

# Особенности филаментации фемтосекундного лазерного излучения с негауссовым поперечным пространственным профилем

А.А.Бирюков, Н.А.Панов, М.В.Волков, Д.С.Урюпина, Р.В.Волков, О.Г.Косарева, А.Б.Савельев

*Экспериментально и численно исследована филаментация фемтосекундного импульса с негауссовым поперечным распределением интенсивности. Показано, что расстояние до области формирования филамента может быть оценено по известной формуле Марбургера, в которой критическая мощность самофокусировки пучка с параметром качества  $M^2$  превышает таковую для гауссова пучка в  $(M^2)^2$  раз. При этом характеристики сформированного вследствие самофокусировки излучения филамента слабо зависят от параметра качества излучения: совпадают как энергии излучения, сосредоточенного в филаментах, так и диаметры филаментов. Введение апертуры в исходный лазерный пучок приводит к формированию на дифракционном кольце филамента, параметры которого совпадают с параметрами филамента, образованного без апертуры (при совпадении параметров исходного импульса).*

**Ключевые слова:** фемтосекундный лазерный импульс, филаментация, критическая мощность самофокусировки, многомодовое излучение.

## 1. Введение

Формирование протяженных каналов лазерного излучения наносекундной длительности вследствие самофокусировки в воздухе экспериментально наблюдалось в [1] в конце 1960-х годов, а филаментация мощных фемтосекундных лазерных импульсов в газах атмосферного давления – в середине 1990-х годов. [2]. С тех пор и до настоящего времени филаментация является объектом активных исследований [3, 4]. Интерес к ней связан с дистанционной диагностикой удаленных объектов [5], формированием мощных оптических импульсов длительностью в несколько колебаний светового поля [6], генерацией терагерцевого излучения [7, 8] и третьей гармоники [9, 10], вращением эллипса поляризации на основной частоте [11, 12] и на частоте второй гармоники [13, 14], четырехволновым смешением в филаменте [15] и другими задачами и эффектами.

Большинство нелинейно-оптических явлений при филаментации экспериментально исследовалось в случае сфокусированного пучка [3, 4], формирующего единственный филамент, однако в [16–18] было обосновано преимущество в ряде приложений коллимированной схемы эксперимента. Пиковая мощность импульса в работах [16–18] незначительно превышала критическую, поэтому множественная филаментация не развивалась. Теоретические и численные исследования нелинейных преобразований при филаментации обычно выполняются в предположении аксиальной симметрии пучка на входе в нелинейную среду [3, 4]. В то же время в реальных лазерных системах амплитудно-фазовые искажения поперечного профиля интенсивности излучения накапливаются в каскаде уси-

лителей, и при выходе на трассу профиль такого пучка оказывается амплитудно-фазово-модулированным, т. е. многомодовым. Это особенно важно для мощных лазерных установок с частотой следования импульсов 10 Гц ввиду значительного числа усилителей и нестационарности тепловых линз в них (типичный параметр качества излучения таких систем без использования адаптивных зеркал существенно превышает единицу).

В настоящей работе изложены результаты экспериментального исследования и численного моделирования образования и эволюции филамента, сформированного реальным пучком лазерной системы на кристалле Ti:сапфир, работающей с частотой следования импульсов 10 Гц.

## 2. Филаментация многомодового пучка: эксперимент и компьютерное моделирование

В эксперименте (рис.1) излучение на длине волны  $\lambda = 805$  нм с длительностью импульсов 55 фс и их энергией 0.5–2.5 мДж при частоте следования 10 Гц распространялось на расстояние  $l = 6$  м от выхода из компрессора лазерной системы [19] до телескопа (показанная на рис.1 апертура не использовалась). Средний диаметр многомодового пучка (параметр качества  $M^2 \approx 1.4 \pm 0.1$ ) составлял 7 мм по половине высоты, пиковая интенсивность  $I \approx 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>, поэтому фазовый набег вследствие керровской нелинейности  $n_2 I k l$  на трассе длиной 6 м не превышал 0.5 рад ( $n_2 = 10^{-19}$  см<sup>2</sup>/Вт,  $k$  – волновое число, соответствующее длине волны  $\lambda$ ). С помощью телескопа, состоящего из линзы ( $F = 4.52$  м) и сферического диэлектрического зеркала ( $F = -1$  м), пучок излучения сжимался до диаметра 1.5 мм по уровню 1/2 от максимума плотности энергии излучения и выводился на трассу (начало трассы  $z = 0$  соответствует поверхности сферического зеркала телескопа) для формирования одиночного филамента.

На пути распространения излучения от сферического зеркала на специальном рельсе размещалась фотоприем-

А.А.Бирюков, Н.А.Панов, М.В.Волков, Д.С.Урюпина, Р.В.Волков, О.Г.Косарева, А.Б.Савельев. Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы, 1; e-mail: napanov@ils.edu.ru

Поступила в редакцию 6 апреля 2011 г., после доработки – 8 июня 2011 г.

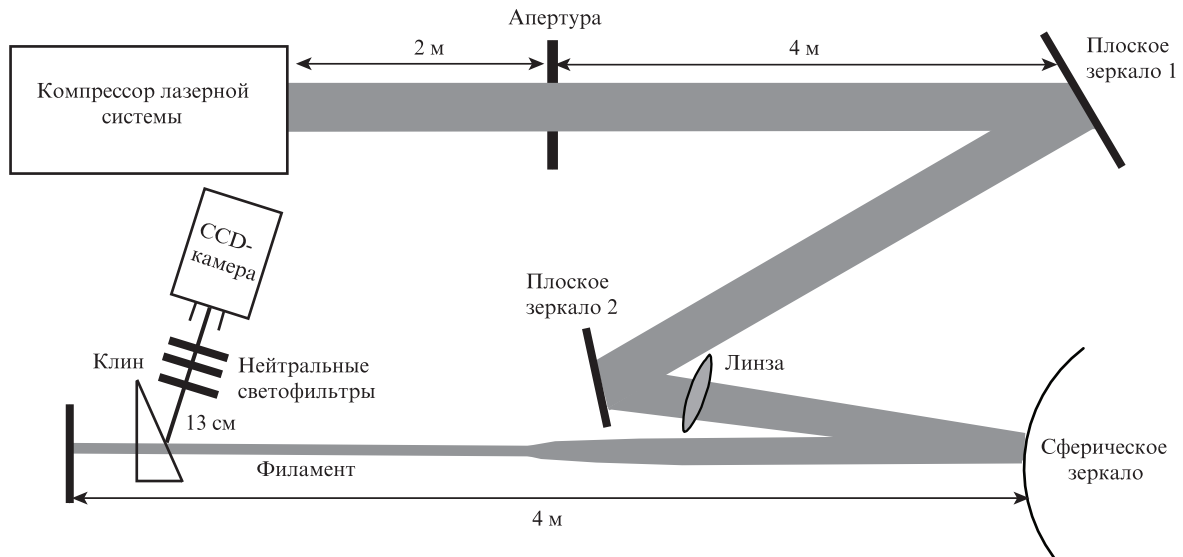


Рис.1. Схема экспериментальной установки для исследования филаментации мощных фемтосекундных лазерных импульсов с многомодовой структурой пучка.

ная система, состоящая из кварцевого клина, отражающего 4% излучения, ослабляющих калиброванных светофильтров и CCD-камеры U2C-14S415 производства компании Ormins (782 × 582 пикселя, размер пикселя 8.3 мкм). Для регистрации поперечного распределения плотности энергии излучения держатель клина, жестко соединенный с CCD-камерой, перемещался по рельсу вдоль филамента ( $z = 1.3 - 4$  м). Изображение с CCD-камеры передавалось на компьютер для обработки и сравнения с результатами численного моделирования. Основной измеряемой в эксперименте величиной является распределение плотности энергии излучения  $F(x, y, z)$ , определяемое как интеграл от интенсивности по времени на расстоянии  $z$ :

$$F(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y, z, t) dt. \quad (1)$$

Поперечное распределение плотности энергии, измеренное на расстоянии  $z = 1.3$  м от сферического зеркала (рис.2,*а*), имеет характерный размер 500 мкм по уровню 1/2 от максимума плотности энергии (см. черный контур на рис.2,*а*).

На доступной для измерений трассе формирование филамента было зарегистрировано для энергий импульса от 1.5 мДж и выше. Начало филамента соответствовало образованию аксиально-симметричной моды (рис.2,*б*;  $z = 2.3$  м) в согласии с данными по симметризации и «очистке» профиля пучка при филаментации фемтосекундных импульсов в воздухе [20] и воде [21]. Аксиально-симметричный профиль сохраняется на протяжении всего филамента.

Оценка координаты  $z$  начала формирования филамента может быть получена по формуле [22]

$$z_f = \frac{0.367ka^2}{\{[(P/P_{crit})^{1/2} - 0.852]^2 - 0.0219\}^{1/2}}, \quad (2)$$

где  $a$  – радиус пучка по уровню  $e^{-1}$ . Для энергии импульса 2.5 мДж расстояние самофокусировки  $z_f$  совпадает с экспериментальными данными (см. рис.3, квадрат и звезда около  $z = 2.3$  м), если считать, что критическая мощность самофокусировки многомодового излучения  $P_{crit}$  равна

20 ГВт и превышает критическую мощность для аксиально-симметричного гауссова пучка в воздухе ( $P_{critG} = 10$  ГВт [3, 4]) в 2 раза. При этом начальная энергия импульса в 1.5 мДж является наименьшей возможной для наблюдения филаментации в условиях эксперимента ( $P/P_{crit} = 1.3$ ). В силу столь высокой критической мощности самофокусировки множественная филаментация в эксперименте не возникала вплоть до энергии 2.5 мДж.

Параметр качества пучка  $M^2$  представляет собой численную меру превышения расходимости рассматриваемого пучка над расходимостью гауссового пучка, а критическая мощность самофокусировки гауссова пучка является одной из наименьших [3, 4]. В связи с этим следует ожидать, что первой сфокусируется мода, близкая к гауссовой, с критической мощностью  $P_{critG}$ . Тогда критическая мощность для многомодового пучка

$$P_{crit} \approx (M^2)^2 P_{critG}. \quad (3)$$

Действительно, в эксперименте  $M^2 \approx 1.4$ ,  $P_{critG} = 10$  ГВт, а поскольку мы предполагаем, что в (2)  $P_{crit} \approx 20$  ГВт, то соотношение (3) выполняется.

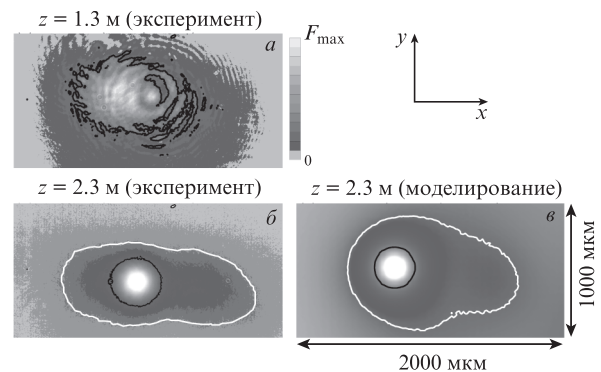


Рис.2. Распределения плотности энергии при филаментации импульса: многомодовое распределение (*а*), распределение с аксиально-симметричной модой (*б*) и распределение, полученное в результате моделирования (*в*). Черным контуром показан уровень плотности энергии, соответствующий 1/2 от максимума плотности энергии на данном расстоянии  $z$ .

Для численного моделирования филаментации многомодового пучка использовалась разработанная нами [23, 24] трехмерная нестационарная модель распространения излучения (в координатах  $x, y, z, t$ ). В качестве начальных условий было выбрано распределение плотности энергии, представленное на рис.2,а, в предположении плоского фазового фронта. Начальная энергия импульса  $W_0$  составляла 2.5 мДж, его длительность по полувысоте – 55 фс. На рис.2,б представлено полученное при моделировании распределение плотности энергии на расстоянии, соответствующем формированию филамента ( $z = 2.3$  м). Как и в эксперименте, при моделировании происходит «очистка» пучка от мод высших порядков и образование осесимметричной моды излучения вследствие самофокусировки [25] в филаменте (рис.2,б,в, черный контур), а фоновое излучение энергии малой плотности имеет квазиэллиптическое распределение, разумно согласующееся с экспериментальным (рис.2,б,в, белый контур).

Образование осесимметричной моды в эксперименте и при численном моделировании иллюстрируется зависимостью диаметра филамента по полувысоте по двум взаимно перпендикулярным направлениям ( $d_x, d_y$ ) от координаты распространения  $z$  (рис.3). На начальном этапе формирования филамента при невысокой интенсивности ( $z = 1.3 - 1.7$  м) диаметры пучка  $d_x$  и  $d_y$  меняются. На расстояниях  $z > 1.7$  м они уменьшаются монотонно, и после формирования филамента на расстоянии  $z = 2.3$  м равенство  $d_x = d_y = d$  выполняется с точностью  $\sim 2\%$ , т.е. поперечное распределение плотности энергии становится осесимметричным. Размер пучка по результатам численного моделирования (минимальный диаметр 160 мкм) соответствует экспериментальным данным (200 мкм) с учетом дифракционной расходимости излучения в системе регистрации. Расчетная пиковая интенсивность ограничивается самонаведенной лазерной плазмой на уровне 75 ТВт/см<sup>2</sup> в соответствии с результатами [26]. Протяженность области высокой интенсивности с аксиально-симметричным пространственным профилем диаметром около 200 мкм составляет в расчетах около 1.5 м ( $z = 2.5 - 4$  м). Отметим, что именно в этой области возможна эффективная компрессия лазерного импульса длительностью 50 фс в импульс длительностью несколько фемтосекунд [6, 16 - 18].

При использовании в эксперименте многомодового лазерного пучка можно ожидать уменьшения энергии в

аксиально-симметричной моде филамента (рис.2,б,в) по сравнению со случаем исходно гауссового пучка. Оценка энергии в филаменте необходима в связи с возможным снижением эффективности нелинейно-оптических преобразований энергии входного импульса в случае многомодового пучка. Как в эксперименте, так и при численном моделировании энергия в филаменте  $W_{1/2}$  вычисляется интегрированием по области пучка  $\Sigma$ , в которой плотность энергии  $F(x, y, z)$  составляет не менее половины максимальной плотности энергии  $F_{max}$  на том же расстоянии  $z$ :

$$W_{1/2}(z) = \iint_{\Sigma} F(x, y, z) dx dy. \tag{4}$$

В начале трассы (при  $z = 0$  для гауссового и  $z = 1.3$  м для многомодового пучков) энергия  $W_{1/2}$  составляет  $\sim 1$  мДж в случае как входного гауссова аксиально-симметричного пучка, так и многомодового пучка (рис.4, штриховая и сплошная кривые соответственно). При сжатии пучка излучения вследствие самофокусировки энергия  $W_{1/2}$  уменьшается (площадь области интегрирования по поперечным координатам уменьшается быстрее роста плотности энергии в ней) и достигает локального минимума в начале филамента, который в случае идеального гауссового пучка образуется при  $z = 0.75$  м, а в случае многомодового пучка при  $z = 2.3$  м (рис. 4, штриховая и сплошная кривые). С увеличением расстояния вдоль филамента энергия  $W_{1/2}$  уменьшается до 80 - 100 мкДж как для гауссового, так и для многомодового начального пространственного распределения. При этом длительность сжатого импульса в аксиально-симметричной моде филамента диаметром 160 - 200 мкм (см. рис.3) достигает 7 - 8 фс в соответствии с [6, 16 - 18] и не зависит от начального распределения плотности энергии в поперечном сечении пучка. Таким образом, в сжатом импульсе минимальной длительности 7 - 8 фс энергия слабо зависит от начального качества пучка и составляет  $\sim 100$  мкДж. Отметим, однако, что расстояние, на котором формируется такой импульс, существенно зависит от начального качества пучка.

### 3. Формирование филамента в пучке при использовании апертуры

Передача излучения на расстояния в единицы – десятки метров всегда связана с наличием на пути пучка апертур, диаметр которых превышает диаметр пучка (зеркала,

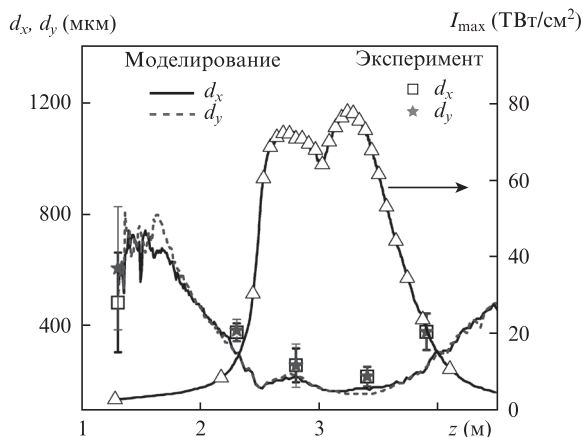


Рис.3. Зависимости диаметров пучка от расстояния  $z$ , полученные в эксперименте и при численном моделировании на основе трехмерной нестационарной модели, а также зависимость пиковой интенсивности излучения от  $z$ , полученная при моделировании.

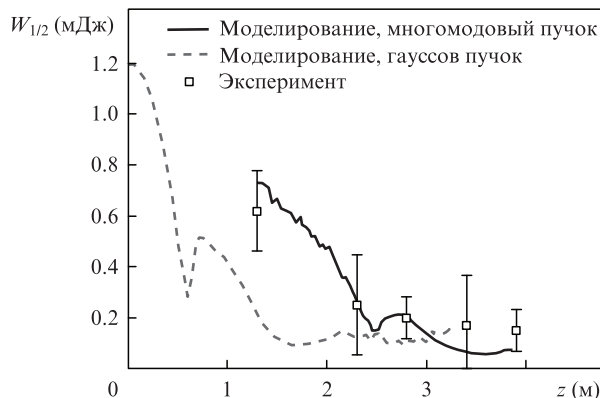


Рис.4. Зависимости энергии в наиболее высокоинтенсивной части пучка излучения  $W_{1/2}$  от  $z$ .

делители пучка, поляризаторы и т. п.). Это изменяет расходимость пучка и его поперечный профиль интенсивности за счет дифракционных эффектов. В связи с этим нами была выполнена серия экспериментов по формированию филамента в пучке, прошедшем через апертуру диаметром 18 мм, которая была установлена на расстоянии 2 м от компрессора (напомним, что диаметр пучка по уровню 1/2 составляет в наших экспериментах 7 мм, см. рис.1). Для сравнения был поставлен эксперимент и без апертуры. Параметры излучения, которое было использовано в этом эксперименте, совпадают с параметрами излучения в предыдущем эксперименте, за исключением энергии импульса, которая составляла 4.5 мДж как при наличии апертуры, так и без нее, а также параметра качества пучка  $M^2 = 1.8 \pm 0.1$ .

Формирование филамента в пучке, прошедшем через апертуру (рис.5,а), происходит иначе, чем без нее (рис.5,б правый столбец): в результате дифракции на резкой границе апертуры пучок приобретает кольцевую структуру, на которой неоднородность поперечного профиля интенсивности, имеющая мощность выше критической мощности самофокусировки, формирует филамент. Образование филамента из кольцевой структуры, подобное представленному на рис.5,а, обнаружено и при численном моделировании [27]. В то же время филамент в пучке, не прошедшем через апертуру, формируется примерно в геометрическом центре пучка.

Возникновение филамента при введении апертуры в пучок происходит раньше (см. также экспериментальные и численные результаты [27]), чем в схеме без нее, что обусловлено наличием первичного возмущения в пучке и меньшим по сравнению с полным радиусом пучка эффективным диаметром возмущения (см. формулу (2)). Это подтверждает рис.6, на котором приведена зависимость диаметра пучка  $d$  от расстояния вдоль трассы  $z$  в экспери-

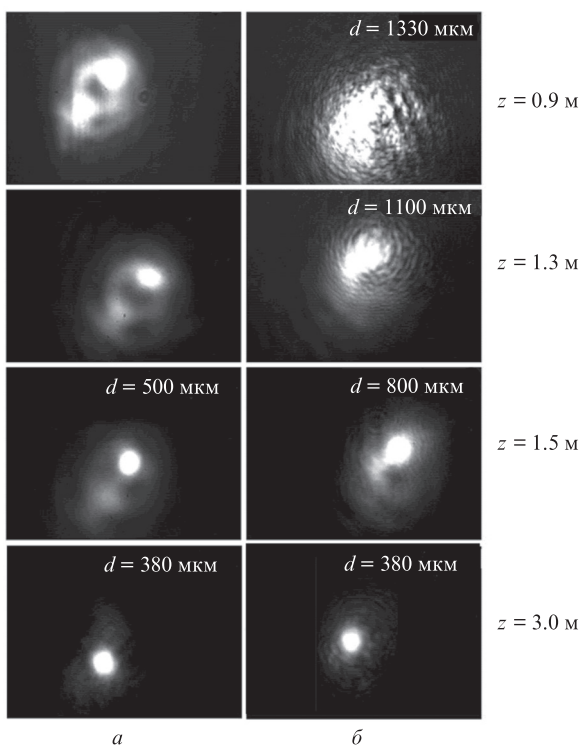


Рис.5. Сравнительная динамика формирования филамента в схеме с апертурой (а) и без нее (б).

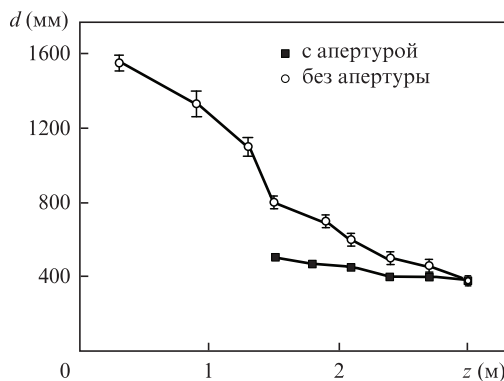


Рис.6. Зависимости диаметра пучка от расстояния  $z$  вдоль трассы в схеме с апертурой и без нее.

ментах с апертурой (зависимость построена при  $z = 1.5$  м, поскольку в случае меньших расстояний оценить диаметр пучка из-за наличия кольцевой структуры невозможно) и без нее. Действительно, диаметр пучка после апертуры достигает  $\sim 500$  мкм при  $z = 1.5$  м, тогда как без ее использования – только при  $z = 2.4$  м. Дальнейшая эволюция развитого филамента с увеличением расстояния принципиально не отличается от наблюдавшейся в эксперименте без апертуры – его параметры стабилизируются. Отметим также, что в отсутствие апертуры длина формирования филамента соответствует соотношениям (2) и (3) с учетом увеличения как энергии импульса, так и параметра качества пучка в этом эксперименте по сравнению с первым экспериментом.

#### 4. Заключение

Таким образом, проведенные нами эксперименты и численные расчеты показали, что для оценки длины самофокусировки мощного многомодового фемтосекундного излучения типичной лазерной системы на сапфире с титаном можно использовать стандартную формулу Марбургера (2), в которой критическая мощность самофокусировки превышает таковую для идеального гауссового пучка в  $(M^2)^2$  раз. При этом характеристики сформированного вследствие самофокусировки излучения филамента слабо зависят от параметра качества излучения: совпадают как энергии излучения, сосредоточенного в филаментах, так и диаметры филаментов. Это означает, что наблюдение различных нелинейных эффектов в филаменте, сформированном из коллимированного многомодового пучка, возможно, однако расстояние их оптимальной регистрации от выхода телескопа будет больше, чем в случае исходного пучка с гауссовым профилем интенсивности.

При наличии в исходном (до телескопа) пучке апертуры с диаметром, превышающим диаметр пучка по половине интенсивности, формирование филамента происходит на кольцевой структуре, появляющейся вследствие дифракции излучения на резком краю апертуры. Тем не менее расстояние до начала квазистационарного филамента, сформированного в таких условиях, его диаметр, а также содержащаяся в нем энергия излучения те же, что и в случае безапертурного распространения.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты №09-02-01200-а, 09-02-01522-а), финансовой поддержке фонда Президента РФ для государственной поддержки молодых российских ученых (грант



№ МК-2213.2010.2) и Министерства образования и науки РФ, (госконтракт № 02.740.11.0223).

1. Басов Н.Г., Крюков П.Г., Сенатский Ю.В., Чекалин С.В. *ЖЭТФ*, **57**, 1175 (1969).
2. Braun A., Korn G., Liu X., Du D., Squier J., Mourou G. *Opt. Lett.*, **20**, 73 (1995).
3. Couairon A., Mysyrowicz A. *Phys. Rep.*, **441**, 47 (2007).
4. Кандидов В.П., Шлёнов С.А., Косарева О.Г. *Квантовая электроника*, **39**, 205 (2009).
5. Kasparian J., Rodrigues M., Mejean G., Yu J., Salmon E., Wille H., Bourayou R., Frey S., Andre Y.-B., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wolf J.-P., Wöste L. *Science*, **301**, 61 (2003).
6. Hauri C.P., Kornelis W., Helbing F.W., Heinrich A., Couairon A., Mysyrowicz A., Biegert J., Keller U. *Appl. Phys. B*, **79**, 673 (2004).
7. Xie X., Dai J., Zhang X.-C. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 075005 (2006).
8. d'Amico C., Houard A., Akturk S., Liu Y., le Bloas J., Franco M., Prade B., Couairon A., Tikhonchuk V.T., Mysyrowicz A. *New J. Phys.*, **10**, 013015 (2008).
9. Akozbek N., Iwasaki A., Becker A., Scalora M., Chin S.L., Bowden C.M. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 143901 (2002).
10. Akozbek N., Trushin S.A., Baltuska A., Fuss W., Goulielmakis E., Kosma K., Krausz F., Panja S., Uiberacker M., Schmid W.E., Becker A., Scalora M., Bloemer M. *New J. Phys.*, **8**, 177 (2006).
11. Kolesik M., Moloney J.V., Wright E.M. *Phys. Rev. E*, **64**, 046607 (2001).
12. Панов Н.А., Косарева О.Г., Савельев А.Б., Урюпина Д.С., Пережогин И.А., Макаров В.А. *Квантовая электроника*, **41**, 160 (2011).
13. B  jot P., Petit Y., Bonacina L., Kasparian J., Moret M., Wolf J.-P. *Opt. Express*, **16**, 7564 (2008).
14. Kosareva O., Panov N., Makarov V., Perezhogin I., Marceau C., Chen Y., Yuan S., Wang T., Zeng H., Savel'ev A., Chin S.L. *Opt. Lett.*, **35**, 2904 (2010).
15. Theberge F., Akozbek N., Liu W.W., Becker A., Chin S.L. *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 023904 (2006).
16. Uryupina D., Kurilova M., Mazhorova A., Panov N., Volkov R., Gorgutsa S., Kosareva O., Savel'ev A., Chin S.L. *J. Opt. Soc. Am. B*, **27**, 667 (2010).
17. Курилова М.В., Урюпина Д.С., Мажорова А.В., Волков Р.В., Горгуца С.Р., Панов Н.А., Косарева О.Г., Савельев А.Б. *Квантовая электроника*, **39**, 879 (2009).
18. Kosareva O.G., Panov N.A., Uryupina D.S., Kurilova M.V., Mazhorova A.V., Savel'ev A.B., Volkov R.V., Kandidov V.P., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **91**, 35 (2008).
19. Большаков В.В., Воробьев А.А., Волков Р.В., Князьков В.А., Еремин Н.В., Пасхалов А.А., Шевелько А.П., Казаков Е.Д., Романовский М.Ю., Савельев А.Б. *Прикладная физика*, №1, 18 (2009).
20. Prade B., Franco M., Mysyrowicz A., Couairon A., Buersing H., Eberle B., Krenz M., Seiffert D., Vasseur O. *Opt. Lett.*, **31**, 2601 (2006).
21. Liu W., Chin S.L. *Phys. Rev. A*, **76**, 013826 (2007).
22. Marburger J.H. *Progr. Quantum Electron.*, **4**, 35 (1975).
23. Hosseini S.A., Luo Q., Ferland B., Liu W., Chin S.L., Kosareva O.G., Panov N.A., Akozbek N., Kandidov V.P. *Phys. Rev. A*, **70**, 033802 (2004).
24. Панов Н.А., Косарева О.Г., Кандидов В.П., Аkozбек Н., Скалора М., Чин С.Л. *Квантовая электроника*, **37**, 1153 (2007).
25. Fibich G., Gaeta A. *Opt. Lett.*, **25**, 335 (2000).
26. Kosareva O.G., Liu W., Panov N.A., Bernhardt J., Ji Z., Sharifi M., Li R., Xu Z., Liu J., Wang Z., Ju J., Lu X., Jiang Y., Leng Y., Liang X., Kandidov V.P., Chin S.L. *Laser Phys.*, **19**, 1776 (2009).
27. Daigle J.-F., Kosareva O.G., Panov N.A., Begin M., Lessard F., Marceau C., Kamali Y., Roy G., Kandidov V.P., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **94**, 249 (2009).