

САМОФОКУСИРОВКА ПРОФИЛИРОВАННЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ УЛЬТРАКОРОТКОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОЗДУХЕ

Ю. Э. Гейнц^а, А. А. Землянов^а, Н. А. Изюмов^б, А. А. Ионин^б,
С. И. Кудряшов^б, Л. В. Селезнев^{б*}, Д. В. Сеницын^б, Е. С. Сунчугашева^б

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

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

Поступила в редакцию 22 июня 2012 г.

Приведены результаты лабораторных экспериментов по филаментации в воздухе остро сфокусированного гигаваттного фемтосекундного лазерного излучения, прошедшего различные апертурные диафрагмы. В режиме множественной филаментации установлены зависимости протяженности и пространственной структуры участка филаментации от начального профиля пучка. Обнаружено, что профилирование светового пучка с помощью диафрагмы в ряде случаев приводит к смещению участка филаментации и повторной самофокусировке излучения после линейной фокальной перетяжки пучка. При этом в пучке без диафрагмы той же мощности в режиме формирования одного филамента он заканчивается перед геометрическим фокусом. Экспериментальные результаты иллюстрируются данными численного моделирования.

DOI: 10.7868/S004445101302003X

1. ВВЕДЕНИЕ

Самофокусировка [1] является фундаментальным явлением, сопровождающим распространение мощного лазерного излучения в среде. В основе самофокусировки лежит оптический эффект Керра, описывающий кубичную нелинейность среды и выражающийся в зависимости ее диэлектрической проницаемости от интенсивности оптической волны. В модельной кубичной среде самофокусировка приводит к прогрессирующему сжатию и коллапсу светового пучка в поперечном направлении, что аналогично действию нелинейной градиентной линзы. В реальных средах коллапса пучка не происходит, ему препятствует ряд физических процессов, проявляющихся при высокой интенсивности излучения. В воздухе это, как правило, многофотонное поглощение и фотоионизация атомов и молекул [2], а также нели-

нейность высших порядков, приводящая к насыщению эффекта Керра с ростом интенсивности [3]. Благодаря аберрациям керровской линзы и совместному действию линейных и нелинейных эффектов, влияющих на амплитуду и фазу световой волны, после нелинейного фокуса пучка вдоль дистанции распространения формируется световой канал, светящаяся часть которого называется филаментом [4]. Световые филаменты представляют собой локализованные в пространстве высокоинтенсивные (в воздухе $\sim 50\text{--}100\text{ ТВт/см}^2$) области пучка, устойчивые к возмущениям на достаточно протяженном участке.

Важность явления филаментации обусловлена его использованием и перспективами применения в целом ряде практических приложений атмосферной оптики и оптической технологии. Среди них можно упомянуть создание протяженных ионизированных каналов, задачи многокомпонентного детектирования газовых и аэрозольных компонентов атмосферы, транспортировка световой энергии, генерация терагерцевого излучения, лазерная обработка материалов (подробнее см. [5–8]).

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

Основной технической проблемой, с которой сталкиваются экспериментаторы при решении задачи доставки излучения высокой интенсивности на приемник или мишень, является неопределенность координаты зарождения филаментов. Если средний (поперечный) размер отдельного филамента можно считать достаточно стабильным (так, в воздухе атмосферного давления в ближнем ИК-диапазоне длин волн диаметр светового филамента составляет порядка сотни микрометров), то начало филаментации пучка зачастую предсказать бывает затруднительно. Помимо зависимости от оптических свойств среды распространения, длины волны излучения и в общем случае от его угловой расходимости [9], на дистанцию филаментации влияют случайные возмущения плотности среды, например, за счет турбулентности или конвекции [10], аэрозолей [11], а также неоднородности начального поперечного распределения интенсивности в лазерном пучке, приводящие к его множественной и хаотичной филаментации.

Традиционным способом решения проблемы концентрации световой энергии в заданной области трассы является внешняя (геометрическая) фокусировка лазерного пучка на приемник. При этом в условиях образования одиночного филамента гарантированно удается получить филаментацию в пределах фокальной перетяжки пучка [12]. А если пучок предварительно расфокусирован, то начало филаментации можно сдвинуть даже за точку коллапса, предсказываемую теорией керровской самофокусировки для коллимированного излучения заданной мощности [13, 14].

Другим способом управления дистанцией самофокусировки является фрагментация исходного светового пучка с помощью специальным образом наложенной пространственной модуляции начального распределения амплитуды, или фазы светового поля [15, 16], что принудительно переводит излучение в режим множественной филаментации. Эта модуляция может быть мелкомасштабной, для того чтобы разбить исходный пучок на отдельные сегменты, как правило, равной мощности порядка нескольких критических, для создания связки филаментов в поперечном сечении лазерного пучка на заданном удалении от начала трассы. Или же в пучке сразу организуют крупномасштабные неоднородности [17], которые являются аттракторами для хаотично формирующихся филаментов и стягивают их к себе, формируя протяженные световые «струны» [18].

Возможно использование профилированных лазерных пучков, т. е. пучков, как правило, гауссовско-

го начального профиля интенсивности, но прошедших жесткую апертурную диафрагму [19, 20]. Это выражается в изменении пространственной формы пучка, например, на супергауссовскую, или трубчатую [21], и также изменяет дистанцию его самофокусировки. Действительно, наличие характерных для таких пучков резких градиентов интенсивности в поперечном сечении приведет к появлению при распространении излучения вследствие его дифракции дополнительных максимумов амплитуды поля. Эти максимумы в дальнейшем из-за модуляционной неустойчивости светового поля в керровской среде [22] могут привести к локальной самофокусировке излучения и зарождению филаментов на более близком расстоянии, чем это произошло бы для пучка без диафрагмы. В противоположность этому, в пучке идеального унимодального профиля такие возмущения могут появиться только за счет ухудшения его качества на выходе лазерной системы или же оптической неоднородности самой среды распространения. Вполне закономерно здесь попытаться объединить эти два подхода и использовать геометрическую фокусировку излучения, локализирующую участок филаментации по трассе в области фокальной перетяжки, совместно с профилированием пучка для предотвращения его преждевременной самофокусировки.

В данной статье рассмотрена именно эта ситуация на примере филаментации сфокусированного лазерного излучения кругового, треугольного и сегментированного поперечных профилей интенсивности. Мы экспериментально и теоретически исследовали область филаментации таких пучков, расположенную вблизи фокуса оптической системы, и установили различия в характере их самофокусировки. Одним из важных результатов проведенных исследований является обнаруженный нами эффект преодоления филаментами геометрического фокуса пучка, если пучок был изначально диафрагмирован и испытывал множественную филаментацию. При этом в пучке без диафрагмы при той же мощности в режиме одиночной филаментации повторного самоканалирования излучения после фокуса не происходило.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Структура экспериментального стенда описана в работе [23]. Использовалось линейно поляризованное излучение титан-сапфирового лазера с центральной длиной волны 744 нм и частотой следования им-

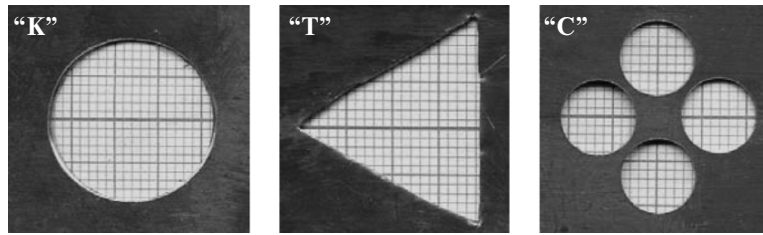


Рис. 1. Фотографии использовавшихся в экспериментах амплитудных масок (диафрагм) и их условные обозначения

пульсов 10 Гц. Длительность (на полувысоте) импульса излучения составляла 100–120 фс, диаметр лазерного пучка ($1/e$) составлял 8 мм. Энергия лазерного излучения не превышала 2 мДж и варьировалась бинарным дифракционным ослабителем. Пиковая мощность лазерного импульса P_0 в экспериментах могла достигать 30 ГВт, что почти десятикратно превышает критическую мощность самофокусировки в воздухе. Излучение лазера фокусировалось в атмосферном воздухе стеклянными линзами с различным фокусным расстоянием f . Для изменения начального профиля интенсивности излучения использовался набор специально изготовленных амплитудных масок (см. рис. 1), представлявших собою центрированную относительно оптической оси круговую («К»), треугольную («Т») диафрагмы, а также сегментированную амплитудную маску, состоящую из четырех отверстий с центрами в вершинах квадрата («С»).

Контроль энергии импульса осуществлялся измерителем энергии/мощности Ophir, который устанавливался непосредственно за диафрагмой, что обеспечивало равенство энергии излучения на входе трассы независимо от его профиля. Поперечная (перпендикулярно оптической оси) визуализация плазменной области осуществлялась с помощью ПЗС-матрицы (Spiricon SP620), изображение на которой строилось с помощью объектива. Визуализация профиля излучения проводилась с помощью такой же матрицы. На матрицу направлялось излучение, отраженное от кварцевой пластины, которое дополнительно ослаблялось нейтральными фильтрами. Перемещение пластины, фильтров и матрицы, как целого, вдоль оптической оси позволяло получать распределения излучения в различных сечениях пучка.

На рис. 2 для примера показаны поперечные профили диафрагмированных пучков различных типов, испытавших самофокусировку и филаментацию в воздухе. В каждом случае энергия в импульсе

излучения, измеренная после диафрагмы, была одной и той же и составляла приблизительно 1 мДж. Всего измерения проводились в более чем сорока сечениях до и после фокуса. В случае с рис. 2 распределения приведены для пространственной зоны трассы, отстоящей от геометрического фокуса пучка на 8 см.

Из рис. 2 следует, что для всех типов диафрагм на оптической оси пучка наблюдается максимум плотности энергии с поперечником порядка 50 мкм, являющийся результатом действия как линейной, так и нелинейной (керровской) фокусировок. Этот максимум представляет собой филаментированную часть светового пучка и оставляет при распространении импульса светящийся след из-за флуоресценции молекул азота, возбужденных рекомбинирующей плазмой. Боковые изображения такого флуоресцентного следа от треугольного и сегментированного пучков показаны на рис. 3 (в данных экспериментах применялась линза с $f = 75$ мм для получения более яркого изображения). В случае диафрагмы с четырьмя отверстиями отчетливо видны два пространственно-локализованных светящихся канала, образованных филаментацией отдельных сегментов пучка (оставшиеся другие два сегмента находятся «в тени» и не видны). Вблизи центра фокальной перетяжки пучка эти отдельные каналы смыкаются в один, что в итоге дает более широкий центральный максимум, чем, например, в треугольном пучке.

На рис. 4 приведены результаты обработки пространственных распределений плотности световой энергии $w(\mathbf{r}_\perp)$, измеренных экспериментально для геометрии с $f = 850$ мм, в виде зависимостей пикового значения w_{max} (на каждом графике нормировка проведена на максимальное значение), ширины главного максимума $d_{max}(1/e)$ и среднеквадратичного диаметра d_{eff} распределения в целом от разностной продольной координаты $\delta z = z - f$ в окрестности линейной фокальной перетяжки пучка. В качестве справки отметим, что по условиям данного экспе-

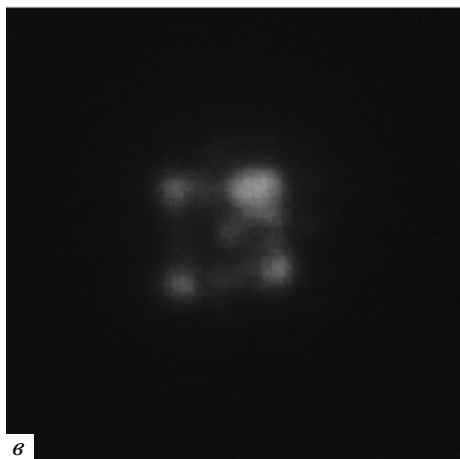
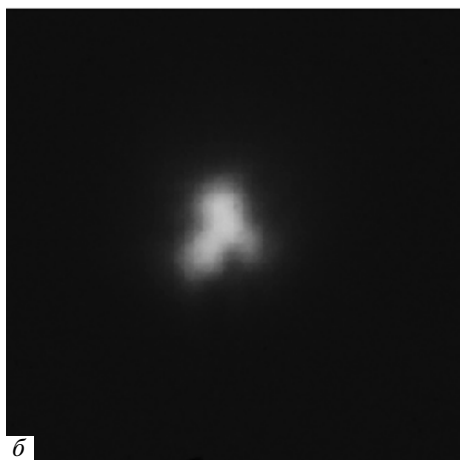
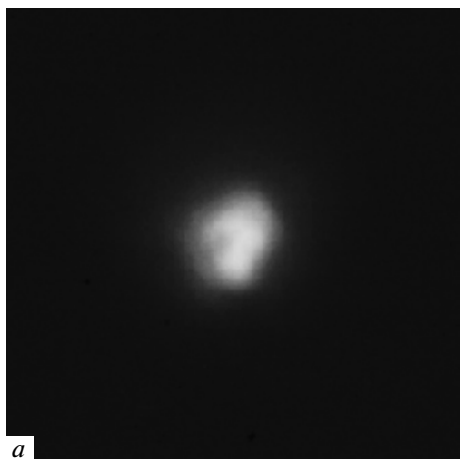


Рис. 2. Экспериментально измеренные поперечные распределения плотности энергии лазерного излучения с круговой (а), треугольной (б) и сегментированной (в) диафрагмами в области геометрического фокуса ($f = 850$ мм) в условиях самофокусировки в воздухе. Размер изображений 250×250 мкм²

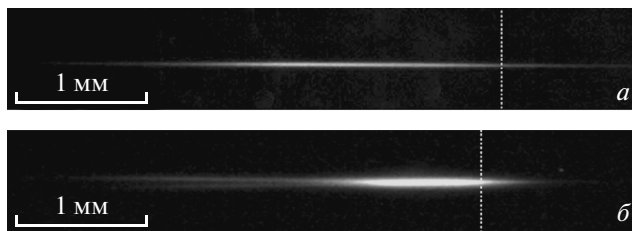


Рис. 3. Экспериментально полученные продольные изображения области филаментации лазерных пучков с треугольной (а) и сегментированной (б) диафрагмами. Излучение падает слева, положение геометрического фокуса ($f = 75$ мм) показано пунктирной линией

римента диаметр фокального пятна недифрагмированного гауссовского пучка с $R_0 = 4$ мм в вакууме должен составлять $d_{lin} \approx 55$ мкм при длине перетяжки $L_{lin} \approx 1.14$ см.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Итак, обращаясь к представленным результатам, можно отметить следующее. Во-первых, начало филаментации фемтосекундного импульса, определяемое по координате минимума d_{max} , наблюдается практически на одном и том же расстоянии $\delta z = -15$ см перед геометрическим фокусом для диафрагм треугольного и кругового типов. Исключение составляет сегментированный на четыре части пучок, в этом случае видно затягивание начала филаментации до $\delta z = -10$ см. Для неограниченного диафрагмой гауссовского пучка, наоборот, эта координата примерно вдвое больше (по модулю), т. е. филаментация начинается раньше.

Во-вторых, средний размер образующихся световых филаментов составляет $d_{max} \approx 50$ мкм, что коррелирует с дифракционно ограниченной величиной d_{lin} и примерно вдвое меньше среднего диаметра филаментов, формирующихся при самофокусировке коллимированного излучения. Это в очередной раз доказывает, что параметры филаментов, в том числе их длина и поперечный размер, зависят от геометрической фокусировки излучения [24]. По эффективному размеру сосредоточения энергии пучка d_{eff} в зоне филамента среди всех типов диафрагм лидирует сегментированный пучок, видимо, из-за изначально широкого взаимного разнеса отдельных сегментов.

И наконец, сам образующийся филамент оказывается неоднороден по длине. При этом филамент,

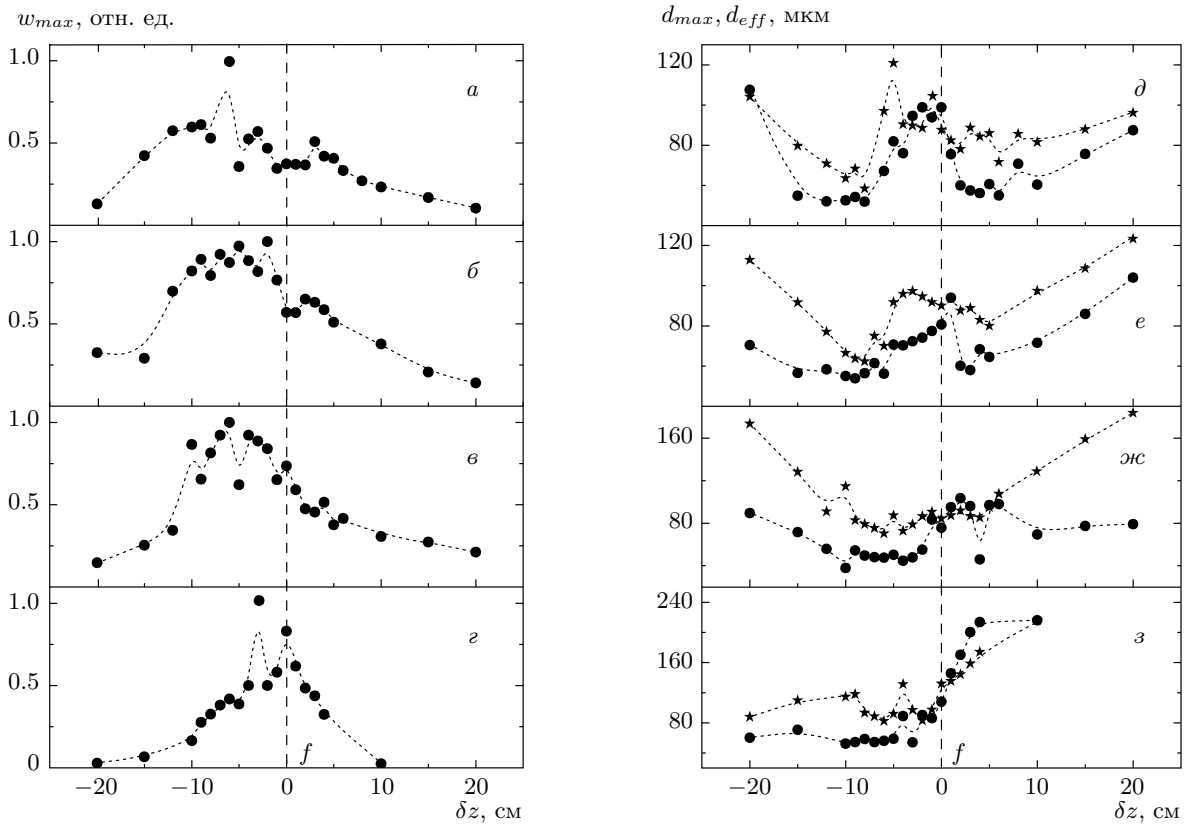


Рис. 4. Зависимости пиковой плотности энергии (а-г), ширины основного максимума (•) и среднеквадратичного диаметра (*) распределения (д-з) от разности продольной координаты для пучков различных типов: «К» (а,д), «Т» (б,е), «С» (в,жс), «Г» — гауссовский недифрагмированный пучок (г,з). Экспериментальные точки для наглядности соединены линией

просуществовав некоторую дистанцию, сначала прерывается непосредственно вблизи фокуса (уменьшение w_{max} и увеличение d_{max}), а затем может вновь появиться в среднем через два сантиметра после него. Заметим, что для «чистого» гауссовского пучка без диафрагмы ничего подобного не происходит, даже когда начальная энергия в импульсе такого пучка в экспериментах была увеличена почти вдвое.

Данный эффект возобновления филаментации после геометрического фокуса пучка [25], или так называемая рефокусировка излучения [12], имеет свое физическое объяснение в рамках динамической модели движущихся нелинейных фокусов [26]. При этом световой филамент представляется совокупностью нелинейных фокусов излучения, где каждый фокус образован отдельным временным слоем лазерного импульса, а сами временные слои оказываются связанными нелинейными процессами керровской самофокусировки и плазмообразования. Выход филамента за фокальную плоскость пучка обуслов-

лен действием лазерной плазмы, которая образуется в канале пучка в результате процессов фотоионизации воздуха на переднем фронте импульса и дефокусирует его последующие временные слои. В результате локальные нелинейные фокусы этих слоев смещаются и удаляются по трассе и могут выйти за пределы фокальной перетяжки.

На языке дифракционной оптики [27] восстановление филаментации пучка после геометрического фокуса происходит вследствие дифракционного взаимодействия полей внутри филаментарной структуры и ее энергетического окружения, называемого в литературе фотонным резервуаром [28]. Световые дифракционные лучи из этого резервуара при достаточной мощности лазерного импульса на выходе из фокальной перетяжки имеют пониженную угловую расходимость из-за кубичной нелинейности среды и, в свою очередь, «поджимают» лучи из области филамента, препятствуя их выходу наружу. В результате могут создаваться условия, при которых керровская

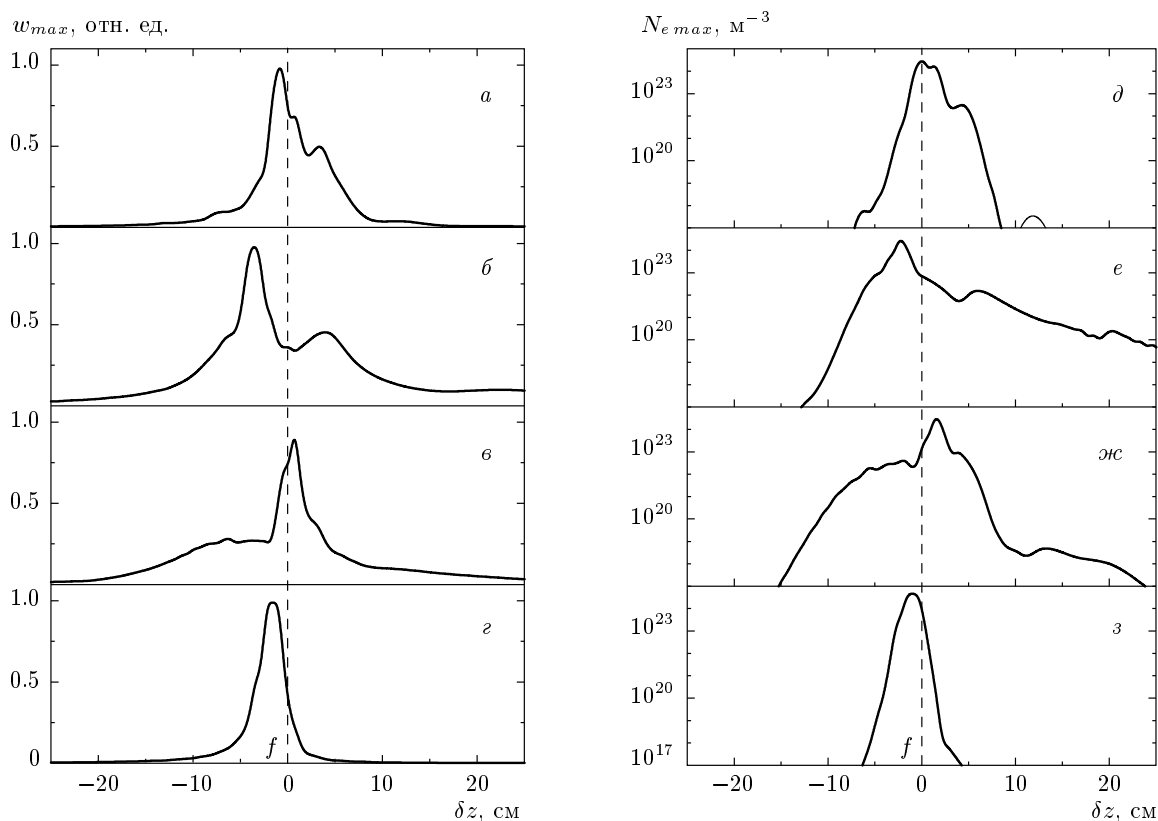


Рис. 5. Модельная эволюция пиковой плотности энергии w_{max} (a–z) и пиковой концентрации свободных электронов $N_{e\ max}$ (δ–z) в световых пучках с диафрагмами типа «К» (a,δ), «Т» (б,е), «С» (в,жс), «Г» (z,з) вблизи геометрического фокуса линзы ($f = 850$ мм)

самофокусировка окажется способной понизить расходимость лучей, составляющих филамент, и дать старт новому циклу самофокусировки. Этот новый филамент, если судить по данным на рис. 4, значительно короче своего предшественника. Его длина не превышает нескольких сантиметров и максимальна для треугольной и круговой диафрагм, в то время как для сегментированного пучка, наоборот, наблюдается максимально длинный первый, дофокальный филамент (около 8 см).

Важно понимать, что термин самовосстановление филамента может не совсем точно отражать фактическую ситуацию возобновления филаментации пучка после ее прерывания по какой-либо причине (препятствие, взаимодействие филаментов). Действительно, в условиях множественной филаментации нет никакой гарантии, что на новом участке каналирования излучения число и пространственное положение филаментов будет тем же, что и на предыдущем. Это могут быть и вновь созданные филаменты, развившиеся из локальных возмущений

амплитуды поля в совершенно других зонах пучка, и «старые» филаменты, возобновившиеся на прежних местах. В общем случае это стохастический, зависящий от множества различных факторов процесс. В рассматриваемой здесь ситуации с помощью одно-временного применения диафрагмирования и внешней фокусировки излучения удастся регуляризовать спонтанную филаментацию и гарантировано создавать после геометрического фокуса световой филамент на оси пучка.

На рис. 5 приведены результаты численного моделирования рассмотренной ситуации фокусированного распространения ультракороткого диафрагмированного лазерного излучения в воздухе в режиме самофокусировки. Решалось уравнение квазиоптики для комплексной огибающей напряженности электрического поля световой волны $E(\mathbf{r}_\perp, z, t)$ с учетом нелинейности среды, или так называемое нелинейное уравнение Шредингера (НУШ). Модель оптической нелинейности воздуха включала мгновенную и инерционную составляющие эффекта Кер-

ра, нелинейность высших порядков (насыщение керровской нелинейности), изменение комплексного показателя преломления среды за счет фотоионизации молекул воздуха и образования газа свободных электронов [29]. Линейная часть уравнения описывала дисперсию групповой скорости лазерного импульса и дифракцию пучка. Рассматривалось распространение сфокусированного излучения с небольшим (порядка нескольких миллиметров) диаметром пучка и начальной длительностью импульса порядка сотни фемтосекунд, что приводило к протяженности участка филаментации излучения не более метра, поэтому малыми поправками на пространственно-временную фокусировку и самообострение временного фронта импульса (см., например, [5]) пренебрегалось.

Для расчета динамики концентрации свободных электронов N_e в канале пучка использовалось соответствующее скоростное уравнение, учитывающее комбинированный многофотонный/туннельный механизм ионизации атомов кислорода (N_e^O) и азота (N_e^N).

В данных предположениях четырехмерное ($3D + 1$) НУШ в системе координат, связанной с движущимся с групповой скоростью импульсом, имеет следующий вид:

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2n_0k_0} \nabla_{\perp}^2 + i \frac{k''_{\omega}}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right\} U = ik_0 (\tilde{n}_2 + n_{НОКЕ} + n_{pl}) U - \alpha_{NL} U, \quad (1)$$

где плотность свободных электронов плазмы $N_e = N_e^O + N_e^N$ дается уравнением

$$\frac{\partial}{\partial t} N_e = \Psi_I^O(I) (N_n^O - N_e^O) + \Psi_I^N(I) (N_n^N - N_e^N). \quad (2)$$

Здесь $U = E/E_0$ — амплитуда поля, нормированная на начальную, $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ — поперечный лапласиан, n_0 — линейный коэффициент преломления среды, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ — волновое число, λ_0 — несущая длина волны импульса излучения, $I = cn_0|U|^2/8\pi$ — его интенсивность, $k''_{\omega} = \partial^2 k/\partial \omega^2$ — дисперсионный коэффициент (второго порядка) групповой скорости светового импульса в среде,

$$\tilde{n}_2 = \frac{n_2}{2} \left[\int_{-\infty}^t (\delta(t) + \Lambda(t-t')) |U(t')|^2 dt' \right]$$

— коэффициент кубичной (керровской) нелинейности, $n_{НОКЕ} = \sum_{m=2}^{\infty} n_{2m} I^m$ — коэффициент нелинейности высших порядков, n_{2m} — нелинейная до-

бавка к показателю преломления, связанная с нелинейной восприимчивостью среды $(2m+1)$ -й степени, $\delta(t)$ — дельта-функция Дирака, $\Lambda(t)$ — безразмерная функция времени, учитывающая инерционную составляющую кубичного отклика среды на действие светового поля, $n_{pl} = -N_e(2N_c n_0)^{-1}$ — коэффициент «плазменной» нелинейности, $N_c = (\sigma_c \tau_c c)^{-1}$ — критическая плотность электронов плазмы, $\Psi_I^{O,N}$ — вероятность фотоионизации соответствующего газа с плотностью нейтральных атомов (молекул) $N_n^{O,N}$,

$$\alpha_{NL} = \frac{\sigma_c N_e}{2} + \frac{1}{2I} \times \\ \times [\Psi_I^O \Delta E_i^O (N_n^O - N_e^O) + \Psi_I^N \Delta E_i^N (N_n^N - N_e^N)]$$

— коэффициент нелинейного поглощения среды, σ_c , τ_c , $\Delta E_i^{O,N}$ — сечение каскадной ионизации, среднее время свободного пробега электрона и потенциал ионизации соответствующего атома.

Инерционность керровской нелинейности, связанная с вращательным вынужденным комбинационным рассеянием световой волны на молекулах воздуха, учитывалась в рамках модели затухающего осциллятора:

$$\Lambda(t) = \theta(t) \Omega_R \exp(-t/\tau_d) \sin(\Omega_R t),$$

где для воздуха $\Omega_R \approx 20$ ТГц — частота колебаний молекулы, $\tau_d \approx 70$ фс — характерное затухание, $\theta(t)$ — функция Хэвисайда. Значения коэффициентов в уравнениях (1), (2) в интервале длин волн излучения $\lambda = 700$ – 800 нм были выбраны следующими: $n_2 = 3.0 \cdot 10^{-23}$ м²/Вт, число удерживаемых слагаемых в выражении для высших нелинейностей $m = 3$ (в соответствии с экспериментом [30]) при $n_4 = -5.4 \cdot 10^{-41}$ м⁴/Вт², $n_6 = 9.1 \cdot 10^{-58}$ м⁶/Вт³, $n_8 = -4.3 \cdot 10^{-75}$ м⁸/Вт⁴. Остальные параметры имеют значения: $k''_{\omega} = 0.21$ фс²/см, $\tau_c = 350$ фс, $\sigma_c = 5.52 \cdot 10^{-24}$ м², $v_r = 1.1 \cdot 10^{-12}$ м³/с, $\Delta E_i^O = 12.1$ эВ, $\Delta E_i^N = 15.6$ эВ. Критическая мощность самофокусировки излучения $P_c = \lambda_0(n_0 k_0 n_2)^{-1}$ с учетом только мгновенной составляющей керровской нелинейности при этом составляет 3.5 ГВт. Расчет скоростей фотоионизации атомов газовой среды $\Psi_I^{O,N}$ проводился по модели ионизации Переломова–Попова–Терентьева [31], в рамках которой учтена смена режима многофотонной ионизации на туннельную при высокой интенсивности световой волны (для воздуха $I > 10^{13}$ Вт/см²).

Численное решение системы (1), (2) проводилось стандартным методом половинного шага в фурье-пространстве. При вычислении линейной части (1) была феноменологически учтена непараксиаль-

ность фокусированного распространения пучка путем обратной замены [32] постоянной распространения излучения k_z вдоль оси z ,

$$k_z \approx \frac{k_x^2 + k_y^2}{2n_0k_0},$$

на радикал

$$k_z = \sqrt{n_0^2k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}$$

в области пространственных частот, где k_x, k_y — поперечные компоненты полного волнового вектора.

Пространственно-временное распределение нормированной амплитуды светового импульса в начале трассы задавалось выражением

$$U(\mathbf{r}_\perp, z = 0; t) = U(\mathbf{r}_\perp) \exp \left\{ -\frac{2ik_0|\mathbf{r}_\perp|^2}{f} \right\} \times \exp \left\{ -\frac{t^2}{2t_p^2} \right\},$$

где $|\mathbf{r}_\perp| = \sqrt{x^2 + y^2}$, t_p — длительность импульса. Пространственный профиль $U_1(\mathbf{r}_\perp)$ пучка определялся наложенной амплитудной маской (диафрагмой) $D(\mathbf{r}_\perp)$, т. е.

$$U_1(\mathbf{r}_\perp) = \exp \left\{ -\frac{|\mathbf{r}_\perp|^2}{2R^2} \right\} D(\mathbf{r}_\perp).$$

Параметры излучения и диафрагм выбирались в соответствии с экспериментальными значениями, что при энергии импульса 0.9 мДж, измеренной после диафрагмы, давало пиковую мощность P_0 порядка 18 ГВт, т. е. превышение критической величины P_c более чем в пять раз.

Как видно из сравнения зависимостей на рис. 4а–г и рис. 5а–г, численное моделирование в целом верно воспроизводит данные опытов. На графиках нормированной на свое начальное значение плотности световой энергии импульса w_{max} в случаях диафрагмированного пучка имеются несколько максимумов до и после точки фокуса. Гауссовский пучок без диафрагмы создает только один максимум перед фокусом. О том, что наблюдаются именно филаменты, а не пробой в области линейной фокальной перетяжки пучка, свидетельствует раннее начало светового канала: $|\delta z| \gg L_{lin}$ и допробойная плотность плазмы $N_{e\ max} \ll 10^{27} \text{ м}^{-3}$ (см. рис. 5д–з).

Из экспериментальных данных и результатов численного расчета следует, что сегментированный пучок создает наиболее длинный участок филаментации до фокуса, а пучки, прошедшие треугольную

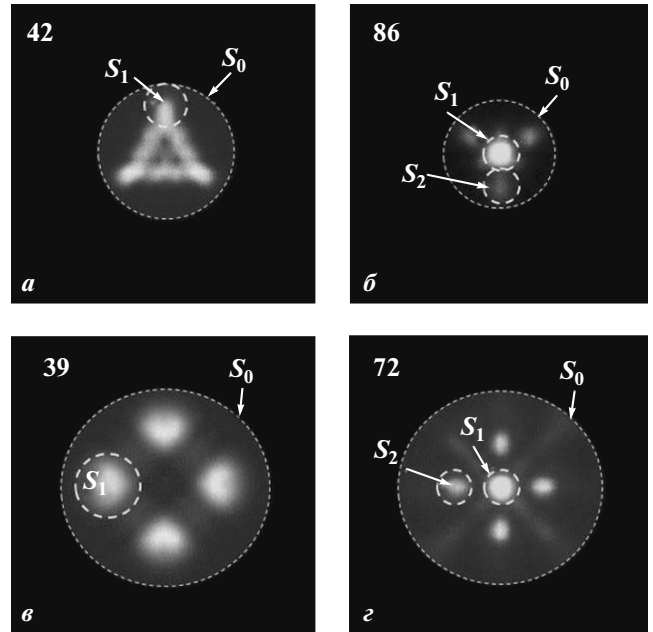


Рис. 6. Результаты расчета поперечного распределения плотности энергии треугольного (а, б) и сегментированного (в, г) пучков при $\delta z = -20$ (а, в), 20 (б, г) см. Рассмотрена область $4 \times 4 \text{ мм}^2$. Числа показывают значение w_{max}

и круговую диафрагмы, характеризуются выраженным самовосстановлением филаментации после геометрического фокуса.

Предпосылкой такого поведения являются, прежде всего, различия в динамике дифракции сфокусированных профилированных пучков. На рис. 6 показаны поперечные профили нормированной плотности энергии w для двух различных диафрагмированных пучков — треугольного и сегментированного, распространяющихся в воздухе в соответствии с геометрией эксперимента. Распределения получены путем численного решения НУШ и приведены для двух дистанций, соответствующих продольной координате перед ($\delta z = -20$ см) и после ($\delta z = 20$ см) геометрического фокуса. На каждом рисунке показаны значения максимума плотности энергии w_{max} .

Как видно, диафрагмирование пучка приводит к появлению дополнительных (вторичных) максимумов в распределении интенсивности светового поля еще на этапе префиламентации, когда поперечное сжатие пучка происходит преимущественно за счет геометрической фокусировки, а не кубичной нелинейности. Характер размещения этих максимумов определяется геометрической формой диафраг-

мы. В треугольном пучке они образуются преимущественно в вершинах и на ребрах фигуры (рис. 6а), а сегментированная диафрагма разделяет пучок на отстоящие друг от друга взаимно когерентные части, что в итоге дает четыре ярко выраженных главных максимума и ряд дополнительных пичков (видны на рис. 6б), являющихся следствием их интерференции. Формирование таких максимумов является принципиальным для развития в дальнейшем локальной самофокусировки пучка.

После прохождения фокальной перетяжки (рис. 6б,з) структура пучка кардинально изменяется. В пучках обоих рассматриваемых типов теперь доминирует осевой максимум, который окружен системой вторичных менее интенсивных максимумов: тремя в треугольном пучке и четырьмя в пучке типа «С». Видимый диаметр осевого максимума плотности энергии составляет приблизительно 200 мкм и, как видно из рис. 4, он представляет собой достаточно интенсивную, каналированную часть пучка, сформировавшуюся как результат восстановления филаментации после фокуса.

Оценим условную долю мощности импульса $\eta_i = P_i/P_0$, приходящуюся на соответствующий максимум распределения энергии, как интеграл от $w(\mathbf{r}_\perp)$ по области максимума (зона S_i , $i = 1, 2$ на рис. 6), отнесенный к интегралу по всему поперечнику пучка w_0 (зона S_0):

$$\eta_i = w_0^{-1} \int_{S_i} w(\mathbf{r}_\perp).$$

Оказывается, что если до фокальной перетяжки каждый максимум в «вершине» треугольного пучка переносит около 19% мощности всего импульса, т. е. порядка P_c (чуть меньше), то после фокуса в осевом максимуме уже $\eta_1 \approx 2P_c$, а в каждом из вторичных пичков содержится мощность меньше критической: $\eta_2 \approx 0.5P_c$. Аналогичные расчеты для сегментированного пучка дают следующий результат: до фокуса — $\eta_1 \approx 1.2P_c$, после него — $\eta_1 \approx 0.8P_c$ и $\eta_2 \approx 0.4P_c$.

Известно, что необходимым условием существования филамента является условие превышения его мощностью критического уровня для самофокусировки [2]: $P > P_c$. Следовательно, рассматривая каждый максимум как некий самостоятельный пучок, можно заключить, что в пучке треугольного типа на расстоянии 20 см перед фокусом филаменты из локальных максимумов еще не развились, поскольку мощности в каждом из них пока недостаточно ($P < P_c$) для самофокусировки. Дальнейшее сжатие пучка даже за счет одной только линейной

фокусировки повысит мощность в «горячих» точках и даст старт трем равноправным филаментам. После фокальной перетяжки дифракционное взаимодействие филаментов формирует один осевой филамент, который сохраняется, по крайней мере, до дистанции $\delta z = 20$ см.

В сегментированном на четыре части пучке на расстоянии 20 см перед фокусом мощности в каждом из сегментов уже достаточно для самофокусировки. Следовательно, филаменты здесь могут образоваться раньше, чем в пучке треугольного типа. Однако после фокуса ($\delta z = 20$ см) вся мощность светового пучка достаточно равномерно перераспределяется между основными максимумами интенсивности и их энергетическим окружением («резервуаром»), понижая ее пиковое значение до субкритического. Кроме того, более высокая угловая расходимость всего сегментированного пучка по сравнению с треугольным пучком (ср. размеры области S_0 на рис. 6б и 6з) снижает эффективность энергетической «накачки» этих максимумов из «резервуара» для поддержания филаментации на данной дистанции. Поэтому постфокальный филамент у сегментированного пучка короче, чем в пучке типа «Т».

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в результате проведенных комплексных исследований нелинейного распространения остро сфокусированного фемтосекундного лазерного излучения гигаваттной мощности в режиме керровской самофокусировки в воздухе было установлено, что путем изменения начального поперечного профиля интенсивности пучка с помощью амплитудных диафрагм возможно в определенных пределах управлять протяженностью и пространственной структурой участка филаментации. Изучено действие круговой, треугольной и сегментированной диафрагм. Впервые для пучков с резкими поперечными градиентами интенсивности в режиме множественной филаментации экспериментально установлен факт преимущественного прохождения световых филаментов за линейный фокус линзы по сравнению с пучком гауссовского профиля, когда реализуется одиночный осевой филамент. Показано, что с точки зрения уменьшения продольной прерывистости участка филаментации предпочтительным является использование сегментированного пучка, дающего самый длинный филамент до фокуса. В то же время, наибольшей длиной прошедшего фокус филамента обладают

пучки треугольного и кругового (супергауссовского) профилей интенсивности. Последнее обстоятельство имеет важное практическое значение, так как позволяет путем профилирования пучка и его геометрической фокусировки на мишень гарантированно довести до нее световой филамент.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 12-05-00716-а, 09-05-00738-а, 11-02-12061, 10-02-01477, 11-02-01100) и МНТЦ (грант 4073).

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Аскарьян, УФН **3**, 249 (1973).
2. V. P. Kandidov, O. G. Kosareva, A. Brodeur et al., Opt. Lett. **22**, 1332 (1997).
3. P. Béjot, J. Kasparian, S. Henin et al., Phys. Rev. Lett. **104**, 103903 (2010).
4. *Self-focusing: Past and Present*, ed. by R. W. Boyd, S. G. Lukishova, and Y. R. Shen, Springer (2009).
5. A. Couairon and A. Muzyrowicz, Phys. Rep. **441**, 47 (2007).
6. L. Berge, S. Skupin, R. Nuter et al., Rep. Progr. Phys. **70**, 1633 (2007).
7. В. П. Кандидов, С. А. Шлёнов, О. Г. Косарева, КЭ **39**, 205 (2009).
8. D. Kiselev, L. Woeste, and J.-P. Wolf, Appl. Phys. B **100**, 515 (2010).
9. W. Liu, Q. Luo, F. Theberge, H. L. Xu et al., Appl. Phys. B **82**, 373 (2006).
10. С. А. Шлёнов, В. П. Кандидов, Оптика атмосферы и океана **17**, 630 (2004).
11. A. A. Zemlyanov and Y. E. Geints, Opt. Commun. **259**, 799 (2006).
12. A. Talebrou, S. Petit, and S. L. Chin, Opt. Commun. **171**, 285 (1999).
13. G. Fibich, Y. Sivan, Y. Ehrlich et al., Opt. Express **14**, 4946 (2006).
14. А. А. Землянов, Ю. Э. Гейнц, Оптика атмосферы и океана **19**, 773 (2006).
15. Г. А. Аскарьян, Х. А. Диянов, М. Мухамаджанов, Письма в ЖЭТФ **16**, 211 (1972).
16. V. P. Kandidov, N. Akozbek, M. Scalora et al., Appl. Phys. B **80**, 267 (2005).
17. G. Merchain, A. Couairon, M. Franco et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 035003 (2004).
18. G. Merchain, A. Couairon, and Y.-B. Andre, Appl. Phys. B **79**, 379 (2004).
19. D. E. Roskey, M. Kolesik, J. V. Moloney, and E. M. Wright, Appl. Phys. B **86**, 249 (2007).
20. Z.-Q. Hao, J. Zhang, T.-T. Xi et al., Opt. Express **15**, 16102 (2007).
21. Ю. Э. Гейнц, А. А. Землянов, Опт. и спектр. **107**, 461 (2009).
22. В. И. Беспалов, А. Г. Литвак, В. И. Таланов, в сб. *Нелинейная оптика*, Наука, Новосибирск (1968).
23. Ю. Э. Гейнц, А. А. Землянов, А. А. Ионин и др., ЖЭТФ **138**, 822 (2010).
24. А. А. Ионин, С. И. Кудряшов, С. В. Макаров и др., Письма в ЖЭТФ **90**, 467 (2009).
25. H. R. Lange, G. Grillon, J.-F. Ripoche et al., Opt. Lett. **23**, 120 (1998).
26. A. Brodeur, C. Y. Chien, F. A. Ilkov et al., Opt. Lett. **22**, 304 (1997).
27. Ю. Э. Гейнц, А. А. Землянов, А. М. Кабанов и др., Оптика атмосферы и океана **25**, 745 (2012).
28. M. Mlejnek, E. M. Wright, and J. V. Moloney, Opt. Lett. **23**, 382 (1998).
29. Ю. Э. Гейнц, А. А. Ионин, А. А. Землянов и др., Оптика атмосферы и океана **25**, 18 (2012).
30. V. Loriot, E. Hertz, O. Faucher, and B. Lavorel, Opt. Express **17**, 13429 (2009).
31. А. М. Переломов, В. С. Попов, М. В. Терентьев, ЖЭТФ **50**, 1393 (1966).
32. M. Kolesik and J. V. Moloney, Phys. Rev. E **70**, 036604 (2004).