

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ ЧАСТОТЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА КРИСТАЛЛАХ LBO С СИНХРОНИЗМОМ ТИПА I

Кондратюк Н.В.¹, Гоман Д.А.², Протасеня А.Л.²

¹Белорусский национальный технический университет, г. Минск, Республика Беларусь

²ЗАО «СоларЛС», г. Минск, Республика Беларусь

e-mail: n.kondrat@mail.ru

Описан нелинейно-оптический преобразователь частоты лазерного излучения на основе двух кристаллов LBO с синхронизмом типа I oo-e, позволяющий получать импульсы излучения на трех длинах волн 1064, 532 и 355 нм с регулируемой энергией импульсов. Для плавной регулировки выходной энергии импульсов используются две двухволновые фазовые пластинки, которые изменяют ориентацию плоскости поляризации взаимодействующих волн при каскадной генерации третьей гармоники. Экспериментально измерены зависимости эффективности генерации гармоник от интенсивности излучения основной частоты с $\lambda = 1064$ нм.

Ключевые слова: нелинейный кристалл LBO, Nd:YAG лазер, генерация второй гармоники, каскадная генерация третьей гармоники.

Введение

В настоящее время оптические нелинейные кристаллы LBO (LiB_3O_5) широко используются для генерации гармоник лазеров на кристаллах $\text{Y}_2\text{Al}_5\text{O}_3:\text{Nd}^{3+}$ (Nd:YAG лазеры).

Для генерации второй гармоники (ГВГ) используют кристаллы LBO с синхронизмом типа I oo-e в плоскости XY ($\varphi = 11^\circ$, $\theta = 90^\circ$ при комнатной температуре) или некритичным фазовым синхронизмом ($\varphi = 0^\circ$, $\theta = 90^\circ$ при температуре 143°C) [1]. При некритичном фазовом синхронизме ширина углового синхронизма равна ~ 50 мрад/см и эффективный коэффициент нелинейной связи $d_{\text{eff}} \approx 0,98$ пм/В [1].

В кристаллах LBO длиной 14 мм эффективность ГВГ достигает 60 % при интенсивности излучения основной частоты 200 МВт/см^2 [2].

Для генерации третьей гармоники (ГТГ) используют кристаллы LBO с синхронизмом типа I oo-e в плоскости XY ($\varphi = 37^\circ$, $\theta = 90^\circ$) либо с синхронизмом типа II oe-o в плоскости YZ ($\varphi = 90^\circ$, $\theta = 43^\circ$). В обоих случаях ширина углового синхронизма равна ~ 1 мрад/см и эффективный коэффициент нелинейной связи $d_{\text{eff}} \approx 0,78$ пм/В [1].

ГТГ осуществляется путем последовательного преобразования частоты в двух нелинейных кристаллах. При использовании кристаллов LBO можно осуществить несколько каскадной генерации $o_1o_1 \rightarrow e_2 : o_1o_2 \rightarrow e_3$ или $o_1o_1 \rightarrow e_2 : o_1e_2 \rightarrow o_3$ [3]. Для согласования плоскости поляризации взаимодействующих волн используют дополнительно фазовые пластинки, которые уравнивают между нелинейными кристаллами. В обеих схемах эффективность каскадной ГТГ достигает 30 % при интенсивности излучения основной частоты 200 МВт/см^2 [2].

При каскадной ГТГ на выходе кристалла LBO наряду с излучением с длиной волны 355 нм имеется непреобразованное излучение с длиной волны 532 нм и 1064 нм.

Для многих практических применений требуются трехволновые источники лазерного излучения, в которых возможна регулировка энергии импульсов на этих длинах волн. Такие лазерные источники могут быть использованы в лидарах для зондирования атмосферного аэрозоля и озона [5].

Цель данной работы – расчет и моделирование процессов каскадной ГТГ на двух кристаллах LBO с синхронизмом типа I oo-e в плоскости XY, при которой на выходе имеются

одновременно импульсы излучения на трех длинах волн 1064, 532 и 355 нм.

Описание нелинейно-оптического преобразователя частоты

Схема нелинейно-оптического преобразователя частоты лазерного излучения показана на рисунке 1.

Для генерации второй гармоники используется нелинейный кристалл LBO₁ длиной 15 мм с синхронизмом типа I *oo-e* в плоскости XY, вырезанный в направлении $\varphi = 0^\circ$ и $\theta = 90^\circ$. Нелинейный кристалл ориентирован таким образом, что излучение основной частоты ω (*o* – волна) поляризовано в горизонтальной плоскости, а излучение 2-й гармоники 2ω (*e* – волна) – в вертикальной плоскости.

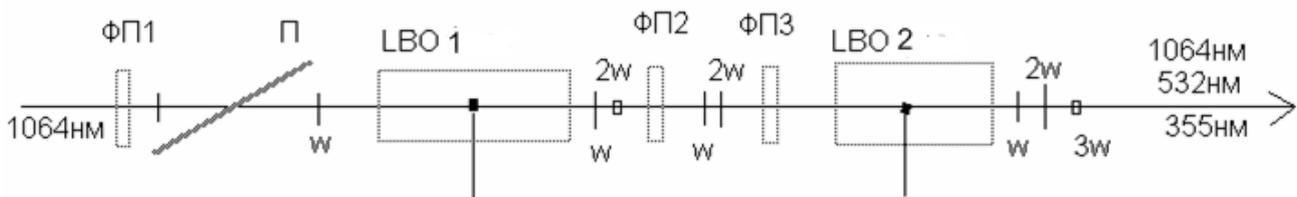


Рисунок 1 – Схема нелинейно-оптического преобразователя частоты:

ФП₁ – фазовая пластинка $\lambda/2$ для излучения с $\lambda_1 = 1064$ нм; П – поляризатор; ФП₂ – двухволновая фазовая пластинка $\lambda/2$ для излучения с $\lambda_2 = 532$ нм и λ для излучения с $\lambda_1 = 1064$ нм; ФП₃ – двухволновая фазовая пластинка $\lambda/2$ для излучения с $\lambda_1 = 1064$ нм и λ для излучения с $\lambda_2 = 532$ нм. На выходе преобразователя излучение основной частоты ω с $\lambda_1 = 1064$ нм и второй гармоники 2ω с $\lambda_2 = 532$ нм поляризовано в горизонтальной плоскости, а излучение третьей гармоники 3ω с $\lambda_3 = 355$ нм поляризовано в вертикальной плоскости

Для генерации третьей гармоники используется нелинейный кристалл LBO₂ длиной 12 мм с синхронизмом типа I *oo-e* в плоскости XY, вырезанный в направлении $\varphi = 37^\circ$ и $\theta = 90^\circ$.

Нелинейный кристалл ориентирован таким образом, что входное излучение основной частоты ω (*o* – волна) и второй гармоники 2ω (*o* – волна) поляризованы в горизонтальной плоскости, а излучение третьей гармоники 3ω – в вертикальной плоскости (*e* – волна).

Для ослабления излучения основной частоты с $\lambda_1 = 1064$ нм используется поляризационный ослабитель, содержащий фазовую пластинку ФП₁ и тонкопленочный поляризатор П. При вращении фазовой пластинки ФП₁ интенсивность горизонтально поляризованного излучения основной частоты $I(\varphi_1)$ на входе нелинейного кристалла – удвоителя частоты изменяется по закону:

$$I(\varphi_1) = I_0 \cdot \cos^2(\varphi_1), \tag{1}$$

где $I_0 = \frac{4 \cdot E_0}{\pi \cdot d^2 \cdot \tau}$ – интенсивность излучения основной частоты; E_0 – энергия импульсов; d – диаметр пучка; τ – длительность импульса.

За нелинейным кристаллом – удвоителем частоты LBO₁ установлена двухволновая фазовая пластинка ФП₂, после которой излучение основной частоты и второй гармоники поляризованы в горизонтальной плоскости. Интенсивности волн с $\lambda_1 = 1064$ нм и $\lambda_2 = 532$ нм равны I_ω и $I_{2\omega}$ соответственно.

Перед вторым нелинейным кристаллом – сумматором частоты LBO₂ установлена двухволновая фазовая пластинка ФП₃. При вращении фазовой пластинки ФП₃ интенсивность горизонтально поляризованной компоненты основной частоты $I_1(\varphi_3)$ на входе нелинейного кристалла – сумматора частоты изменяется по закону:

$$I_1(\varphi_3) = I_\omega \cdot \cos^2(\varphi_3). \tag{2}$$

При вращении фазовой пластинки ФП₃ интенсивность горизонтально поляризованного излучения второй гармоники не изменяется и равна $I_2 = I_{2\omega}$.

В приближении заданного поля интенсивность излучения третьей гармоники на выходе нелинейного кристалла длиной l рассчитывают по формуле [4]:

$$I_3(l) = \frac{2 \cdot \pi^2 \cdot d_{eff}^2 \cdot l^2 \cdot I_1 \cdot I_2}{n_1 \cdot n_2 \cdot n_3 \cdot \lambda_3^2 \cdot c_0} \cdot \frac{\sin^2\left(\frac{\Delta k \cdot l}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta k \cdot l}{2}\right)^2}, \quad (3)$$

где $\lambda_3 = \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2}$ – длина волны излучения суммарной частоты 3ω ; Δk – волновая расстройка; n_1, n_2, n_3 – показатели преломления нелинейного кристалла для волн с λ_1, λ_2 и λ_3 ; d_{eff} – нелинейный эффективный коэффициент связи; c_0 – скорость света в вакууме.

Подставляя (2) в (3) получим аналитическую зависимость интенсивности излучения третьей гармоники от угла поворота фазовой пластинки φ_3 :

$$I_3(l) = \frac{2 \cdot \pi^2 \cdot d_{eff}^2 \cdot l^2 \cdot I_0 \cdot \cos^2(\varphi_3) \cdot I_{20}}{n_1 \cdot n_2 \cdot n_3 \cdot \lambda_3^2 \cdot c_0} \cdot \frac{\sin^2\left(\frac{\Delta k \cdot l}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta k \cdot l}{2}\right)^2}. \quad (4)$$

Из формулы (4) видно, что интенсивность волны суммарной частоты на выходе нелинейного кристалла $I_3(l)$ зависит от угла поворота фазовой пластинки, φ_3 и изменяется от нуля при $\cos(\varphi_3) = 0$ до максимального значения при $\cos(\varphi_3) = 1$.

Математическая модель генератора суммарной частоты, работающего в квазистационарном режиме

Для описания процессов генерации суммарной частоты в условиях сильного энергообмена мы решали систему укороченных уравнений амплитуд, описывающих квазистационарный режим генерации суммарной частоты [4]:

$$\begin{cases} \frac{d\varepsilon_1}{dz} = -\beta_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot \varepsilon_3 \cdot \sin \theta \\ \frac{d\varepsilon_2}{dz} = -\beta_2 \cdot \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_3 \cdot \sin \theta \\ \frac{d\varepsilon_3}{dz} = \beta_3 \cdot \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot \sin \theta \\ \frac{d\theta}{dz} = \left[\beta_3 \cdot \frac{\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2}{\varepsilon_3} - \beta_1 \cdot \frac{\varepsilon_2 \cdot \varepsilon_3}{\varepsilon_1} - \beta_2 \cdot \frac{\varepsilon_3 \cdot \varepsilon_1}{\varepsilon_2} \right] \cdot \cos \theta, \end{cases} \quad (5)$$

где:

$$\begin{aligned} \beta_1 &= \frac{\omega_1}{n_1 \cdot c_0} \cdot d_{eff} = \frac{2\pi}{\lambda_1 \cdot n_1} \cdot d_{eff}; \\ \beta_2 &= \frac{\omega_2}{n_2 \cdot c_0} \cdot d_{eff} = \frac{2\pi}{\lambda_2 \cdot n_2} \cdot d_{eff}; \\ \beta_3 &= \frac{\omega_3}{n_3 \cdot c_0} \cdot d_{eff} = \frac{2\pi}{\lambda_3 \cdot n_3} \cdot d_{eff}; \\ \theta &= \varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_3 - \Delta k \cdot z. \end{aligned}$$

Для решения системы уравнений (5) интенсивности волн на входе нелинейного кристалла записывают в виде:

$$\begin{aligned} I_{10}(0, t) &= I_{10} \cdot f_1(t) = \frac{4 \cdot E_{10}}{\pi \cdot \varnothing_1^2 \cdot \tau_1} \cdot (1 - \rho_1) \cdot f_1(t), \\ I_{20}(0, t) &= I_{20} \cdot f_2(t) = \frac{4 \cdot E_{20}}{\pi \cdot \varnothing_2^2 \cdot \tau_2} \cdot (1 - \rho_2) \cdot f_2(t), \\ I_{30}(0, t) &= I_{30} \cdot f_3(t) = \frac{4 \cdot E_{30}}{\pi \cdot \varnothing_3^2 \cdot \tau_3} \cdot (1 - \rho_3) \cdot f_3(t), \end{aligned}$$

где E_{10}, E_{20} и E_{30} – энергии импульсов на входе нелинейного кристалла; $\varnothing_1, \varnothing_2, \varnothing_3$ – диаметры пучков; τ_1, τ_2, τ_3 – длительности импульсов по уровню 0,5; $\rho_i = \left(\frac{n_i - 1}{n_i + 1}\right)^2$ – коэффициенты отражения от торца нелинейного кристалла.

Временные зависимости амплитуд волн на входе нелинейного кристалла записывают в виде [4]:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{10}(t) &= \sqrt{\frac{2 \cdot I_{10}(0, t)}{n_1 \cdot \varepsilon_0 \cdot c_0}}, \\ \varepsilon_{20}(t) &= \sqrt{\frac{2 \cdot I_{20}(0, t)}{n_2 \cdot \varepsilon_0 \cdot c_0}}, \\ \varepsilon_{30}(t) &= \sqrt{\frac{2 \cdot I_{30}(0, t)}{n_3 \cdot \varepsilon_0 \cdot c_0}}. \end{aligned}$$

При квазистационарном режиме генерации суммарной частоты временную зависимость амплитуд полей на входе нелинейного кристалла аппроксимируют ступенчатой функцией времени с шириной ступеньки Δt и постоянной для данной ступеньки величиной амплитуды.

Для каждой ступеньки с номером N решают систему укороченных уравнений амплитуд с начальными условиями:

$$z = 0, t = N \cdot \Delta t, \varepsilon_1(0, t) = \varepsilon_{10}(t), \varepsilon_2(0, t) = \varepsilon_{20}(t), \varepsilon_3(0, t) = \varepsilon_{30}(t).$$

При решении укороченной системы уравнений амплитуд находят вещественные амплитуды полей на выходе нелинейного кристалла $\varepsilon_1(l, t)$, $\varepsilon_2(l, t)$ и $\varepsilon_3(l, t)$. После этого рассчитывают интенсивности волн на выходе нелинейного кристалла:

$$I_1(l, t) = n_1 \cdot \varepsilon_0 \cdot c_0 \cdot \frac{|\varepsilon_1(l, t)|^2}{2},$$

$$I_2(l, t) = n_2 \cdot \varepsilon_0 \cdot c_0 \cdot \frac{|\varepsilon_2(l, t)|^2}{2},$$

$$I_3(l, t) = n_3 \cdot \varepsilon_0 \cdot c_0 \cdot \frac{|\varepsilon_3(l, t)|^2}{2}.$$

Повторяя эту процедуру N раз, формируют массив значений интенсивностей полей на выходе кристалла и рассчитывают энергии импульсов на выходе кристалла:

$$E_1(l) = \frac{\pi \cdot \varnothing_1^2}{4} \cdot \sum_{n=1}^N I_1^{(n)}(l, t) \cdot \Delta t,$$

$$E_2(l) = \frac{\pi \cdot \varnothing_2^2}{4} \cdot \sum_{n=1}^N I_2^{(n)}(l, t) \cdot \Delta t,$$

$$E_3(l) = \frac{\pi \cdot \varnothing_3^2}{4} \cdot \sum_{n=1}^N I_3^{(n)}(l, t) \cdot \Delta t.$$

Результаты экспериментальных исследований и численного моделирования

В качестве источника накачки использовался лазер модели LQ529B ЗАО Солар ЛС, который генерировал импульсы излучения с длиной волны 1064 нм, энергией 350 мДж и длительностью 10 нс. Для уменьшения диаметра пучка накачки использовалась апертурная диафрагма с диаметром отверстия 5 мм. Выходной пучок имел расходимость 1,2 мрад. Распределение интенсивности в поперечном сечении пучка было однородное, близкое к прямоугольному профилю.

На рисунке 2 приведены расчетные и экспериментальные зависимости эффективности

генерации гармоник в кристаллах LBO от интенсивности импульсов основной частоты I_0 .

Расчетные и экспериментальные зависимости эффективности каскадной ГТГ от интенсивности импульсов основной частоты I_0 приведены для ситуации, когда фазовая пластинка ФПЗ установлена в положение $\cos(\varphi_3) = 1$, при котором эффективность ГТГ максимальна.

Наблюдается удовлетворительное соответствие расчетных и экспериментальных данных. Эффективность ГВГ в кристалле LBO длиной 15 мм достигает 45 %. Эффективность ГТГ в кристалле LBO длиной 12 мм достигает 30 % при интенсивности $I_0 = 120 \text{ МВт/см}^2$.

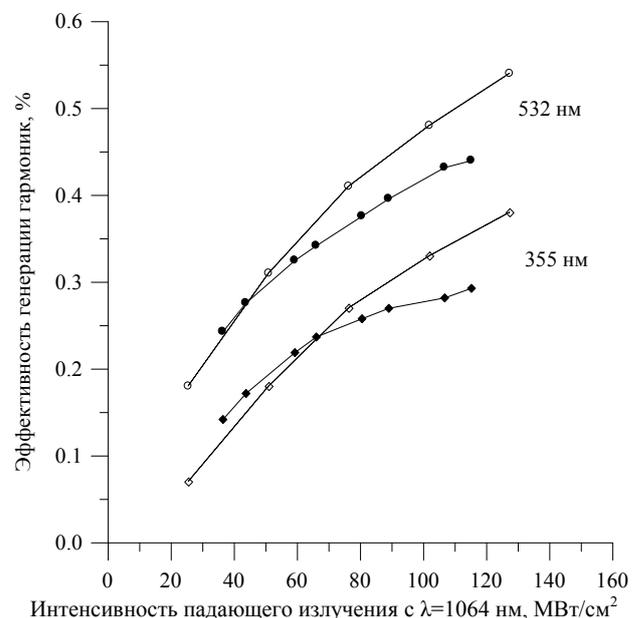


Рисунок 2 – Зависимости эффективности генерации гармоник от интенсивности излучения основной частоты с $\lambda_1 = 1064 \text{ нм}$. Сплошной кривой соответствуют экспериментальные значения, пунктирной кривой – расчетные. Верхние кривые соответствуют значениям эффективности генерации второй гармоники с длиной волны 532 нм, нижние – третьей гармоники с длиной волны 355 нм

На рисунке 3 приведены расчетные зависимости энергии импульсов на трех длинах волн 1064, 532 и 355 нм на выходе преобразователя частоты от энергии импульсов основной частоты E_0 .

Видно, что при максимальной эффективности каскадной ГТГ энергии импульсов на выходе преобразователя равны $E_{1064 \text{ нм}} = 55 \text{ мДж}$, $E_{532 \text{ нм}} = 90 \text{ мДж}$ и $E_{355 \text{ нм}} = 110 \text{ мДж}$.

На рисунке 4 приведены расчетные зависимости энергии импульсов на двух длинах волн

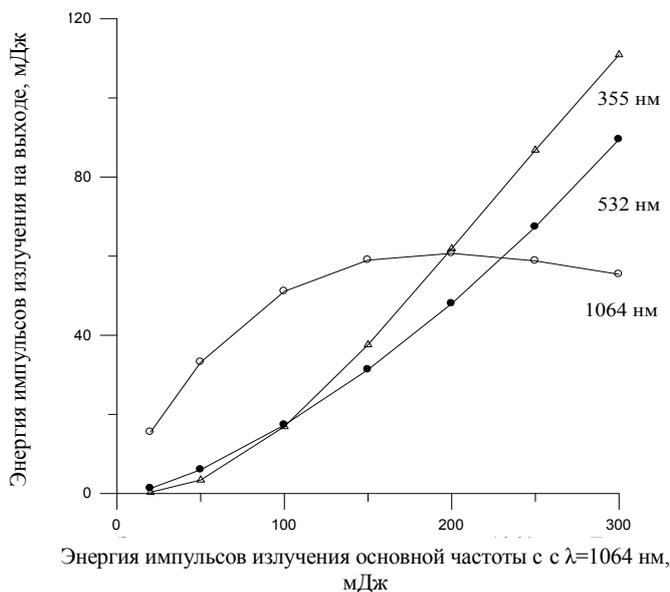


Рисунок 3 – Зависимости энергии импульсов излучения на выходе преобразователя частоты от энергии импульсов на основной частоте E_0 для случая, когда фазовая пластинка ФП₃ установлена в положение $\cos(\varphi_3) = 1$. Верхняя кривая соответствует значениям энергии импульсов с длиной волны 355 нм, средняя – 532 нм, нижняя – 1064 нм

Видно, что при изменении угла поворота фазовой пластинки ФП₃ изменяются значения энергии импульсов с длиной волны 532 и 355 нм.

В положении, когда $\cos(\varphi_3) = 1$ эффективность ГТГ максимальная и энергии импульсов на выходе преобразователя равны $E_{532\text{нм}} = 90$ мДж и $E_{355\text{нм}} = 110$ мДж.

Заключение

Показано, что в нелинейно-оптическом преобразователе частоты лазерного излучения на основе двух кристаллов LBO с синхронизмом типа I *oo-e* возможно предсказуемым образом регулировать энергии импульсов на трех длинах волн: 1064, 532 и 355 нм.

В целях плавной регулировки выходной энергии импульсов используются две двухволновые фазовые пластинки, которые изменяют ориентацию плоскости поляризации

532 и 355 нм на выходе преобразователя частоты от угла поворота фазовой пластинки ФП₃ = φ_3 .

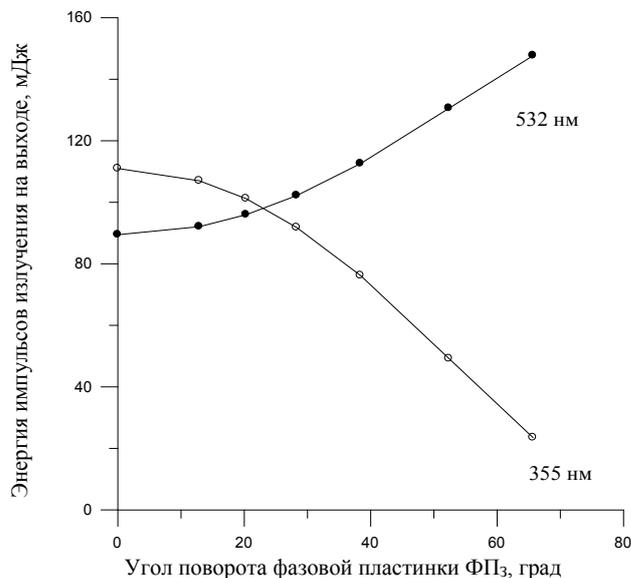


Рисунок 4 – Зависимости энергии импульсов излучения на выходе преобразователя частоты от угла поворота фазовой пластинки ФП₃ для случая, когда фазовая пластинка ФП₁ установлена в положение $\cos(\varphi_3) = 1$ и интенсивность импульсов основной частоты $I_0 = 120$ МВт/см²

взаимодействующих волн при каскадной генерации третьей гармоники.

Список использованных источников

1. *Nikogosyan, D.* Lithium Triborate (LBO) A Review of its properties and applications / D. Nikogosyan // Appl.Phys. – А 58. – Pp. 181–190 (1994).
2. *Borsutzky, A.* Harmonic and sum-frequency generation of pulsed laser radiation in BBO, LBO and KD*P / A. Borsutzky, R. Brunger, Ch. Huang, R. Wallenstein // Appl.Phys. – В 52. – Pp. 55–62 (1991).
3. *Гуламов, А.А.* Преобразование частоты лазерного излучения с предельной эффективностью / А.А. Гуламов, Э.А. Ибрагимов, В.И. Редкоречев, Г.Б. Усманов. – Ташкент : Фан, 1990.
4. *Дмитриев, В.Г.* Прикладная нелинейная оптика / В.Г. Дмитриев, Л.В. Тарасов. – М. : Радио и связь, 1982.
5. *Зуев, В.В.* Сибирская лидарная станция: 20 лет оптического мониторинга стратосферы / В.В. Зуев, В.Д. Бурлаков. – Томск : Изд-во Института оптики атмосферы СО РАН. – 2008. – 226 с.

NONLINEAR OPTICAL FREQUENCY CONVERTER OF LASER RADIATION
ON THE LBO TYPE I CRYSTALS

Kondratyuk N.V.¹, Goman D.A.², Protasenya A.L.²

¹Belarussian National Technical University, Minsk, Belarus

²SolarLS JSC, Minsk, Belarus

e-mail: n.kondrat@mail.ru

Abstract. Describes nonlinear optical frequency converter of laser radiation based on the two LBO type I crystals allowing to receive pulses of radiation at three wavelengths of 1064 nm, 532 nm and 355 nm with an adjustable pulse energy. For fine adjustment of the output pulse energy used two dual phase plates that change the orientation of the plane of polarization of the two waves in cascade third harmonic generation. Measured the efficiency of the generation of harmonics of the intensity of radiation at 1064 nm.

Keywords: nonlinear LBO crystal, Nd:YAG laser, second harmonic generation, third harmonic generation.

References

1. Nikogosyan D. Lithium Triborate (LBO) A Review of its properties and applications. *Appl. Phys. A* 58, 181–190 (1994).
2. Borsutzky A., Brunger R., Huang Ch., Wallenstein R. Harmonic and sum-frequency generation of pulsed laser radiation in BBO, LBO and KD*P / *Appl. Phys. B* 52. Pp. 55–62 (1991).
3. Gulamov A., Ibragimov E., Redkorechev V., Usmanov G. *Preobrazovaniye chastoty lazernogo izlucheniya s predel'noy effektivnostyu* [Frequency conversion of laser radiation with the utmost efficiency]. Tashkent, Fan Publ., 1990.
4. Dmitriev V., Tarasov L. *Prickladnaya nelineynaya optika* [Applied nonlinear optics]. Moscow, Radio and Communication Publ., 1982.
5. Zhev V., Burlakov V. *Sibirskaya lidarnaya stantsiya: 20 let opticheskogo monitoringa stratosfery* [Siberian Lidar Station: 20 years of optical monitoring of the stratosphere]. Tomsk, Publishing House of the Institute of Atmospheric Optics SB RAS. 2008. 226 p.

Поступила в редакцию 17.01.2014.