

Пикосекундные Nd:YAG лазеры с субжоулевым уровнем энергии для лунной лазерной дальнометрии

© А. Ф. Корнев¹, Р. В. Балмашнов¹, В. В. Коваль²

¹ООО «Лазеры и оптические системы», г. Санкт-Петербург, Россия

²Университет ИТМО, г. Санкт-Петербург, Россия

Реферат

В работе представлено сравнение двух схем мощных пикосекундных лазерных усилителей с субжоулевым уровнем выходной энергии, работающих на частоте следования импульсов 200 Гц, которые могут быть использованы в лунной лазерной дальнометрии: (1) однокаскадная шестипроходовая на активном элементе Nd:YAG Ø15 × 140 и (2) двухкаскадная двухпроходовая на двух активных элементах Nd:YAG Ø15 × 140 мм и Ø10 × 140 мм. В работе приведены основные экспериментальные результаты испытаний и сравнение схем.

Выходная энергия импульсов излучения 1064 нм в схемах (1) и (2) составила 0.53 Дж и 0.92 Дж, длительность импульсов — 81 пс и 71 пс соответственно. Выходная энергия схемы (2) была ограничена эффектом мелкомасштабной самофокусировки. Выходное излучение в каждой схеме было преобразовано во вторую гармонику с помощью кристалла LBO. Эффективность генерации второй гармоники в схемах (1) и (2) составила 54 % и 79 % соответственно. Энергия излучения на длине волны 532 нм составила 286 мДж и 730 мДж в схемах (1) и (2) соответственно. Выходная энергия схемы (2) была ограничена эффектом мелкомасштабной самофокусировки.

Обе разработанные схемы обладают высокой стабильностью формы импульса, высокой выходной энергией и высокой частотой следования импульсов. Однокаскадная схема (1) имеет меньшую себестоимость за счет использования одного каскада усиления, но является более сложной. Энергия импульса на выходе усилителя (1) достаточна для использования его в лунной лазерной дальнометрии. Схема (2) устойчива к разъюстировкам, в ней проще компенсировать термически наведенное двулучепреломление и нестационарные искажения волнового фронта. Схема (2) позволяет получить более высокую равномерность распределения интенсивности излучения в ближнем поле и меньшую расходимость излучения. Значения выходной энергии на длинах волн 1064 нм и 532 нм, которые получены в схеме (2), являются рекордными для данного класса лазеров.

Ключевые слова: Nd:YAG лазер, твердотельный лазер, микрочип лазер, регенеративный усилитель, лунный лазерный дальнометр, локация Луны.

Контакты для связи: Балмашнов Роман Владимирович (roman.balmashnov@mail.ru).

Для цитирования: Корнев А. Ф., Балмашнов Р. В., Коваль В. В. Пикосекундные Nd:YAG лазеры с субжоулевым уровнем выходной энергии для лунной лазерной дальнометрии // Труды ИПА РАН. 2021. Вып. 58. С. 41–50.
<https://doi.org/10.32876/AplAstron.58.41-50>

Sub-joule Picosecond Nd:YAG Lasers for Precision Lunar Laser Ranging

A. F. Kornev¹, R. V. Balmashnov¹, V. V. Koval²

¹“Lasers&Optical Systems” Co. Ltd., Saint-Petersburg, Russia

²ITMO University, Saint-Petersburg, Russia

Abstract

Here we report on the comparison of two schemes of high-power picosecond laser amplifiers with a sub-Joule output energy, operating at a pulse repetition rate of 200 Hz, which can be used in Lunar Laser Ranging (LLR). First scheme (1) is a single-stage six-pass scheme based on a single Nd:YAG Ø15 × 140 mm laser rod. Second scheme (2) is a two-stage two-pass scheme based on two Nd:YAG laser rods with Ø15 × 140 mm and Ø10 × 140 mm dimensions. The paper presents the main experimental results of testing each scheme and their comparison.

The output energy of 1064 nm radiation pulses in schemes (1) and (2) was 0.53 J and 0.92 J, the pulse duration was 81 ps and 71 ps, respectively. The output radiation in each scheme was converted to the second harmonic using an LBO crystal. The efficiency of second harmonic generation in schemes (1) and (2) was 54 % and 79 %, respectively. The pulse energy at a wavelength of 532 nm was 286 mJ and 730 mJ in schemes (1) and (2), respectively. The output energy of scheme (2) was limited by the effect of small-scale self-focusing.

Both developed schemes have high pulse shape stability, high output energy and high pulse repetition rate. The single-stage scheme (1) has a lower cost due to the use of one amplification stage, but it is more complex. The pulse energy at the output of the amplifier (1) is sufficient for LLR. Compared to scheme (1), scheme (2) is resistant to misalignments; it

is easier to compensate the thermally-induced birefringence and nonstationary wavefront distortions in laser rods. Scheme (2) allows to obtain a flat-top intensity distribution in the near field and a lower divergence of the output radiation. To the best of our knowledge, the output energy level at wavelengths of 1064 nm and 532 nm, which were obtained in scheme (2), are a record for this class of lasers.

Keywords: Nd:YAG laser, solid state laser, microchip laser, regenerative amplifier, Lunar Laser Ranging.

Contacts: Roman V. Balmashnov (roman.balmashnov@mail.ru).

For citation: Kornev A. F., Balmashnov R. V., Koval V. V. Sub-joule picosecond Nd:YAG lasers for precision Lunar Laser Ranging // Transactions of IAA RAS. 2021. Vol. 58. P. 41–50.

<https://doi.org/10.32876/AplAstron.58.41-50>

Введение

Лазеры с пикосекундной длительностью импульсов, обладающие одновременно высокой пиковой и высокой средней мощностью, находят применение во многих областях науки и техники, таких как обработка материалов ([Breitling, 2004](#)), нелинейная оптика ([MacCarthy, 1993](#)), спектроскопия ([Furch, 2016](#)), физика лазерной плазмы ([Siebold, 2016](#)). Одно из важных применений лазеров с высокой выходной энергией импульса и короткой длительностью импульса — лунная лазерная дальнометрия (ЛЛД) ([Grechukhin, 2016](#)). В настоящее время данные, получаемые с действующих лунных лазерных дальномеров, используются в таких областях, как навигация, геодезия, геофизика, геодинамика, астрометрия, селенодезия, физика Луны, а также в фундаментальных исследованиях релятивистских и гравитационных эффектов, поиска темной энергии и темной материи ([Currie, 2013](#)).

Ключевой составной частью лунного лазерного дальнометра, в значительной мере определяющей его характеристики, является источник импульсного лазерного излучения. В настоящее время доступны лазерные технологии ([Корнев, 2018](#); [Kornev, 2018](#)), позволяющие создать дальномерные системы, точностные и дальностные характеристиками которых превосходят характеристики ранее созданных действующих систем благодаря увеличению выходной энергии импульса лазера (~1 Дж), увеличению частоты повторения лазерных импульсов (~100 Гц). Короткая длительность импульса ~100 пс лазерного источника позволит увеличить точность определения дальности до нескольких миллиметров ([Grechukhin, 2016](#)). При использовании этих технологий информационная производительность измерений будет увеличена, а затраты времени на выполнение точных измерений будут резко сокращены. Измерения дальности с помощью источника лазерных импульсов, генерирующего две сильно разнесенных друг от друга длины волны излучения (1064 нм и 532 нм), в перспективе позволит учитывать влияние атмосферных искажений и вносить поправки в измерение дальности ([Wilkinson, 2018](#)).

Основными проблемами, препятствующими увеличению выходной энергии импульса лазеров с

пикосекундной длительностью импульсов, являются низкий порог пробоя оптических элементов, значение которого уменьшается пропорционально квадратному корню из длительности импульса ([Lowdermilk, 1981](#)), и эффект мелкомасштабной самофокусировки излучения, который приводит к повреждению активных элементов лазера, ухудшению качества выходного излучения и увеличению расходимости лазерного излучения. Оба этих эффекта вызваны высокой пиковой плотностью мощности излучения. Также следует отметить, что в лазерах с пикосекундной длительностью импульсов для компенсации нестационарных искажения волнового фронта выходного излучения необходимо использовать адаптивную оптическую систему, поскольку при короткой длительности импульса использование схем компенсации искажений волнового фронта на основе нелинейных эффектов является затруднительным ([Мезе-нов, 1986](#)).

Таким образом, разработка твердотельных лазеров с высокой выходной энергией импульсов, пикосекундной длительностью и высокой частотой повторения импульсов в настоящее время является актуальной задачей. В работе проведено сравнение двух схем мощного пикосекундного усилителя: однокаскадная шестипроходовая схема на активном элементе Nd:YAG $\varnothing 15 \times 140$ мм и двухкаскадная двухпроходовая схема на двух активных элементах Nd:YAG $\varnothing 10 \times 140$ мм и $\varnothing 15 \times 140$ мм. В статье рассмотрены принципы работы схем и приведены основные экспериментальные результаты испытаний каждой схемы.

Общие технические решения

Требуемые для ЛЛД энергетические и временные параметры мощного импульсного лазерного излучения обеспечивает использование оптической схемы лазера, выполненной по принципу усиления излучения задающего генератора с миллиджоулевым уровнем выходной энергии в мощном выходном усилителе ([Kornev, 2018](#)).

Задачей задающего генератора является генерация лазерного импульса требуемой длительности, спектрального состава и требуемой для усиления в выходном усилителе энергии. В рассматриваемых схемах в качестве задающего генератора

использовался лазер с энергией ~ 5 мДж и длительностью импульса ~ 90 пс, построенный по принципу регенеративного усиления излучения микрочип-лазера, работающего в режиме пассивной модуляции добротности. Подробное описание используемого задающего генератора приведено в работе ([Корнев, 2019](#)).

В качестве выходного усилителя исследовались две схемы: шестипроходовая схема с одним каскадом усиления и двухпроходовая схема с двумя каскадами усиления. Каскады усиления в обеих схемах построены на основе традиционных для рассматриваемого класса лазеров кристаллах Nd:YAG. Использование этой активной среды при разработке мощного импульсно-периодического лазера позволит получить высокий коэффициент усиления. Эта активная среда также отличается хорошими термомеханическими свойствами. Кристаллы большого размера, обладающие хорошим оптическим качеством, являются в настоящее время коммерчески доступными.

В обеих лазерных схемах использовались квантроны одинаковой конструкции, которые отличались только диаметром активного элемента (АЭ). В качестве источников накачки в квантронах использовались полупроводниковые лазерные диодные матрицы (ЛДМ). Квантрон усилительного каскада представляют собой систему с тремя ЛДМ, расположенными вокруг оси АЭ на равном расстоянии друг от друга ([Kornev, 2019](#)). Использование полупроводниковой накачки позволяет увеличить частоту повторения импульсов накачки, увеличить ее эффективность, снизить температурную нагрузку на АЭ лазера, а также в целом увеличить надежность лазера. Также использование полупроводниковой накачки обеспечивает хорошее согласование спектра излучения накачки со спектром поглощения ионов активатора в Nd:YAG за счет возможности перестройки длины волны излучения ЛДМ с помощью температуры хладагента.

В качестве генератора второй гармоники был выбран двусный нелинейно-оптический кристалл LBO ([Chen, 1989](#)). Этот кристалл отличается высокой лучевой прочностью, сравнительно высокой нелинейностью, что обеспечивает хорошую эффективность преобразования. Этот кристалл имеет высокую оптическую однородность, отличается химической стабильностью, негигроскопичностью, а механические свойства позволяют полировать его грани с плоскостностью до $\lambda/10$ ([Kato, 1990](#)) и наносить на его поверхности просветляющие покрытия ([Yang, 1991](#); [Ebrahimzadeh, M](#)). Крупногабаритные кристаллы LBO являются коммерчески доступными.

Из-за высокой пиковой мощности выходного излучения в АЭ пикосекундных лазеров может

проявляться эффект мелкомасштабной самофокусировки, который приводит к повреждению активных элементов лазера и оптических покрытий, ухудшению качества выходного излучения и увеличению расходимости лазерного излучения. Для борьбы с мелкомасштабной самофокусировкой были применены следующие технические решения:

- использование пространственных фильтров (диафрагм) в схеме лазерного усилителя ([Розанов, 1980](#));

- увеличение диаметра пучка усиливаемого излучения по мере прохождения излучением оптической схемы усилителя ([Розанов, 1980](#));

- использование вакуумированных ретрансляторов ([Власов, 1981](#));

- усиление излучения с круговой поляризацией ([Auric, 1977](#)).

Использование в рассматриваемых схемах крупногабаритных АЭ позволило уменьшить лучевую нагрузку на оптические элементы лазерной схемы.

Однокаскадная шестипроходовая схема

Однокаскадный шестипроходовой усилитель был собран на активном элементе Nd:YAG $\varnothing 15 \times 140$ мм с концентрацией 0.2 ат. %. Общая пиковая мощность трех ЛДМ накачки составляла 18 кВт. Частота импульсов накачки составляла 200 Гц при длительности 230 мкс и токе накачки 185 А. Фокусное расстояние термически наведенной линзы в АЭ $\varnothing 15$ мм было равно 350 см. Схема усилителя приведена на рис. 1.

Излучение задающего генератора проходило расширитель пучка, который использовался для совмещения центральной части Гауссова пучка задающего генератора с апертурой выходного шестипроходового усилителя. Далее пучок проходил через поляризатор, установленный после расширителя пучка, и направлялся в выходной усилитель.

Система зеркал в усилителе обеспечивала шестикратное прохождение пучка через активный элемент. Между проходами усилителя были установлены ретрансляторы с вакуумированными пространственными фильтрами, которые использовались для переноса изображения АЭ и пространственной фильтрации усиливаемого излучения. Для уменьшения влияния aberrаций, компактизации и обеспечения возможности шестикратного прохождения пучка через АЭ, в шестипроходовом усилителе был реализован перенос изображения с изменением диаметра пучка: $\varnothing 15$ мм – $\varnothing 10$ мм – $\varnothing 8.2$ мм на первых трех проходах соответственно. После первых трех проходов пучок, отразившись от глухого зеркала, совершал три прохода в обратном направлении, а его диаметр вновь становился равным 15 мм. Ретрансляторы усилителя были спроектированы с учетом

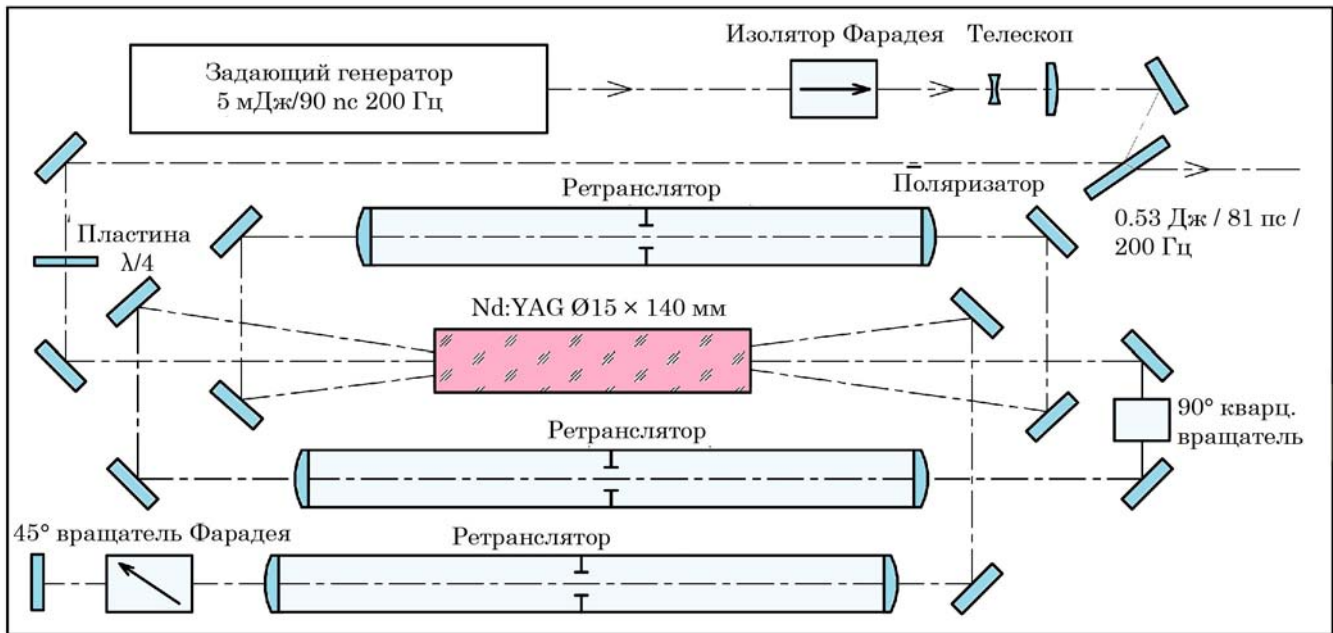


Рис. 1. Принципиальная оптическая схема однокаскадного шестипроходового усилителя

термически наведенной в АЭ линзы так, что выходной пучок был сколлимирован.

Для компенсации термически наведенного двулучепреломления использовался 90° кварцевый вращатель, помещенный между вторым и третьим (четвертым и пятым) проходами излучения. Между третьим и четвертым проходами в схеме луч проходил 45° вращатель Фарадея, который обеспечивал поляризационный вывод излучения из усилителя и также использовался для компенсации термически наведенного двулучепреломления. Поляризация усиливаемого излучения на всех шести проходах была круговой для того, чтобы уменьшить вероятность возникновения мелкомасштабной самофокусировки и устранить паразитную генерацию на оптических поверхностях усилителя (Auric, 1977). Для защиты ЗГ от остаточной компоненты деполаризованного излучения использовался изолятор Фарадея. Шестипроходовой усилитель был спроектирован таким образом, что плотность энергии на его оптических элементах не превышала 0.3 Дж/см², что позволило уменьшить вероятность повреждения оптических элементов усилителя.

В Nd:YAG Ø15 × 140 мм АЭ усилителя получено значение среднего по сечению слабосигнального усиления на один проход равное 3.3, что соответствует 1.2 Дж запасенной в АЭ энергии. Съем запасенной энергии был ограничен предельной плотностью энергии, превышение которой может привести к повреждению оптических элементов усилителя, населенностью нижнего рабочего

уровня ⁴Т_{11/2} и потерями на шести проходах усилителя. Выходная энергия равная 530 мДж с СКО 0.8 % при частоте следования 200 Гц была получена при уровне входного сигнала 0.9 мДж.

Зависимость выходной энергии лазера от энергии входного сигнала приведена на рис. 2а. Полученный экспериментальный график был с высокой точностью совпал с расчетной зависимостью, произведенной по формуле Франца-Нодвика (Frantz, 1963) для плотности энергии насыщения равной 0.4 Дж/см².

Выходное излучение однокаскадной шестипроходовой схемы с длиной волны 1064 нм было преобразовано в излучение второй гармоники с длиной волны 532 нм. В качестве генератора второй гармоники использовался кристалл LBO (габариты 17 × 17 × 7 мм³, ориентация: θ = 20.9°, φ = 90°) со II типом фазового синхронизма, установленный на выходе усилителя. Излучение, падающее на кристалл LBO, имело круговую поляризацию за счет прохождения излучения через четвертьволновую пластину. На выходе лазера излучение с длиной волны 532 нм имело линейную поляризацию. Максимальная эффективность генерации второй гармоники составила 54 %, при этом энергия излучения на длине волны 532 нм составила 286 мДж. Длительность импульса излучения с длиной волны 532 нм составляла 70 пс. График зависимости эффективности преобразования во вторую гармонику от выходной энергии однокаскадной шестипроходовой схемы приведен на рис. 2б.

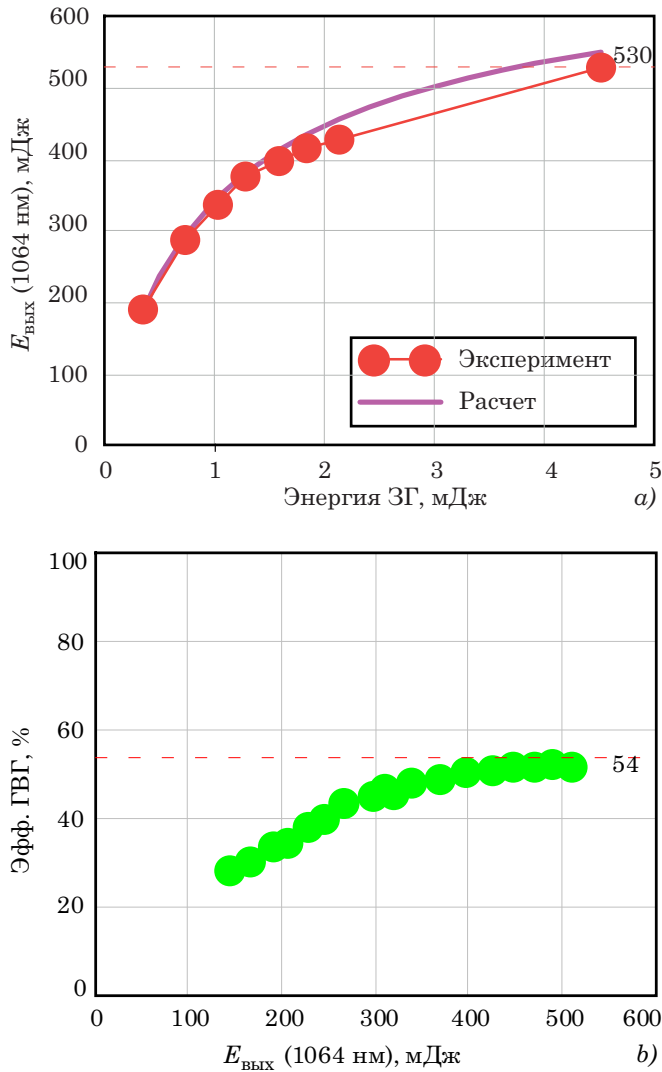


Рис. 2. График зависимости выходной энергии однокаскадной шестипроходовой схемы от энергии входного сигнала ($E_{\text{нас}} = 0.4 \text{ Дж/см}^2$) (a), график зависимости эффективности преобразования во вторую гармонику от выходной энергии однокаскадной шестипроходовой схемы (b)

Для оценки вероятности возникновения мелкомасштабной самофокусировки удобно использовать расчетный параметр интеграла распада — В-интеграл (Koechner, 2013). Он описывает логарифмический рост наиболее быстро растущего возмущения интенсивности в нелинейной активной среде. В работе (Hunt, 1993) было показано, что интеграл распада должен быть не более 2, чтобы избежать филаментации пучка и повреждения АЭ. Расчет, примененный к разработанному лазеру, показал, что при максимальной выходной энергии 530 мДж значение интеграла распада было равно 1.5.

Доля деполаризованного излучения на выходе усилителя не превышала 2 % от общей выходной энергии благодаря компенсации двулучепреломления. Поперечное распределение пучка в ближней

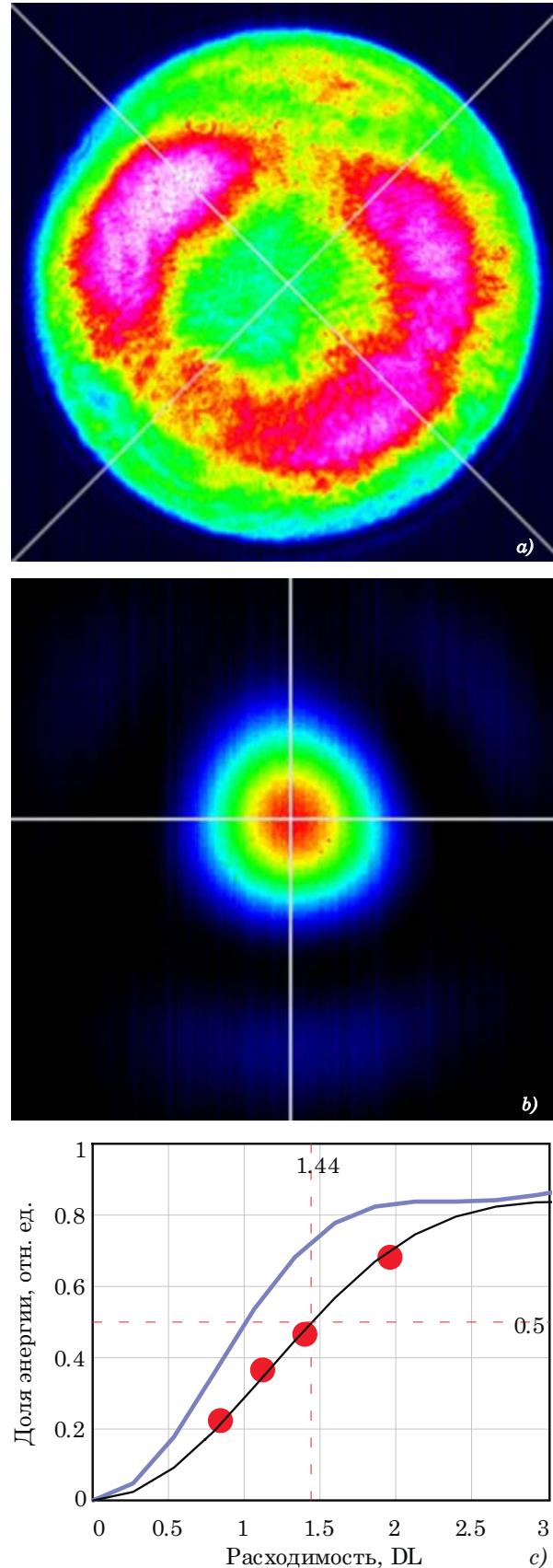


Рис. 3. Поперечные распределения выходного пучка однокаскадной шестипроходовой схемы в ближней (a) и дальней (b) зонах, сравнение кривой расходимости лазера с дифракционной кривой (c)

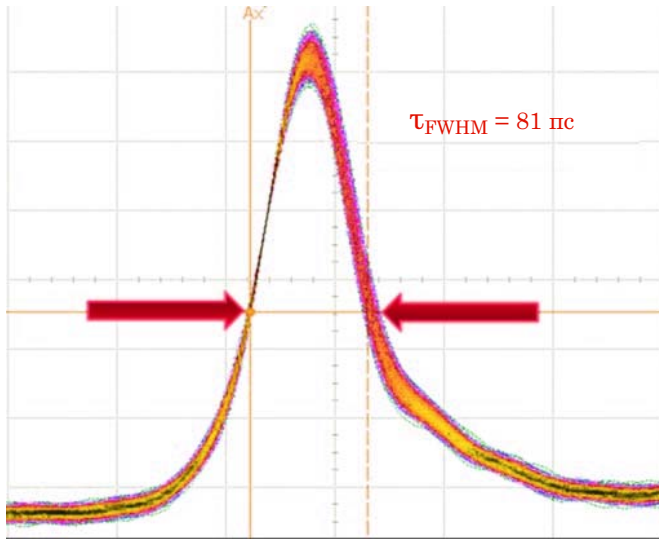


Рис. 4. Осциллограмма импульса излучения на выходе шестипроходовой схемы

зоне в режиме работы $0.53 \text{ Дж} / 81 \text{ пс} / 200 \text{ Гц}$ имело неравномерное распределение с 60 % провалом по интенсивности в центре распределения, как показано на рис. 3а.

Пучок приобретал указанную неравномерность на пятом и шестом проходах усилителя. Это объяснялось тем, что пучок по мере усиления в шестипроходовом усилителе несколько раз меняет свой диаметр, что приводит к неравномерному съему запасенной энергии по сечению АЭ и «перекачке» энергии от центра пучка к его краям. Возможным решением этой проблемы является использование пи-шейпера (Mills, 2013), увеличение равномерности поперечного распределения пучка ЗГ при входе в усилитель и усиление пучка с диаметром, равным диаметру АЭ, на всех проходах усилителя. Расходимость пучка в дальней зоне, измеренная методом диафрагм, составляла 1.44 от

дифракционного предела, как показано на рис. 3в. Поперечное распределение пучка в дальней зоне приведено не рис. 3б.

Была измерена длительность импульса выходного излучения с длиной волны 1064 нм с помощью осциллографа Agilent DSO81204В и фотоприемника Picometrix D-30-FC. Осциллограмма импульса, снятая в режиме накопления 10^4 импульсов приведена на рис. 4. Длительность импульса выходного излучения на длине волны 1064 нм составила 81 пс .

Двухкаскадная двухпроходовая схема

Двухкаскадная двухпроходовая схема на активных элементах Nd:YAG $\text{Ø}15 \times 140 \text{ мм}$ и $\text{Ø}10 \times 140 \text{ мм}$ является более простой по построению за счет использования меньшего количества зеркальных оптических элементов. Принципиальная оптическая схема двухкаскадной двухпроходовой схемы приведена на рис. 5.

Поляризованное излучение ЗГ попадало в формирующую оптическую систему, состоящую из отрицательной и положительной линзы. Затем оптический сигнал отражался системой из двух зеркал, проходил через поляризатор, установленный после расширителя пучка, и направлялся в выходной усилитель. На входе в усилитель была установлена четвертьволновая пластина, которая изменяла линейную поляризацию оптического сигнала на круговую.

Выходной усилитель состоял из двух каскадов усиления с активными элементами Nd:YAG $\text{Ø}15 \times 140 \text{ мм}$ и $\text{Ø}10 \times 140 \text{ мм}$. Каждый активный элемент выходного усилителя накачивался тремя лазерными диодными матрицами с общей пиковой мощностью 19.5 кВт . Частота импульсов накачки составляла 200 Гц при длительности импульса накачки 270 мкс .

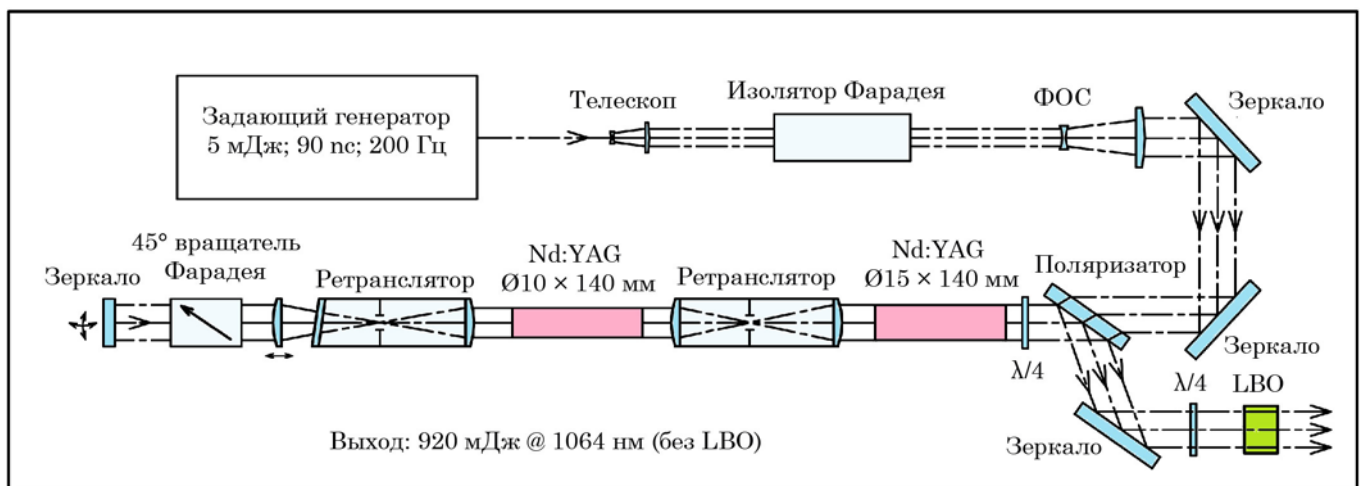


Рис. 5. Принципиальная оптическая схема двухкаскадного двухпроходового на АЭ Nd:YAG $\text{Ø}15 \times 140 \text{ мм}$ и $\text{Ø}10 \times 140 \text{ мм}$

Для компенсации термически наведенного двулучепреломления между каскадами усиления был установлен 90° кварцевый вращатель. После активных элементов излучение ретранслировалось и проходило через 45° вращатель Фарадея, который обеспечивал вывод излучения из выходного усилителя. Для совмещения апертур активных элементов и компенсации стационарной компоненты термически наведенной линзы, а также для пространственной фильтрации излучения в схеме усилителя использовались вакуумированные ретрансляторы с пространственными фильтрами. Ретрансляторы усилителя были спроектированы с учетом термолинз в активных элементах так, что лазерный пучок на выходе усилителя являлся близким к коллимированному.

После первого прохода через усилитель излучение отражалось от глухого зеркала, и второй раз проходило через усилитель. После второго прохода на выход усилителя поступал пучок с плоскостью поляризации, ортогональной плоскости поляризации входного излучения. Затем усиленное излучение выводилось из схемы усилителя с помощью поляризатора, отражалось от зеркала и попадало на четвертьволновую пластину, которая была установлена перед генератором второй гармоники — кристаллом LBO. Для компенсации нестационарных искажений волнового фронта излучения усилителя в схеме была применена адаптивная оптическая система на основе астигматической оптической системы и квадрантного фотодиода ([Balmashnov, 2018](#)).

На длине волны 1064 нм была получена выходная энергия 920 мДж при частоте следования импульсов 200 Гц. Полученный по результатам моделирования график зависимости энергии вы-

ходного импульса от энергии входного импульса, проведенного для значения энергии насыщения 0.4 Дж/см^2 , также с хорошей точностью совпал с полученными экспериментальными данными (рис. 6а). Можно сделать вывод, что значение плотности энергии насыщения для импульсов с длительностью 100 пс отличается от общепринятого значения плотности энергии насыщения для наносекундных импульсов 0.6 Дж/см^2 и составляет примерно 0.4 Дж/см^2 .

Значение интеграла распада в схеме при выходной энергии 920 мДж составляло 2.4. При повышении энергии до значений выше 1 Дж (что соответствует значению интеграла распада 2.6) в выходном активном элементе начинала проявляться филаментация, по которой можно судить о начале проявления эффекта мелкомасштабной самофокусировки. Из проведенных экспериментов следует, что для данной конфигурации усилителя энергия 920 мДж является максимально допустимой при эксплуатации энергией.

Эффективность преобразования во вторую гармонику в двухкаскадном двухпроходном усилителе при максимальной выходной энергии импульса 920 мДж составила 79 %. График зависимости эффективности преобразования излучения во вторую гармонику от выходной энергии импульса усилителя приведен на рис. 6б. В схеме была предусмотрена возможность изменять эффективность преобразования во вторую гармонику за счет изменения температуры кристалла LBO.

Поперечное распределение выходного излучения было близко к П-образному. На рис 7 приведены распределения интенсивности пучка в ближней и дальней зонах.

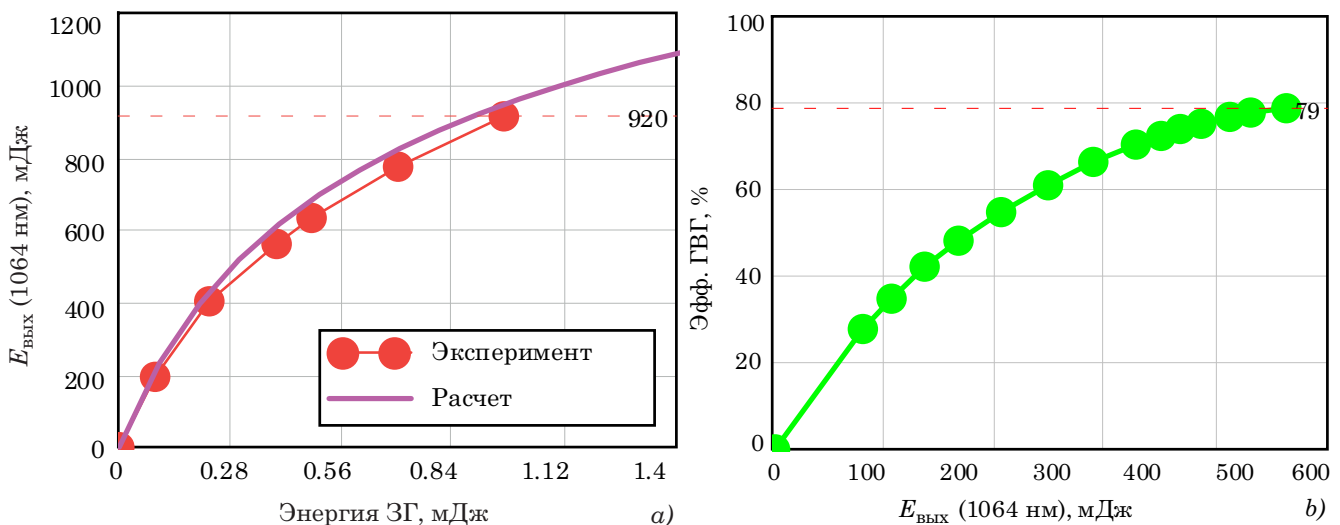


Рис. 6. График зависимости выходной энергии двухкаскадной двухпроходовой схемы от энергии входного сигнала ($E_{\text{нас}} = 0.4 \text{ Дж/см}^2$) (а), график зависимости эффективности преобразования во вторую гармонику от выходной энергии двухкаскадной двухпроходовой схемы (б)

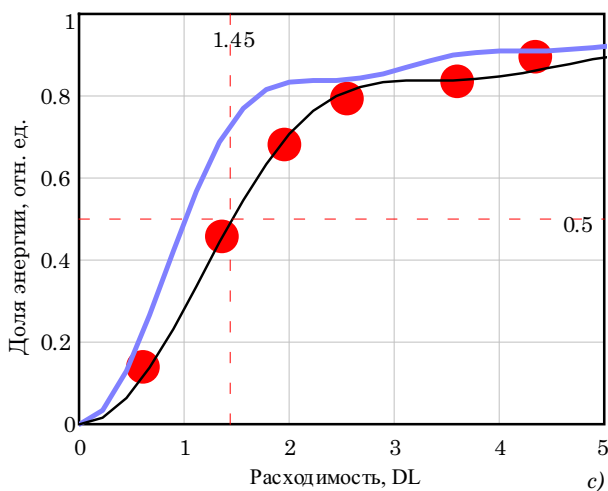
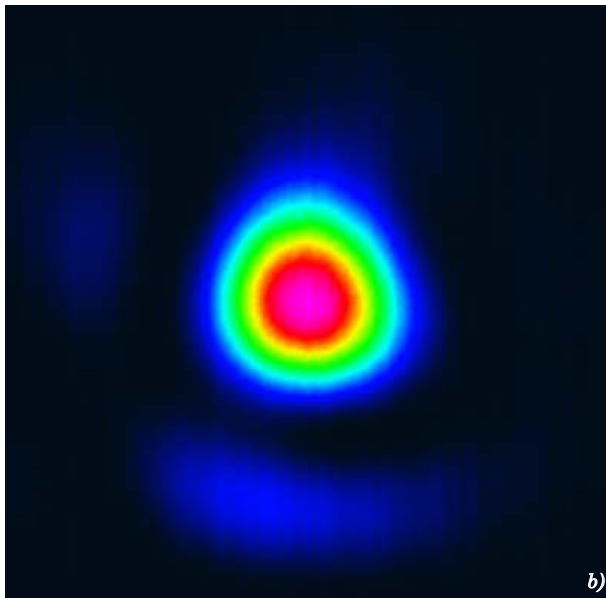
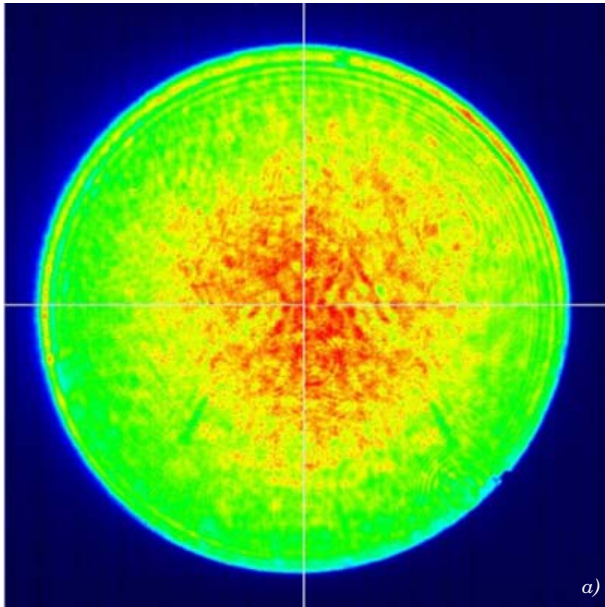


Рис. 7. Поперечные распределения выходного пучка излучения двухкаскадной двухпроходовой схемы в ближней (а) и дальней (b) зонах, (c) сравнение кривой расходимости лазера с дифракционной кривой

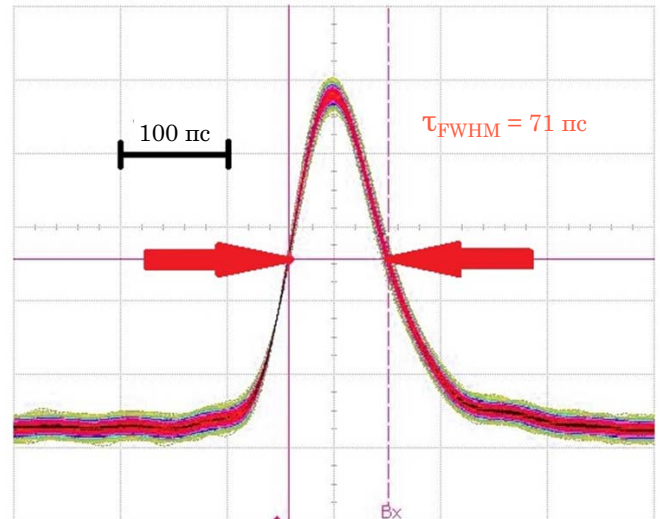


Рис. 8. Осциллограмма импульса излучения на выходе двухкаскадной двухпроходовой схемы

Сравнение экспериментальной зависимости доли энергии от расходимости, выраженной в дифракционных углах, приведено на рис. 7с. Расходимость излучения по уровню 0.5 энергии составила менее 1.45 от дифракционного предела.

С помощью осциллографа Agilent DSO81204В и фотоприемника Picometrix D-30-FC была получена осциллограмма выходного импульса лазера, снятая в режиме накопления 10^4 импульсов (рис. 8). Длительности импульса выходного излучения, с учетом аппаратной функции осциллографа и фотоприемника, на длине волны излучения 1064 нм составила 71 пс.

Заключение

Проведено сравнение двух схем мощного пикосекундного лазерного усилителя: однокаскадная шестипроходовая схема на активном элементе Nd:YAG $\text{Ø}15 \times 140$ мм и двухкаскадная двухпроходовая схема на двух активных элементах Nd:YAG $\text{Ø}10 \times 140$ мм и $\text{Ø}15 \times 140$ мм. Описаны принципы работы обеих схем, приведены основные экспериментальные результаты испытаний каждой схемы.

Однокаскадная шестипроходовая схема обладает высокой стабильностью формы импульса, высокой выходной энергией и высокой частотой следования импульсов. Максимальная полученная энергия лазера на длине волны 1064 нм при длительности импульса 81 пс и частоте следования импульсов 200 Гц составила 530 мДж. На длине волны 532 нм максимальная энергия составила 286 мДж при эффективности преобразования излучения во вторую гармонику 54 %. Длительность импульса излучения с длиной волны 532 нм составила 70 пс. СКО выходной энергии составило 0.8 % и 1.2 % для излучения с длиной волны 1064 нм и 532 нм соответственно. Неравномерный

съем запасенной энергии по сечению АЭ и «перекачка» энергии от центра пучка к его краям приводили к тому, что поперечное распределение пучка в ближней зоне в режиме работы 0.53 Дж / 81 пс / 200 Гц имело в центре 60 %-ный провал по интенсивности. Расходимость выходного излучения составила 1.44 дифракционного предела. Энергетические параметры и параметры расходимости выходного излучения позволяют использовать лазерную схему в ЛЛД. Провал интенсивности в центре распределения не является препятствием для использования лазера в ЛЛД. Например, использование такого распределения в дальномерах, телескоп которых построен по оптической схеме Несмита, позволит получить выигрыш в величине излученной мощности.

В двухкаскадной двухпроходовой лазерной схеме на двух активных элементах Nd:YAG $\varnothing 15 \times 140$ мм и $\varnothing 10 \times 140$ мм на длинах волны излучения 1064 нм и 532 нм получены рекордные для класса компактных пикосекундных Nd:YAG лазеров с жидкостным охлаждением значения выходной энергии 920 мДж и 730 мДж соответственно. Частота повторения импульсов лазера составляла 200 Гц. Выходная энергия лазера была ограничена эффектом мелкомасштабной самофокусировки. Максимальная эффективность преобразования во вторую гармонику составила 79 %. Расходимость выходного излучения составила 1.45 дифракционного предела.

По результатам сравнения двухкаскадная двухпроходовая схема обладает меньшим чем в шестипроходовой схеме количеством оптических элементов, что делает ее более устойчивой к разъюстировкам. Поперечное распределение интенсивности выходного излучения в схеме более равномерно и близко к П-образному, за счет чего схема обладает более высокой эффективностью преобразования во вторую гармонику. В данной схеме просто компенсировать термически наведенное двулучепреломление и нестационарные искажения волнового фронта. За счет перечисленных достоинств схема является более надежной, что является немаловажным для использования лазера в ЛЛД. Именно двухкаскадная двухпроходовая схема была выбрана в качестве основной для источника лазерных импульсов в строящемся информационном телескопе Алтайского оптико-лазерного центра.

Литература

- Власов С. Н., Яшин В. Е. Подавление самофокусировки в лазерных системах на неодимовом стекле с помощью ретрансляторов // Кв. эл. 1981. Vol. 8, no. 3. P. 510–518.
- Корнев А. Ф., Балмашинов Р. В., Коваль В. В. и др. Мощный двухчастотный пикосекундный лазер для высокоточной спутниковой лазерной дальнометрии // Труды ИПА РАН. 2019. № 49. С. 43–51.
- Корнев А. Ф., Давтян А. С., Балмашинов Р. В. и др. Лазерный источник пикосекундных импульсов для прецизионной дальнометрии, локации и геопозиционирования // Труды ИПА РАН. 2018. № 44, С. 83–89.
- Мезенов А. В., Сомс Л. Н., Степанов А. И. Термооптика твердотельных лазеров. Л.: Машиностроение, 1986. 199 с.
- Розанов Н. Н., Смирнов В. А. Мелкомасштабная самофокусировка лазерного излучения в усилительных системах // Кв. эл. 1980. Vol. 7, no. 2. P. 410–419.
- Auric D., Labadens A. On the use of a circularly polarized beam to reduce the self-focussing effect in a glass rod amplifier // Opt. Commun. 1977. Vol. 21, no. 2. P. 241–242.
- Balmashnov R. V., Kornev A. F., Kuchma I. G. Adaptive compensator of thermally induced lens with analyzer based on quadrant photodiode // IEEE Proc. International Conference Laser Optics. 2018. P. 189.
- Breitling D., Ruf A., Dausinger F. Fundamental aspects in machining of metals with short and ultrashort laser pulses // Photon Proc. Microel. Photon. III. 2004. Vol. 5339. P. 49–63.
- Chen C., Wu Y., Jiang A., et al. New nonlinear-optical crystal: LiB_3O_5 // JOSA B. 1989. Vol. 6, no. 4. P. 616–621.
- Currie D. G., Agnello S. D., Monache G. O. D., et al. A lunar laser ranging retroreflector array for the 21st century // Nucl. Phys. B-Proc. Suppl. 2013. Vol. 243. P. 218–228.
- Ebrahimzadeh M., Hall G. J., Freguson A. I. Singly resonant, all-solid-state, mode-locked LiB_3O_5 optical parametric oscillator tunable from 652 nm to 2.65 μm // Opt. Lett. 1992. Vol. 17, no. 9. P. 652–654.
- Frantz L. M., Nodvik J. S. Theory of pulse propagation in a laser amplifier // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34, no. 8. P. 2346–2349.
- Furch F. J., Giree A., Morales F., et al. Close to transform-limited, few-cycle 12 μJ pulses at 400 kHz for applications in ultrafast spectroscopy // Opt. expr. 2016. Vol. 24, no. 17. P. 19293–19310.
- Grechukhin A., Grishin E. A., Ivlev O. A. Russian lunar laser locator with millimeter accuracy // IEEE Proc. International Conference Laser Optics. 2016. P. R6-3-R6-3.
- Hunt J. T., Manes K. R., Renard P. A. Hot images from obscurations // Appl. Opt. 1993. Vol. 32, no. 30. P. 5973–5982.
- Kato K. Tunable UV generation to 0.2325 μm in LiB_3O_5 // IEEE J. quant. el. 1990. Vol. 26, no. 7. P. 1173–1175.
- Koehnner W. Solid-state laser engineering. Springer. 2013. Vol. 1.
- Kornev A. F., Balmashnov R. V., Kuchma I. G., et al. 0.43 J/100 ps Nd:YAG laser with adaptive compensation of thermally induced lens // Opt. Lett. 2018. V. 43, no. 18. P. 4394–4397.
- Kornev A. F., Davtian A. S., Kovyarov A. S., et al. Nd:YAG lasers for ITER divertor Thomson scattering // Fus. Eng. and Design. 2019. Vol. 146. P. 1019–1022.
- Lowdermilk W., Milam D. Laser-induced surface and coating damage // IEEE J. Quant. El. 1981. Vol. 17, no. 9. P. 1888–1903.
- McCarthy M. J., Hanna D. C. All-solid-state synchronously pumped optical parametric oscillator // JOSA B. 1993. Vol. 10, no. 11. P. 2180–2190.

Mills B., Feinaeugle M., Sones C. L., et al. Sub-micron-scale femtosecond laser ablation using a digital micromirror device // *J. Micromech. Microeng.* 2013. Vol. 23, no. 3. P. 035005.

Siebold M., Loeser M., Röser F. High energy Yb:YAG active mirror laser system for transform limited pulses bridging the picosecond gap // *Las. Photon. Rev.* 2016. Vol. 10, no. 4. P. 673–680.

Wilkinson M., Schreiber U., Prochazka I., et al. The next generation of satellite laser ranging systems // *J. Geod.* 2019. Vol. 93, no. 11. P. 2227–2247.

Yang S. T., Pohalski C. C., Gustafson E. K., et al. 6.5-W, 532-nm radiation by CW resonant external-cavity second-harmonic generation of an 18-W Nd:YAG laser in LiB_3O_5 // *Opt. Lett.* 1991. Vol. 16, no. 19. P. 1493–1495.