

ОСОБЕННОСТИ ФИЛАМЕНТАЦИИ ОСТРОСФОКУСИРОВАННЫХ УЛЬТРАКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ВОЗДУХЕ

*Ю. Э. Гейнц^a, А. А. Землянов^a, А. А. Ионин^b, С. И. Кудряшов^b,
Л. В. Селезнев^{b*}, Д. В. Синицын^b, Е. С. Сунчугашева^b*

^a *Институт оптики атмосферы им. В. Е. Зуева Сибирского отделения Российской академии наук
634021, Томск, Россия*

^b *Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 29 марта 2010 г.

Экспериментально и теоретически изучены особенности самофокусировки и филаментации мощных фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе при широкой вариации параметра фокусировки светового пучка. Исследовано влияние числовой апертуры начальной фокусировки излучения на базовые характеристики возникающих плазменных образований: характерный поперечный размер, протяженность, плотность свободных электронов. Показано, что при жесткой начальной фокусировке лазерного пучка ($NA > 0.05$) уменьшение поперечного размера плазменного канала прекращается на уровне $R_{pl} \approx 2\text{--}4$ мкм, что связано с сильной рефракцией излучения на формирующейся в фокальной перетяжке плазме, препятствующей дальнейшему сжатию пучка за счет его фокусировки/самофокусировки.

1. ВВЕДЕНИЕ

Распространение фемтосекундных лазерных импульсов мощностью в десятки и сотни гигавайт в воздухе проходит в нелинейном режиме. Световое излучение испытывает масштабную пространственно-временную самомодуляцию, проявляющуюся во временной компрессии импульса и последующем распаде лазерного пучка в поперечном направлении на области с высокой интенсивностью (филаменты излучения), т. е. испытывает так называемую, филаментацию лазерного пучка. Такая сложная динамика импульса является результатом комбинированного действия линейных и нелинейных эффектов, среди которых главенствующую роль играют дифракция, эффект Керра и ионизация среды. Процесс распада лазерного пучка (филаментация) и возникающие при этом плазменные каналы (образования) часто связывают с зоной существования динамических высокоинтенсивных структур внутри импуль-

са, устойчивых к возмущениям на достаточно протяженном участке трассы.

К настоящему времени большинство специалистов сходятся во мнении, что формирующиеся в световом пучке в результате его нестационарной самофокусировки филаменты излучения имеют вполне определенный характерный поперечный радиус R_{fil} , высокую пиковую интенсивность I_{fil} и переносят мощность P_{fil} порядка критической мощности самофокусировки P_c (см., например, обзоры [1, 2]). Так, для коллимированного (слабофокусированного) излучения фемтосекундного титан-сапфирового лазера с несущей длиной волны $\lambda_0 = 800$ нм, распространяющегося в атмосферном воздухе, эти параметры обычно составляют $R_{fil} \approx 40\text{--}60$ мкм, $I_{max} \sim 10\text{--}100$ ТВт/см², $P_c = 3.2\text{--}6$ ГВт.

В то же время, недавно опубликованные экспериментальные данные [3–5] по измерениям параметров плазменных каналов, формирующихся в зоне филаментации сфокусированного фемтосекундного пучка в воздухе, показывают, что их поперечный размер обнаруживает зависимость от остроты фо-

*E-mail: seleznev@sci.lebedev.ru

кусировки излучения. При острой начальной фокусировке пучка (диаметр фокальной перетяжки 6 мкм) радиус плазменного канала может достигать всего до нескольких микрометров, а длина составлять несколько миллиметров [5]. Таким образом, при острой фокусировке наблюдается филаментация ультракоротких лазерных импульсов и образование плазменных каналов в малом объеме. Создание таких плазменных образований с присущими им хорошо известными свойствами «длинных» филаментов может вызвать интерес для ряда применений, где требуется наличие компактных микромасштабных источников ультракороткого широкополосного излучения (генерация суперконтинуума в филаменте), излучения третьей гармоники, наконец, излучения в ближней и дальней инфракрасной, вплоть до терагерцевой области спектра, а также создание микромасштабных плазменных каналов (см., например, [6]).

Следует отметить, что систематические экспериментальные и теоретические исследования филаментации ультракоротких лазерных импульсов при острой фокусировке до настоящего момента не проводились, поэтому вопрос об уменьшении поперечного размера филамента и плазменного канала или о существовании их предельных минимальных размеров при увеличении числовой апертуры остается открытым. Кроме того, в работе [3] показано, что плотность плазмы в каналах возрастает при увеличении числовой апертуры NA (увеличении остроты фокусировки). Однако при разных параметрах фокусировки ($NA = 0.04$ [3], 0.11 [4], 0.08 [5]) были получены близкие значения плотности плазмы $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (в работе [4] измерялись пиковые значения, разрешенные по пространству и времени, измеренные величины лежат в интервале $10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$), что позволяет предположить существование максимально достижимой плотности плазмы при фокусировке лазерного излучения в воздухе. Надо сказать, что моделирование процессов филаментации в условиях острой фокусировки лазерного излучения в настоящий момент достаточно сложно, поскольку требует слишком больших вычислительных ресурсов компьютерного кластера даже при снижении размерности сеточных массивов в предположении цилиндрической симметрии исходной задачи. Напротив, с помощью эксперимента возможно получение массива данных, позволяющего не только сопоставление с расчетными данными при параметрах фокусировки, где моделирование возможно, но и в значительно более широком диапазоне фокусировок.

В настоящей статье экспериментально и тео-

ретически изучены особенности самофокусировки и филаментации в воздухе пространственно-сфокусированного ультракороткого лазерного импульса с пиковыми мощностями, в несколько раз превышающими критическую P_c . В результате лабораторных экспериментов, а также численного моделирования распространения фемтосекундных импульсов, проведено детальное исследование роли дифракционных эффектов в данном процессе, установлена взаимосвязь между силой фокусировки и параметрами зоны филаментации пучка.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В проведенных экспериментах (схема экспериментов показана на рис. 1) применялось линейно поляризованное излучение титан-сапфирового лазера с центральной длиной волны 744 нм и частотой следования импульсов 10 Гц. Длительность (на полувысоте) импульса излучения составляла $\tau_{las} = 100 - 120$ фс. Диаметр лазерного пучка (мода TEM_{00}) по уровню $1/e$ составлял $d_{las} \approx 8$ мм. Энергия лазерного излучения E_0 (до 5 мДж) варьировалась бинарным дифракционным ослабителем. Пиковая мощность лазерного импульса P_0 в экспериментах могла достигать 50 ГВт, что значительно превышает критическую мощность самофокусировки в воздухе P_c . Излучение лазера фокусировалось в атмосферный воздух стеклянными линзами или диэлектрическими сферическими зеркалами с фокусными расстояниями F от 20 до 500 мм, что соответствовало числовым апертурам $NA \approx d_{las}/2F = 0.008 - 0.2$. Контроль энергии импульса осуществлялся измерителем

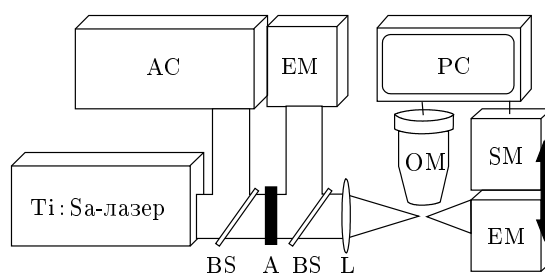


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки для изучения филаментации фемтосекундного лазерного излучения в воздухе. BS — делитель пучка, A — дифракционный (бинарный) ослабитель, AC — автокоррелятор, EM — измеритель энергии, OM — оптический микроскоп с ПЗС-камерой, SM — спектрограф, PC — компьютер, L — линза

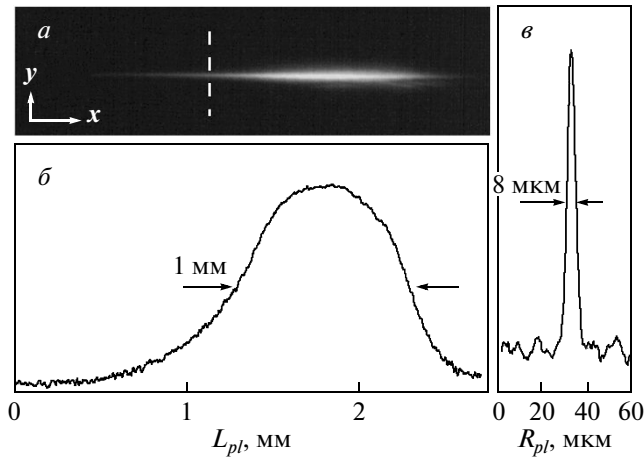


Рис. 2. Изображение плазменного образования, полученное с помощью микроскопа и ПЗС-камеры (а). Продольный (б) (по координате x) и поперечный (в) (координата y , вертикальный пунктир) профили филамента. $NA = 0.2$, $P_0 = 6.5$ ГВт

энергии/мощности Ophir, который устанавливался либо непосредственно за фокусирующим элементом, либо после области фокусировки (для измерения энергии, поглощенной в лазерной плазме, $\Delta E = E_0(1 - T)$, где T — энергетическое пропускание среды).

Поперечная (перпендикулярно оптической оси) визуализация плазменной области осуществлялась с помощью оптического микроскопа Levenhook BioView 630, снабженного ПЗС-камерой DCM310 с выводом данных на компьютер (рис. 2а). В экспериментах использовалось увеличение $\times 4$, $\times 10$ и $\times 40$. Из оцифрованного изображения плазменного образования выбирался одиночный канал, исходя из поперечного профиля которого определялся его средний диаметр (радиус R_{pl} , рис. 2в) на полувысоте. Длина плазменного образования L_{pl} в случае «мягких» фокусировок (когда длина этого образования составляла десять и более миллиметров) определялась визуально по линейке. В случае более «острых» фокусировок длина определялась из обработки оцифрованного изображения, полученного с помощью микроскопа (рис. 2б). Количество плазменных каналов N_{fil} определялось как целая часть от отношения мощности лазерного импульса P_0 к критической мощности самофокусировки $\eta = P_0/P_c$.

Полученные в эксперименте значения R_{pl} и L_{pl} позволили оценить среднюю плотность плазмы ρ_{eff} , используя соответствующее значение ΔE . Величина

ρ_{eff} оценивалась в предположении «холодной» плазмы, когда все потери энергии импульса излучения в среде связываются только с генерацией заряженных частиц по механизмам многофотонной и туннельной ионизации. Тогда ρ_{eff} можно записать как отношение поглощенной в плазме энергии светового пучка ΔE к объему плазменного образования V_{pl} : $\rho_{eff} = \Delta E / \Delta E_i V_{pl}$, где ΔE_i — потенциал ионизации молекул воздуха, а $V_{pl} = \pi R_{pl}^2 L_{pl} N_{fil}$.

Кроме этого, величина ρ_{eff} вычислялась также по углу рефракции лазерного излучения на плазменном образовании. Согласно широко используемой модели оптических свойств плазмы (модель Друде), ее показатель преломления определяется плотностью свободных электронов ρ_e :

$$n(r) = (1 - \rho_e(r)/\rho_c)^{1/2},$$

где ρ_c — параметр критической плотности свободных электронов. Тогда результирующий угол θ_{pl} расходимости светового излучения, обусловленный рефракцией на плазме, можно оценить в виде интеграла:

$$\theta_{pl} = \int |\nabla_{\perp} n(r)| dl \approx |\overline{\nabla_{\perp} n}| L_{pl},$$

где $|\overline{\nabla_{\perp} n}| \approx n/R_{pl}$, а радиус R_{pl} определялся по поперечному профилю свечения плазмы (см. рис. 2в). Измеряя в эксперименте угол расходимости светового пучка, например, как отношение радиуса лазерного пучка, наблюдаемого на экране, к расстоянию от геометрического фокуса до экрана, можно рассчитать искомую плотность плазмы. Поскольку лазерное излучение изначально было сфокусировано, после фокальной перетяжки во всех ситуациях наблюдалась значительная расходимость пучка (даже без образования плазмы), зависящая от значения параметра фокусировки NA . Поэтому угол нелинейной расходимости излучения θ_{pl} , определяемый вкладом плазменного образования, есть разница между полной расходимостью пучка θ и его линейной расходимостью θ_0 , а именно: $\theta_{pl} = \theta - \theta_0$, где

$$\theta_0 = \sqrt{1/(k_0 R_0)^2 + NA^2},$$

$k_0 = 2\pi/\lambda_0$ — волновое число, R_0 — радиус лазерного пучка до фокусировки (измерения при $\eta \ll 1$).

Спектрально-угловое распределение конической эмиссии при филаментации светового импульса наблюдалось с помощью спектрометра (Avesta project Ltd), перед входной щелью которого размещался узкополосный фильтр (центр полосы на $\lambda = 744$ нм) для предотвращения разрушения ПЗС-матрицы мощным излучением лазера.

3. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В качестве математической основы для моделирования распространения ультракороткого лазерного излучения использовался формализм нелинейного уравнения Шредингера. Это уравнение, как показывают многочисленные исследования (см., например, обзоры [1, 2]), достоверно описывает все значимые линейные и нелинейные процессы, происходящие с импульсом излучения в среде, по крайней мере, при длительностях импульса не меньше нескольких оптических периодов.

Рассматривается распространение фокусированного излучения с небольшим (порядка миллиметров) диаметром пучка и начальной длительностью импульса порядка сотни фемтосекунд. Средняя протяженность оптической трассы излучения при этом составляет не более нескольких метров и, следовательно, эффектом дисперсии групповой скорости лазерного импульса в воздухе при дальнейших расчетах мы пренебрежем. По этой же причине в используемой модели процесса не будем учитывать поправки на пространственно-временную фокусировку и самообострение временного фронта импульса.

В данных предположениях соответствующее уравнение в системе координат $\mathbf{r}_\perp, z; t \equiv t' - z/v_g$, связанной с движущимся с групповой скоростью v_g импульсом (\mathbf{r}_\perp — радиус-вектор в поперечном направлении, z — продольная координата, t' — время), имеет следующий вид:

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2n_0k_0} \nabla_\perp^2 \right\} U = ik_0 \left(n_2 I - n_4 I^2 - \frac{\rho_e}{2\rho_e n_0} \right) U - \left[\frac{\sigma_c \rho_e}{2} - \frac{\Psi_I(I)}{2I} \Delta E_i (\rho_{nt} - \rho_e) \right] U, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_e = \Psi_I(I) (\rho_{nt} - \rho_e) + \frac{\sigma_c}{n_0 \Delta E_i} \rho_e I - \nu_r \rho_e^2. \quad (2)$$

Здесь $U(\mathbf{r}_\perp, z; t)$ — медленно меняющаяся комплексная амплитуда электрического поля светового импульса, ∇_\perp — поперечный лапласиан, n_0 — линейный коэффициент преломления среды, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ — волновое число, $I = cn_0|U|^2/8\pi$ — интенсивность, n_2, n_4 — коэффициенты при кубичной (керровской) и следующей по порядку нелинейной добавке к коэффициенту преломления среды (насыщающаяся нелинейность): $n = n_0 + n_2 I - n_4 I^2$, ρ_e — концентрация свободных электронов в канале пучка (плотность плазмы), ρ_c — критическая плотность электронов плазмы, Ψ_I — скорость (вероятность) фотоионизации среды, ρ_{nt} — концентрация

нейтральных атомов (молекул), $\sigma_c, \Delta E_i$ — соответственно сечение каскадной ионизации и потенциал ионизации молекулы, ν_r — скоростной коэффициент рекомбинации электронов, τ_c — время свободного пробега электронов в плазме.

Отметим, что в уравнении (1) опущена инерционная керровская составляющая, связанная с вращательным вынужденным комбинационным рассеянием световой волны на молекулах воздуха, и добавлено слагаемое, отвечающее за насыщение керровской нелинейности. Такие коррективы в численной модели распространения острогофокусированных фемтосекундных лазерных пучков, как показывают исследования [7], наилучшим образом учитывают факт изменения характера нелинейного отклика среды, реализующегося при высоких значениях интенсивности излучения в нелинейном фокусе.

При численных расчетах исходный лазерный пучок задавался в форме сфокусированного гауссова по пространственным и временным координатам распределения излучения:

$$U(\mathbf{r}_\perp, z = 0, t) = U_0 \exp \left\{ -\frac{|\mathbf{r}_\perp|^2}{2R_0^2} - \frac{t^2}{2t_p^2} \right\} \times \exp \left\{ -ik_0 R_0 n_0 (NA) \frac{|\mathbf{r}_\perp|^2}{R_0^2} \right\}, \quad (3)$$

где $U_0 = \sqrt{8P_0/\pi c n_0 R_0^2}$ — начальная амплитуда световой волны, R_0, t_p — соответственно радиус пучка и длительность импульса по уровню $1/e$ максимума интенсивности.

Использовались следующие значения параметров в выражениях (1)–(3): $\lambda_0 = 744$ нм, $t_p = 100$ фс, $R_0 \approx 2.8$ мм, $n_2 = 3.2 \cdot 10^{-19}$ см²/Вт, $n_4 = 2.5 \cdot 10^{-33}$ см⁴/Вт², $\tau_c = 350$ фс, $\sigma_c = 5.52 \cdot 10^{-24}$ м², $\nu_r = 1.1 \cdot 10^{-12}$ м³/с, $\Delta E_i = 15.6$ эВ (азот). Критическая мощность самофокусировки излучения, определяемая как $P_c = \lambda_0/n_0 k_0 n_2$, при этом равняется 3.2 ГВт. Расчет скорости фотоионизации атомов среды Ψ_I проводился по модели ионизации Переломова–Попова–Терентьева [8], в рамках которой учтена смена режима многофотонной ионизации на туннельную при высокой интенсивности световой волны (для атмосферного азота $I > 10^{13}$ Вт/см²).

Задание реального, использовавшегося в экспериментах диапазона изменения параметра числовой апертуры фокусирующей системы NA (0.008–0.2) при численном моделировании на настоящем этапе оказалось технически нереализуемым, поскольку потребовало слишком больших вычислительных ресурсов компьютерного кластера даже при снижении размерности сеточных массивов в предположе-

нии цилиндрической симметрии исходной задачи. По этой причине счетный диапазон изменения параметра NA был искусственно ограничен значениями $NA < 2 \cdot 10^{-2}$, и прямое сравнение экспериментально определенных характеристик филаментов лазерного пучка с результатами численного моделирования оказалось возможным провести только в небольшом интервале значений параметра фокусировки: $NA = 0.008\text{--}0.02$.

При численном моделировании рассчитывалось поперечное распределение свободных электронов $\rho_e(\mathbf{r}_\perp)$, возникающих в канале пучка к концу действия лазерного импульса в результате фотоионизации молекул газа, и определялась его усредненная полуширина. За пороговую величину плотности свободных электронов ρ_e^* , превышение которой в расчетах считалось признаком филаментации светового импульса в воздухе, было взято значение $\rho_e^* = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ [1]. Протяженность плазменного образования L_{pl} рассчитывалась исходя из трассовой зависимости пиковой плотности свободных электронов $\rho_{max}(z)$ как интервал эволюционной переменной, внутри которого выполнено условие: $\rho_{max} \geq \rho_e^*$. Если плазменный канал был прерывистый (по z), как, например, в случае слабо сфокусированного излучения с существенно сверхкритической мощностью, то за его длину принималась протяженность всего участка филаментации.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 3 показаны зависимости среднего радиуса возникающего плазменного канала R_{pl} от параметра NA . Расчетные данные представлены для случая, когда начальная мощность лазерного импульса P_0 десятикратно превышала критический уровень. На этом же рисунке для сравнения приведены соответствующие данные из экспериментальной работы [3] и расчетный радиус R_F фокального пятна гауссова пучка при его линейной фокусировке:

$$R_F = 2\sqrt{1 - NA^2}/k_0 NA.$$

Значения параметра $NA = 10^{-7}$ соответствуют коллимированному излучению (см. ниже).

Из рис. 3 следует, что повышение остроты фокусировки лазерного пучка приводит к стабильному уменьшению поперечного размера формирующихся плазменных каналов. Если для слабо сфокусированного излучения эта тенденция незначительна, и радиус плазменного канала варьируется в диапазоне

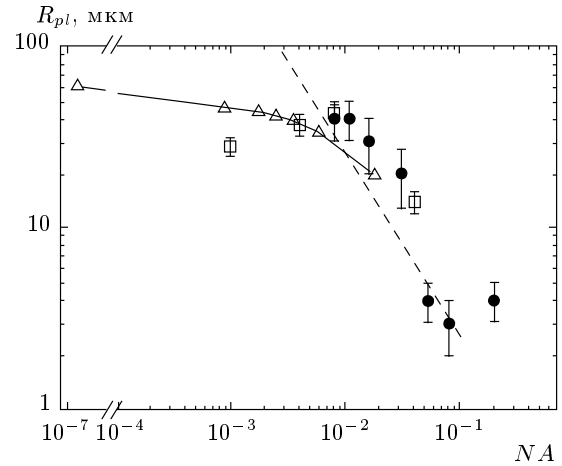


Рис. 3. Экспериментальная (●) и расчетная (△) зависимости среднего радиуса плазменного образования от числовой апертуры фокусирующей системы ($\eta = 10$). □ — данные из работы [3] ($\eta = 3$), штриховая линия — радиус фокальной перетяжки пучка

40–60 мкм, то при фокусировке $NA > 0.01$ радиус R_{pl} начинает линейно уменьшаться с ростом параметра NA , практически следуя расчетному размеру фокального пятна R_F . При $NA > 0.05$ уменьшение поперечного размера плазменного канала R_{pl} прекращается на уровне $R_{pl} \approx 2\text{--}4$ мкм. Стабилизация R_{pl} , по-видимому, связана с сильной рефракцией излучения на плазме, возникающей при ионизации воздуха в фокальной перетяжке, которая наблюдалась при лазерных мощностях P_0 , даже существенно меньших P_c (см. ниже).

Этот вывод подтверждается наблюдаемым спектрально-угловым распределением конической эмиссии из области филаментации пучка. Приведенные на рис. 4 соответствующие профили конической эмиссии показывают, что при сверхкритических мощностях светового импульса ($\eta > 1$) спектр конической эмиссии значительно уширяется в «синюю» область, при этом угол распространения излучения существенно увеличивается сверх дифракционного значения (рис. 4в,г). При малых мощностях импульса (вплоть до $\eta \approx 0.1$) на рис. 4а,б также видна значительная расходящаяся область фокусировки лазерного излучения. Это позволяет предположить, что в условиях «жесткой» фокусировки пучка даже при субкритической мощности импульса происходит сильная ионизация воздуха, препятствующая дальнейшей фокусировке и самофокусировке лазерного излучения, что проявляется в стабилизации поперечного размера плазменного канала на уровне $R_{pl} \approx 2\text{--}4$ мкм.

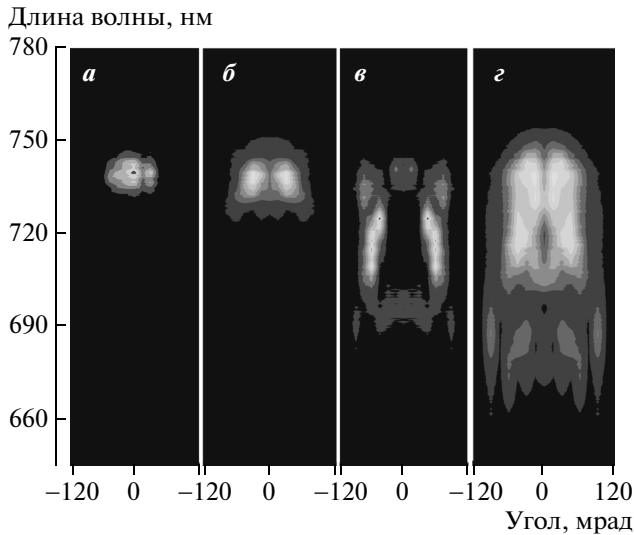


Рис. 4. Спектрально-угловое распределение конической эмиссии при различных мощностях лазерного излучения ($NA = 0.08$): 0.3 (а), 1.9 (б), 4.5 (в), 9.6 (г) ГВт. Величина интенсивности на каждом рисунке нормирована на свое максимальное значение

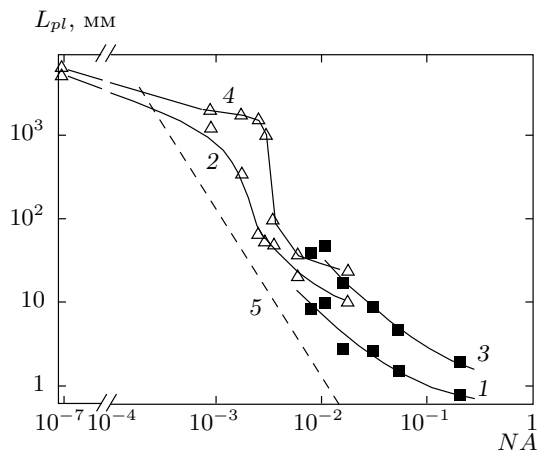


Рис. 5. Экспериментальные (1, 3) и расчетные (2, 4) зависимости средней длины плазменного образования L_{pl} от числовой апертуры фокусирующей системы для двух значений относительной мощности излучения: $\eta = 1$ (1, 2), 10 (3, 4). Штриховая линия (5) — эффективная длина фокальной перетяжки пучка L_F

Средняя протяженность наблюдавшегося в экспериментах плазменного образования L_{pl} в зависимости от остроты фокусировки пучка показана на рис. 5. Как для поперечного размера плазменного образования, так и для средней длины, наблюдается устойчивая тенденция к сокращению по мере

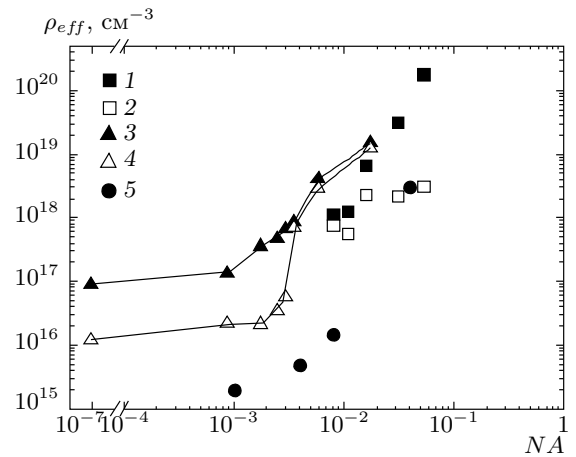


Рис. 6. Зависимости средней (1, 2, 3, 5) и пиковой (4) плотности электронов плазменного образования от числовой апертуры фокусирующей системы: 1 — эксперимент, оценка по объему филамента ($\eta \approx 10$); 2 — эксперимент, оценка по углу рефракции ($\eta \approx 1.5$); 3, 4 — численный расчет ($\eta = 10$); 5 — данные работы [3] ($\eta \approx 3$)

увеличения числовой апертуры фокусирующей системы. Однако даже при острой фокусировке лазерного пучка протяженность плазменного канала превышает линейные размеры фокальной перетяжки $L_F = (2k_0 NA^2)^{-1}$ (показано кривой 5 на рис. 5) более чем на порядок величины. Это отвечает известному факту «прорастания» плазменного канала из точки геометрического (линейного) фокуса пучка навстречу излучению [9–11], поскольку началом плазменного канала является нелинейный фокус импульса, который всегда формируется раньше, чем его геометрический фокус. При умеренной и слабой фокусировке излучения ($NA < 10^{-3}$) длина плазменного канала обнаруживает незначительный рост при изменении параметра числовой апертуры и уже при $NA < 5 \cdot 10^{-4}$ становится меньше протяженности линейной перетяжки пучка.

Экспериментальные оценки средней плотности лазерной плазмы ρ_{eff} , проведенные по описанным в разд. 2 методикам, вместе с данными численного моделирования приведены на рис. 6. Здесь же приведен массив расчетных точек для пикового значения электронной плотности ρ_{max} , реализующейся в зоне филаментации излучения. Экспериментальные и теоретические данные находятся в качественном согласии, демонстрируя рост плотности плазменного образования при увеличении числовой апертуры фокусирующей системы. Филаментация слабо сфокусированного излучения сопровождается формиро-

ванием длинных плазменных областей со средней плотностью электронов, более чем на четыре порядка меньшей по сравнению с жестко сфокусированными пучками. Различие величин ρ_{eff} и ρ_{max} в этом случае объясняется резко неоднородным поперечным профилем плазменного канала, отслеживающим профиль интенсивности светового импульса, который, в свою очередь, обостряется под действием керровской нелинейности по мере самофокусировки в среде. Если же пучок был изначально сильно сфокусирован, то его профиль интенсивности остается автомодельным (гауссовым) практически вплоть до нелинейного фокуса (подробнее об этом см. в работе [12]), поскольку дифракция (начальная фокусировка) здесь превалирует над самофокусировкой. Следовательно, в плазмообразовании будет задействована широкая центральная область пучка, а не только его осевой максимум, что и дает более плавное (по сечению) изменение плотности электронов $\rho_e(\mathbf{r})$.

Вместе с тем, анализ экспериментальных данных на рис. 6 показывает, что оценки ρ_{eff} , полученные по различным методикам, существенно разнятся, особенно в области больших числовых апертур. В частности, при вычислении ρ_{eff} по эффективному объему плазменного образования оценочная плотность электронов имеет явно завышенные значения. Действительно, при жесткой фокусировке ($NA > 0.05$) плотность плазмы, как видно по данным 1 на рис. 6, превышает плотность нейтральных молекул воздуха ρ_{nt} , т. е. должна иметь место многократная ионизация, что, на наш взгляд, маловероятно. В то же время дополнительные экспериментальные измерения показали, что при такой фокусировке пучка часть лазерного излучения рассеивается (преломляется) на плазме из области фокуса под экстремально большими углами по отношению к оптической оси и не перехватывается профилометром. Такое рассеянное излучение наблюдалось нами с помощью ИК-визуализатора при мощностях $P_0 > P_c$. В результате, в рамках данной методики завышаются потери лазерной энергии в плазме ΔE на величину рассеянной энергии, что приводит к соответствующему завышению значений плотности электронов, по крайней мере, для жестких фокусировок. Так, при $NA > 0.04$ плотность плазмы, определенная с помощью данной методики эффективного объема, составляет величину, большую 10^{20} см⁻³, а метод определения плотности плазмы по углу рефракции дает значение $\rho_{eff} \approx 3 \cdot 10^{18}$ см⁻³, что согласуется с данными работы [3] (см. данные 5 на рис. 6 для $NA = 0.04$). При $NA < 0.02$ оба метода дают ве-

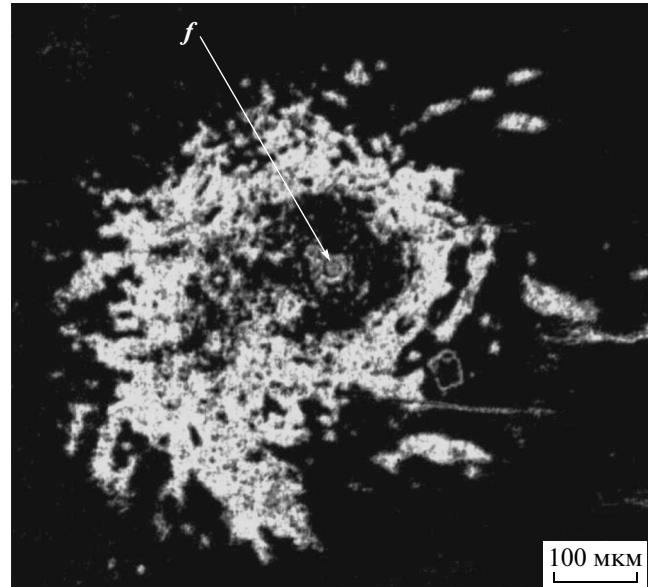


Рис. 7. Изображение ожога на пластине ПММА, соответствующее распределению интенсивности лазерного излучения в плоскости, перпендикулярной оптической оси после начала филаментации. Буквой f обозначено положение центра филамента излучения. $NA = 0.2$, $P_0 = 32$ ГВт

личину порядка 10^{18} см⁻³. Следует отметить, что при филаментации коллимированных (слабосфокусированных) пучков (см., например, обзоры [1, 2]) плотность плазмы в филаментах, экспериментально измеренная для разных условий с помощью различных методик, лежит в интервале 10^{14} – 10^{18} см⁻³.

Дополнительным подтверждением существования рассеяния под широкими углами служит показанное на рис. 7 поперечное распределение плотности энергии светового импульса, полученное по изображению ожога на пластине ПММА (полиметилметакрилат), расположенной перпендикулярно оптической оси вблизи начала «головного» плазменного канала (виден в центре рисунка). Характерный размер ожога составляет приблизительно 500 мкм, тогда как, согласно поперечной профилометрии, максимальный размер для данных условий не превышал 150 мкм, а в области «головного» плазменного канала — 10 мкм. Эту часть лазерной энергии, рассеиваемой из фокуса пучка под большими углами, можно зарегистрировать при помощи, например, интегрирующей сферы. Однако при этом возможны потери энергии на слабую ионизацию относительно большого объема воздуха, окружающего плазменный канал, что приведет к завышению оценок плотности плазмы.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных и численных исследований особенностей самофокусировки и филаментации мощных фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе при широкой вариации параметра пространственной фокусировки светового пучка. Основная задача исследований заключалась в изучении влияния числовой апертуры начальной фокусировки излучения на базовые характеристики возникающих плазменных образований (филаментов): их характерный поперечный размер (радиус), протяженность, плотность свободных электронов.

По двум различным методикам на основе экспериментальной информации, а также численным моделированием проведены оценки средней плотности лазерной плазмы. Экспериментальные и расчетные данные показали рост плотности плазменного образования при увеличении числовой апертуры фокусирующей системы. Эффективная протяженность плазменного канала для фокусированного излучения всегда существенно превышала линейные размеры фокальной перетяжки пучка. Исключение составляет только случай слабой фокусировки пучка ($NA < 10^{-4}$), когда размер фокальной перетяжки становится сравнимым с длиной дифракции пучка. Также наблюдалась устойчивая тенденция к сокращению поперечного радиуса плазменного канала, а также его эффективной длины по мере увеличения числовой апертуры фокусирующей системы. В случае слабо сфокусированного и коллимированного излучения эта тенденция незначительна и радиус плазменного канала варьируется в диапазоне 40–60 мкм. С другой стороны, при жесткой начальной фокусировке лазерного пучка ($NA > 0.05$) уменьшение поперечного размера плазменного канала прекращается на уровне $R_{pl} \approx 2\text{--}4$ мкм, что связано, по-видимому, с сильной рефракцией излучения на формирующейся в фокальной перетяжке плазме, препятствующей дальнейшему сжатию пучка за счет его фокусировки/самофокусировки. Таким образом, применение более высоких числовых апертур NA с целью уменьшения поперечного размера плазменного канала, по-видимому, не перспективно.

Результаты проведенного исследования филаментации ультракоротких лазерных импульсов при острой фокусировке могут быть интересны в раз-

личных областях, где требуется применение компактных микромасштабных источников ультракороткого широкополосного излучения от УФ (третья и более высокие гармоники) до терагерцевой области спектра, а также создание микромасштабных плазменных каналов. Надо отметить, что последние эксперименты, проведенные авторами, показали, что увеличение числовой апертуры при фокусировке фемтосекундных лазерных импульсов приводит к повышению эффективности генерации третьей гармоники, т. е. мощность такого источника УФ-излучения увеличивается.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 09-02-12018, 10-02-01477).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Couairon and A. Myzyrowicz, *Phys. Rep.* **441**, 47 (2007).
2. В. П. Кандидов, С. А. Шлёнов, О. Г. Косарева, КЭ **39**, 205 (2009).
3. F. Theberge, W. Liu, P. Simard et al., *Phys. Rev. E* **74**, 036406 (2006).
4. D. G. Papagozoulou and S. Tzortzakis, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 041120 (2008).
5. А. А. Ионин, С. И. Кудряшов, С. В. Макаров и др., *Письма в ЖЭТФ* **90**, 467 (2009).
6. J. Chen, D. F. Farson, and S. I. Rokhlin, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 201505 (2007).
7. Ю. Э. Гейнц, А. А. Землянов, А. М. Кабанов и др., *Оптика атмосферы и океана* **22**, 119 (2009).
8. А. М. Переломов, В. С. Попов, М. В. Терентьев, *ЖЭТФ* **50**, 1393 (1966).
9. J. H. Marburger, *Progr. Quant. Electron.* **4**, 35 (1975).
10. A. Talebpour, S. Petit, and S. L. Chin, *Opt. Comm.* **171**, 285 (1999).
11. С. Н. Багаев, Ю. Э. Гейнц, А. А. Землянов и др., *Оптика атмосферы и океана* **20**, 413 (2007).
12. Ю. Э. Гейнц, А. А. Землянов, *Оптика атмосферы и океана* **21**, 793 (2008).