

ИМПУЛЬСНЫЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ КТП С ТРЕХЗЕРКАЛЬНЫМ КОЛЬЦЕВЫМ РЕЗОНАТОРОМ: ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

В. И. Дашкевич, Г. И. Тимофеева, В. А. Орлович*,
П. А. Апанасевич, Л. Е. Батай, Р. В. Чулков

УДК 621.373.8

<https://doi.org/10.47612/0514-7506-2023-90-2-135-142>

Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: v.orlovich@ifanbel.bas-net.by

(Поступила 3 февраля 2023)

Разработана численная модель импульсной параметрической генерации в кольцевом трехзеркальном параметрическом генераторе света (ПГС) на кристаллах KTiOPO_4 (КТП). Модель включает в себя решение системы связанных укороченных уравнений, описывающих параметрическую генерацию в кольцевом резонаторе, частично заполненном тремя кристаллами, с использованием граничных условий для амплитуд полей и начальных условий, соответствующих уровню квантовых шумов. Показано, что для условий, реализуемых в экспериментах, численная модель удовлетворительно количественно описывает энергетические, временные и пространственные характеристики импульсов излучения сигнальной волны и их зависимость от энергии импульсов излучения накачки и параметров резонатора ПГС. На основе анализа результатов численного моделирования сформулированы условия, обеспечивающие получение эффективной (к.п.д. $\geq 40\%$) генерации мощных импульсов излучения сигнальной волны без разрушения кристаллов КТП.

Ключевые слова: импульсная параметрическая генерация, безопасное для глаз излучение, кольцевой параметрический генератор света, кристалл КТП, численное моделирование.

A numerical model of pulsed parametric generation in a ring three-mirror optical parametric oscillator (OPO) based on KTiOPO_4 (KTP) crystals has been developed. It involves solving a system of coupled truncated equations describing parametric generation in a ring resonator with three crystals using boundary conditions for the field amplitudes and initial conditions corresponding to the level of quantum noise. It is shown that for the conditions implemented in the experiments, the numerical model satisfactorily quantitatively describes the energy, temporal, and spatial characteristics of pulses of the signal wave radiation and their dependence on the energy of pump radiation pulses and parameters of the OPO resonator. Based on the analysis of the results of numerical simulation, conditions are formulated that ensure efficient (efficiency $\geq 40\%$) generation of high-power pulses of signal wave radiation without destruction of KTP crystals.

Keywords: pulsed parametric generation, eye-safe radiation, ring optical parametric oscillator, KTP crystal, numerical simulation.

Введение. Импульсные лазерные системы, генерирующие в условно безопасном для глаз спектральном диапазоне, находят применение в приборах и устройствах, эксплуатируемых в открытом пространстве. Наиболее широкими сферами применений таких приборов являются дальнометрия, исследование окружающей среды, в том числе измерение аэрозольного загрязнения атмосферы, скани-

PULSED PARAMETRIC OSCILLATOR BASED ON KTP CRYSTALS WITH A THREE-MIRRORS RING CAVITY: NUMERICAL SIMULATION

V. I. Dashkevich, G. I. Timofeeva, V. A. Orlovich*, P. A. Apanasevich, L. E. Batay, R. V. Chulkov
(B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: v.orlovich@ifanbel.bas-net.by)

* Автор, с которым следует вести переписку.

рование местности и определение расстояний до препятствий, а также другие области, где есть потенциальный риск повреждения глаз лазерным излучением [1, 2]. Кроме того, источники безопасного для глаз лазерного излучения применяются в медицине [3].

Разработано несколько методов получения достаточно мощного импульсного безопасного для глаз лазерного излучения для спектральной области 1.5—1.8 мкм — диапазона спектра, для которого существуют высокочувствительные фотоприемные устройства. Это прямая лазерная генерация в эрбийсодержащих стеклах и кристаллах [4], преобразование частоты излучения лазеров, генерирующих в области 1—1.3 мкм, методами нелинейной оптики, в том числе с использованием вынужденного комбинационного рассеяния света в конденсированных средах и газах [5, 6] и параметрической генерации света преимущественно в кристаллах KTiOPO_4 (КТР). Кристаллы КТР характеризуются большими нелинейностями второго порядка, высокой стойкостью к лазерному излучению и обеспечивают возможность работы в условиях некритического фазового синхронизма при параметрическом преобразовании излучения лазеров на кристаллах, активированных ионами неодима, в безопасный для глаз диапазон [7].

Существуют два конструктивно разных подхода к созданию параметрических генераторов света (ПГС). В первом из них нелинейный кристалл размещается в резонаторе лазера накачки. Этот подход обеспечивает прямой доступ к высокой внутрирезонаторной интенсивности лазерного излучения и используется в малогабаритных системах ограниченной мощности либо в системах с высокой частотой следования импульсов [8]. Во втором подходе ПГС располагается вне резонатора лазера накачки и является конструктивно самостоятельным устройством. Такой ПГС представляет собой линейный резонатор, внутри которого расположен нелинейный кристалл [9]. Однако во многих случаях более перспективно для создания ПГС средней и большой мощности использовать кольцевые резонаторы и особенно трехзеркальные кольцевые резонаторы (рис. 1). В таких ПГС отсутствуют стоячие электромагнитные волны и интенсивность излучения распределена более равномерно, чем в ПГС с линейными резонаторами. Это особенно важно в случае использования в качестве нелинейного элемента кристалла КТР из-за большого поглощения в нем холостой волны.

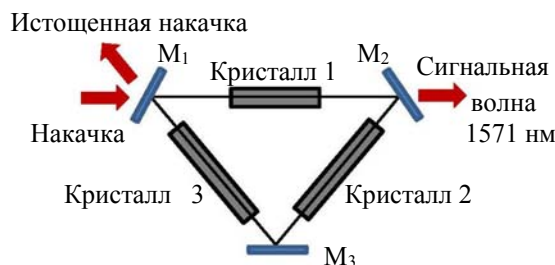


Рис. 1. Оптическая схема трехзеркального кольцевого ПГС, M_1 — M_3 — зеркала

В трехзеркальном кольцевом резонаторе после каждого обхода излучением резонатора внешние лучи пучков переходят во внутренние и наоборот. Это заметно компенсирует неоднородности поперечной структуры поля генерации и существенно ослабляет влияние оптических неоднородностей кристаллов и качества пучка накачки на поперечную структуру поля генерации [10]. С технической точки зрения применение кольцевого резонатора без использования дополнительных элементов исключает возникновение обратной связи по излучению накачки между ПГС и лазером и обеспечивает пространственное разнесение потоков возбуждающего и генерируемого излучений, при этом конструкция кольцевого резонатора является компактной при достаточно большой (≥ 10 см) его длине. Указанные особенности ПГС с кольцевыми резонаторами обеспечивают принципиальную возможность создания относительно малогабаритных высокоэнергетических и стабильных источников импульсного безопасного для глаз излучения с малой расходимостью генерируемого потока. Следует отметить, что в ПГС с кольцевым резонатором легко инжектировать через зеркало M_2 (рис. 1) затравочное излучение. Кроме того, трехзеркальный резонатор отличается простотой юстировки, которая необходима только в плоскости, перпендикулярной плоскости резонатора.

В [11, 12] выполнены экспериментальные исследования ПГС на кристаллах КТР в трехзеркальном кольцевом резонаторе и продемонстрированы возможности генерации безопасного для глаз излучения с энергией импульсов >48 мДж при к.п.д. генерации до 32 % (энергия импульсов накачки 150 мДж). При этом расходимость пучка сигнальной волны зависит от диаметра пучка накачки и из-

меняется в пределах 3—4 мрад, среднеквадратическое отклонение выходной энергии $\leq 3\%$ при непрерывной работе в течение 1.5 ч. Обнаружено, что при увеличении энергии импульсов накачки >150 мДж происходит повреждение обращенного к выходному зеркалу торца кристалла 1 (рис. 1). Предположено, что основная причина этого — наличие в резонаторе ПГС резонаторной связи по сигнальной волне, которая может приводить к тому, что максимальная интенсивность сигнальной волны на выходе из кристалла превысит порог оптического пробоя этого кристалла даже в случае, когда интенсивность неистощенной накачки меньше порога его пробоя [11].

В настоящей работе представлен расчет интенсивностей полей возбуждающего излучения, сигнальной и холостой волн в кристаллах КТР в трехзеркальном кольцевом ПГС, а также выходных характеристик ПГС в зависимости от длин кристаллов КТР, параметров пучка накачки и добротности резонатора ПГС с целью определения условий достижения высоких к.п.д. генерации ПГС и одновременного избегания оптического пробоя кристаллов, т. е. установления условий, обеспечивающих долговременную стабильную и высокоэффективную работу ПГС на кристаллах КТР.

Теория. Параметрическая генерация света — процесс возникновения в квадратичной нелинейной среде фотонов частотой ω_1 (сигнальная волна) и ω_2 (холостая волна) из фотонов частоты ω_3 (волна накачки) при выполнении соотношения $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. При этом волновые векторы должны удовлетворять условию синхронизма $\mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$. В стандартном приближении плоских волн и медленно изменяющихся амплитуд поле волны излучения можно представить в виде

$$E = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^3 E_j(z, t) e^{i\omega_j z + ik_j z + i\varphi_j} + \text{к. с.} \quad (1)$$

где $E_j(z, t)$ — медленно меняющаяся комплексная амплитуда на частоте ω_j ; k_j — проекция волнового вектора на ось z .

В случае импульсов наносекундной длительности нестационарность процесса ПГС связана лишь со временем развития импульса сигнальной волны в процессе распространения излучения в кристаллах и в резонаторе. При длительности импульсов накачки t_p , значительно большей времени обхода τ излучением кольцевого резонатора ПГС, амплитуду поля накачки можно аппроксимировать дискретной последовательностью ступенчатых микроимпульсов длительностью τ [13, 14]. В наших расчетах величина τ составляла $5 \cdot 10^{-10}$ с. В этом случае зависимость амплитуд волн от времени в явном виде можно не учитывать и уравнения, описывающие параметрическое взаимодействие волн, в соответствии с [15] можно записать в виде

$$\frac{\partial E_1}{\partial z} = \frac{\omega_1 d_{\text{eff}}}{n_1 c} E_2^* E_3 e^{i\Delta k z + i\theta_0} - \alpha_1 E_1, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E_2}{\partial z} = \frac{\omega_2 d_{\text{eff}}}{n_2 c} E_1^* E_3 e^{i\Delta k z + i\theta_0} - \alpha_2 E_2, \quad (3)$$

$$\frac{\partial E_3}{\partial z} = \frac{\omega_3 d_{\text{eff}}}{n_3 c} E_1^* E_2 e^{i\Delta k z + i\theta_0} - \alpha_3 E_3, \quad (4)$$

где E_1 , E_2 и E_3 — амплитуды сигнальной (s), холостой (i) волн и волны накачки (p) соответственно; n_i — показатель преломления для взаимодействующих волн; d_{eff} — коэффициент параметрического взаимодействия; α_i — коэффициенты поглощения; $\theta_0 = \varphi_3 - \varphi_2 - \varphi_1$ — начальная разность фаз при $z = 0$. В соответствии с [15] считаем, что $\theta_0 = -\pi/2$.

Граничные условия на зеркалах имеют вид:

$$E_{jm}(t) = \sqrt{R_{jm}} E_{jl}(t) + A_{jm}(t), \quad (5)$$

где индекс j соответствует одной из взаимодействующих волн $j = 1, 2, 3$; R_{jm} — коэффициент отражения зеркала с номером $m = 1, 2, 3$; l — номер плеча резонатора, из которого излучение переходит в плечо с номером m ($l = 3, 1, 2$); A_{jm} — амплитуда волны, вошедшей в резонатор из внешнего пространства по ходу волны накачки. Для волны накачки

$$A_{p1}(t) = \sqrt{1 - R_1} E_{p \text{ in}}(t), \quad A_{p2,3} = 0, \quad (6)$$

где $E_{p \text{ in}}(t)$ — амплитуда волны накачки перед входом в резонатор ПГС.

Начальные условия для сигнальной и холостой волн A_{jm} ($j = 1, 2$) соответствуют квантовым флуктуациям на уровне шумов; A_{jm} ($j = 1, 2$) задают шумовые начальные условия на входе в каждый кристалл и определяются плотностью энергии нулевых состояний фотонов $E_0^{(j)}$ для моды ω_j ($j = 1, 2$) [16]:

$$A_{jm}(t) = A_{s,i} = \sqrt{\frac{h\omega_{s,i}}{2V\varepsilon_0 n_{s,i}}} = \sqrt{\frac{\pi\hbar c}{V\varepsilon_0 n_{s,i} \lambda_{s,i}}}, \quad (7)$$

где $V = \pi d^2 L/4$; d — диаметр пучка; L — длина резонатора.

Лазерный пучок в силу своей высокой направленности имеет много общего с плоской волной. Отличие его от плоской волны состоит в том, что распределение интенсивности в нем неоднородно (мощность пучка сконцентрирована в основном вблизи оси), а фазовый фронт несколько отличается от плоского. Полагается, что импульс накачки имеет гауссов или супергауссов поперечный профиль с амплитудами на входе:

$$E_{p\text{ in}} = E_{0p} \exp[-2\ln 2(t/t_p)^2] \exp[-(r/r_p)^N], \quad (8)$$

где E_{0p} — амплитуда поля накачки в максимуме импульса; t_p — длительность импульса накачки по уровню 0.5 максимальной интенсивности; r_p — радиус поперечного распределения; N — порядок супергауссовой функции. Если выполнено условие $r_p^2 \gg \lambda_p L/\pi$, где λ_p — длина волны накачки, можно считать, что при каждом r уравнения (2)–(4) описывают взаимодействие лучей, распространяющихся параллельно оси пучка накачки и связанных между собой граничными условиями (5) [17]. Указанное условие выполняется в стандартных условиях эксперимента [9–12]. Отметим, что использование для моделирования пучков накачки с супергауссовым поперечным распределением (8) принципиально важно, так как на практике обычно накачка ПГС осуществляется излучением много-модовых лазеров.

На основании уравнений (2)–(6) разработана компьютерная модель кольцевого трехзеркального ПГС с учетом волновой расстройки фазового синхронизма и поперечного распределения пучка накачки. При моделировании использовались параметры кристаллов КТР, резонатора и накачки, близкие к экспериментальным [11, 12]. В частности, коэффициенты отражения для накачки, сигнальной и холостой волн для зеркала М₁: $R_{1p} = 0.015$, $R_{1s} = 1.0$, $R_{1i} = 0.015$; для зеркала М₂: $R_{2p} = 1.0$, $R_{2s} = 0.5$ (в дополнительных расчетах варьировались в пределах 0.2–0.8), $R_{2i} = 0.005$; для зеркала М₃: $R_{3p} = 1.0$, $R_{3s} = 1.0$, $R_{3i} = 0.23$. Длины волн (для $\Delta k = 0$): $\lambda_p = 1064$ нм, $\lambda_s = 1571$ нм, $\lambda_i = 3297$ нм; диаметр поперечного сечения пучка накачки в расчетах варьировался в пределах 2.8–6.0 мм, $d_{\text{eff}} = 3.6$ рм/В [18], порядок супергауссовой функции $N = 16$ (в ряде случаев в пределах 2–16). Коэффициенты поглощения на длинах волн λ_p , λ_s , λ_i : $\alpha_p = 0.9 \cdot 10^{-3}$ см⁻¹, $\alpha_s = 0.7 \cdot 10^{-2}$ см⁻¹, $\alpha_i = 4 \cdot 10^{-1}$ см⁻¹. Длина резонатора 10.5 см, энергия импульсов излучения накачки S_p изменялась от 0.02 до 0.14 Дж для $t_p = 15$ нс и от 0.02 до 0.17 Дж для $t_p = 7$ нс, длины кристаллов КТР составляли 15 и 20 мм. Рассчитаны распределения интенсивностей волн вдоль кристаллов КТР, энергия импульсов сигнальной волны на выходе из резонатора ПГС, временная форма импульсов накачки и сигнальной волны на выходе из резонатора ПГС, энергетическая эффективность преобразования накачки в сигнальную волну, зависимость выходной энергии импульсов сигнальной волны от коэффициента отражения выходного зеркала, поперечное распределение пучков сигнальной волны и истощенной накачки на выходе из ПГС.

Результаты и их обсуждение. На рис. 2 приведены результаты расчетов временной формы импульсов и их пространственного распределения для волн накачки, истощенной накачки и сигнальной волны, а также зависимости энергии импульсов сигнальной волны от коэффициента отражения выходного зеркала и от энергии импульсов возбуждающего излучения. При моделировании использован набор кристаллов 1, 2, 3 длиной 15, 20, 20 мм соответственно (рис. 1), радиус пучка накачки 1.4 мм (рис. 2, а–в) и 1.94 мм (рис. 2, з), показатель супергауссовости пучка $N = 16$ (рис. 2, а–в) и $N = 4$ (рис. 2, з). Длительность возбуждающих импульсов по полувысоте 15 нс, коэффициент отражения выходного зеркала $R_{2s} = 50\%$ для рис. 2, а, б, з. В соответствии с физикой параметрического процесса после преодоления порога возбуждения генерации ПГС (≈ 3.7 МВт или ~ 60 МВт/см²) происходят сильное истощение импульса возбуждающего излучения (рис. 2, а) и быстрое нарастание энергии импульса сигнальной волны. Расчеты показывают, что длительность импульса (по полувысоте) сигнальной волны примерно равна длительности импульса накачки. Огибающая импульса истощенной накачки имеет в области провала слабую модуляцию, что свидетельствует о наличии относительно небольшой обратной перекачки энергии из импульсов сигнальной и холостой волн в импульс возбуждающего излучения. Из рис. 2, б следует, что происходит равномерное истощение излучения накачки по всему его пучку, обеспечивающее высокий к.п.д. генерации сигнальной волны и, соответственно, радиус пучка сигнальной волны, близкий к радиусу пучка накачки. Расчет зависимости энергии S_s им-

пульсов сигнальной волны от коэффициента отражения R_{2s} выходного зеркала M_2 (рис. 1) показывает, что оптимальное значение $R_{2s} \approx 50\%$ (рис. 2, в) соответствует экспериментальным данным [11, 12]. Наконец, расчетная зависимость энергии импульсов сигнальной волны S_s от энергии импульсов накачки S_p , построенная для $R_{2s} = 50\%$, достаточно хорошо коррелирует с экспериментальной зависимостью, полученной в [12] для условий, близких к расчетным. Таким образом, теоретическая модель количественно удовлетворительно описывает экспериментальные данные и может быть использована для расчета трехзеркальных кольцевых ПГС на кристаллах КТР.

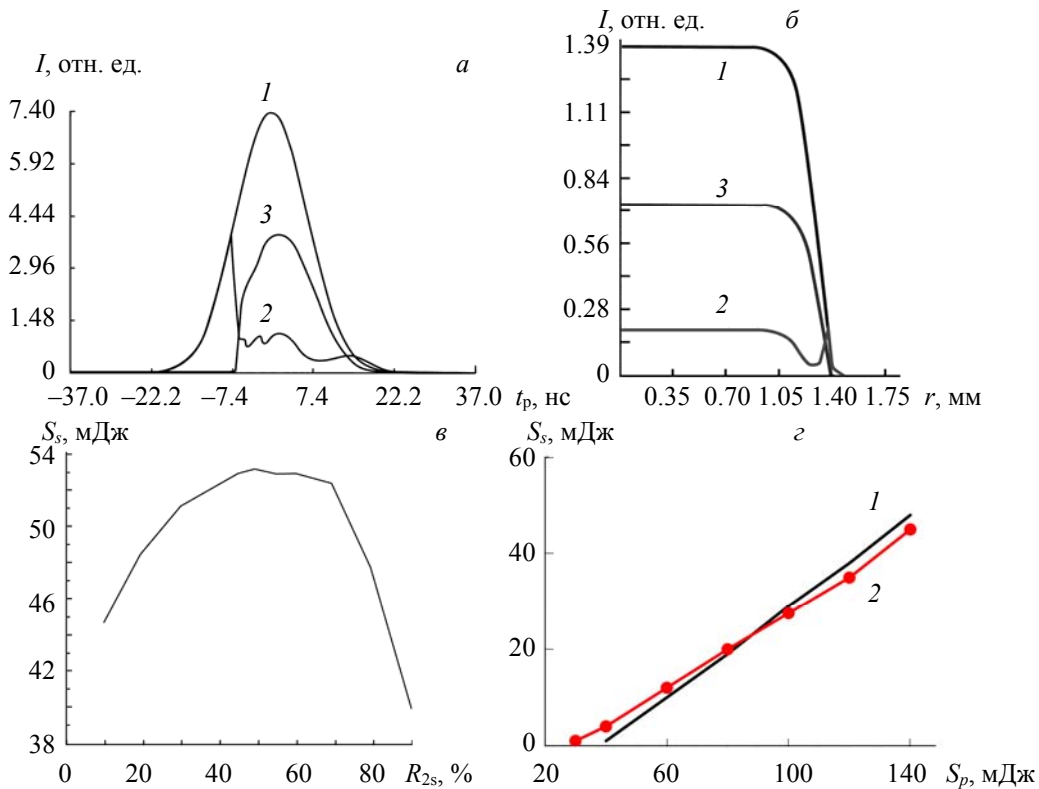


Рис. 2. Результаты расчетов временных, энергетических и пространственных характеристик ПГС, возбуждаемого излучением Nd:YAG-лазера с длительностью импульсов 15 нс: а — временная форма импульсов накачки (1), истощенной накачки (2) и сигнальной волны (3); б — поперечное распределение излучения накачки на входе в первый кристалл (1), на выходе из первого кристалла (2) и сигнальной волны на выходе из первого кристалла (3); в — зависимость энергии импульсов сигнальной волны от коэффициента отражения выходного зеркала при энергии импульсов накачки 120 мДж; з — зависимость энергии импульсов сигнальной волны от энергии импульсов накачки: 1 — расчет, 2 — эксперимент [12]

В кольцевом ПГС наиболее нагруженным энергетически является кристалл 1 (рис. 1), поскольку он является входным для излучения накачки и одновременно выходным для сигнальной волны. Как указано выше, при большой интенсивности накачки чаще всего разрушается выходной торец этого кристалла. На рис. 3 приведены результаты расчетов распределения интенсивности возбуждающего излучения, излучения сигнальной и холостой волн по первому кристаллу для выходных зеркал $R_{2s} = 30, 50$ и 80% при энергии импульсов накачки 120 мДж, длительности их импульсов 15 нс, радиусе пучка накачки $r = 1.4$ мм и $N = 16$. Данные рис. 3 относятся к центральной части пучка накачки и к моменту времени, когда огибающая импульса сигнальной волны достигает своего максимума. Из рис. 3, б ($R_{2s} = 50\%$) видно, что на длине кристалла ~ 10 мм от входного его торца интенсивность сигнальной волны достигает своего максимума $I_s = 180$ МВт/см² при входной интенсивности возбуждающего излучения $I_p = 145$ МВт/см², для первого кристалла отношение $K = I_s/I_p \approx 1.24$, для второго и третьего кристаллов $K \leq 1$. При увеличении R_{2s} до 80% (рис. 3, в) максимум интенсивности сигнальной волны достигается уже на длине первого кристалла КТР 6 мм, а на остальной части кристалла

происходит обратное преобразование сигнальной и холостой волн в волну накачки. Для этого случая K возрастает до 2.5. Кроме того, интенсивность сигнальной волны во втором и третьем кристаллах превышает входную интенсивность накачки в ~ 2 раза. Очевидно, что такие превышения интенсивностью сигнальной волны I_s интенсивности I_p могут приводить к разрушению кристаллов КТР, особенно первого кристалла, что наблюдается в эксперименте [11]. При $R_{2s} = 30\%$ (рис. 3, а) интенсивность I_s в первом и следующих кристаллах меньше интенсивности I_p . При этом, как видно из рис. 2, а, выходная энергия импульса сигнальной волны по сравнению с максимальным значением, достигаемым при $R_{2s} = 50\%$, уменьшается лишь на 2 мДж, или на $\sim 4\%$. Таким образом, предположение о том, что одной из причин оптического пробоя в кристалле КТР в кольцевом трехзеркальном ПГС является резонаторная связь по сигнальной волне, подтверждается расчетом. Ослабление этой обратной связи возможно при малых потерях в эффективности генерации ПГС. Следует отметить, что в расчетах не учтены тепловые эффекты. Они могут быть достаточно заметными в ПГС на кристаллах КТР при высоких частотах следования импульсов ввиду сильного поглощения в этих кристаллах излучения холостой волны [7]. В кристаллах КТР показатель преломления возрастает с температурой ($dn/dT > 0$), что приводит к формированию положительных термолинз и уменьшению диаметров внутрирезонаторных потоков излучения. Этот эффект может вносить дополнительный вклад в разрушение кристаллов.

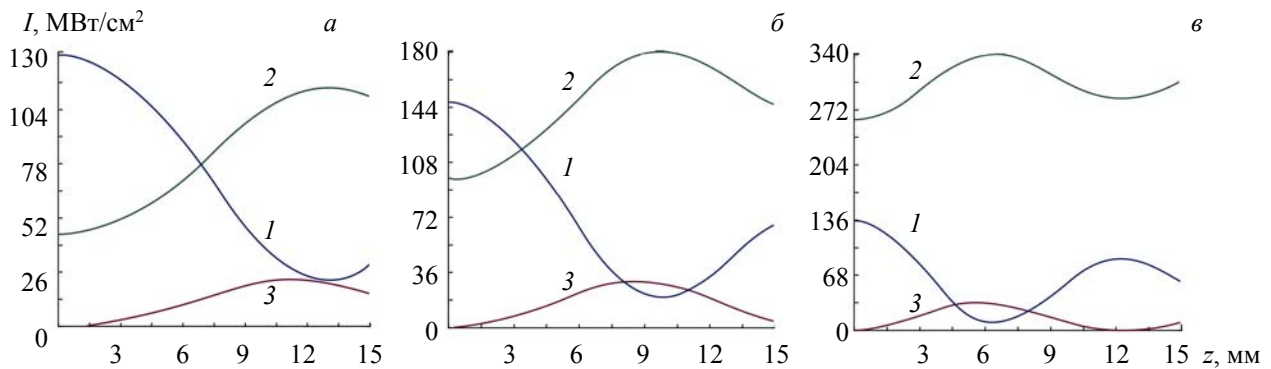


Рис. 3. Распределения интенсивности возбуждающего излучения (1), излучения сигнальной (2) и холостой (3) волн по первому кристаллу для выходных зеркал с $R_{2s} = 30$ (а), 50 (б) и 80 % (в)

Выполнены расчеты параметрической генерации при накачке ПГС более мощными лазерными импульсами с энергией 170 мДж при длительности импульсов 7 нс, $N = 16$ в аналогичном описанному выше наборе кристаллов КТР и разных радиусах пучка накачки. Во всех случаях $R_{2s} = 50\%$. На рис. 4 приведены динамика ПГС и распределения излучения накачки, сигнальной и холостой волн в первом кристалле для радиусов пучков накачки 1.94, 2.3 и 3.0 мм. Рассчитанные энергии импульсов сигнальной волны для указанных радиусов пучков накачки составили 72.37 мДж (эффективность 45.51 %), 68.58 мДж (40.34 %) и 52.45 мДж (30.85 %) соответственно. Однако для $r = 1.94$ мм коэффициент $K = 1.3$, т. е. внутрирезонаторная интенсивность сигнальной волны, достигаемая в первом кристалле на расстоянии 7 мм от его входного торца, заметно превышает входную интенсивность накачки, что в ряде случаев недопустимо. Кроме того, для $r = 1.94$ мм уменьшение R_{2s} на $\sim 15\%$ позволяет достичь $K = 1.05$ при незначительном уменьшении эффективности ПГС.

Проведены расчеты генерационных характеристик ПГС при указанных выше параметрах кристаллов КТР и фиксированных значениях энергии и длительности (120 мДж, 15 нс) импульсов накачки, радиусе пучка накачки (1.94 мм), но при разных показателях N (от 2 до 16). Коэффициент отражения выходного зеркала $R_{2s} = 50\%$. Как видно из табл. 1, изменение N в пределах от 8 до 16 для радиуса пучка накачки $r_p = 1.94$ мм практически не влияет на выходную энергию импульсов сигнальной волны и на величину K , т. е. интенсивность сигнальной волны I_s превышает I_p в небольших пределах. При $N = 2$ происходит заметное снижение энергий импульсов сигнальной волны и уменьшение радиуса ее пучка при одновременном увеличении K . Кроме того, использование пучков накачки с большими N , т. е. с поперечными распределениями, близкими к П-образному, приводит к увеличению выходной энергии импульсов сигнальной волны по сравнению с использованием гауссовых пучков за счет обеспечения параметрической генерации практически на всем поперечном сечении

пучка накачки и одновременно уменьшает лучевую нагрузку сигнальной волны на кристаллы КТР. Из расчетов также следует, что использование импульсов накачки с большими N не приводит к существенному изменению длительностей импульсов сигнальной волны.

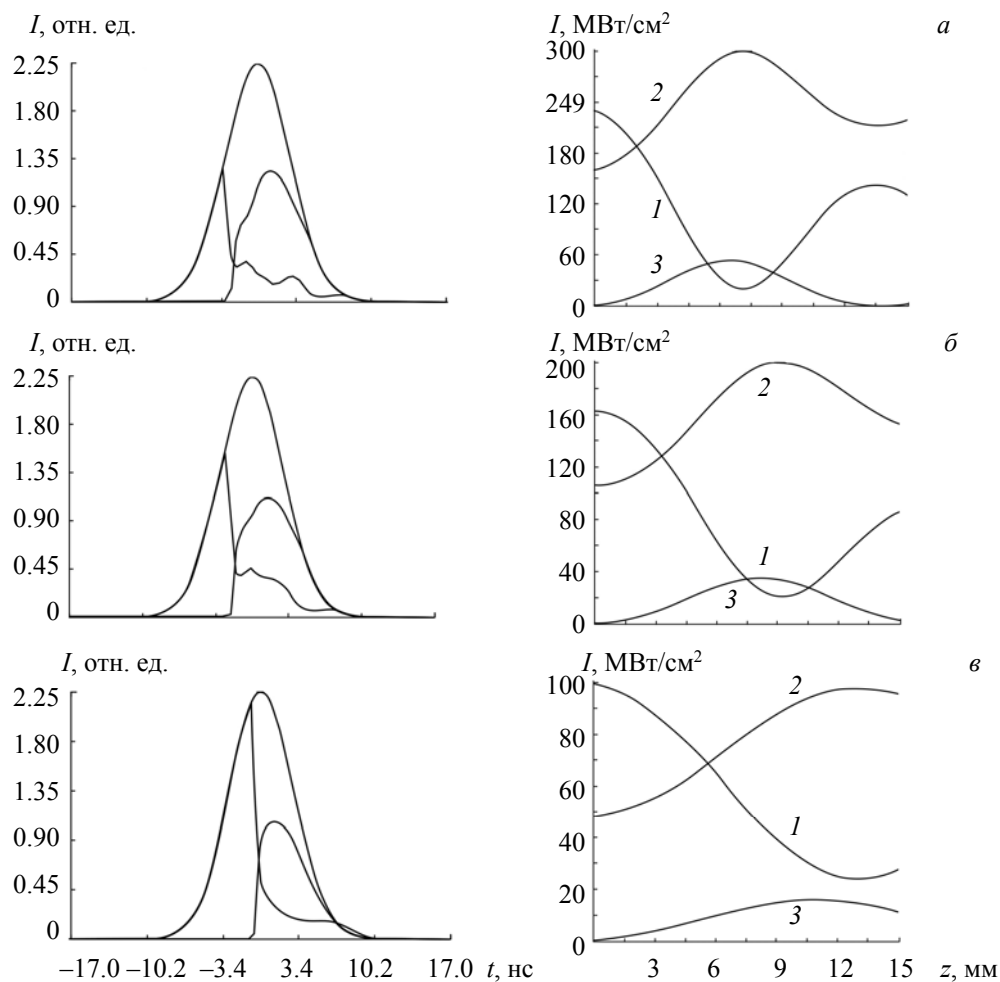


Рис. 4. Результаты расчетов динамики генерации и распределения интенсивности взаимодействующих волн в первом кристалле КТР при повышенной мощности накачки для радиусов пучка накачки 1.94 (а), 2.3 (б) и 3.0 мм (в)

Т а б л и ц а 1. Характеристики параметрического преобразования в зависимости от коэффициента N

N	Выходная энергия импульса сигнальной волны, мДж	Эффективность генерации сигнальной волны, %	K	Радиус пучка сигнальной волны, мм
16	40.44	33.70	1.10	1.82
14	40.39	33.66	1.12	1.80
12	40.45	33.70	1.14	1.75
10	40.37	33.65	1.11	1.75
8	40.10	33.42	1.13	1.70
6	39.42	32.85	1.15	1.70
4	38.15	31.80	1.24	1.50
2	31.79	26.49	1.26	1.40

Заключение. Разработана численная модель для расчета процесса импульсной генерации безопасного для глаз излучения в кольцевом трехзеркальном параметрическом генераторе света на кристаллах KTiOPO_4 (КТР). Показано, что для условий, соответствующих реализованным в эксперименте [11, 12], модель количественно удовлетворительно описывает энергетические и временные выходные характеристики импульсов сигнальной волны и их зависимости от добротности резонатора параметрического генератора света и энергии импульсов накачки. Установлено, что одной из причин оптического пробоя кристаллов KTiOPO_4 в трехзеркальном кольцевом параметрическом генераторе света при больших интенсивностях излучения накачки, но меньших порога оптического пробоя кристаллов KTiOPO_4 , является наличие резонаторной обратной связи по сигнальной волне. Это приводит при определенных условиях к существенному превышению внутрирезонаторной интенсивности сигнальной волны входной интенсивности излучения накачки.

На основании численного моделирования предложены методы уменьшения внутрирезонаторной интенсивности излучения сигнальной волны, не приводящие к существенным потерям выходной энергии импульсов генерации параметрического генератора света. Эти методы могут быть использованы для получения эффективной (к.п.д. $\geq 40\%$) генерации мощных импульсов безопасного для глаз излучения без разрушения кристаллов KTiOPO_4 .

Работа выполнена в рамках задания 1.2 государственной программы научных исследований “Фотоника и электроника для инноваций” при финансовой поддержке НАН Беларуси.

- [1] N. P. Barnes. SPIE, **663** (1986), doi: 10.1117/12.938648
- [2] L. G. Holmer, G. Rustad, M. W. Naakestad. Appl. Opt., **57**, N 23 (2018) 6760—6767
- [3] Н. Б. Горбунова, В. С. Улащик, Л. Е. Батай, А. И. Водчиц, В. А. Орлович. Докл. НАН Беларуси, **54**, № 1 (2010) 94—97
- [4] М. Богданович, А. Григорьев, К. Ланцов, К. Лепченков, А. Рябцев, Г. Рябцев, В. Титовец, М. Щемелев. Фотоника, **55** (2016) 58—64
- [5] Б. И. Степанов, П. А. Апанасевич. Журн. прикл. спектр., **2**, № 1 (1965) 37—44
- [6] P. A. Apanasevich, D. E. Gakhovich, A. S. Grabtchikov, V. A. Orlovich. J. Modern Opt., **38**, N 1 (1991) 151—159
- [7] M. Kaskow, L. Gorajev, W. Zendzian, J. Jabczynskii. Opto-Electron. Rev., **26** (2018) 188—193
- [8] J. E. Nettleton, B. W. Schilling, D. N. Barr, J. S. Lei. Appl. Opt., **39**, N 15 (2000) 2428—2432
- [9] В. И. Дашкевич, А. И. Водчиц, В. А. Орлович, Н. С. Казак, В. К. Павленко, В. И. Покрышкин, И. П. Петрович, В. В. Руховец. Журн. прикл. спектр., **73**, № 4 (2006) 535—543 [V. I. Dashkevich, A. I. Vodchits, V. A. Orlovich, N. S. Kazak, V. K. Pavlenko, V. I. Pokryshkin, I. P. Petrovich, V. V. Rukhovets. J. Appl. Spectr., **73** (2006) 604—612]
- [10] В. Л. Наумов, А. М. Онищенко, А. С. Подставкин, А. В. Шестаков. Квант. электрон., **30**, № 7 (2000) 632—634
- [11] А. А. Русак, В. И. Дашкевич, В. А. Орлович, А. П. Шкадаревич. Изв. НАН Беларуси, сер. физ.-мат. наук, **54**, № 2 (2018) 210—219
- [12] В. И. Дашкевич, В. А. Орлович, А. П. Шкадаревич, А. С. Шушпанов. Журн. прикл. спектр., **75** № 4 (2008) 516—523 [V. I. Dashkevich, V. A. Orlovich, A. P. Shkadarevich, A. S. Shushpanov. J. Appl. Spectr., **75** (2008) 539—545]
- [13] В. Г. Дмитриев, Л. В. Тарасов. Прикладная нелинейная оптика, Москва, Радио и связь (1982)
- [14] V. N. Belyi, O. L. Artemenko, V. A. Orlovich, B. B. Sevruck. Proc. SPIE, **3580** (1998) 58—72
- [15] И. Р. Шен. Принципы нелинейной оптики, Москва, Наука (1989)
- [16] Б. Б. Севрук, В. Н. Белый, Д. Е. Гахович, В. А. Орлович. Журн. прикл. спектр., **67**, № 1 (2000) 56—60 [B. B. Sevruck, V. N. Belyi, D. E. Gakhovich, V. A. Orlovich. J. Appl. Spectr., **67** (2000) 70—76]
- [17] П. А. Апанасевич, В. И. Дашкевич, Г. И. Тимофеева. Журн. прикл. спектр., **83**, № 2 (2016) 206—210 [P. A. Apanasevich, V. I. Dashkevich, G. I. Timofeeva. J. Appl. Spectr., **83** (2016) 190—193]
- [18] В. И. Дашкевич, А. А. Русак, Г. И. Тимофеева, А. П. Шкадаревич, П. А. Апанасевич, В. А. Орлович. Изв. НАН Беларуси, сер. физ.-мат. наук, **37**, № 3 (2021) 374—384