

Увеличение дистанции высокоинтенсивного распространения фемтосекундного постфиламентационного канала

Г.Э. Ризаев^{1,2}, Л.В. Селезнев^{1,2}, Ю.Э. Гейнц¹

¹ Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН

634055, Томск, Россия, пл. Академика Зуева, 1

² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

119991, Москва, Россия, Ленинский пр., 53, rizaev@lebedev.ru

Экспериментально исследовано распространение высокоинтенсивных лазерных импульсов в воздухе с использованием каскада стеклянных пластин. Данная методика позволяет сохранять высокую интенсивность на протяженной трассе за счет керровского линзирования в конденсированной среде. Проведен анализ влияния толщины стеклянных пластин на характеристики постфиламентационного канала. Кроме того, в результате применения каскада пластин удалось осуществить лазерный поджиг высоковольтного разряда с помощью постфиламентационного канала на расстоянии в несколько раз большем, чем в случае свободного распространения. Результаты свидетельствуют о том, что каскад стеклянных пластин может значительно повысить дальность распространения высокоинтенсивных лазерных импульсов.

Ключевые слова: филаментация, самофокусировка, постфиламентационный канал, поджиг разряда; filamentation, high-voltage discharge, post-filamentation channel.

Введение

В 1995 г. [1] было обнаружено, что в результате самофокусировки коллимированного лазерного пучка в воздухе и, как следствие, ионизации среды лазерные импульсы могут распространяться вдоль протяженного филамента. После открытия явление филаментации активно исследовалось, было опубликовано множество научных работ и обзоров [2-5], посвященных исследованию филаментации и ее возможным применениям. По мере развития лазерной техники появились установки с тераваттным уровнем мощности [6, 7]. Эксперименты с такими мощными импульсами позволили получать филаменты на расстояниях сотни метров и даже километры от лазерной установки [8-10]. При этом в ряде работ отмечалось, что излучение может распространяться в режиме так называемого бесплазменного филамента [11, 12]. Позже такой режим получил название постфиламентационного канала (ПФК) [13]. При таком распространении возможна доставка высокоинтенсивного излучения на значительные расстояния, что может быть важно в оптической связи и криптографии [14], детектировании тонких пленок на поверхности воды [15] или для дистанционного поджига высоковольтного разряда [16]. В ряде работ [17, 18] изучаются условия распространения ПФК. Например, в работах [19, 20] показано, что за малую расходимость ПФК отвечает не только керровская нелинейность, присутствующая в высокоинтенсивной области, но и структура ПФК, его энергетический резервуар. В работах [21, 22] рассматривалось взаимодействие ПФК с конденсированной средой. Было показано, что высокоинтенсивный ПФК может испытывать самофокусировку в такой среде, а также возможна его повторная филаментация. В эксперименте можно подобрать толщину конденсированной среды (стеклянной пластины) таким образом, чтобы керровская фокусировка происходила, но филамент не образовывался. Тогда, в случае применения каскада таких стеклянных пластин, ПФК может распространяться в режиме керровского волновода. В этом случае, интенсивность ПФК может оставаться на высоком уровне при распространении на значительные расстояния. Поэтому в нашей работе исследуется именно такой режим распространения. Кроме того продемонстрировано, что при таком распространении интенсивности ПФК достаточно для поджига высоковольтного разряда на значительном расстоянии от лазерной системы без применения фокусирующей оптики.

Эксперимент и результаты

Эксперименты проводились на титан-сапфировой лазерной системе в лаборатории фемтосекундной нелинейной оптики ФИАН. Центральная длина волны излучения составляла 750 нм при длительности импульса 100 фс. Частота следования лазерных импульсов составлял 10 Гц. Диаметр лазерного пучка на половине высоты по уровню $1/e$ составлял 3 мм. Энергия лазерного импульса варьировалась в диапазоне до 5 мДж. После выхода из лазерной системы пучок проходил по воздуху 4 м, а затем фокусировался сферическим зеркалом с фокусным расстоянием 1 м. Поскольку мощность лазерного импульса существенно превышает критическую мощность самофокусировки (для данных условий около 3 ГВт), до геометрического

фокуса начинается филаментация. После геометрического фокуса образуется постфиламентационный канал с малой расходимостью, мощность которого составляет около одной критической мощности самофокусировки.

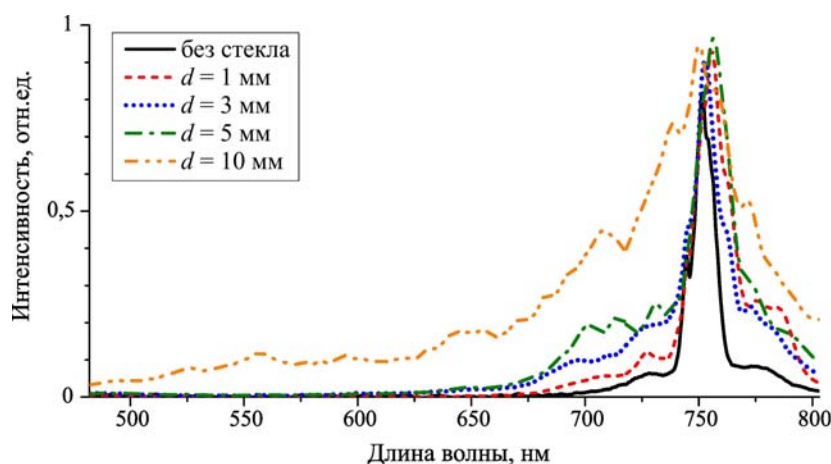


Рис. 1. Спектр лазерного импульса, уширенный в пластинках различной толщины на расстоянии $l \sim 50$ см

Для демонстрации влияния толщины стеклянной пластины, помещенной в распространяющийся лазерный пучок, на спектр конической эмиссии при филаментации ПФК внутри стеклянной пластинки, на фиксированном расстоянии $l \sim 50$ см, где размер ПФК еще достаточно мал, а интенсивность высока, помещались пластинки разной толщины. После пластинки излучение направлялось на зеркало с отверстием, которое пропускало постфиламентационный канал, а коническую эмиссию направляло на линзу для фокусировки конической эмиссии на щель спектрометра. Спектры, полученные в этих условиях, показаны на рис. 1. Видно, что при отсутствии стеклянных пластинок спектр лазерного импульса немного уширен из-за филаментации вблизи геометрического фокуса. Внесение пластинки толщиной 1 мм немного уширяет спектр в длинноволновую область за счет фазовой самомодуляции на керровской нелинейности (на нейтральных атомах), но уширение в синюю область за счет плазмы мало. Это позволяет сделать вывод об отсутствии филаментации в этом случае. Однако, при толщине пластины 3 мм уже наблюдается небольшое уширение спектра в коротковолновую область, что свидетельствует об образовании плазмы, т.е. возникновению филамента в пластине. В стеклянной пластине толщиной 10 мм филаментация оказывает более существенное влияние на спектр излучения, что проявляется в появлении спектральных составляющих на длинах волн менее 500 нм.

В следующем эксперименте мы рассмотрели расстояния, на которых допустимо разместить пластинки различной толщины, чтобы филаментация не происходила (спектр оставался неизменным). Для этого плоскопараллельная пластинка толщиной d помещалась на расстоянии l за точкой геометрического фокуса зеркала. В эксперименте использовались стеклянные, кварцевые (КУ, КВ, КИ) и кристаллические (CaF_2 и MgF_2) пластинки. При приближении пластинки из дальней зоны к фокусу, начиная с некоторого расстояния l , зависящего от толщины пластинки d , в ней возникала генерация конической эмиссии. На рис. 2 показана зависимость этого расстояния от толщины пластинки. Несмотря на различие применяемых материалов, эта зависимость хорошо ложится на прямую, где расстояние l растет с увеличением толщины от 30 см (при $d = 1$ мм) до 200 см (при $d = 29$ мм). Следует отметить, что при толщине пластины 0,15 мм коническая эмиссия не возникала вовсе вплоть до поверхностного пробоя пластины вблизи геометрического фокуса.

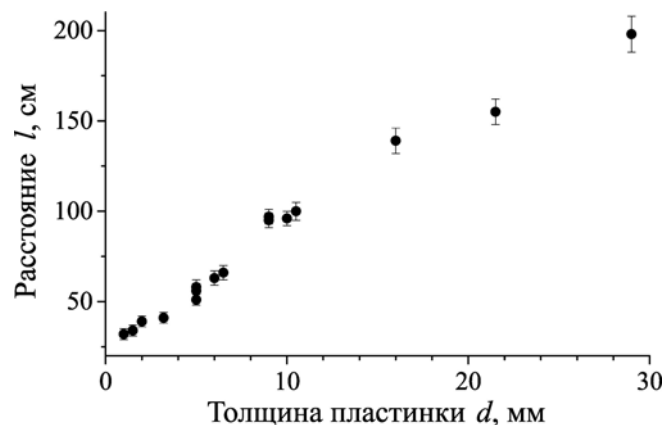


Рис. 2. Зависимость расстояния l , на котором прекращается коническая эмиссия в пластинке, от толщины плоскопараллельной пластины d

Для характеристики постфиламентационного канала при его распространении после геометрического фокуса, были измерены профили лазерного пучка на различном расстоянии. Для этого лазерный пучок после его отражения от клина регистрировался ПЗС-матрицей. Зависимость диаметра лазерного пучка по уровню $1/e$ от расстояния до фокальной перетяжки приведена на рис. 3. В экспериментах рассматривалось как свободное распространение, так и распространение при размещении дополнительных стеклянных пластинок различной толщины. Пластины размещались на таком расстоянии от фокуса, чтобы филаментация в них не происходила (на основе данных, приведенных на рис. 2). За счет керровской фокусировки применение более толстых пластинок вело к уменьшению размера лазерного пучка. Во всех случаях размер пучка увеличивался почти линейно по мере распространения. Однако, скорость роста размера пучка без пластинок почти в два раза выше (22 мкм/см), чем у пучка, прошедшего через пластину какой-либо толщины ($12 \pm 1 \text{ мкм/см}$).

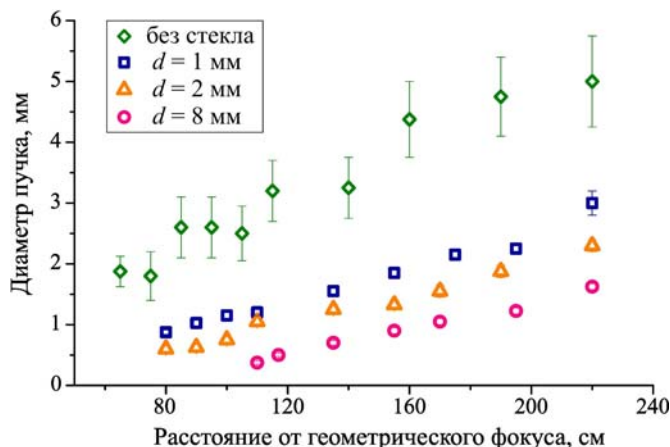


Рис. 3. Эволюция диаметра лазерного пучка по уровню $1/e$ по мере распространения от геометрического фокуса после прохождения пластинок различной толщины

Поскольку применение стеклянной пластины позволяет за счет керровской нелинейности уменьшить размер лазерного пучка, мы использовали несколько стеклянных пластин, установленных на различных расстояниях от геометрического фокуса. В этом эксперименте применялось пять пластин (каскад) толщиной 2 мм, которые устанавливались под углом Брюстера к оптической оси для уменьшения френелевских потерь. После последней пластины была измерена энергия центральной высокоинтенсивной части пучка. Для этого пучок диафрагмировался, а после диафрагмы энергия измеренная калориметром составляла около 0,4 мДж, что примерно соответствует энергии, которая должна содержаться в постфиламентационном канале. Эволюция размера лазерного пучка по мере распространения от геометрического фокуса показана на рис. 4. Вертикальными голубыми линиями показано расположение стеклянных пластин по ходу распространения лазерного импульса. В отсутствие стеклянных пластин уже на расстоянии чуть более 2 м от геометрического фокуса диаметр лазерного пучка достигает 5 мм. При проходе через стеклянную пластинку лазерный пучок слегка подфокусируется за счет керровской самофокусировки, его размер уменьшается. В результате, при распространении в условиях каскада пластин, на расстоянии 6 м диаметр пучка не превышает 3 мм. Для примера, пространственное распределение плотности энергии лазерного пучка, полученное на расстоянии 1,7 м при отсутствии стеклянных пластин показано на рис. 4, б. В результате распространения пучок имеет

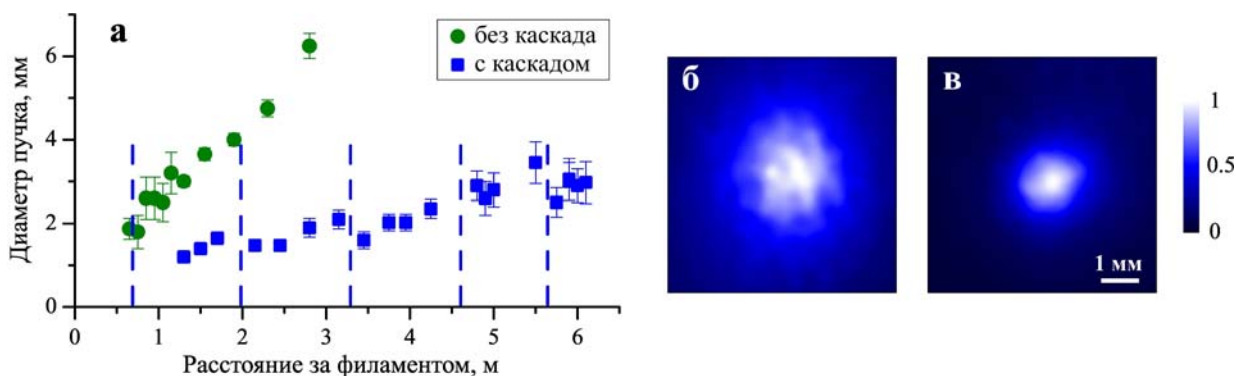


Рис. 4. Эволюция размера лазерного пучка по мере распространения от геометрического фокуса в условиях свободного распространения и при использовании каскада стеклянных пластин (пунктирными линиями отмечено расположение пластин) (а); профиль пучка на расстоянии 1,7 м после филаментации при распространении без пластин (б); профиль пучка на расстоянии 6,1 м при распространении через каскад пластин (в)

слегка эллиптическую форму. На рис.4, с показано распределение пучка на расстоянии более 6 м при распространении с каскадом стеклянных пластин. В этом случае размер пучка намного меньше, а форма ближе к кругу. Действительно, интенсивный ПФК испытывает нелинейную фокусировку в пластине, что позволяет ему распространяться на значительные расстояния. В тоже время, низкоинтенсивный резервуар не имеет нелинейного набега фазы, поэтому его угловая расходимость намного больше, а размер в этой области превышает размеры ПЗС матрицы. При чисто геометрической расходимости размер пучка на расстоянии 6 м от фокуса должен составлять около 18 мм по уровню $1/e$. Таким образом, применение каскада позволяет обеспечить высокую интенсивность лазерного пучка на значительном расстоянии от геометрического фокуса.

Чтобы проверить, действительно ли мы можем получить высокую интенсивность на таких расстояниях, мы поместили систему игольчатых электродов с высоковольтным питанием в постфиламентационный канал. Подобный поджиг такого разряда изучался в работе [16], где эксперименты проводились с коллимированным пучком. В наших экспериментах межэлектродное расстояние составляло 3 мм, напряжение самопробоя около 2 кВ. Фотография разряда показана на вставке на рис. 5, а. Принципиальная электронная схема приведена на рис. 5, б. Источник высокого напряжения заряжает емкость 1 мкФ. После поджига разряда лазерным импульсом происходит разряд емкости через разрядный промежуток и резистивный делитель из резисторов 50 кОм и 50 Ом. Напряжение с резистивного делителя (1000:1) регистрировалось с помощью осциллографа. Без стеклянных пластин электрический разряд, синхронизированный с лазерным импульсом, наблюдался на расстояниях до 2,5 м от геометрического фокуса. Осциллограмма синхронизированных разрядов показана на рис. 5, в (частота следования составляет 10 Гц). На расстояниях более 2,5 м интенсивность лазерного импульса уменьшалась, и поджиг разряда осуществлялся не каждым лазерным импульсом (рис. 5, г). При увеличении напряжения на электродах наблюдался периодический самопробой разрядного промежутка, осциллограммы такого разряда показаны на рис. 5, д. Применение каскада пластин позволило осуществить поджиг высоковольтного разряда на расстоянии 6,2 м от геометрического фокуса, т.е. более чем в два раза превышающее расстояние без каскада пластин. Следует отметить, что в этом случае синхронизация осуществлялась в примерно 85% импульсов, что определялось пространственной нестабильностью положения лазерного пучка. Такая нестабильность возникала из-за турбулентности воздуха и из-за дрожания оптики, поскольку распространение импульсов происходило не на прямолинейной трассе, а по трассе, собранной на оптических столах с помощью поворотных зеркал.

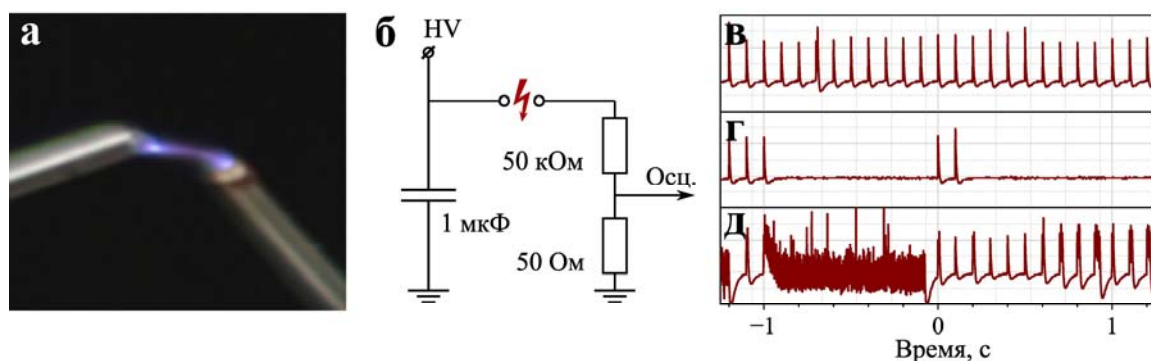


Рис. 5. Фотография разряда (а); электрическая схема регистрации разряда (б); осциллограммы высоковольтного разряда, зажигаемого лазерными импульсами в режимах: полной синхронизации (в); при пониженном напряжении (г); при напряжении, близком к пробойному (д)

Заключение

Таким образом, экспериментально исследовано распространение высокоинтенсивных лазерных импульсов в воздухе с использованием каскада стеклянных пластин, что позволяет уменьшить размер пучка за счет керровской самофокусировки. Было показано, что каскад поддерживает высокую интенсивность постфиламентационного канала на расстояниях свыше 6 м, что значительно превышает дистанцию, достижимую без применения стеклянных пластин. Кроме того, с помощью данной техники осуществлен лазерный поджиг высоковольтного разряда на расстоянии до 6,2 м за область филаментации, что свидетельствует о потенциальной применимости этого метода для передачи высокой интенсивности на большие расстояния.

Финансирование. Исследование выполнено за счет гранта РНФ № 24-12-0005.

Список литературы

1. Braun A. et al. Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air // Optics letters. 1995. Т. 20, N 1. P. 73–75.
2. Couairon A., Mysyrowicz A. Femtosecond filamentation in transparent media // Physics reports. 2007. Т. 441, N 2-4. P. 47–189.

3. *Chin S.L. et al.* The propagation of powerful femtosecond laser pulses in optical media: physics, applications, and new challenges // Canadian journal of physics. 2005. T. 83, N 9. P. 863–905.
4. *Qi P. et al.* Sensing with femtosecond laser filamentation // Sensors. 2022. T. 22, N 18. P. 7076.
5. *Houard A. et al.* Laser-guided lightning // Nature photonics. 2023. T. 17, N 3. P. 231–235.
6. *Wille H. et al.* Teramobile: a mobile femtosecond-terawatt laser and detection system // The European Physical Journal-Applied Physics. 2002. T. 20, N 3. P. 183–190.
7. *Méjean G. et al.* Remote detection and identification of biological aerosols using a femtosecond terawatt lidar system // Applied Physics B. 2004. T. 78. P. 535–537.
8. *La Fontaine B. et al.* Filamentation of ultrashort pulse laser beams resulting from their propagation over long distances in air // Physics of plasmas. 1999. T. 6, N 5. P. 1615–1621.
9. *Rohwetter P. et al.* Filament-induced remote surface ablation for long range laser-induced breakdown spectroscopy operation // Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy. 2005. T. 60, N 7–8. P. 1025–1033.
10. *Zhang Z. et al.* Long distance filamentation of 400 nm femtosecond laser pulses in air // Applied Physics B. 2009. T. 97. P. 207–213.
11. *Méchain G. et al.* Long-range self-channeling of infrared laser pulses in air: a new propagation regime without ionization // Applied Physics B. 2004. T. 79. P. 379–382.
12. *Méchain G. et al.* Range of plasma filaments created in air by a multi-terawatt femtosecond laser // Optics Communications. 2005. T. 247, N 1–3. P. 171–180.
13. *Daigle J.F. et al.* Formation and evolution of intense, post-filamentation, ionization-free low divergence beams // Optics Communications. 2011. T. 284, N 14. P. 3601–3606.
14. *Konstantakis P., Manousidaki M., Tzortzakakis S.* Encrypted optical information in nonlinear chaotic systems uncovered using neural networks // Optica. 2025. T. 12, N 2. P. 131–139.
15. *Ionin A.A. et al.* Detection of thin oil films on the water surface with the help of UV filaments // Atmospheric and Oceanic Optics. 2016. T. 29. P. 339–341.
16. *Kosareva O.G. et al.* Remote triggering of air-gap discharge by a femtosecond laser filament and postfilament at distances up to 80 m // Applied physics letters. 2021. T. 119, N 4.
17. *Mitrofanov A.V. et al.* Post-filament self-trapping of ultrashort laser pulses // Optics Letters. 2014. T. 39, N 16. P. 4659–4662.
18. *Gao H., Liu W., Chin S.L.* Post-filamentation multiple light channel formation in air // Laser Physics. 2014. T. 24, N 5. P. 055301.
19. *Geints Y.E. et al.* High intensive light channel formation in the post-filamentation region of ultrashort laser pulses in air // Journal of Optics. 2016. T. 18, N 9. P. 095503.
20. *Geints Y.E. et al.* Post-filamentation propagation of high-power laser pulses in air in the regime of narrowly focused light channels // Quantum Electronics. 2016. T. 46, N 11. P. 1009.
21. *Geints Y.E. et al.* Parameters of intense light channels during the postfilamentation stage of ultrashort laser radiation evolution // Atmospheric and Oceanic Optics. 2017. T. 30. P. 217–221.
22. *Geints Y.E. et al.* Energy, spectral, and angular properties of post-filamentation channels during propagation in air and condensed media // Journal of the Optical Society of America B. 2019. T. 36, N 10. P. G19–G24.

G.E. Rizaev, L.V. Seleznev, Yu.E. Geints. Elongation of propagation distance of high-intensity femtosecond post-filamentation channel.

The propagation of high-intensity laser pulses in air using a cascade of glass plates has been experimentally investigated. This method allows the maintenance of high intensity over extended distances due to Kerr lensing in a condensed medium. An analysis of the effect of the glass plate thickness on the characteristics of the post-filamentation channel has been carried out. Additionally, as a result of applying the plate cascade, the laser ignition of a high-voltage discharge using the post-filamentation channel has been successfully achieved at distances several times greater than in the case of free propagation. The results suggest that the glass plate cascade can significantly enhance the propagation range of high-intensity laser pulses, offering a promising approach for future applications in optical communications, remote sensing, and other fields requiring long-distance delivery of intense radiation.