

# Двухкаскадное нелинейное укорочение мощных фемтосекундных лазерных импульсов

В.Н.Гинзбург, И.В.Яковлев, А.С.Зуев, А.П.Коробейникова, А.А.Кочетков,  
А.А.Кузьмин, С.Ю.Мионов, А.А.Шайкин, И.А.Шайкин, Е.А.Хазанов

*Экспериментально реализовано двухкаскадное сжатие лазерных импульсов мощностью 250 ТВт с помощью уширения их спектра при фазовой самомодуляции в плавном кварце и последующей компенсации дисперсии при отражении от чирпирующих зеркал. Продемонстрировано пятикратное уменьшение длительности, с 75 до 15 фс, при значении  $B$ -интеграла около 5 на каждом каскаде. Избежать мелкомасштабной самофокусировки удалось за счет самофильтрации лазерного пучка при свободном распространении в вакууме. При оптимальных параметрах дисперсионного зеркала возможно сжатие импульса до длительности менее 5 фс.*

**Ключевые слова:** мощные фемтосекундные лазерные импульсы, двухкаскадное нелинейное сжатие, фазовая самомодуляция.

## 1. Введение

В настоящее время размеры и порог пробоя дифракционных решеток компрессора ограничивают мощность, а следовательно, и фокальную интенсивность лазерного излучения. Дальнейшее совершенствование технологии изготовления решеток не сулит качественных улучшений. Многократное увеличение мощности возможно при использовании в компрессоре мозаичных решеток (состоящих из  $N$  прецизионно съюстированных одинарных решеток) или при создании  $N$  параллельных СРА-каналов, каждый из которых заканчивается обычным собственным компрессором. В этих случаях энергия импульса увеличивается в  $N$  раз и, при сохранении его длительности, мощность также увеличивается в  $N$  раз. Такой способ увеличения мощности импульса создает целый ряд проблем: увеличиваются сложность и габариты установки, а также ее цена. От этих недостатков свободен развивающийся в последние годы альтернативный подход, в котором мощность увеличивается не за счет роста энергии, а за счет уменьшения длительности импульса после компрессора: спектр расширяется благодаря фазовой самомодуляции при распространении в среде с керровской нелинейностью, а затем импульс сжимается чирпирующими зеркалами (ЧЗ) (рис.1). Такой подход называют TFC (Thin Film Compression), TPC (Thin Plate Compression) или CafCA (Compression after Compressor Approach).

Идея использовать кубическую нелинейность для уширения спектра и последующего сжатия импульса впервые была предложена в [1] и реализована в [2] для пикосекундных импульсов еще в 1969 г. Позднее, уже в фемтосекундном диапазоне, идея была реализована в волокнах [3], в заполненных газом полых волноводах [4], в многопроход-

ных газовых кюветах [5] и в твердом теле с ограничением в поперечном направлении [6], однако удалось достичь компрессии импульсов с энергией лишь порядка миллиджоуля, причем с КПД менее 50%. В последние несколько лет был получен ряд экспериментальных результатов [7–10], в которых CafCA успешно реализован для импульсов с энергией более 1 Дж, причем с КПД, близким к 100%. Важным мотивом для этих исследований стал предложенный и экспериментально подтвержденный способ подавления мелкомасштабной самофокусировки [11, 12], который позволяет существенно увеличить кратность сжатия. Подробнее о методе CafCA можно прочитать в обзоре [13].

Одним из преимуществ этого метода является возможность применять его последовательно. Например, в двухкаскадной геометрии осуществляются две последовательных компрессии: нелинейный элемент, чирпирующее(ие) зеркало(а), еще один нелинейный элемент, еще чирпирующее(ие) зеркало(а) (см. рис.1). Такой подход использовался на микроджоульном уровне [14–16]. Однако в сверхмощных лазерах во втором каскаде необходимо использовать очень тонкие нелинейные элементы толщиной порядка  $\sim 100$  мкм, что возможно только при использовании пластика. Именно поэтому ранее для стекла рассматривалось только фрагментирование нелинейного элемента и однократная компрессия [17, 18], что гораздо менее эффективно, чем двухкаскадная компрессия [13]. Идея применить двухкаскадную компрессию для сверхмощных импульсов предложена в той же работе, в которой была высказана идея использования пластика [19] и где теоретически показана возможность сжатия импульса с 27 до 2.1 фс. В настоящей работе мы сообщаем об экспериментальной реализации двухкаскадной компрессии: импульс на выходе лазера мощностью 250 ТВт был сжат в пять раз.

## 2. Экспериментальные результаты

Схема эксперимента показана на рис.1. Пучок лазера PEARL [20] (центральная длина волны  $\lambda = 910$  нм) с энергией импульса до 17 Дж, длительностью 60–75 фс и диаметром 18 см после отражения от последней дифракцион-

В.Н.Гинзбург, И.В.Яковлев, А.С.Зуев, А.П.Коробейникова, А.А.Кочетков, А.А.Кузьмин, С.Ю.Мионов, А.А.Шайкин, И.А.Шайкин, Е.А.Хазанов. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: vlgin@rambler.ru

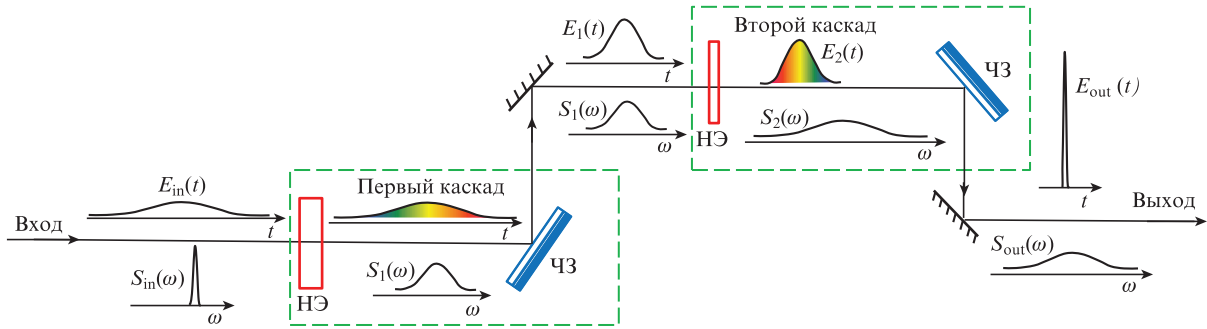


Рис.1. Схема двухкаскадной нелинейной компрессии: НЭ – нелинейный элемент (кварцевая пластинка); ЧЗ – чирпирующее зеркало.

ной решетки компрессора распространялся в свободном пространстве 2.5 м для самофильтрации [11, 21]. Далее располагались три пластинки из плавленого кварца толщиной 1 мм каждая. Мы использовали три пластинки вместо одной (толщиной 3 мм), чтобы уменьшить мелкомасштабную самофокусировку [13]. На расстоянии 4 м от них располагались ЧЗ первого каскада. Затем, через 2 м свободного распространения, пучок проходил через одну кварцевую пластинку толщиной 1 мм и направлялся на ЧЗ второго каскада. Все ЧЗ имели дисперсию  $-100 \text{ фс}^2$  и коэффициент отражения 99.5% в полосе 810–1010 нм (UltraFast Innovations GmbH).

Для измерения параметров входного и выходного импульсов в пучок были введены два стеклянных клина с апертурой  $1 \times 2 \text{ см}$  и матированной тыльной поверхностью: один был установлен перед пластинками первого каскада, другой – после последнего ЧЗ. Отраженные от клиньев пучки направлялись на два спектрометра и два автокоррелятора. Пучок лазера был достаточно однороден по сечению, а спектры и длительности входного и выходного импульсов без кварцевых пластинок совпадали с точностью до 10%. Таким образом, была реализована возможность измерения спектров и автокорреляционных функций (АКФ) входного и выходного импульса за один «выстрел». Далее под экспериментально измеренной длительностью импульса мы будем понимать полную длительность по полувысоте его АКФ, деленную на  $\sqrt{2}$ .

Мы провели сравнение однокаскадной и двухкаскадной геометрий в двух вариантах: два ЧЗ в первом каскаде плюс два ЧЗ во втором и три ЧЗ в первом каскаде плюс одно ЧЗ во втором. На рис.2,а построены зависимости фактора укорочения импульса  $F = \tau_{in}/\tau_{out}$  (отношение длительностей по полувысоте АКФ входного и выходного импульсов) от величины  $B$ -интеграла на первом каскаде:

$$B = kLn_2I,$$

где  $I$  – входная интенсивность;  $L$  – суммарная толщина пластинок на первом каскаде;  $n_2 = 3 \times 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$  – нелинейный показатель преломления;  $k = 2\pi/\lambda$ ;  $\lambda = 910 \text{ нм}$ . Наблюдаемый разброс экспериментальных данных на рис.2,а обусловлен погрешностью в определении  $B$ -интеграла, а также нестабильностью спектрально-временных характеристик излучения.

Эффективность второго каскада наиболее четко видна, если в первом используются два ЧЗ (ср. темные и светлые кружки на рис.2,а). Если в первом каскаде используется три ЧЗ, то второй каскад позволяет улучшить компрессию только при  $B = 5-6$ . Заметим, что это качественно согласуется с теоретическими кривыми, построенными

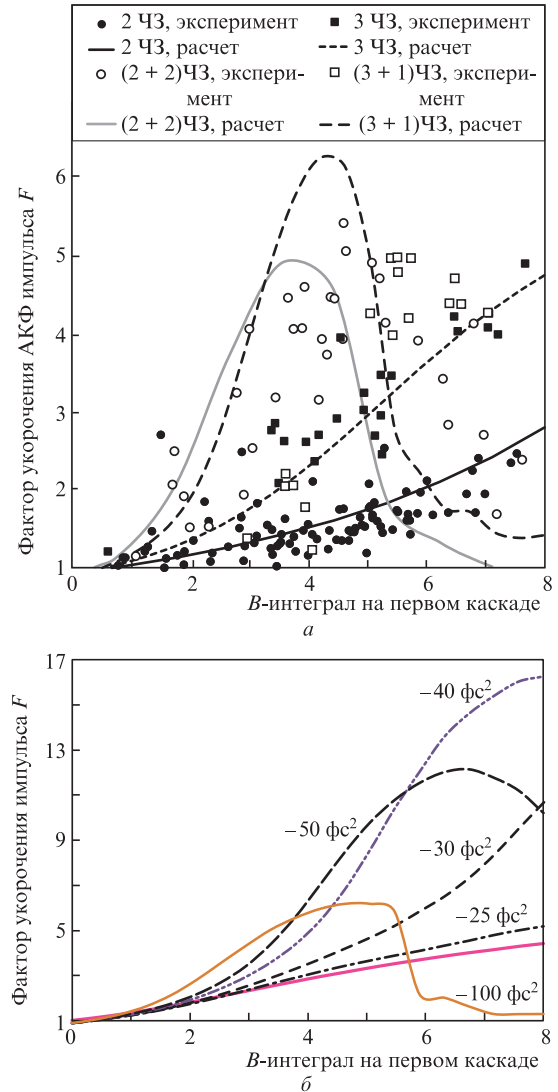


Рис.2. Зависимость фактора укорочения импульса  $F = \tau_{in}/\tau_{out}$  от величины  $B$ -интеграла на первом каскаде: эксперимент для однокаскадной (темные точки) и двухкаскадной (светлые точки) геометрии (а), а также расчет для одного каскада (серая кривая) и различных значений дисперсии ЧЗ на втором каскаде (б).

ми для типичного входного импульса, используемого в эксперименте. Теоретические расчеты нелинейного распространения в кварце проводились во втором приближении теории дисперсии. Важно отметить, что при фиксированной толщине пластинки для наиболее оптимальной компрессии на обоих каскадах нужно использовать ЧЗ с дисперсией, зависящей от  $B$ -интеграла, причем при

$B > 2$  эта зависимость монотонно убывает: чем больше  $B$ -интеграл, тем меньше (по модулю) должна быть дисперсия ЧЗ [13, 22]. Таким образом, для больших значений  $B$ -интеграла нужны очень маленькие значения дисперсии. При заданной дисперсии ЧЗ зависимость кратности сжатия  $F$  от  $B$ -интеграла немонотонная и имеет максимум. Это хорошо видно на рис.2,а для двухкаскадной геометрии. Уменьшение  $F$  при больших значениях  $B$ -интеграла объясняется тем, что спектр импульса на выходе второго каскада становится настолько широким, что избыточная дисперсия ЧЗ сильно растягивает импульс. В эксперименте нам были доступны только зеркала с дисперсией  $-100 \text{ фс}^2$ , в то время как оптимальное (при больших  $B$ ) значение для второго каскада должно быть значительно меньше (около  $-40 \text{ фс}^2$ ).

На рис.2,б построены теоретические зависимости фактора укорочения импульса с исходной длительностью 70 фс для разных ЧЗ на втором каскаде (на первом каскаде дисперсия ЧЗ равна  $-300 \text{ фс}^2$ ). Видно, что эффективность компрессии сильно зависит от ЧЗ на втором каскаде, и оптимальный подбор ЧЗ позволяет сжать импульс до длительности короче 5 фс при компенсации только квадратичной спектральной фазы. Отметим также, что учет третьего и более высоких порядков материальной дисперсии пластинок увеличивает длительность импульса менее чем на 10%.

На рис.3 построены экспериментальные зависимости длительности выходного импульса от длительности входного в одно- и двухкаскадных схемах при значениях  $B$ -интеграла на первом каскаде 3–6 для двух ЧЗ на первом каскаде и 5–7 для трех ЧЗ на первом каскаде. Длительности рассчитывались из АКФ импульсов. Рис.3 также хорошо демонстрирует эффективность использования второго каскада – темные точки расположены существенно выше светлых. Кроме того, видно, что длительность всех выходных импульсов в варианте (3 + 1) ЧЗ лежит в интервале 14–16 фс независимо от длительности входного импульса. Возможной причиной этого может быть недостаточная спектральная полоса используемых ЧЗ, а также аппаратная функция автокоррелятора.

На рис.4 представлены типичные спектры и АКФ входного и выходного импульсов в схеме с тремя ЧЗ на первом каскаде и одним ЧЗ на втором. Видно существенное уширение спектра импульса после фазовой самомодуляции (рис.4,а). Наличие в спектре выходного импульса

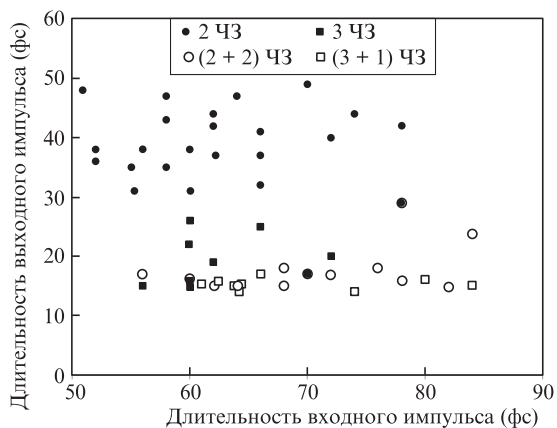


Рис.3. Зависимости длительности выходного импульса от длительности входного для однокаскадной (темные точки) и двухкаскадной (светлые точки) геометрии.

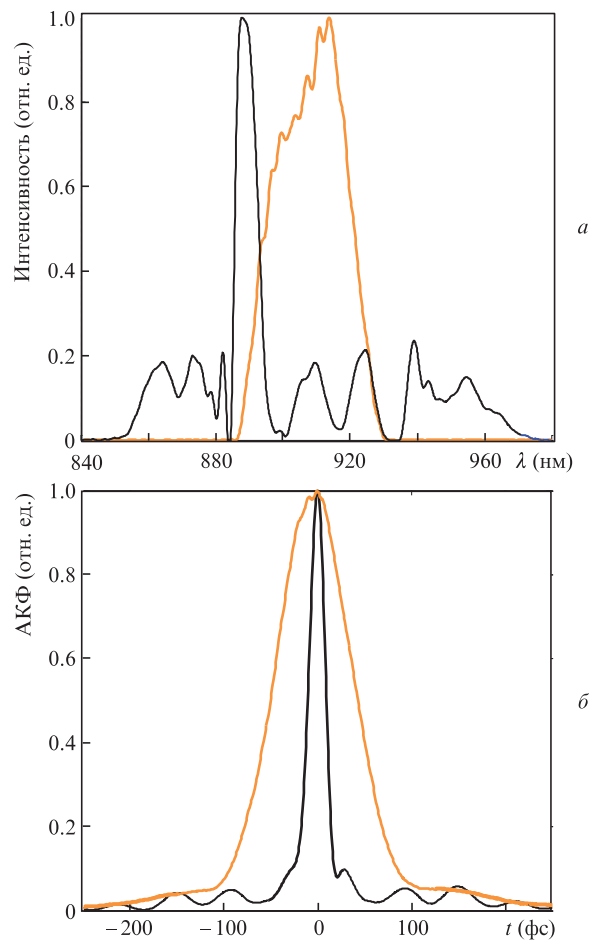


Рис.4. Спектры (а) и АКФ (б) входного (серые кривые) и выходного (черные кривые) импульсов.

узких пиков связано с тем, что входной импульс не является фурье-ограниченным (подробнее см. [22]). Для представленных на рис.4,б АКФ фактор укорочения длительности  $F$  составил  $\sim 4.7$ . Отметим, что метод CafCA не может ухудшать дальний контраст импульса, поскольку прохождение «крыльев» импульса через пластинки является линейным, а дисперсии пластинок и ЧЗ недостаточно для появления предимпульсов или постимпульсов вдалеке от основного импульса.

Метод CafCA эффективен для лазерных пучков с однородным распределением интенсивности в ближней зоне, поскольку для практического применения помимо фактора укорочения длительности импульса ключевое значение имеет качество излучения в дальней зоне. Неоднородность распределения интенсивности пучка приводит к неоднородности поперечной пространственной фазы и к ухудшению фокусировки, которое, впрочем, может быть скомпенсировано с помощью адаптивной оптики. Экспериментальное исследование этого вопроса выходит за рамки настоящей работы, теоретические оценки можно найти в [10, 13]. Отметим, что при оптимальной компрессии фактор увеличения мощности на одном каскаде составляет  $1 + B/2$  [22] и, следовательно, при равенстве факторов увеличения мощности двухкаскадная схема требует меньшего значения суммарного  $B$ -интеграла, поэтому искажения пространственной фазы в ней будут меньше, чем в однокаскадной схеме.

Несмотря на большие значения  $B$ -интеграла (вплоть до 8 на первом каскаде и такого же порядка на втором)

мелкомасштабная самофокусировка была подавлена благодаря самофилтрации. Ни на пластинках, ни на ЧЗ не было никаких повреждений. Кроме того, при выведении и введении пластинок в пучок мы не обнаружили никаких существенных изменений в распределении интенсивности пучка в ближней зоне, что также говорит об отсутствии мелкомасштабной самофокусировки.

Отметим, что в двухкаскадной геометрии подавление мелкомасштабной самофокусировки гораздо эффективнее, чем в однокаскадной, не только потому что самофилтрация осуществляется дважды, но и потому что интенсивность и длительность импульса в нелинейных пластинках первого и второго каскада значительно различаются: интенсивность увеличивается, а длительность уменьшается. Благодаря значительно большей интенсивности максимумы инкремента самофокусировочной неустойчивости «оказываются» при существенно разных поперечных волновых числах, что уменьшает суммарный коэффициент усиления шума [13]. Согласно теоретическим предсказаниям [23, 24], более короткий импульс способствует дополнительному подавлению мелкомасштабной самофокусировки из-за нелинейной дисперсии (зависимости групповой скорости от интенсивности).

### 3. Заключение

Двухкаскадное нелинейное сжатие фемтосекундных лазерных импульсов (нелинейный элемент, ЧЗ, еще один нелинейный элемент и еще ЧЗ, см. рис.1) использовалось ранее только на микроджоульном уровне энергии. Мы продемонстрировали возможность такого подхода для сжатия фемтосекундных лазерных импульсов с энергией 17 Дж и мощностью более 200 ТВт. Ключевым моментом для столь значительного масштабирования является подавление мелкомасштабной самофокусировки благодаря самофилтрации лазерного пучка при его распространении в свободном пространстве. В результате этого не было обнаружено никаких следов самофокусировки, хотя значение  $B$ -интеграла достигало восьми на первом каскаде и было примерно таким же на втором. Продемонстрировано пятикратное укорочение импульса, причем длительность выходного импульса была ограничена параметрами доступных в эксперименте чирпирующих зеркал. Отметим, что этот простой и дешевый метод многократного увеличения мощности импульса имеет практически 100%-ный КПД по энергии и может быть использован на выходе любых сверхмощных лазеров.

1. Fisher R.A., Kelley P.L., Gustajson T.K. *Appl. Phys. Lett.*, **14**, 140 (1969).
2. Laubereau A. *Phys. Lett.*, **29A**, 539 (1969).
3. Shank C.V., Fork R.L., Yen R., Stolen R.H., Tomlinson W.J. *Appl. Phys. Lett.*, **40**, 761 (1982).
4. Nisoli M., Silvestri S.D., Svelto O. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 2793 (1996).
5. Lavenu L., Natile M., Guichard F., Zaouter Y., Delen X., Hanna M., Mottay E., Georges P. *Opt. Lett.*, **43**, 2252 (2018).
6. Rolland C., Corkum P.B. *J. Opt. Soc. Am. B*, **5**, 641 (1988).
7. Миронов С.Ю., Гинзбург В.Н., Яковлев И.В., Кочетков А.А., Шайкин А.А., Хазанов Е.А., Муру Ж. *Квантовая электроника*, **47**, 614 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 614 (2017)].
8. Farinella D.M., Wheeler J., Hussein A.E., Nees J., Stanfield M., Beier N., Ma Y., Cojocaru G., Ungureanu R., Pittman M., Demailly J., Baynard E., Fabbri R., et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **36**, A28 (2019).
9. Гинзбург В.Н., Яковлев И.В., Зуев А.С., Коробейникова А.П., Кочетков А.А., Кузьмин А.А., Миронов С.Ю., Шайкин А.А., Шайкин И.А., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **49**, 299 (2019) [*Quantum Electron.*, **49**, 299 (2019)].
10. Ginzburg V., Yakovlev I., Zuev A., Korobeynikova A., Kochetkov A., Kuzmin A., Mironov S., Shaykin A., Shaikin I., Khazanov E., Mourou G. *Phys. Rev. A*, **101**, 013829 (2020).
11. Mironov S.Y., Lozhkarev V.V., Ginzburg V.N., Yakovlev I.V., Luchinin G., Shaykin A.A., Khazanov E.A., Babin A.A., Novikov E., Fadeev S., Sergeev A.M., Mourou G.A. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **18**, 7 (2010).
12. Mironov S., Lozhkarev V., Luchinin G., Shaykin A., Khazanov E. *Appl. Phys. B*, **113**, 147 (2013).
13. Хазанов Е.А., Миронов С.Ю., Муру Ж. *УФН*, **189**, 1173 (2019) [*Phys. Usp.*, **62**, 1096 (2019)].
14. Seidel M., Brons J., Arisholm G., Fritsch K., Pervak V., Pronin O. *Sci. Rep.*, **7**, 1410 (2017).
15. Seidel M., Arisholm G., Brons J., Pervak V., Pronin O. *Opt. Express*, **24**, 9412 (2016).
16. Nikolaus B., Grischkowsky D. *Appl. Phys. Lett.*, **43**, 228 (1983).
17. Высотина Н.В., Розанов Н.Н., Яшин В.Е. *Оптика и спектроскопия*, **110**, 1029 (2011).
18. Voronin A.A., Zheltikov A.M., Ditmire T., Rus B., Korn G. *Opt. Commun.*, **291**, 299 (2013).
19. Mourou G., Mironov S., Khazanov E., Sergeev A. *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, **223**, 1181 (2014).
20. Lozhkarev V.V., Freidman G.I., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Kirsanov A.V., Luchinin G.A., Mal'shakov A.N., Martyanov M.A., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Yakovlev I.V. *Laser Phys. Lett.*, **4**, 421 (2007).
21. Гинзбург В.Н., Кочетков А.А., Миронов С.Ю., Потемкин А.К., Силин Д.Е., Хазанов Е.А. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **62** (2019) (в печати).
22. Гинзбург В.Н., Кочетков А.А., Яковлев И.В., Миронов С.Ю., Шайкин А.А., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **46**, 106 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 106 (2016)].
23. Balakin A.A., Litvak A.G., Mironov V.A., Skobelev S.A. *J. Optics*, **19**, 095503 (2017).
24. Balakin A.A., Kim A.V., Litvak A.G., Mironov V.A., Skobelev S.A. *Phys. Rev.*, **94**, 043812 (2016).