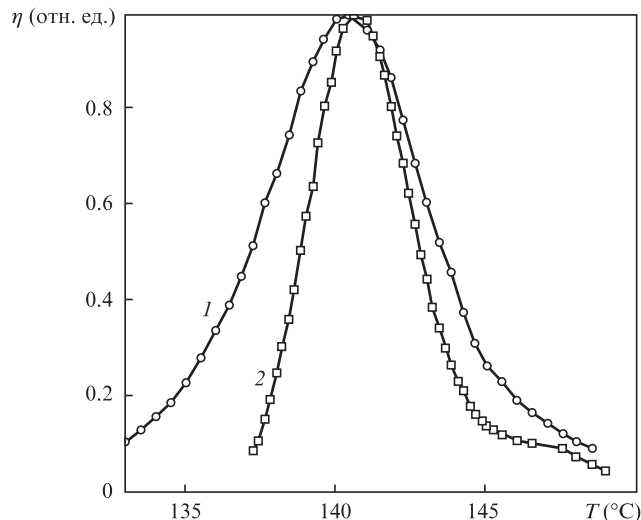


Рис.10. Экспериментальные нормированные температурные зависимости эффективности ГВГ в кристалле LBO в случае широкополосного излучения ПГ с  $\Delta f_1 = 33.6 \text{ см}^{-1}$  и  $P_1 = 300$  Вт (1) и узкополосного излучения с  $\Delta f_1 = 5.6 \text{ см}^{-1}$  и  $P_1 = 30\text{--}40$  Вт (2).

мощности ПГ  $\Delta f_{p2}/\Delta f_1 \approx 2$ , получаем  $\Delta f_{s1} = 31.4 \text{ см}^{-1}$ . Это хорошо согласуется с вычисленным по данным работы [10] значением  $\Delta f_{s1} = 31.4 \text{ см}^{-1}$  и с ранее полученным расчетным значением  $30.9 \text{ см}^{-1}$ . При малой мощности генерации и, следовательно, малой ширине ее спектра,  $\Delta f_1 \approx 5.6 \text{ см}^{-1}$ , температурная ширина  $\Delta T$  (см. кривую 2 на рис.10) составит  $4^\circ\text{C}$ , или  $\Delta f_T = 28.9 \text{ см}^{-1}$ . Отсюда, полагая  $\Delta f_{p2}/\Delta f_1 = 3$ , получаем  $\Delta f_{s1} = 27.7 \text{ см}^{-1}$ . Расхождение этого значения с определенным выше является, по-видимому, следствием меньшего радиуса пучка на выходном коллиматоре лазера в данном режиме его работы.

#### 4.2. Двухкаскадный удвоитель

При экспериментальной реализации предложенной выше схемы с компенсацией рассогласования фаз широкополосных полей гармоник мы столкнулись с проблемой точности расчета толщины кристалла  $\alpha$ -ВВО, при которой будут скомпенсированы все групповые задержки гармоник в элементах схемы, а настройка сведется только к повороту кристалла  $\alpha$ -ВВО, компенсирующему фазовые набеги несущих частот. Это связано с точностью вычисления групповых скоростей в оптических элементах с помощью известных спектральных зависимостей показателей преломления для кристаллов LBO,  $\alpha$ -ВВО, кристаллического и плавленого кварца. В этой связи в оптическую схему были введены два встречных клина из плавленого кварца, установленных рядом с пластинкой  $\alpha$ -ВВО (рис.1), суммарная толщина которых при взаимном поперечном смещении могла изменяться от 5 до 8 мм. Расстояние между линзами ретранслятора подстраивалось для каждой выбранной суммарной оптической толщины клиньев на частоте ВГ. Кроме того была изготовлена пластинка  $\alpha$ -ВВО толщиной 5.5 мм, заведомо превышавшей требуемую для исходной схемы.

В процессе настройки при каждой выбранной суммарной толщине кварцевых клиньев регистрировалась зависимость эффективности ГВГ от угла поворота  $\alpha$ -ВВО, изменявшего  $\Psi(0)$ . В результате была подобрана толщина клиньев, при которой в соответствии с формулой (5) в указанной зависимости наблюдалась наибольшая кон-

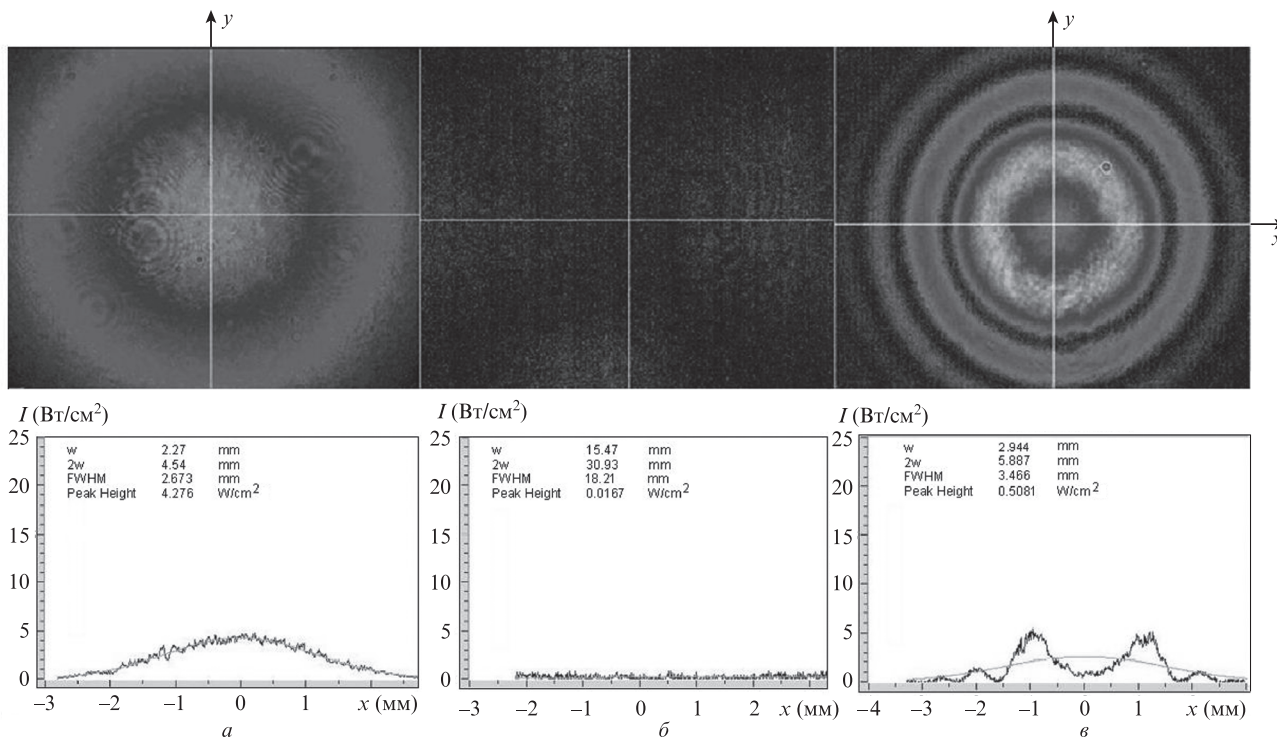


Рис.11. Фотографии и профили поперечного сечения пучка ВГ на выходе второго кристалла в случае ретранслятора с ахроматическими (а, б) и хроматическими (в) линзами: а – пучок ВГ в максимуме интерференции; б – пучок ВГ в минимуме интерференции; в – кольцевая структура пучка ВГ при использовании ретранслятора с хроматическими линзами (светлая кривая – гауссова аппроксимация экспериментальной зависимости).

трастность между максимальной и минимальной эффективностями преобразования в ВГ, достигавшимися при определенных значениях  $\Psi(0)$ . На рис.11,а и б представлены поперечные распределения интенсивности ВГ на выходе второго НК в максимуме и минимуме интерференции соответственно, зарегистрированные с помощью системы BeamStar FX 50 (Ophir). Распределение на рис.11,а в максимуме интерференции представляет собой практически идеальную гауссову зависимость. Распределение на рис.11,б, снятое в минимуме интерференции при сильном гашении полей ВГ на пределе чувствительности видеокамеры, выявляет aberrации пучков ВГ, не компенсирующиеся при когерентном вычитании полей. Видно, что полное гашение пучка наблюдается вдоль крестообразной области, расположенной по диагонали фотографии. На рис.11,в для примера представлена поперечная структура пучка ВГ, полученная при использовании ретранслятора с хроматической aberrацией и состоящего из линз, изготовленных из стекла ВК-7. Видна кольцевая структура, связанная с различными радиусами кривизны полей ВГ, возбуждаемой в разных кристаллах. В данном случае увеличение эффективности после второго каскада составляло около 2.1 и мало зависело от угла поворота кристаллической пластинки  $\alpha$ -ВВО.

Использование в двухкаскадной схеме кварцевых клиньев с переменной суммарной толщиной и пластинок из  $\alpha$ -ВВО разной толщины позволило в серии измерений, аналогичных описанному выше, определить нормированные групповые расстройки в кристаллах  $\alpha$ -ВВО и LBO. При этом, если принять для плавленого кварца  $S_{21} = 0.022603$ , а для кристаллического кварца  $S_{21} = 0.016856$  (эти значения получены с помощью известных формул Селлмейера), из наших измерений для кристалла LBO при температуре не критического синхронизма получим

$S_{21} = 0.0120$ , что совпадает со значением, определенным с помощью программы SNLO [10]. Для кристалла  $\alpha$ -ВВО  $S_{21} = -0.0918$ , что отличается от значений  $-0.1074$  и  $-0.08574$ , вычисленных по формулам из [16, 17], на 17% и 6.7% соответственно. Точность наших измерений не хуже 2.5%.

В двухкаскадной схеме была также измерена зависимость эффективности преобразования в ВГ от мощности генерации лазера (рис.12, кривая 2). Мощность изменялась регулировкой тока диодов накачки. Из кривых 2 и 3 видно, что эффективность двухкаскадного преобразователя в 3.3 раза больше эффективности в первом НК во всем диапазоне мощностей и соответствующих им ширин линии излучения, что говорит о слабом влиянии хроматических aberrаций ретранслятора. Полученное нами увеличение (в 3.3 раза) меньше предельного четырехкратного в основном из-за потерь излучения ПГ и ВГ в элементах ретранслятора (коэффициент пропускания для излучения ПГ  $T_1 = 0.96$ , для ВГ –  $T_2 = 0.88$ ). Коэффициенты преобразования в установленных в схеме кристаллах при полной мощности лазерного излучения на входе в схему 290 Вт составляли:  $\eta_1 = 3.4\%$  в первом НК и  $\eta_2 = 3.2\%$  во втором НК. При максимальной мощности импульсов  $P_1 = 290$  Вт и ширине спектра ПГ  $\Delta f_1 = 33.6$  см<sup>-1</sup> отношение мощности ВГ в максимуме зависимости (5) к мощности ВГ в ее минимуме (коэффициент контрастности) составляло  $\sim 50$ . Вычисление по этой же формуле коэффициента перекрытия в минимуме интерференции, т. е. при  $\cos(\Psi(0)) = -1$ , дало для двухкаскадной схемы  $H_{1,2} \geq 0.966$ . Интересно отметить, что при этом, полагая в (5)  $\cos(\Psi(0)) = +1$  и  $H_{1,2} = 0.966$ , получаем, что суммарная эффективность в максимуме интерференции  $\eta_{\Sigma}$  должна составлять 11.9%. Это больше измеренной максимальной эффективности на 4%. Заметим, что в работе [5] при удвоении ча-

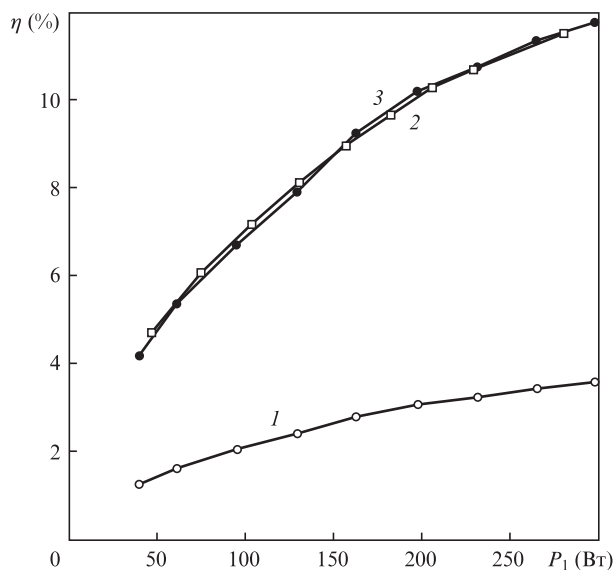


Рис. 12. Экспериментально измеренные эффективности преобразования в ВГ в зависимости от пиковой мощности импульса основной гармоники длительностью 100 мкс в импульсно-периодическом режиме работы волоконного лазера в одном кристалле LBO (1) и в двух последовательно установленных кристаллах (2), а также эффективности, соответствующие кривой 1, увеличенные в 3.3 раза (3).

стоты импульсов излучения длительностью 250 фс в двух кристаллах  $\beta$ -ВВО с использованием компенсирующих групповой снос пластинок  $\beta$ -ВВО рост эффективности по сравнению с ее увеличением в случае одного кристалла составил 2.85. Излучение ПГ при этом фокусировалось в систему кристаллов без использования ретранслятора, как и в работе [6].

### 4.3. Трехкаскадный удвоитель

Было проведено исследование трехкаскадной схемы удвоения, которая образуется из двухкаскадной путем добавления после второго каскада аналогичного ретранслятора и кристалла LBO в термостате. Эффективность преобразования в ВГ в третьем НК  $\eta_3$  при мощности ПГ на его входе 272 Вт составила 2.8%. Это несколько меньше расчетной величины 3%, обусловленной падением мощности ПГ при распространении по элементам ретрансляторов, но находится в пределах ошибки измерения. При удвоении во втором и третьем кристаллах при отсутствии ГВГ в первом кристалле коэффициент перекрытия полей  $H_{2,3} \geq 0.956$ , а отношение максимальной и минимальной эффективностей было несколько меньше, чем в первом и втором кристаллах, и составило 36.5. Это могло быть следствием аббераций, внесенных дополнительными оптическими элементами. Измеренная эффективность в максимуме интерференции, составившая 10.2%, была меньше вычисленной при  $H_{2,3} = 0.956$  в соответствии с (5) на 5%.

Суммарная эффективность трех каскадов в максимуме интерференции  $\eta_{1,2,3} = 17.1\%$ , что соответствует увеличению эффективности преобразования в ВГ в трехкаскадной схеме с реальными потерями по сравнению с эффективностью в первом НК в 4.9 раза.

Измерение мощностей ВГ на выходе первых двух каскадов и затем отдельно в третьем кристалле при выведенных из синхронизма первом и втором кристаллах (т.е. в отсутствие в них ГВГ), а также на выходе всех каскадов

в минимуме интерференции дало в соответствии с (5) коэффициент перекрытия полей  $H_{1,2,3} \geq 0.924$ . При таком значении  $H_{1,2,3}$  эффективность в максимуме интерференции, в соответствии с этой же формулой, должна равняться 21.7%. Отличие измеренного значения от расчетного в 1.27 раза превышает ошибку измерений. Это свидетельствует о заметном влиянии эффекта насыщения в третьем каскаде на эффективность ГВГ в трехкаскадном преобразователе.

С помощью измеренных коэффициентов перекрытия можно спрогнозировать увеличение эффективности преобразования в ВГ в двух- и трехкаскадных схемах при отсутствии потерь мощности в оптических элементах ретрансляторов с учетом реальных аббераций пучков, но без учета эффекта насыщения преобразования. Для двухкаскадной схемы это увеличение вычисляется в соответствии с (5) по формуле  $B_{1,2} = 2 + 2H_{1,2} = 3.9$ , а для трехкаскадной – по формуле  $B_{1,2,3} = [2 + 2H_{1,2} + 1 + 2H_{1,2,3}\sqrt{2 + 2H_{1,2}}] = 8.6$ . Это означает, что при средней мощности  $P_1 \approx 300$  Вт непрерывного широкополосного поляризованного излучения с шириной спектра  $\Delta f_1 = 33 \text{ см}^{-1}$  с помощью двухкаскадного преобразователя можно получить эффективность преобразования  $\eta_{1,2} = 17.5\%$  и мощность ВГ 52 Вт, а с помощью трехкаскадного –  $\eta_{1,2,3} = 38.7\%$  и  $P_2 \approx 116$  Вт. С учетом насыщения в третьем каскаде прогнозируемые величины для трехкаскадного преобразователя могут уменьшиться примерно в 1.3 раза, т.е. до  $B_{1,2,3} = 6.6$ ,  $\eta_{1,2,3} \approx 30\%$  и  $P_2 \approx 90$  Вт.

## 5. Заключение

Предложена и исследована новая схема многокаскадного преобразователя в ВГ пучка широкополосного непрерывного излучения ПГ с компенсацией группового сноса в каскадах.

В приближении заданного поля широкополосного фазомодулированного излучения ПГ получены соотношения, позволившие проанализировать зависимость эффективности ГВГ при фокусировке такого излучения в НК от ширины его спектра и степени фокусировки, а также от параметров нелинейного кристалла.

В этом же приближении для анализа работы двух- и трехкаскадных преобразователей с ретрансляторами и согласующими групповое разбегание излучения ПГ и ВГ анизотропными пластинами между каскадами с учетом потерь в ретрансляторах, неполного пространственно-временного перекрытия возбуждаемого в каскадах излучения ВГ и его фазового рассогласования получены соотношения между эффективностью преобразования всего преобразователя и эффективностями преобразования в отдельных каскадах.

Проведенный анализ показал, что для удвоения частоты излучения со средней мощностью  $\sim 300$  Вт и шириной спектра  $\sim 33 \text{ см}^{-1}$  наиболее перспективным является кристалл LBO.

При удвоении частоты излучения широкополосного ( $\Delta f_{1\omega} \approx 33 \text{ см}^{-1}$ ) лазера со средней мощностью неполяризованного излучения  $\sim 600$  Вт в преобразователе на одном кристалле LBO получено поляризованное излучение ВГ мощностью  $P_2 = 13.5$  Вт с эффективностью преобразования поляризованной компоненты  $\eta_2 = 4.5\%$ . Это близко к величине, рассчитанной в предположении, что ПГ имеет фазовую модуляцию. При этом лучевая нагрузка в области перетяжки пучка ПГ достигала  $100 \text{ МВт/см}^2$ , а на тор-

цах НК – 10 МВт/см<sup>2</sup>. Последнее значение близко к порогу пробоя поверхности кристалла LBO.

Экспериментальные исследования двухкаскадного удвоителя частоты на кристалле LBO с компенсирующей пластинкой из кристалла  $\alpha$ -BBO и кварцевыми клиньями для настройки показали, что для правильного расчета толщины компенсирующей пластины необходимо использовать групповое разбегание  $S_{21}$  в  $\alpha$ -BBO, равное  $-0.0918$  и более точное, по нашему мнению, чем приведенное в [3, 4].

При удвоении в двухкаскадном удвоителе частоты импульсно-модулированного излучения с длительностью прямоугольных импульсов  $\sim 100$  мкс и шириной спектра  $\Delta f_1 \approx 33$  см<sup>-1</sup> при мощности  $P_1 = 300$  Вт получено увеличение эффективности преобразования в 3.3 раза, что меньше предельного значения, равного четырем (в основном из-за потерь в ретрансляторе). Устранение этих потерь позволит увеличить выигрыш от применения двухкаскадного преобразователя до 3.9, т.е. при удвоении частоты непрерывного широкополосного излучения со средней мощностью  $P_1 = 300$  Вт получить  $\eta_{1,2} \approx 17.5\%$  и  $P_2 \approx 53$  Вт.

Аналогичные измерения для трехкаскадного преобразователя дали увеличение эффективности преобразования по сравнению с однокаскадным преобразователем в 4.9 раза. Анализ экспериментальных данных показал, что это может быть связано с заметным влиянием эффекта истощения ПГ в третьем каскаде. Если этот эффект не учитывать и устранить потери в ретрансляторах, то при средней мощности непрерывного широкополосного поляризованного излучения  $P_1 \approx 300$  Вт с шириной спектра  $\Delta f_1 \approx 33$  см<sup>-1</sup> с помощью трехкаскадной ГВГ можно ожидать увеличения эффективности преобразования в 8.9 раза и соответственно достижения  $\eta_{1,2,3} \approx 38.7\%$  и  $P_2 \approx 116$  Вт. С

учетом истощения накачки в третьем каскаде прогнозируемые величины для трехкаскадного преобразователя могут уменьшиться примерно в 1.3 раза, т.е. до  $B_{1,2,3} = 6.6$ ,  $\eta_{1,2,3} \approx 30\%$  и  $P_2 \approx 90$  Вт.

Авторы выражают благодарность В.В.Ложкареву за помощь в проведении спектральных измерений.

1. Hong K.H., Lai C.J., Siddiqui A., Kärtner F.X. *Opt. Express*, **17**, 6911 (2009).
2. McDonagh L., Wallenstein R., Nebel A. *Opt. Lett.*, **32**, 1259 (2007).
3. Liu A., Norsen M.A., Mead R.D. *Opt. Lett.*, **30**, 67 (2005).
4. Kojima T., Fujikawa S., Yasui K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, 377 (1999).
5. Gehr J.G., Kimmel M.K., Smith A.V. *Opt. Lett.*, **23**, 1298 (1998).
6. Smith A.V., Armstrong D.J., Alford W.J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **15**, 122 (1998).
7. Фрейдман Г. И. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **54**, 41 (2011).
8. Boyd G.D., Kleinman D.A. *J. Appl. Phys.*, **39**, 3597 (1968).
9. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. *Прикладная нелинейная оптика* (М.: Физматлит, 2004).
10. SNLO Nonlinear Optics Code available from A.V.Smith. Sandia National Laboratories, Albuquerque. NM 87185-1423.
11. Velsko S., Webb M., Davis L., Huang C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **27**, 2182 (1991).
12. Kiriyama H., Nakano F., Yamakawa K. *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**, 1857 (2002).
13. Kokh A., Kononova N., Mennerat G., et al. *J. Crystal Growth*, **312**, 1774 (2010).
14. Зельдович Б.Я., Капицкий Ю.Е., Чудинов А.Н. *Квантовая электроника*, **17**, 1212 (1990).
15. Андреев Н.Ф., Власова К.В., Давыдов В.С. и др. *Сб. докл. 3-й Всерос. школы для студентов, аспирантов, молодых специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям* (Саров, 2009, с. 93).
16. <http://www.agoptics.com/Birefringent-Crystal/alpha-BBO.htm>.
17. <http://www.crystech.com/products/crystals/birefringentcrystals/a-BBO.htm>.