

# ГВГ моноимпульсов микросекундной длительности в кристалле КТР

С.А.Абросимов\*, С.Г.Гречин\*\*, Д.Г.Кочиев\*, Н.Ю.Маклакова\*\*\*, В.Н.Семененко\*\*\*

*Реализована ГВГ в кристалле КТР при 90°-ном синхронизме излучения YAP:Nd<sup>3+</sup>-лазера для моноимпульсов микросекундной длительности. Эффективность преобразования составила 29%. Температура 90°-ного синхронизма равна 54°С. Измеренный порог поверхностного разрушения кристалла без просветляющего покрытия составил 107 ± 11 Дж/см<sup>2</sup>, для кристалла с покрытием – 40 ± 4 Дж/см<sup>2</sup>.*

**Ключевые слова:** кристалл КТР, порог разрушения, генерация второй гармоники, эффективность преобразования.

## 1. Введение

В настоящее время вопрос об эффективности преобразования излучения микронных лазеров во вторую гармонику в наносекундном диапазоне исследован достаточно подробно. В этом диапазоне реализована высокая эффективность преобразования. Так, например, эффективность преобразования моноимпульсного излучения длительностью 8 нс лазера на YAG:Nd<sup>3+</sup> в кристалле КТР составляет 80% [1]. Вопрос же о преобразовании частоты в микросекундном диапазоне исследован менее детально, хотя преобразование во вторую гармонику в микросекундном диапазоне имеет большое практическое значение, например для лазерной литотрипсии [2, 3].

В настоящей работе теоретически и экспериментально исследуется возможность создания высокоэффективного удвоителя частоты моноимпульсного лазерного излучения микросекундной длительности.

## 2. Оптимизация преобразования

Для достижения эффективного преобразования частоты излучения с плотностью мощности менее 1.0 МВт/см<sup>2</sup> требуется его фокусировка в нелинейный кристалл. При углах фокусировки излучения, равных нескольким градусам, необходима реализация 90°-ного синхронизма, для чего приходится решать комплексную задачу выбора длины волны излучения, типа нелинейного кристалла и его длины, а также фокусного расстояния линзы.

На длине волны YAG:Nd<sup>3+</sup>-лазера (1064.2 нм) 90°-ный синхронизм может быть получен в двух кристаллах – Ba<sub>2</sub>NaNb<sub>5</sub>O<sub>15</sub> и LiNbO<sub>3</sub>. На длине волны YAP:Nd<sup>3+</sup>-лазера (1079.6 нм) не критичный по углу синхронизм, кроме указанных кристаллов, может быть реализован также в кристалле КТР (по обоим углам). Угловая

ширина синхронизма всех этих кристаллов примерно одинакова, но невысокая температурная ширина и невысокая лучевая прочность Ba<sub>2</sub>NaNb<sub>5</sub>O<sub>15</sub> и LiNbO<sub>3</sub> делают использование кристалла КТР более предпочтительным.

Для получения максимальной эффективности преобразования необходимо оптимизировать длину нелинейного кристалла и угол фокусировки излучения. При этом плотность мощности (энергии) излучения не должна превышать порог разрушения кристалла-удвоителя.

При комнатной температуре в кристалле КТР на длине волны излучения YAP:Nd<sup>3+</sup>-лазера направление фазового синхронизма лежит в плоскости хz под углом  $\theta = 85 - 88^\circ$  к оси кристалла (для кристаллов, выращенных по разным технологиям). При нагреве кристалла удается реализовать фазовый синхронизм вдоль оси х. При этом имеет место не критичный по обоим углам синхронизм с максимальной угловой шириной,  $2\Delta\varphi = 12$  угл. град·см<sup>1/2</sup>,  $2\Delta\theta = 4.5$  угл. град·см<sup>1/2</sup>. Температурная ширина синхронизма  $2\Delta T = 17.5^\circ\text{C}$ . Требуемая температура нагрева кристалла для получения 90°-ного синхронизма по данным различных авторов составляет 153°С [4] и 63°С [5].

В приближении заданного поля генерация гармоники сфокусированными гауссовыми пучками была рассмотрена в работе [6]. Уравнения получены в приближении, что угол фокусировки излучения много меньше угловой ширины синхронизма и все пространственные компоненты излучения имеют одинаковую волновую расстройку. По своей структуре полученное в [6] выражение соответствует произведению двух групп параметров, одна из которых учитывает нарастание мощности в результате когерентного накопления излучения второй гармоники, а вторая – изменение плотности мощности излучения на длине нелинейного кристалла (апертурная функция).

В общем случае по аналогии с [6] эффективность преобразования  $\eta$  можно представить в виде произведения трех сомножителей: коэффициента, учитывающего когерентное накопления излучения на длине взаимодействия для коллимированного излучения ( $\eta_n$ ), коэффициента, учитывающего отношение расходимости излучения к угловой ширине синхронизма ( $\eta_r$ ) и коэффициента, учитывающего изменение плотности мощности излучения на длине кристалла ( $\eta_p$ ):

\*Институт общей физики РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: abr@karella.gpi.ru

\*\*НИИ радиоэлектроники и лазерной техники МГТУ им. Н.Э.Баумана, Россия, 107005 Москва, 2-я Бауманская ул., 5

\*\*\*Институт минералогии и петрографии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, ул. акад. Коптюга, 3; e-mail: ssc@online.ru

Поступила в редакцию 29 января 2001 г., после доработки – 17 апреля 2001 г.

$$\eta = \eta_n \eta_r \eta_p \quad (1)$$

Для 90°-ного синхронизма по обеим угловым координатам отсутствуют снос пучков и волновая расстройка. В этом случае апертурная функция из [6] имеет следующее аналитическое выражение:

$$\eta_p = \arctan^2(\xi)/\xi^2, \quad (2)$$

где  $\xi$  – параметр фокусировки излучения. Здесь и далее используются обозначения из [6, 7]. Из (2) следует, что в рассматриваемом случае при  $\xi < 0.1$  изменением плотности мощности на длине кристалла можно пренебречь.

Для рассматриваемой задачи влияние расходимости излучения (угла фокусировки) можно учесть с помощью следующего выражения:

$$\eta_r = \frac{\int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} F(\varphi, \theta) \operatorname{sinc}^2 \left\{ 0.443\pi \left[ (\varphi/\Delta\varphi)^2 - (\theta/\Delta\theta)^2 \right] \right\} d\varphi d\theta}{\int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} F(\varphi, \theta) d\varphi d\theta}, \quad (3)$$

где  $F(\varphi, \theta)$  – угловое распределение интенсивности излучения.

Зависимость  $\eta_r \eta_p$  от длины кристалла КТР при разных углах фокусировки излучения  $\psi$  представлена на рис.1. Из всех учитываемых механизмов наибольший вклад в уменьшение эффективности преобразования дает сокращение длины взаимодействия.

Эффективность преобразования для коллимированной части пучка (в области перетяжки)

$$\eta_n = \frac{\iiint I_{10}(x, y, t) \tanh^2 \left\{ \pi d_{\text{eff}} L_{\text{cr}} \left[ I_{10}(x, y, t)/n^3 \right]^{1/2} / \lambda_{10} \right\} dx dy dt}{\iiint I_{10}(x, y, t) dx dy dt}, \quad (4)$$

где  $I_{10}(x, y, t)$  – интенсивность основного излучения на входе кристалла;  $d_{\text{eff}}$  – коэффициент эффективной нелинейности;  $L_{\text{cr}}$  – длина нелинейного кристалла;  $n$  – показатель преломления кристалла;  $\lambda_{10}$  – длина волны основного излучения в свободном пространстве.

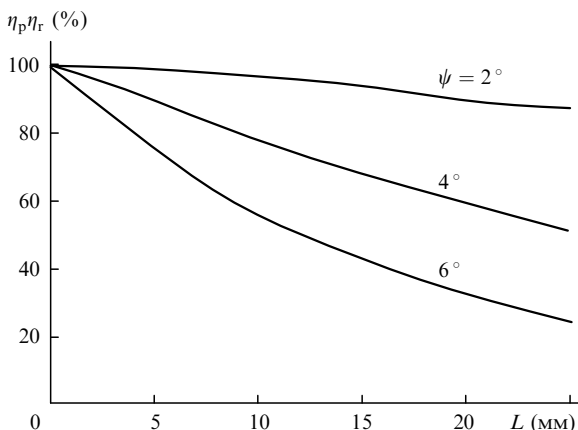


Рис.1. Зависимость  $\eta_r \eta_p$  от длины кристалла  $L$  при разных углах фокусировки излучения.

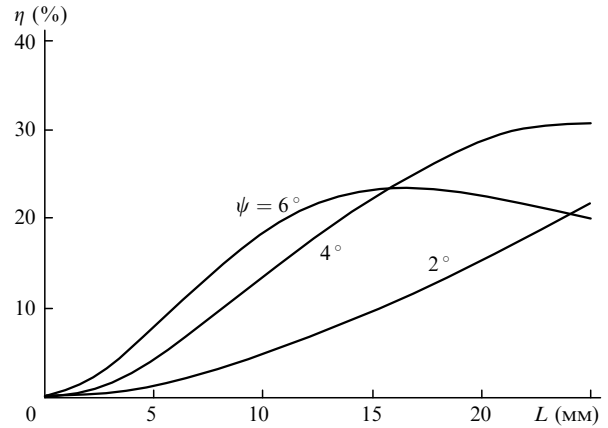


Рис.2. Зависимость эффективности преобразования  $\eta$  от длины кристалла  $L$  при разных углах фокусировки излучения.

На рис.2 представлена зависимость эффективности преобразования  $\eta$  от длины кристалла для разных углов фокусировки излучения  $\psi$ , обеспечиваемых различными фокусирующими системами при неизменных параметрах лазерного излучения – энергии 175 мДж и длительности импульса 900 нс. В расчетах использовались данные о коэффициентах тензора нелинейной восприимчивости из [8]. При  $\psi = 2^\circ$  небольшая плотность мощности излучения не позволяет получить высокие эффективности преобразования. При  $\psi = 6^\circ$  невысокие эффективности преобразования обусловлены действием ограничивающих механизмов (2) и (3). Одновременно с этим при  $\psi = 6^\circ$  для рассматриваемого случая плотность энергии излучения составляет около 40 Дж/см<sup>2</sup>, что, как это будет показано ниже, соизмеримо с порогом разрушения кристалла.

### 3. Экспериментальные исследования

В экспериментах использовался лазер на YAP:Nd<sup>3+</sup> с активной модуляцией добротности. Длительность импульса  $\tau$  составляла 900 нс при энергии 130 мДж, частота следования импульсов была равна 6 Гц. Доля деполяризованного излучения на выходе лазера не превышала 3.8%.

В эксперименте измерялись как порог разрушения кристалла, так и эффективность преобразования. Все исследования проводились с кристаллами, выращенными из раствор-расплава в Институте минералогии и петрографии СО РАН (г. Новосибирск).

Сведения о порогах разрушения кристалла КТР при длительностях импульсов около 1 мкс у нас отсутствуют. По данным [9] измерения порогов разрушения этого кристалла проводились в основном для моноимпульсного излучения с  $\tau = 10 - 30$  нс. Для кристаллов КТР, выращенных из раствор-расплава, при  $\tau = 30$  нс порог разрушения при 1064.2 нм составил 330 МВт/см<sup>2</sup> (10 Дж/см<sup>2</sup>) [10]. Для гидротермальных кристаллов порог разрушения при той же длительности равен 150 МВт/см<sup>2</sup> (4.5 Дж/см<sup>2</sup>) [11], а при длительности импульса 125 мкс – 1 МВт/см<sup>2</sup> (125 Дж/см<sup>2</sup>) [12].

Излучение использованного нами лазера не являлось одномодовым и одночастотным, что не позволило квалифицировать порог разрушения как характеристику материала кристалла. Нами исследовалась стойкость кристалла к излучению лазера, используемого для решения

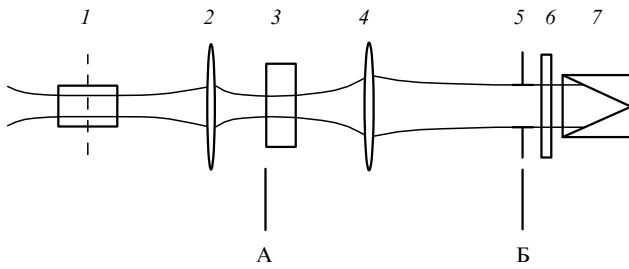


Рис.3. Оптическая схема измерений

1 – кристалл КТР ( $\theta = 90^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$ ); 2, 4 – линзы; 3 – испытуемый образец КТР; 5 – сменные диафрагмы; 6 – фильтры; 7 – калориметр ИМО-2Н; А – плоскость переднего торца образца; Б – изображение плоскости А.

прикладных задач. Так как обычно разрушение поверхности выходной грани кристалла происходит при совместном воздействии на нее основного излучения и второй гармоники, измерения проводились для суммарного излучения (излучение второй гармоники и непреработанное излучение основной частоты). Для этого излучение лазера преобразовывалось в отдельном кристалле КТР во вторую гармонику с эффективностью преобразования 20 %. Суммарное излучение фокусировалось на переднюю грань испытуемого кристалла КТР (рис.3). Измерения проводились для двух образцов – без просветляющего покрытия и с просветляющим покрытием из  $Ta_2O_5/SiO_2$ . Для повышения точности измерений распределения энергии строилось увеличенное изображение пятна излучения в плоскости Б. Измерения плотности энергии на длине волны основной и второй гармоники излучения проводились независимо методом сменных диафрагм в соответствии с [13].

Распределение плотности энергии основного излучения и второй гармоники на входной грани А тестируемого кристалла с просветляющим покрытием представлено на рис.4. За порог разрушения принималась плотность энергии, при которой через 2–3 с от момента воздействия излучения на входной грани тестируемого кристалла образовывалась искра. Повреждения поверхности, полученные в этих условиях, представляли собой лунки с четкой границей, имеющие форму окружности диаметром 50–100 мкм. Размер повреждения зависел от времени воздействия. При продолжительности воздействия до 60 с диаметр повреждения увеличивался до 500–1000 мкм. Измеренный порог поверхностного разруше-

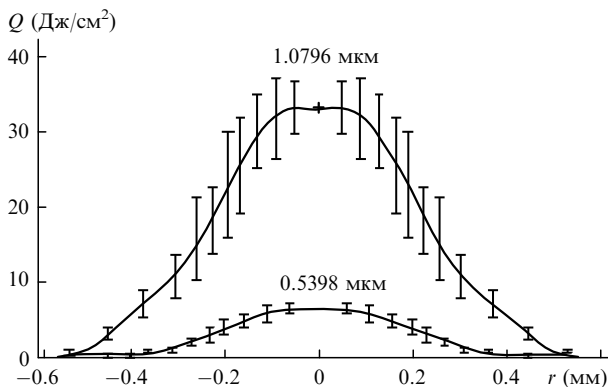


Рис.4. Распределение плотности энергии излучения при измерениях порога разрушения кристалла с просветляющим покрытием из  $Ta_2O_5/SiO_2$ .

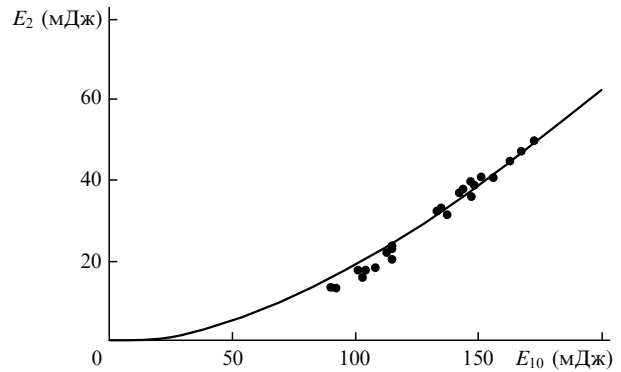


Рис.5. Зависимость энергии второй гармоники от энергии основного излучения  $E_{10}$  (точки – эксперимент, сплошная линия – расчет).

ния для смешанного излучения основной и второй гармоник составил  $40 \pm 4$  Дж/см<sup>2</sup>.

Аналогичным образом измерялся порог поверхностного разрушения кристалла без покрытия, который в этом случае для смешанного излучения основной и второй гармоник составил  $107 \pm 11$  Дж/см<sup>2</sup>.

Измерение эффективности преобразования проводилось для двух образцов сечением  $4 \times 4$  мм и длиной 15 и 20 мм. При комнатной температуре измеренные направления фазового синхронизма лежат в плоскости  $xz$  и составляют углы  $87.5$  и  $92.5^\circ$  с осью  $z$ . При температуре кристалла  $54^\circ\text{C}$  реализуется  $90^\circ$ -ный синхронизм, что близко к результатам работы [5]. Полученная в [4] температура, очевидно, не является типичной для кристаллов, выращенных из раствор-расплава, т. к. в [4] технология выращивания специально оптимизировалась с целью получения для  $90^\circ$ -ного синхронизма высоких значений температуры.

Максимальная эффективность преобразования для кристалла КТР длиной 15 мм при энергии основного излучения 173 мДж составила 20 %. Наилучшие результаты были получены для кристалла длиной 20 мм: при той же энергии импульса (173 мДж) эффективность преобразования составила 29 %. Экспериментально измеренная зависимость энергии второй гармоники от энергии основного излучения представлена на рис.5 (точки). Там же сплошной линией дан результат расчета по приведенной выше методике. Максимальная плотность энергии на выходном торце нелинейного кристалла составила  $14.4$  Дж/см<sup>2</sup>, что значительно ниже порога разрушения. В этом режиме кристалл КТР без разрушения проработал несколько часов. Полученные результаты свидетельствуют, что для расчета эффективности преобразования с достаточной точностью может быть использован подход, основанный на рассмотренной в этой работе методике.

#### 4. Выводы

Исследования показали, что при использовании лазера на  $YAP:Nd^{3+}$  ( $\lambda = 1079.6$  нм) в режиме  $90^\circ$ -ного синхронизма в кристалле КТР длиной 20 мм для импульсов излучения с  $\tau = 900$  нс может быть получена эффективность преобразования 29 %;  $90^\circ$ -ный синхронизм был реализован при температуре  $54^\circ\text{C}$ . Поверхностный порог разрушения кристалла КТР составил  $107 \pm 11$  Дж/см<sup>2</sup> для кристаллов без просветляющих покрытий и  $40 \pm 4$  Дж/см<sup>2</sup> для кристаллов с покрытием.

В расчетах использовался справочно-расчетный пакет программ LID-SHG (<http://www.bmstu.ru/~lid>).

1. Brown A.J.W., Bowers M.S., Kangas K.W., Fisher C.H. *Optics Letts*, **17**, 109 (1992).
2. Helfmann J., Mihailov V.A., Konov V.I., Mueller G., Nikolaev D.A., Pak S.K., Sherbakov I.A., Silenok A.S. *Proc.SPIE*, **1643**, 78 (1992).
3. Mueller G., Helfmann J., Pashinin V.P., Pashinin P.P., Konov V.I., Tumorin V.V., Shklovsky E.J. *Proc.SPIE*, **2086**, 103 (1993).
4. Гармаш В.М., Ермаков Г.А., Павлова Н.И., Тарасов А.В. *Письма в ЖЭТФ*, **12**, 1222 (1986).
5. Ou Z.Y., Pereira S.F., Polzik E.S., Kimble H.J. *Optics Letts*, **17**, 640 (1992).
6. Boyd J.D., Kleinman D.A. *J.Appl.Phys.*, **39**, 3597 (1968).
7. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. *Прикладная нелинейная оптика: генераторы второй гармоники и параметрические генераторы света* (М., Радио и связь. 1982).
8. Kato K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **27**, 1137 (1991).
9. Dmitriev V.G., Gurzadyan G.G., Nikogosyan D.N. *Handbook of nonlinear crystals* (Berlin, Springer, 1999).
10. Burnham R., Stolzenberger R.A., Pinto A. *IEEE Photon.Technol. Letts*, **1**, 27 (1989).
11. Driscoll T.A., Hoffman H.J., Stone R.E., Perkins P.E. *J. Opt. Soc. Amer. B*, **3**, 683 (1986).
12. Moody S.E., Eggleston J.M., Seamans J.F. *IEEE J.Quantum Electron.*, **23**, 335 (1987).
13. ISO/FDIS 11146 (1999(E)) 15.