

09

## Повышение яркости излучения фемтосекундной лазерной системы посредством двухкаскадного нелинейного преобразования

© Л.Л. Лосев, В.С. Пазюк

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия  
E-mail: llosev@mail.ru

Поступило в Редакцию 28 августа 2024 г.

В окончательной редакции 9 октября 2024 г.

Принято к публикации 9 октября 2024 г.

Яркость излучения фемтосекундной иттербиевой лазерной системы повышена с  $1.2 \cdot 10^{17}$  до  $15.8 \cdot 10^{17}$  W/(cm<sup>2</sup> · sr) с помощью процессов нелинейной фазовой самомодуляции в газонаполненном капилляре и генерации второй гармоники в кристалле от chirпированного импульса.

**Ключевые слова:** яркость излучения, фемтосекундные лазеры, сжатие импульса.

DOI: 10.61011/PJTF.2025.03.59822.20096

Для лазерных пучков с плоским волновым фронтом яркость излучения  $B$  описывается выражением  $B = 4I/(\pi\theta)^2$ , где  $I$  — интенсивность излучения,  $\theta$  — угол расходимости в дальней зоне [1]. Для гауссовых световых пучков это выражение может быть приведено к виду

$$B = \frac{P}{\lambda^2 M_x^2 M_y^2},$$

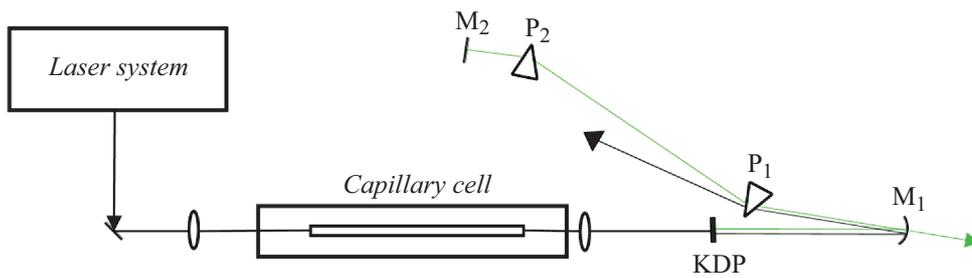
где  $P$  — мощность излучения,  $\lambda$  — длина волны,  $M_x^2$  и  $M_y^2$  — параметры качества лазерного пучка, показывающие во сколько раз расходимость пучка в двух взаимно перпендикулярных плоскостях превышает дифракционную расходимость гауссова пучка такого же диаметра. Данное выражение определяет максимальное значение интенсивности, которое может быть достигнуто при фокусировке лазерного пучка. Соответственно исследования, связанные с повышением яркости излучения, являются актуальными для задач в области нелинейной оптики, сверхсильных световых полей, лазерной плазмы и т.д.

Повышение яркости может быть достигнуто за счет увеличения мощности импульса, сокращения длины волны, а также при стремлении к единице параметров качества лазерного пучка. Мощность лазерного пучка может быть повышена при сокращении длительности импульса излучения. В настоящее время широко используется метод сокращения длительности импульса на основе уширения спектра при нелинейной фазовой самомодуляции и последующей временной компрессии [2]. Длина волны излучения может быть значительно уменьшена в процессе генерации гармоник излучения в кристаллах. В [3] показано, что при генерации второй гармоники от частотно-chirпированного импульса также появляется дополнительная возможность увеличения ширины спектра импульса в 2 раза. Принципиальная возможность сокращения длительности импульса при двухкаскадном нелинейном преобразовании — фазовой самомодуляции

и генерации второй гармоники от chirпированного импульса — была показана нами в [4]. Целью настоящей работы является оптимизация параметров такой схемы двухкаскадного нелинейного преобразования для достижения максимального эффекта увеличения яркости исходного лазерного излучения.

Схема эксперимента показана на рис. 1. Источником излучения служила фемтосекундная иттербиевая лазерная система (TETA, Avesta), построенная по схеме генератор–регенеративный усилитель. Центральная длина волны излучения составляла 1030 nm, длительность спектрально-ограниченного импульса 240 fs, максимальная энергия импульса 300 μJ при частоте повторения импульсов до 20 kHz. Величины  $M_x^2$  и  $M_y^2$  не превышали 1.1 при гауссовом распределении интенсивности светового пучка.

Лазерное излучение фокусировалось на вход кварцевого капилляра длиной 70 см с диаметром внутреннего полого канала 250 μm, помещенного в камеру из нержавеющей стали длиной 125 см. Камера заполнялась криптоном. Выбор размеров капилляра и газа осуществлялся из следующих условий: достижение уширения спектра более 10 для импульса с энергией 300 μJ, энергетической эффективности более 70% и компактности устройства (длина капилляра не более 1 м) [5]. Диаметр пятна излучения на входе в капилляр составлял 160 μm по уровню  $1/e^2$ . При таком соотношении диаметров пятна излучения и канала капилляра обеспечиваются согласование распределения лазерного излучения и основной моды капилляра и соответственно максимальное пропускание капилляра. Измеренное значение пропускания капилляра составило 77% при рассчитанном пропускании капилляра с аналогичными параметрами 84%. Незначительное различие между измеренным и рассчитанным значениями может быть обусловлено неточным согласованием пространственных мод капилляра и лазерного излучения, а также неоднородностями стенок полого канала.



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки. KDP — кристалл  $\text{KH}_2\text{PO}_4$ ,  $M_1$  и  $M_2$  — зеркала с серебряным покрытием ( $M_1$  — вогнутое зеркало с фокусом 50 см),  $P_1$  и  $P_2$  — призмы из плавяного кварца с углом при вершине  $22^\circ$ . Световой пучок выводится из системы над зеркалом  $M_1$  в плоскости, перпендикулярной плоскости рисунка.

Как было показано в [5], максимальное уширение спектра на выходе капилляра достигается для энергии лазерного импульса, при которой мощность импульса близка к критической мощности самофокусировки. Приближение мощности лазерного импульса к критической мощности характеризуется снижением пропускания капилляра и искажением пространственной структуры выходного излучения вследствие возбуждения высших мод в капилляре. Поскольку критическая мощность самофокусировки обратно пропорциональна нелинейному показателю преломления, который в свою очередь пропорционален давлению газа, выбор оптимального давления газа проводился путем измерения пропускания капилляра и регистрации пространственного распределения излучения на выходе капилляра при варьировании давления газа. В условиях проводимого эксперимента при энергии импульса  $300 \mu\text{J}$  давление криптона, соответствующее максимальному уширению спектра, составило 4 atm. При этом пропускание капилляра снизилось до 75% без искажения пространственного профиля пучка на выходе капилляра. Данное значение давления согласуется с оценками, сделанными на основе величины нелинейного показателя преломления  $n$  для криптона, который равен  $n \approx 3 \cdot 10^{-19} p \cdot \text{cm}^2/\text{W}$ , где  $p$  — давление в атмосферах [6]. Соответственно критическая мощность самофокусировки при давлении 4 atm составляет  $\sim 1.5 \text{ GW}$ , что незначительно превышает максимальную мощность лазерного импульса в условиях эксперимента, равную  $1.25 \text{ GW}$  ( $300 \mu\text{J}$ ,  $240 \text{ fs}$ ).

Ширина спектра спектрально-уширенного импульса по уровню половины интенсивности достигала 120 nm. Спектр заполнял область от 850 до 1150 nm. Спектр имел характерную для процесса фазовой самомодуляции изрезанную форму [1]. Для количественной оценки спектрального уширения импульса проводился расчет длительности спектрально-ограниченного импульса для спектра каждого импульса на выходе капилляра. В расчетах принимались равными фазы спектральных компонент. На рис. 2, а показана зависимость рассчитанной длительности спектрально-ограниченного импульса от энергии входного лазерного импульса. Минимальная длительность составила 13 fs в диапазоне энергий

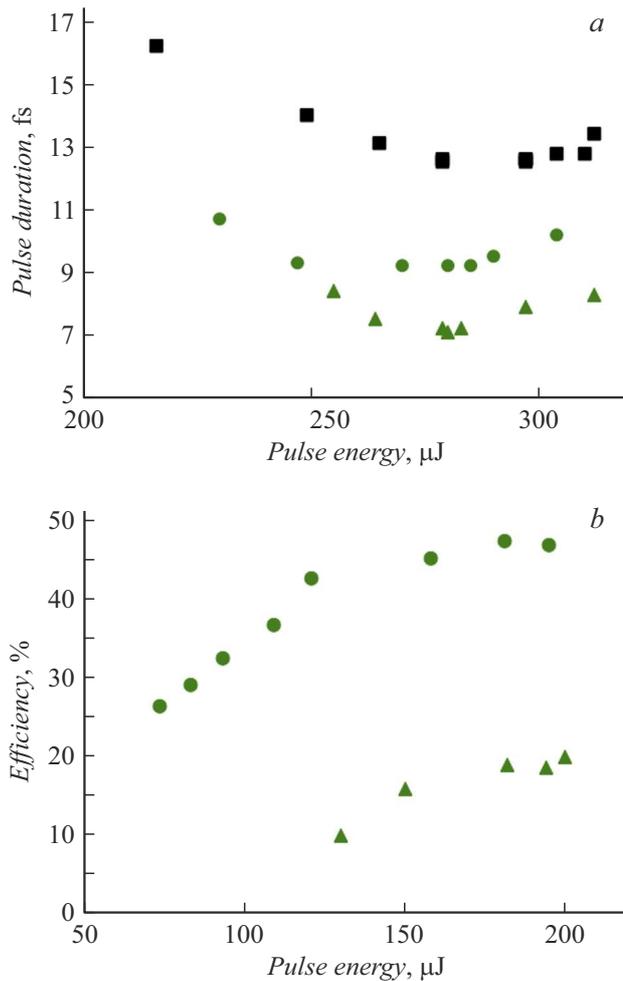
$270\text{--}300 \mu\text{J}$ . При меньших энергиях импульса на входе длительность спектрально-ограниченного импульса растет из-за сужения спектра. При больших энергиях спектр импульса также сужается, а длительность импульса растет вследствие падения пропускания капилляра. Следует отметить, что проведенные расчеты длительности спектрально-ограниченного импульса довольно хорошо прогнозируют длительность импульса после временной компрессии при помощи оптических элементов с отрицательной дисперсией второго порядка. В частности, в данной схеме при использовании chirпированных зеркал спектрально-уширенный импульс с рассчитанной длительностью соответствующего спектрально-ограниченного импульса 13 fs был сжат до 15 fs.

Преобразование во вторую гармонику осуществлялось в кристаллах дигидрофосфата калия ( $\text{KH}_2\text{PO}_4$ , KDP) по механизму *oo-e*. Использовались кристаллы толщиной 0.5 и 1 mm. С помощью линзы с фокусом 15 см, установленной после выходного окна камеры с капилляром, излучение фокусировалось в кристалл KDP (в эксперименте использовалась оптика без просветляющих покрытий, за исключением входного окна камеры с капилляром). Расстояния между линзой и выходным торцом капилляра, а также между линзой и кристаллом были выбраны так, чтобы диаметр фокальной перетяжки на кристалле превышал диаметр пятна на выходе капилляра в 2 раза и составлял  $320 \mu\text{m}$  по уровню  $1/e^2$ .

В [3] было показано, что ширина спектра импульса второй гармоники  $\Delta\nu_{2\omega}$  при преобразовании chirпированного импульса в режиме насыщения связана с шириной спектра импульса на основной частоте  $\Delta\nu_\omega$  следующим соотношением:

$$\frac{\Delta\nu_{2\omega}}{\Delta\nu_\omega} = \left[ 4 - 3 \left( \frac{\tau}{\tau_{ch}} \right)^2 \right]^{0.5},$$

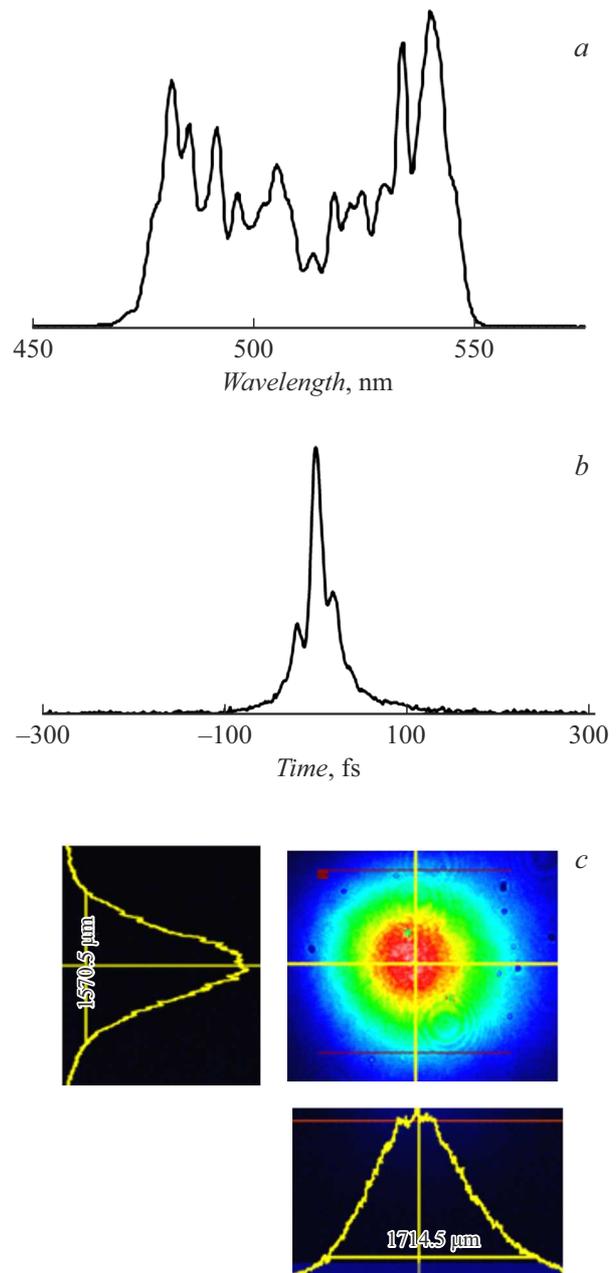
где  $\tau_{ch}$  — длительность chirпированного импульса, а  $\tau$  — длительность спектрально-ограниченного импульса со спектром, соответствующим спектру chirпированного импульса. В данном эксперименте величина  $\tau_{ch}$  составляла 240 fs, а величина  $\tau$  не превышала 17 fs. Соответственно спектр второй гармоники должен быть в



**Рис. 2.** *a* — зависимости длительности рассчитанного спектрально-ограниченного импульса от энергии лазерного импульса на входе в капилляр; *b* — зависимости эффективности генерации второй гармоники в кристалле KDP от энергии chirпированного импульса на входе в кристалл KDP. Квадраты — для излучения с длиной волны  $1.03 \mu\text{m}$ , кружки — для излучения с длиной волны  $0.51 \mu\text{m}$  и кристалла KDP толщиной  $1 \text{ mm}$ , треугольники — для излучения с длиной волны  $0.51 \mu\text{m}$  и кристалла толщиной  $0.5 \text{ mm}$ .

2 раза шире спектра импульса на выходе из капилляра, а длительность рассчитанного спектрально-ограниченного импульса в 2 раза короче. Экспериментальные результаты для кристалла толщиной  $0.5 \text{ mm}$  находятся в согласии с расчетами. Как видно из рис. 2, *a*, минимальная длительность рассчитанного спектрально-ограниченного импульса на частоте второй гармоники для кристалла KDP толщиной  $0.5 \text{ mm}$  достигает  $7 \text{ fs}$  при длительности соответствующего импульса на основной частоте  $13 \text{ fs}$ .

При использовании кристалла KDP толщиной  $1 \text{ mm}$  наблюдалось сужение спектра второй гармоники (рис. 3, *a*) и увеличение длительности спектрально-ограниченного импульса. Как показывают оценки, это связано с сужением спектральной полосы синхронизма кристалла, которая обратно пропорциональна



**Рис. 3.** *a* — спектр излучения второй гармоники для кристалла KDP толщиной  $1 \text{ mm}$  и энергии лазерного импульса  $300 \mu\text{J}$ ; *b* — автокорреляционная функция импульса после временной компрессии; *c* — пространственное распределение излучения второй гармоники на выходе из призматического компрессора.

его толщине. В результате минимальная длительность спектрально-ограниченного импульса второй гармоники увеличилась до  $9 \text{ fs}$  (рис. 2, *a*). Однако увеличение толщины кристалла привело к значительному росту эффективности процесса генерации второй гармоники. Эффективность возросла с  $20\%$  для кристалла толщиной  $0.5 \text{ mm}$  до  $47\%$  для кристалла толщиной  $1 \text{ mm}$  (рис. 2, *b*). Попытки увеличения эффективности для кристалла толщиной  $0.5 \text{ mm}$  посредством более жесткой фокусировки

излучения в кристалл не привели к ее росту из-за влияния нелинейной фазовой расстройки [7]. Исходя из этого в дальнейшем эксперименты проводились с кристаллом толщиной 1 mm, который позволил получить импульсы второй гармоники большей мощности.

Временное сжатие chirпированного импульса второй гармоники осуществлялось в призмном компрессоре. Использовались призмы из плавленого кварца с углом при вершине  $22^\circ$ . Выбор угла при вершине был обусловлен необходимостью снизить оптический путь в первой призме и таким образом уменьшить влияние дисперсии третьего порядка [8]. Пропускание компрессора с учетом непросветленных граней призм и отражения от двух зеркал с серебряным покрытием составило 80%. При расстоянии между призмами 140 cm длительность компрессированного импульса формы  $\text{sech}^2$ , измеренного автокоррелятором (ASF-5, Avesta), составила 10.7 fs (рис. 3, b). В центральном пике импульса содержится 75% энергии. В результате мощность импульса второй гармоники составила 5 GW при энергии 70  $\mu\text{J}$ .

Измеренный диаметр пятна излучения второй гармоники на кристалле KDP при эффективности преобразования, близкой к 50%, составил 320  $\mu\text{m}$  (по уровню  $1/e^2$ ), что совпадает с диаметром пятна основного излучения. На выходе из компрессора диаметры пятна излучения гармоники составили  $d_x \approx 1.71 \text{ mm}$  и  $d_y \approx 1.57 \text{ mm}$  (рис. 3, c). Исходя из измеренных значений пространственного распределения пучка рассчитанные параметры качества пучка составили  $M_x^2 = 1.16$  и  $M_y^2 = 1.03$ .

Таким образом, измеренная яркость преобразованного излучения с центральной длиной волны 0.51  $\mu\text{m}$  составила  $15.8 \cdot 10^{17} \text{ W}/(\text{cm}^2 \cdot \text{sr})$  при яркости исходного лазерного излучения с длиной волны 1.03  $\mu\text{m}$ , равной  $1.2 \cdot 10^{17} \text{ W}/(\text{cm}^2 \cdot \text{sr})$ . Следует также отметить, что использование оптики с просветляющими покрытиями на выходе капилляра и в призмном компрессоре позволит увеличить выходную мощность в 1.3 раза и достичь яркости  $\sim 2 \cdot 10^{18} \text{ W}/(\text{cm}^2 \cdot \text{sr})$ .

Интенсивность излучения  $I$  на поверхности мишени при фокусировке пучка с диаметром  $d$  линзой с фокусным расстоянием  $F$  определяется выражением  $I \approx (d/F)^2 B$ . Например, при использовании линзы с соотношением  $d/F \sim 1/3$  в данной лазерной системе может быть получена интенсивность излучения на поверхности мишени выше  $10^{17} \text{ W}/\text{cm}^2$ . По нашему мнению, использование такой лазерной системы выглядит перспективным для решения задач по созданию источников рентгеновского излучения микронных размеров [9] и генерации аттосекундных импульсов [10].

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] В.С. Авербах, А.И. Макаров, А.К. Потемкин, Квантовая электроника, **11** (10), 2049 (1984). [V.S. Averbakh, A.I. Makarov, A.K. Potemkin, Sov. J. Quantum Electron., **14** (10), 1372 (1984). DOI: 10.1070/QE1984v014n10ABEH006411].
- [2] M. Nisoli, S. De Silvestri, S. Svelto, Appl. Phys. Lett., **68** (20), 2793 (1996). DOI: 10.1063/1.116609
- [3] N.V. Didenko, A.V. Konyashchenko, L.L. Losev, V.S. Pazyuk, S.Yu. Tenyakov, Opt. Commun., **282** (5), 997 (2009). DOI: 10.1016/j.optcom.2008.11.010
- [4] Н.В. Диденко, А.В. Колященко, П.В. Кострюков, Л.Л. Лосев, С.Ю. Теняков, Квантовая электроника, **41** (9), 804 (2011). [N.V. Didenko, A.V. Konyashchenko, P.V. Kostryukov, L.L. Losev, S.Yu. Tenyakov, Quantum Electron., **41** (9), 804 (2011). DOI: 10.1070/QE2011v041n09ABEH014632].
- [5] А.В. Колященко, П.В. Кострюков, Л.Л. Лосев, С.Ю. Теняков, Квантовая электроника, **41** (11), 989 (2011). [A.V. Konyashchenko, P.V. Kostryukov, L.L. Losev, S.Yu. Tenyakov, Quantum Electron., **41** (11), 989 (2011). DOI: 10.1070/QE2011v041n11ABEH014700].
- [6] C. Brée, A. Demircan, G. Steinmeyer, IEEE J. Quantum Electron., **46** (4), 433 (2010). DOI: 10.1109/JQE.2009.2031599
- [7] S.Yu. Mironov, V.V. Lozhkarev, V.N. Ginzburg, I.V. Yakovlev, G. Luchinin, A. Shaykin, E.A. Khazanov, A. Babin, E. Novikov, S. Fadeev, A.M. Sergeev, G.A. Mourou, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., **18** (1), 7 (2012). DOI: 10.1109/JSTQE.2010.2071375
- [8] G. Gerulla, M. Nisoli, S. Stagira, S. De Silvestri, Opt. Lett., **23** (16), 1283 (1998). DOI: 10.1364/OL.23.001283
- [9] A. Garmatina, E. Mareev, N. Minaev, N. Asharchuk, T. Semenov, M. Mozhaeva, A. Korshunov, Y. Krivonosov, I. Dyachkova, A. Buzmakov, V. Koldaev, D. Zolotov, Y. Dymshits, V. Gordienko, V. Asadchikov, Opt. Express, **31** (26), 44259 (2023). DOI: 10.1364/OE.502200
- [10] T. Severt, J. Troß, G. Kolliopoulos, I. Ben-Itzhak, C.A. Trallero-Herrero, Optica, **8** (8), 1113 (2021). DOI: 10.1364/OPTICA.422711