

ISSN 1561-2430 (Print)
ISSN 2524-2415 (Online)**ФИЗИКА****PHYSICS**УДК 535:375.5:621.375.8
<https://doi.org/10.29235/1561-2430-2018-54-2-210-219>Поступила в редакцию 02.02.2018
Received 02.02.2018**А. А. Русак¹, В. И. Дашкевич¹, В. А. Орлович¹, А. П. Шкадаревич²**¹*Институт физики им. Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси, Минск, Беларусь*²*Научно-технический центр «ЛЭМТ» БелОМО, Минск, Беларусь***ТЕПЛОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В БЕЗОПАСНОМ ДЛЯ ГЛАЗ
КОЛЬЦЕВОМ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ГЕНЕРАТОРЕ СВЕТА НА КРИСТАЛЛАХ КTiOPO₄**

Аннотация. Для безопасного для глаз параметрического генератора света (ПГС), выполненного на основе трехзеркального кольцевого резонатора, каждая секция которого (пространство между плоскими соседними зеркалами) содержит кристалл КTiOPO₄ (КТР) *x*-среза размером 15(*x*) × 7(*y*) × 7(*z*) мм³, проведено исследование тепловых эффектов, обусловленных поглощением холостой волны в кристаллах КТР. Оценка тепловых эффектов проводилась посредством экспериментального определения изменений в рабочих характеристиках параметрического генератора света (расходимости выходного пучка и энергии импульса) при его переводе из режима генерации редко повторяющихся одиночных импульсов в режим генерации периодически повторяющихся импульсов. Выявлено, что в случае, когда безопасный для глаз ПГС, накачиваемый многомодовым излучением YAG:Nd-лазера, генерирует 8-наносекундные импульсы с частотой следования 10 Гц и энергией 30–35 мДж, термоискажения кристаллов КТР, помещенных в металлические держатели при их естественном воздушном охлаждении, носят умеренный характер. Суммарное действие положительных термолинз, наведенных в нелинейных кристаллах, вызывает увеличение расходимости пучка безопасного для глаз параметрического генератора света на 10 % и снижение эффективности ПГС на 0,76 % в силу того, что наведенные термолинзы не являются идеальными и поэтому вносят в резонатор ПГС дополнительные абберационные потери. Теоретическое моделирование работы кольцевого параметрического генератора света в плосковолновом приближении с использованием системы трех связанных укороченных дифференциальных уравнений первого порядка показало, что среди трех кристаллов наиболее сильной тепловой нагрузке и воздействию наиболее интенсивных пучков подвергается кристалл КТР, расположенный первым по ходу излучения накачки в ПГС.

Ключевые слова: безопасный для глаз кольцевой параметрический генератор света, кристаллы КTiOPO₄, поглощение холостой волны, термоискажения нелинейных кристаллов

Для цитирования. Тепловые эффекты в безопасном для глаз кольцевом параметрическом генераторе света на кристаллах КTiOPO₄ / А. А. Русак [и др.] // Вес. Нац. акад. наук Беларуси. Сер. физ.-мат. наук. – 2018. – Т. 54, № 2. – С. 210–219. <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2018-54-2-210-219>

A. A. Rusak¹, U. I. Dashkevich¹, V. A. Orlovich¹, A. P. Shkadarevich²¹*B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus*²*LEMT Scientific and Technical Center of BelOMO, Minsk, Belarus***THERMAL EFFECTS IN THE EYE-SAFE RING OPTICAL PARAMETRIC OSCILLATOR BASED
ON KTiOPO₄ CRYSTALS**

Abstract. For an eye-safe optical parametric oscillator (OPO) built on the basis of a three-mirror ring cavity, each section of which (the space between adjacent plane mirrors) contains a *x*-cut КTiOPO₄ (КТР) crystal having a size of 15(*x*) × 7(*y*) × 7(*z*) mm³, the thermal effects due to idler wave absorption in КТР crystals were investigated. These thermal effects were evaluated by means of experimental measurement of the change in the OPO performance (divergence of the output beam and pulse energy) when transferring the OPO from the mode of generation of occasional single pulses to the mode of generation of periodically repetitive pulses. It was found when the eye-safe OPO pumped by multimode YAG: Nd laser radiation generates 8-ns pulses with a repetition rate of 10 Hz and an energy of 30–35 mJ, thermal distortions of КТР crystals placed in metal holders at their natural air-cooling, are moderate. The total effect of positive thermolenses induced in nonlinear crystals leads to an increase in the divergence of the beam of the eye-safe OPO by 10 % and to a decrease in the efficiency of the OPO by 0.76 %, by virtue of fact that the induced thermal lenses are not ideal and thereby introduce additional aberration losses into the OPO cavity. The theoretical simulation of the OPO operation in the plane-wave approximation with the use of a system of three coupled first-order abridged differential equations showed that among three КТР

crystals the KTP crystal placed first in the path of pump radiation in the OPO is the largest thermal load and the action of the most intense beams.

Keywords: Eye-safe ring optical parametric oscillator, KTiOPO_4 crystals, idler wave absorption, thermal distortions of nonlinear crystals

For citation. Rusak A. A., Dashkevich U. I., Orlovich V. A., Shkadarevich A. P. Thermal effects in the eye-safe ring optical parametric oscillator based on KTiOPO_4 crystals. *Vestsi Natsyianal'nai akademii navuk Belarusi. Seryia fizika-matematychnykh navuk = Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physics and Mathematics series*, 2018, vol. 54, no. 2, pp. 210–219 (in Russian). <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2018-54-2-210-219>

Введение. Параметрические генераторы света на кристаллах семейства КТР (калий титанил фосфат – KTiOPO_4) являются высокоэффективными нелинейно-оптическими преобразователями 1-микронного излучения неодимовых лазеров в безопасный для глаз спектральный диапазон 1,5–1,6 мкм [1–10]. Компактные, надежные, конструктивно крепкие лазерные источники безопасного для глаз излучения востребованы для широкого круга практических применений, к числу которых можно отнести детектирование загрязнений атмосферы, связь с использованием открытого пространства, дальнометрию, подсветку, целеуказание и т. п.

Недавно нами был продемонстрирован [11] компактный высокоэффективный безопасный для глаз лазерный источник, состоящий из YAG:Nd-лазера накачки и кольцевого трехзеркального параметрического генератора света (ПГС) бегущей волны на кристаллах КТР. Следует отметить, что ПГС бегущей волны весьма удобны для создания компактных источников излучения, поскольку кольцевой резонатор позволяет без использования дополнительных элементов, во-первых, избежать образования обратной связи по основному лазерному излучению между ПГС и лазером накачки, а во-вторых, пространственно разнести пучки составляющих источника.

Хотя кристаллы КТР и обладают высокими нелинейностями второго порядка, что обеспечивает эффективное преобразование излучения накачки, но все же имеют один существенный недостаток. Вскоре после их открытия и синтеза* было установлено, что присутствие в данных кристаллах катионов PO_4 является причиной возникновения поглощения в ИК-области спектра, где генерируется холостая волна безопасного для глаз ПГС ($\lambda \sim 3,3$ мкм). Таким образом, поглощение излучения холостой волны самими кристаллами КТР предопределило, с одной стороны, наличие сильных термооптических искажений в безопасных для глаз КТР-ПГС, а с другой – возникновение риска повреждения и выхода из строя нелинейных кристаллов. В работе [12], где проводилось исследование кольцевых четырехзеркальных параметрических генераторов света на кристаллах КТР и КТА (KTiOAsO_4 -изоморфная разновидность КТР), показано, что даже при умеренной мощности генерации ПГС (энергия импульса сигнальной волны $E_s \sim 80$ мДж) кристаллам КТР свойственны сильные термооптические искажения, приводящие к уменьшению диаметра пучка генерации безопасного для глаз ПГС примерно в 5 раз.

Настоящая работа посвящена исследованию влияния тепловых эффектов, связанных с поглощением холостой волны, на работу безопасного для глаз трехзеркального кольцевого параметрического генератора света, продемонстрированного нами в [11]. Данный ПГС на кристаллах КТР обеспечивает генерацию импульсов безопасного для глаз излучения с энергией $E_s \sim 35$ –40 мДж при частоте их следования 10,0–12,5 Гц.

Экспериментальная часть. Схема безопасного для глаз лазерного источника на основе кольцевого КТР-ПГС приведена рис. 1. Кольцевой резонатор параметрического генератора света на кристаллах КТР образован плоскими зеркалами M_1 – M_3 . Оптический осевой контур резонатора представляет собой равносторонний треугольник с периметром примерно 90 мм. Входное зеркало резонатора M_1 является прозрачным ($T \sim 98$ %) для излучения накачки ($\lambda_p = 1064$ нм) и полностью отражает ($R \sim 99,9$ %) излучение сигнальной волны ($\lambda_s = 1571$ нм). Выходное зеркало ПГС M_2 полностью отражает излучение накачки и частично – излучение сигнальной волны. Зеркало M_3 является высокоотражающим для излучения как накачки, так и сигнальной волны. Коэффициенты отражения зеркал для излучения холостой волны ($\lambda \sim 3,3$ мкм) не специфицируются, однако в силу его сильного поглощения в кристаллах КТР рассматриваемый ПГС является однорезонаторным, т. е. имеет высокую добротность резонатора лишь для сигнальной волны.

* Pat. US 3949323 / J. D. Bierlein, N. D. Gier. – Publ. date 06.04.1976.

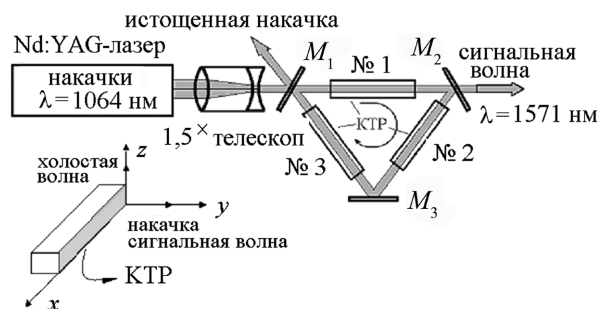


Рис. 1. Оптическая схема безопасного для глаз лазерного источника на основе кольцевого ПГС. На вставке: ориентация поляризаций излучения накачки и ПГС относительно осей оптической индикатрисы кристалла КТР

Fig. 1. Optical scheme of the eye-safe laser source based on the ring OPO. The insert shows the orientation of the polarizations of the pump and OPO radiation with respect to the axes of the optical indicatrix of the KTP crystal

В каждую секцию резонатора (пространство между зеркалами) помещены кристаллы КТР x -среза ($\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0^\circ$), имеющие размер $7 \times 7 \times 15 \text{ мм}^3$. Кристаллы указанного среза обеспечивают преобразование излучения накачки в условиях выполнения II типа некритического фазового синхронизма. Рабочие грани кристаллов размером $7 \times 7 \text{ мм}^2$ просветлены для излучения на длинах волн 1064 и 1571 нм ($R_{s,p} \leq 0,3 \%$).

В ПГС кристаллы КТР установлены так, что вектор электрического поля линейно поляризованного излучения накачки, распространяющегося вдоль оси x оптической индикатрисы КТР, совершает колебания вдоль направления, совпадающего с осью оптической индикатрисы y (см. вставку на рис. 1). Только при такой ориентации кристаллов КТР возможно возбуждение параметрической генерации, при этом излучение сигнальной волны поляризовано вдоль оси y (обыкновенная волна), в то время как холостая волна имеет ортогональную поляризацию и является необыкновенной волной. В рассматриваемом параметрическом генераторе света излучение накачки (излучение Nd:YAG-лазера) совершает один полный обход резонатора ПГС и, истощаясь в кристаллах КТР, выходит из резонатора через зеркало M_1 . При этом импульс сигнальной волны генерируется в пределах той части импульса накачки, где интенсивность излучения на длине волны 1064 нм является достаточной для возбуждения ПГС.

При исследовании тепловых эффектов кристаллы КТР были помещены в металлические держатели, которые находились в условиях естественного воздушного охлаждения при температуре в лабораторном помещении $\sim 23^\circ \text{C}$.

Диаметр пучка Nd:YAG-лазера накачки согласовывался с апертурой кристаллов КТР с помощью $1,5\times$ уменьшающего телескопа. Кроме того, применение такого телескопа приводило к увеличению плотности мощности излучения накачки в кристаллах КТР, что повышало эффективность работы ПГС.

Методика оценки влияния тепловых эффектов в кристаллах КТР на работу ПГС была выбрана исходя из следующих обстоятельств.

Во-первых, явление поглощения излучения холостой волны сопровождается преобразованием поглощенной энергии в тепловую в объеме нелинейной среды и неизбежно приводит к термооптическими искажениями кристаллов КТР.

Во-вторых, известно [13], что если система, характеризующаяся тепловыделением, работает в режиме периодически повторяющихся импульсов, то по прошествии некоторого числа актов тепловыделения в ее элементах (в данном случае – в кристаллах КТР спустя некоторое число импульсов Nd:YAG-лазера накачки) устанавливается квазистационарный тепловой режим, в котором в сходственные моменты каждого последующего цикла воспроизводится температурное поле. При этом температурные перепады в элементах значительно превосходят перепады температуры, обусловленные неравномерностями нагрева (накачки) при работе в режиме редких одиночных импульсов.

В-третьих, поскольку КТР имеет положительные температурные коэффициенты показателя преломления n ($dn/dT > 0$) [14], то можно ожидать, что в результате неоднородного нагрева различных участков нелинейных кристаллов КТР в них сформируются положительные термолинзы.

И, наконец, в одном из предварительных экспериментов было установлено, что замена в резонаторе ПГС плоского глухого зеркала M_3 на вогнутое сферическое зеркало с радиусом кривизны 400 см (по сути равносильная внесению в резонатор, составленный плоскими зеркалами, положительной фокусирующей линзы) приводит к увеличению расходимости пучка сигнальной волны в 1,97 раза.

В силу вышеизложенного оценка тепловых эффектов в кольцевом параметрическом генераторе света была проведена на основе экспериментальной оценки изменения энергии импульса ПГС и расходимости его выходного пучка при переводе ПГС из режима редких импульсов в режим периодически повторяющихся (частота следования 10 Гц).

Оценка изменений энергии параметрического генератора света обусловлена тем, что они также являются доказательством влияния тепловых эффектов на работу ПГС. Дело в том, что в подавляющем числе случаев формирующаяся в любой среде термолинза не является идеальной (гауссовой). Обычно изменения оптического пути в термоискаженном кристалле совпадают с изменениями оптического пути при аппроксимации этого кристалла идеальной линзой с тем же фокусным расстоянием, но только в центральной части термолинзы. При приближении к периферическим участкам термолинзы различия в изменении оптических путей в резонаторе для идеальной и реальной линз становятся сначала существенными, а затем большими. Это и есть следствие неидеальности сформировавшейся термолинзы, поэтому кроме эффекта фокусировки/расфокусировки излучения [15–17] термолинза вызывает появление и рост абберационных потерь [18–20]. Абберационные потери сигнальной волны значительно возрастают с увеличением поглощения в кристаллах КТР и могут приводить к снижению эффективности ПГС. Таким образом, сравнение средних энергий импульса параметрического генератора света при его работе в указанных выше режимах позволяет оценить влияние абберационных потерь.

Диаметр пучка ПГС в дальней волновой зоне измерялся в фокальной плоскости положительной линзы, имеющей на длине волны 1571 нм фокусное расстояние $f = 300,8$ мм. Для измерений использовалась ПЗС-камера (модель BeamOn IR1550, DUMA OPTRONICS LTD). Энергетические характеристики излучения определялись с помощью пироэлектрического датчика PE50-DIF.

Работа ПГС в режиме редких импульсов обеспечивалась возвратно-поступательными перемещениями механического прерывателя пучка Nd:YAG-лазера накачки. Частота перемещения прерывателя была выбрана такой, что импульс Nd:YAG-лазера накачивал ПГС примерно один раз в 1–2 мин. Для получения режима периодически повторяющихся импульсов прерыватель останавливался, и пучок Nd:YAG-лазера беспрепятственно попадал в параметрический генератор света. При этом измерения расходимости пучка сигнальной волны и энергии импульса начинались спустя 30 мин после начала работы ПГС.

Следует отметить, что в отличие от [11], где ПГС возбуждался Nd:YAG-лазером с ламповой накачкой, в настоящей работе использован Nd:YAG-лазер с поперечной диодной накачкой, обеспечивающий генерацию импульсов накачки с частотой 10–30 Гц при их энергии до 180 мДж.

Результаты и их интерпретация. Исследование зависимости средней энергии импульса ПГС $E_{\text{ПГС}}$ от коэффициента отражения R_{2S} выходного зеркала параметрического генератора света M_2 (см. рис. 1) на длине волны 1571 нм показало, что оптимальное (с точки зрения достижения максимальной энергии импульса ПГС) значение R_{2S} составляет ≈ 50 %. Выходные зеркала с $R_{2S} > 50$ % естественно снижали порог генерации ПГС, однако при этом ее эффективность генерации ПГС ($\eta = E_{\text{ПГС}}/E_p$, где E_p – энергия импульса Nd:YAG-лазера накачки) при $E_{\text{ПГС}} > 10$ мДж уменьшалась. При $R_{2S} \approx 50$ % указанная в [11] энергия импульса ПГС $E_{\text{ПГС}} \sim 35$ мДж при использовании нового диодно-накачиваемого Nd:YAG-лазера обеспечивалась при энергии импульса накачки $E_p \sim 130$ мДж. Наивысшая же эффективность надежной работы параметрического генератора света достигалась при энергии импульса накачки $E_p \sim 150$ мДж. Значение $E_{\text{ПГС}}$ составляло ~ 48 мДж, т. е. $\eta = 32$ %. Накачка с энергией импульса $E_p > 150$ мДж для исследуемого ПГС являлась критической. При полуторакратном уменьшающем телескопе повышение энергии импульса накачки E_p до ~ 170 мДж неизбежно приводило к повреждению обращенного к выходному зеркалу M_2 торца кристалла КТР № 1 (см. рис. 1).

Распределение интенсивности в пучке параметрического генератора света в дальнем поле для режимов редких и периодически повторяющихся импульсов при $E_{\text{ПГС}} \sim 35$ мДж показано на рис. 2. Как видно, пучок ПГС является эллиптическим. Это обусловлено тем, что эллиптическим является и пучок Nd:YAG-лазера накачки. Эллиптичность распределения плотности энергии ПГС (отношение минимальной ширины пучка к максимальной) составляет $\varepsilon \sim 0,72$. Характер пространственных распределений для режимов редких и периодически повторяющихся импульсов практически один и тот же. Отличие этих двух режимов состоит лишь в разнице ширин пуч-

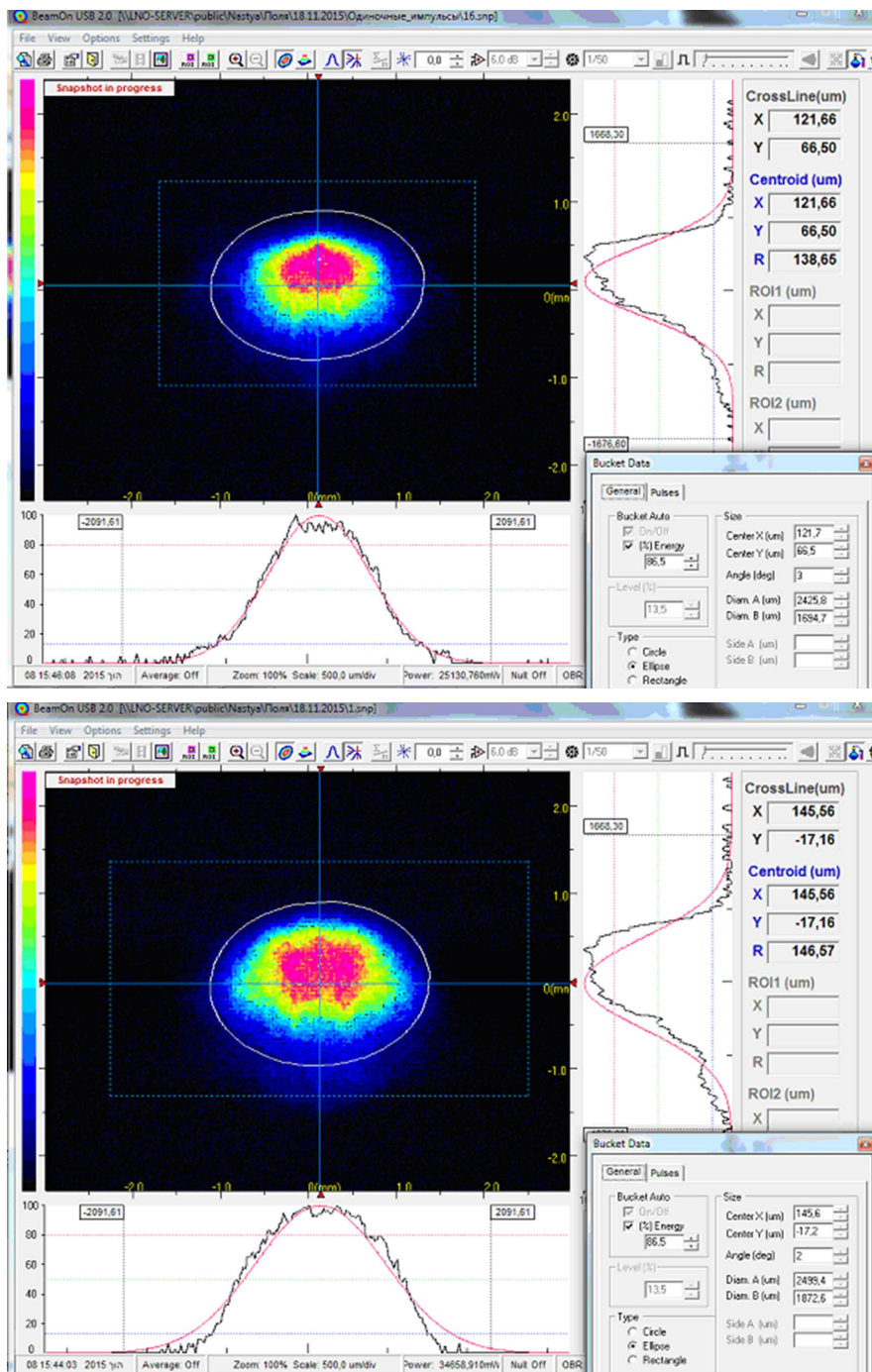


Рис. 2. Типичное дальнопольное пространственное распределение энергии в пучке безопасного для глаз излучения при работе ПГС в режиме одиночных импульсов (а) и с частотой повторения импульсов 10 Гц (б)

Fig. 2. Typical far-field distribution of energy in the eye-safe radiation beam during the OPO operation (a) in the regime of occasional single pulses and (b) with a pulse repetition rate of 10 Hz

ков $d_{гор}$ и $d_{верт}$ для горизонтального и вертикального направлений. Для режима редких импульсов диаметры $d_{гор}^1$ и $d_{верт}^1$, определенные на уровне 86,5 % полной энергии импульса как среднее 30 измерений распределения плотности энергии, составляют 2,373 и 1,705 мм соответственно. Это означает, что соответствующие углы расходимости пучка ПГС, которые рассчитываются по формулам $\theta_{гор}^1 = \frac{d_{гор}^1}{f}$ и $\theta_{верт}^1 = \frac{d_{верт}^1}{f}$, составляют 7,9 и 5,7 мрад.

Для режима периодически повторяющихся импульсов усреднение данных 30 измерений пространственного распределения плотности энергии дает результат $d_{гор}^2 = 2,605$ мм и $d_{верт}^2 = 1,891$ мм. Следовательно, соответствующие углы расходимости составляют $\theta_{гор}^2 = 8,7$ мрад и $\theta_{верт}^2 = 6,3$ мрад. Таким образом, выполненные измерения приводят к соотношениям $\theta_{гор}^2 > \theta_{гор}^1$, $\theta_{верт}^2 > \theta_{верт}^1$, и $\theta_{гор}^2/\theta_{гор}^1 \approx \theta_{верт}^2/\theta_{верт}^1 \approx 1,1$, которые показывают, что при работе параметрического генератора света в режиме периодически повторяющихся импульсов поглощение холостой волны действительно сопровождается термооптическими искажениями кристаллов КТР в виде образования в них положительных термолинз. Увеличение расходимости пучка практически одинаково для обоих направлений, т. е. формирующиеся термолинзы не являются бифокальными. Суммарное действие термолинз увеличивает расходимость пучка примерно на 10 %. Это позволяет считать, что при генерации ПГС-импульсов с частотой следования 10 Гц и энергией сигнальной волны ~30–35 мДж термоискажения кристаллов КТР при их пассивном охлаждении достаточно умеренны.

Сплошная черная линия на рис. 3 соответствует средней энергии импульса при работе параметрического генератора света в режиме редких импульсов. Ее значение по результатам 53 измерений составляет $E_s = 35,6$ мДж. Сплошная светлая линия соответствует средней энергии, измеренной в режиме периодически повторяющихся импульсов. Она равна $E_p = 34,6$ мДж. Указанное снижение энергии импульса сигнальной волны означает, что термоискажения кристаллов КТР приводят к проявлению абберационных потерь, которые снижают эффективность работы ПГС лишь на 0,76 % ($(E_s - E_p)/E_p$).

Уменьшающий согласующий телескоп, расположенный достаточно близко к входному зеркалу ПГС, не дал возможности оценить величину искажений первого по ходу излучения накачки кристалла КТР методом измерения отклонения коллимированного пробного пучка, проходящего через нелинейный кристалл на некотором расстоянии от его оси. Пробные же пучки, пропущенные сквозь другие кристаллы КТР, не проявили при длительной работе ПГС никакого отклонения от своего первоначального направления. В силу этого распределение термоискажений по кристаллам КТР было выявлено численным методом путем расчета энергии холостой волны, поглощенной в каждом из кристаллов.

При теоретическом анализе ПГС процесс коллинеарного трехчастотного параметрического взаимодействия плоских волн в каждом из кристаллов КТР описывался следующей системой укороченных уравнений [21]:

$$\begin{aligned} \frac{dE_S}{dz} &= -\alpha_S E_S - \frac{2\pi d_{eff}}{n_S \lambda_S} E_p E_i^*, \\ \frac{dE_i}{dz} &= -\alpha_i E_i - \frac{2\pi d_{eff}}{n_i \lambda_i} E_p E_S^*, \\ \frac{dE_p}{dz} &= -\alpha_p E_p + \frac{2\pi d_{eff}}{n_p \lambda_p} E_i E_S, \end{aligned} \quad (1)$$

где индексы p, S, i обозначают соответственно накачку, сигнальную и холостую волны; z – координата вдоль распространения излучения; α – коэффициент поглощения; λ – длина волны; n – показатель

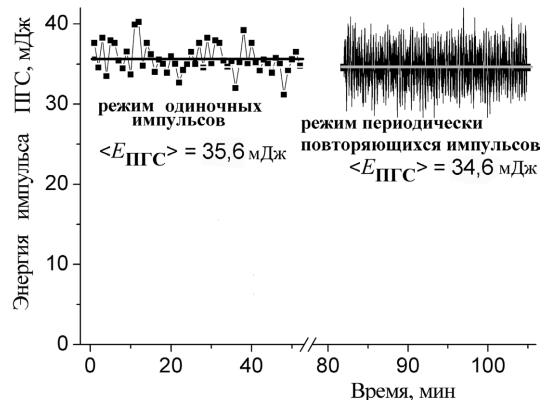


Рис. 3. Поведение энергии безопасного для глаз излучения при работе ПГС в режиме одиночных импульсов и с частотой повторения импульсов 10 Гц

Fig. 3. Behavior of eye-safe radiation energy during the OPO operation in the mode of occasional single pulses and at a pulse repetition rate of 10 Hz

преломления; d_{eff} – коэффициент нелинейной связи в кристалле КТР. Используемые уравнения учитывают поглощение волн в кристаллах КТР. Значения $\alpha_{p,S}$ и α_i брались равными соответственно 0,7 и 0,52 м⁻¹ [23]. Связь между волнами E_p , E_S и E_i на границах участков резонатора, свободных от нелинейных кристаллов, устанавливалась исходя из условий отражения на зеркалах M_1 – M_3 . Полагалось, что ПГС возбуждается гауссовским импульсом с амплитудой поля на входе

$$E_{pin}(t) = E_{0p} \exp \left[-2 \ln 2 \left(\frac{t}{t_p} \right)^2 \right],$$

где E_{0p} – амплитуда поля в максимуме импульса; t_p – длительность импульса по уровню 0,5 максимальной интенсивности. Поскольку t_p значительно превосходит время обхода светом кольцевого резонатора τ_0 , то импульс накачки подвергался аппроксимации ступенчатой функцией времени с шириной ступеньки τ_0 и постоянной в пределах каждой ступеньки величиной поля накачки. При расчетах поглощенной энергии для простоты полагалось, что все зеркала кольцевого резонатора ПГС имеют одинаковый коэффициент отражения R_i для излучения холостой волны.

Представление о поглощенных в кристаллах энергиях $E_{погл}$ с учетом поглощения на частотах всех волн в зависимости от указанного коэффициента отражения R_i дает рис. 4. Как видно, распределение поглощения зависит также от коэффициента отражения выходного зеркала ПГС на частоте сигнальной волны. При $R_{2S} = 65\%$ наиболее сильно холостая волна поглощается кристаллом КТР № 1. Таким образом, при $R_{2S} = 65\%$ данный кристалл испытывает в кольцевом параметрическом генераторе света наиболее сильную тепловую нагрузку. Например, при $R_i = 50\%$ он поглощает примерно в 3 раза больше, чем второй кристалл, и в 6 раз больше, чем третий. В случае оптимального выходного зеркала ПГС с $R_{2S} = 50\%$ при $R_i > 60\%$ большую тепловую нагрузку начинает испытывать кристалл КТР № 2. Именно термоискажения этих кристаллов (№ 1 и № 2) в основном влияют на расходимость пучка и эффективность работы ПГС при $R_i > 60\%$. Из данных рис. 4 следует практически важный вывод о том, что уменьшение R_i приводит к ослаблению тепловых эффектов в параметрическом генераторе света. Следует отметить, что, согласно расчетам, распределение поглощенной энергии по кристаллам носит указанный характер и в случае реальных разных значений R_i , которые для используемых в экспериментах зеркал лежали в пределах от 5 до 25%, т. е. в исследуемом трехзеркальном кольцевом ПГС основную роль играют термоискажения кристалла КТР № 1.

Однако, как показывает численный анализ, наиболее сильное поглощение холостой волны (или, иными словами, сильная тепловая нагрузка) не является единственным негативным факто-

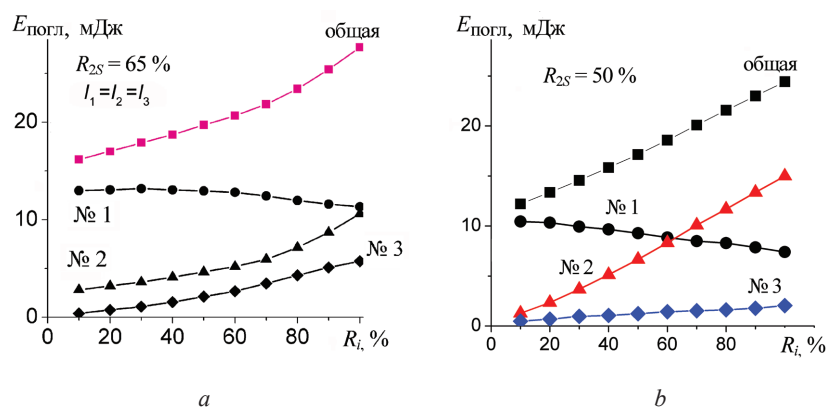


Рис. 4. Зависимость энергии, поглощенной кристаллом, от коэффициента отражения зеркал резонатора на длине холостой волны при коэффициенте отражения выходного зеркала ПГС 65 % (а) и 50 % (б) и постоянной энергии импульса накачки 100 мДж (расчет)

Fig. 4. Dependence of the crystal-absorbed energy on the reflectivity of the cavity mirrors for the idler wave at the OPO output coupler reflectivity of (a) 65 % and (b) 50 % and constant pump pulse energy of 100 mJ (calculation)

ром для кристалла КТР № 1. Хотя в энергию сигнальной волны преобразуется лишь некоторая доля энергии импульса накачки, наличие в ПГС обратной резонансной связи для сигнальной волны приводит к тому, что ее максимальная интенсивность на выходе из кристалла № 1 всегда превосходит пиковую интенсивность ($\sim E_{0p}^2$) неистощенного импульса накачки (рис. 5). Отмеченное превышение зависит также от коэффициента отражения выходного зеркала R_{2S} и может достигать до двух раз. При некоторых значениях R_{2S} превышение наблюдается и на выходах кристаллов № 2 и № 3. Таким образом, при уровнях накачки, которые еще не представляют собой опасности для кристаллов, интенсивность сигнальной волны в резонаторе ПГС может достигать значений, превосходящих порог лучевой стойкости кристаллов КТР. На наш взгляд, именно этот фактор (учитывая долговременную работу ПГС при $E_p \sim 150$ мДж) является определяющим в отмеченном выше разрушении торца кристалла КТР при $E_p \sim 170$ мДж.

Заключение. Таким образом, при генерации ПГС импульсов с частотой следования 10 Гц и энергией ~ 30 – 35 мДж, термоискажения кристаллов КТР при их естественном охлаждении носят достаточно умеренный характер. Суммарное действие сформировавшихся положительных термолинз приводит по сравнению со случаем редких импульсов к увеличению расходимости пучка ПГС на 10 %. Неидеальность сформировавшихся термолинз вносит в кольцевой резонатор дополнительные абберационные потери, что выражается в уменьшении средней энергии параметрического генератора света с 35,6 до 34,6 мДж. Это соответствует снижению эффективности преобразования на 0,76 %. Теоретически показано, что тепловые эффекты наиболее сильно выражены в кристалле КТР, расположенном первым по ходу излучения накачки. Этот же кристалл подвергается воздействию и наиболее интенсивных пучков.

Список использованных источников

1. Efficient optical parametric oscillator at 1.6 μm / L. R. Marshall [et al.] // *Opt. Lett.* – 1991. – Vol. 16, № 9. – P. 681–683. <https://doi.org/10.1364/ol.16.000681>
2. Marshall, L. R. Diode-pumped eye-safe laser source exceeding 1% efficiency / L. R. Marshall, J. Kasinski, R. L. Burnham // *Opt. Lett.* – 1991. – Vol. 16, № 21. – P. 1680–1682. <https://doi.org/10.1364/ol.16.001680>
3. Marshall, L. R. Eye-safe output from noncritically phase-matched parametric oscillators / L. R. Marshall, A. Kaz // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 1993. – Vol. 10, № 9. – P. 1730–1736. <https://doi.org/10.1364/josab.10.001730>
4. Chuang, T. A KTA optical parametric oscillator pumped by a Q-switched, injection seeded Nd:YAG laser / T. Chuang, J. Kasinski, H. R. Verdún // *Advanced Solid-State Lasers* / eds.: S. A. Payne and C.R. Pollock. – San Francisco, 1996. – P. 179–181. <https://doi.org/10.1364/assl.1996.op4>
5. Hansson, G. Unstable resonator optical parametric oscillator based on quasi-phase-matched RbTiOAsO₄ / G. Hansson, H. Karlsson, F. Laurell // *Appl. Opt.* – 2001. – Vol. 40, № 30. – P. 5446–5451. <https://doi.org/10.1364/ao.40.005446>
6. Numerical simulation and experimental investigation of parametric generation of light pulses in a KTP crystal / B. B. Sevrak [et al.] // *J. Appl. Spectrosc.* – 2000. – Т. 67, № 1. – P. 70–76. <https://doi.org/10.1007/bf02681423>
7. High-power sources of eye-safe radiation, based on nonlinear-optical conversion of the radiation of YAG:Nd lasers / V. A. Orlovich [et al.] // *J. Opt. Technol.* – 2000. – Vol. 67, № 11. – P. 984–989. <https://doi.org/10.1364/jot.67.000984>
8. Highly efficient source of eye-safe radiation based on KTP optical parametric oscillator / D. E. Gakhovich [et al.] // *Laser Optics '95: Solid State Lasers.* – 1996. – Vol. 2772. – P. 53–61. <https://doi.org/10.1117/12.238081>
9. Eye-safe radiation source based on an optical parametric oscillator / A. I. Vodchits [et al.] // *J. Appl. Spectrosc.* – 2006. – Vol. 73, № 2. – P. 285–291. <https://doi.org/10.1007/s10812-006-0070-8>
10. Comparative studies of eye-safe intracavity and extracavity optical parametric oscillators with an unstable telescopic cavity / V. I. Dashkevich [et al.] // *J. Appl. Spectrosc.* – 2006. – Vol. 73, № 4. – P. 604–612. <https://doi.org/10.1007/s10812-006-0070-8>
11. Travelling-wave 1.57- μm optical parametric oscillator driven by a pulsed multimode Nd³⁺:YAG laser / V. I. Dashkevich [et al.] // *J. Appl. Spectr.* – 2008. – Vol. 75, № 4. – P. 285–291. <https://doi.org/10.1007/s10812-008-9077-7>

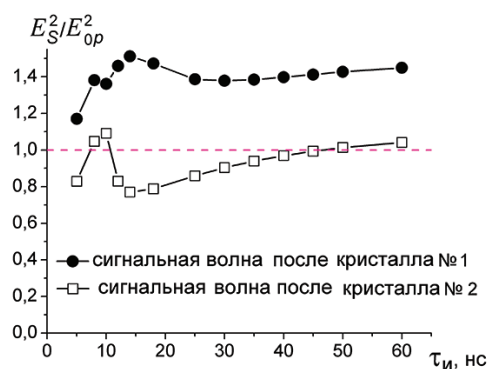


Рис. 5. Максимальные интенсивности сигнальной волны в резонаторе ПГС, нормированные на пиковую интенсивность неистощенной накачки, при различных длительностях импульса накачки (расчет: энергия импульса накачки ~ 120 мДж, $R_{2S} = 50\%$)

Fig. 5. For the OPO resonator, maximum signal wave intensities normalized to the peak intensity of the undepleted pump at different pump pulse widths (calculation: pump pulse energy is 120 mJ, $R_{2S} = 50\%$)

12. High-average-power KTiOAsO₄ optical parametric oscillator / M. S. Webb [et al.] // *Opt. Lett.* – 1998. – Vol. 23, № 15. – P. 1161–1163. <https://doi.org/10.1364/ol.23.001161>
13. Мезенов, А. В. Термооптика твердотельных лазеров / А. В. Мезенов, Л. Н. Сомс, А. И. Степанов. – Л.: Машиностроение, Ленингр. отд-ние, 1986. – 197 с.
14. Bierlein, J. D. Potassium titanyl phosphate: properties and new applications / J. D. Bierlein, H. Vanherzeele // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 1989. – Vol. 6, № 4. – P. 622–633. <https://doi.org/10.1364/josab.6.000622>
15. On thermal effects in solid-state lasers: The case of ytterbium-doped materials / S. Chenais [et al.] // *Prog. Quantum Electron.* – 2006. – Vol. 30, № 4. – P. 89–153. <https://doi.org/10.1016/j.pquantelec.2006.12.001>
16. Thermal modeling of continuous-wave end-pumped solid-state lasers / M. E. Innocenzi [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 1990. – Vol. 56, № 19. – P. 1831–1833. <https://doi.org/10.1063/1.103083>
17. Optimization in scaling fiber-coupled laser-diode end-pumped lasers to higher power: influence of thermal effect / Y. F. Chen [et al.] // *IEEE J. Quantum Electron.* – 1997. – Vol. 33, № 8. – P. 1424–1429. <https://doi.org/10.1109/3.605566>
18. Influence of aberrations on fundamental mode of high power rod solid-state lasers / J. Bourderionneta [et al.] // *Opt. Commun.* – 2002. – Vol. 204, № 1/6. – P. 299–310. [https://doi.org/10.1016/s0030-4018\(02\)01202-6](https://doi.org/10.1016/s0030-4018(02)01202-6)
19. More precise determination of thermal lens focal length for end-pumped solid-state lasers / S. Fan [et al.] // *Opt. Commun.* – 2006. – Vol. 266, № 2. – P. 620–626. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2006.05.023>
20. Thermally induced diffraction losses for a Gaussian pump beam and optimization of the mode-to-pump ratio in an end-pumped Nd:GdVO₄ laser / Y. T. Wang [et al.] // *Laser Phys.* – 2013. – Vol. 23, № 10. – P. 105–109. <https://doi.org/10.1088/1054-660x/23/10/105002>
21. Brosnan, S. J. Optical parametric oscillator threshold and linewidth studies / S. J. Brosnan, R. L. Bayer // *IEEE J. Quantum Electron.* – 1979. – Vol. 15, № 6. – P. 1415–432. <https://doi.org/10.1109/jqe.1979.1070027>
22. Hansson, G. Transmission measurements in KTP and isomorphic compounds / G. Hansson, H. Karlsson // *Appl. Opt.* – 2000. – Vol. 39, № 27. – P. 5058–5069. <https://doi.org/10.1364/ao.39.005058>

References

1. Marshall L. R., Kasinski J., Hays A. D., Burnham R. L. Efficient optical parametric oscillator at 1.6 μm. *Optics Letters*, 1991, vol. 16, no. 9, pp. 681–683. <https://doi.org/10.1364/ol.16.000681>
2. Marshall L. R., Kasinski J., Burnham R. L. Diode-pumped eye-safe laser source exceeding 1 % efficiency. *Optics Letters*, 1991, vol. 16, no. 21, pp. 1680–1682. <https://doi.org/10.1364/ol.16.001680>
3. Marshall L. R., Kaz A. Eye-safe output from noncritically phase-matched parametric oscillators. *Journal of the Optical Society of America B*, 1993, vol. 10, no. 9, pp. 1730–1736. <https://doi.org/10.1364/josab.10.001730>
4. Chuang T., Kasinski J., Verdún H. R. A KTA optical parametric oscillator pumped by a Q-switched, injection seeded Nd:YAG laser. *Advanced Solid-State Lasers*. San Francisco, 1996, pp. 179–181. <https://doi.org/10.1364/assl.1996.op4>
5. Hansson G., Karlsson H., Laurell F. Unstable resonator optical parametric oscillator based on quasi-phase-matched RbTiOAsO₄. *Applied Optics*, 2001, vol. 40, no. 30, pp. 5446–5451. <https://doi.org/10.1364/ao.40.005446>
6. Sevruk B. B., Belyi V. N., Gakhovich D. E., Orlovich V. A. Numerical simulation and experimental investigation of parametric generation of light pulses in a KTP crystal. *Journal of Applied Spectroscopy*, 2000, vol. 67, no. 1, pp. 70–76. <https://doi.org/10.1007/bf02681423>
7. Orlovich V. A., Apanasevich P. A., Batishche S. A., Belyi V. N., Bui A. A., Grabchikov A. S., Kazak N. S., Kachinskii A. V. High-power sources of eye-safe radiation, based on nonlinear-optical conversion of the radiation of YAG:Nd lasers. *Journal of Optical Technology*, 2000, vol. 67, no. 11, pp. 984–989. <https://doi.org/10.1364/jot.67.000984>
8. Gakhovich D. E., Grabchikov A. S., Orlovich V. A., Pesotskij V. I., Sevruk B. B., Kamach Yu. T., Shapiro L. L., Dvornikov S. S., Tugbaev V. A. Highly efficient source of eye-safe radiation based on KTP optical parametric oscillator. *Laser Optics '95: Solid State Lasers*, 1996, vol. 2772, pp. 53–61. <https://doi.org/10.1117/12.238081>
9. Vodchits A. I., Vodchits A. I., Dashkevich V. I., Kazak N. S., Pavlenko V. K., Pokryshkin V. I., Petrovich I. P., Rukhovets V. V., Kraskovskii A. S., Orlovich V. A. Eye-safe radiation source based on an optical parametric oscillator. *Journal of Applied Spectroscopy*, 2006, vol. 73, no. 2, pp. 285–291. <https://doi.org/10.1007/s10812-006-0070-8>
10. Dashkevich V. I., Vodchits A. I., Orlovich V. A., Kazak N. S., Pavlenko V. K., Pokryshkin V. I., Petrovich I. P., Rukhovets V. V. Comparative studies of eye-safe intracavity and extracavity optical parametric oscillators with an unstable telescopic cavity. *Journal of Applied Spectroscopy*, 2006, vol. 73, no. 4, pp. 604–612. <https://doi.org/10.1007/s10812-006-0070-8>
11. Dashkevich V. I., Orlovich V. A., Shkadarevich A. P., Shushpanov A. S. Travelling-wave 1.57-μm optical parametric oscillator driven by a pulsed multimode Nd³⁺:YAG laser. *Journal of Applied Spectroscopy*, 2008, vol. 75, no. 4, pp. 285–291. <https://doi.org/10.1007/s10812-008-9077-7>
12. Webb M. S., Moulton P. F., Kasinski J. J., Burnham R. L., Loiacono G., Stolzenberger R. High-average-power KTiOAsO₄ optical parametric oscillator. *Optics Letters*, 1998, vol. 23, no. 15, pp. 1161–1163. <https://doi.org/10.1364/ol.23.001161>
13. Mezenov A. V., Soms L. N., Stepanov A. I. *Thermo-optics of solid-state lasers*. Leningrad, Mechanical engineering, Leningrad Branch Publ., 1986. 197 p. (in Russian).
14. Bierlein J. D., Vanherzeele H. Potassium titanyl phosphate: properties and new applications. *Journal of the Optical Society of America B*, 1989, vol. 6, no. 4, pp. 622–633. <https://doi.org/10.1364/josab.6.000622>
15. Chenais S., Druon F., Forget S., Balembois F., Georges P. On thermal effects in solid-state lasers: The case of ytterbium-doped materials. *Progress in Quantum Electron*, 2006, vol. 30, no. 4, pp. 89–153. <https://doi.org/10.1016/j.pquantelec.2006.12.001>

16. Innocenzi M. E., Yura H. T., Fincher C. L., Fields R. A. Thermal modeling of continuous-wave end-pumped solid-state lasers. *Applied Physics Letters*, 1990, vol. 56, no. 19, pp. 1831–1833. <https://doi.org/10.1063/1.103083>
17. Chen Y. F., Kao C. F., Huang T. M., Wang C. L., Wang S. C. Optimization in scaling fiber-coupled laser-diode end-pumped lasers to higher power: influence of thermal effect. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1997, vol. 33, no. 8, pp. 1424–1429. <https://doi.org/10.1109/3.605566>
18. Bourderionneta J., Brignona A., Huignarda J.-P., Freyb R. Influence of aberrations on fundamental mode of high power rod solid-state lasers. *Optics Communication*, 2002, vol. 204, no. 1–6, pp. 299–310. [https://doi.org/10.1016/s0030-4018\(02\)01202-6](https://doi.org/10.1016/s0030-4018(02)01202-6)
19. Fan S., Zhang X., Wang Q., Li S., Ding S., Su F. More precise determination of thermal lens focal length for end-pumped solid-state lasers. *Optics Communication*, 2006, vol. 266, no. 2, pp. 620–626. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2006.05.023>
20. Wang Y. T., Li W. J., Pan L. L., Yu J. T., Zhang R. H. Thermally induced diffraction losses for a Gaussian pump beam and optimization of the mode-to-pump ratio in an end-pumped Nd:GdVO₄ laser. *Laser Physics*, 2013, vol. 23, no. 10, pp. 105–109. <https://doi.org/10.1088/1054-660x/23/10/105002>
21. Brosnan S. J., Bayer R. L. Optical parametric oscillator threshold and linewidth studies. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1979, vol. 15, no. 6, pp. 1415–432. <https://doi.org/10.1109/jqe.1979.1070027>
22. Hansson G., Karlsson H. Transmission measurements in KTP and isomorphous compounds. *Applied Optics*, 2000, vol. 39, no. 27, pp. 5058–5069. <https://doi.org/10.1364/ao.39.005058>

Информация об авторах

Русак Анастасия Александровна – научный сотрудник лаборатории нелинейной оптики, Институт физики им. Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси (пр. Независимости, 68-2, 220072, г. Минск, Республика Беларусь). E-mail: bui.anastasiya@gmail.com

Дашкевич Владимир Иванович – кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник лаборатории нелинейной оптики, Институт физики им. Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси (пр. Независимости, 68-2, 220072, г. Минск, Республика Беларусь). E-mail: v.dashkevich@dragon.bas-net.by

Орлович Валентин Антонович – академик, доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией нелинейной оптики, Институт физики им. Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси (пр. Независимости, 68-2, 220072, г. Минск, Республика Беларусь). E-mail: v.orlovich@dragon.bas-net.by

Шкадаревич Алексей Петрович – академик, доктор физико-математических наук, директор НПЦ «ЛЭМТ» БелОМО (ул. Макаенка, 23, 220023, г. Минск, Республика Беларусь). E-mail: shkad@lemt.by

Information about the authors

Anastasiya A. Rusak – Scientific Researcher of the Laboratory of Nonlinear Optics, B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus (68-2, Nezavisimosti Ave., 220072, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: bui.anastasiya@gmail.com

Uladzimir I. Dashkevich – Ph. D. (Physics and Mathematics, Leading Scientific Researcher of the Laboratory of Nonlinear Optics, B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus (68-2, Nezavisimosti Ave., 220072, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: v.dashkevich@dragon.bas-net.by

Valtntin A. Orlovich – Academician, D. Sc. (Physics and Mathematics), Head of the Laboratory of Nonlinear Optics, B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus (68-2, Nezavisimosti Ave., 220072, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: v.orlovich@dragon.bas-net.by

Aliaksei P. Shradarevich – Academician, Ph. D. (Physics and Mathematics), Director of the Unitary Enterprise STC “LEMT” BelOMO (23, Makaenka Str., 220023, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: shkad@lemt.by