

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН

УДК 530.182+551.510

Численное моделирование филаментации синтезированных фемтосекундных лазерных пучков коронарного профиля в воздухе

Ю.Э. Гейнц, А.А. Землянов*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 26.07.2021 г.

Рассмотрены теоретические аспекты нелинейного распространения в воздухе в режиме филаментации мощного ультракороткого лазерного излучения с поперечным распределением интенсивности коронарного типа, образованным некогерентным сложением нескольких расположенных по кольцу излучающих субапертур. С помощью численного решения усредненного по времени нелинейного уравнения Шредингера исследованы трансформации вдоль оптической трассы профиля интенсивности синтезированных пучков при изменении количества и мощности составляющих их парциальных излучателей. Установлено, что синтезированные пучки кольцевого профиля обладают рядом преимуществ с точки зрения контроля участка филаментации излучения. В частности, путем изменения числа и размера субапертур можно существенно задержать начало филаментации всего пучка и увеличить дистанцию ее существования по сравнению с пучками традиционного унимодального профиля (гауссовский, платообразный).

Ключевые слова: самофокусировка, филаментация, ультракороткое лазерное излучение, синтезированные пучки; self-focusing, filamentation, ultra-short laser radiation, synthesized beams.

Введение

Явление самофокусировки света в оптических средах активно исследуется начиная с первой половины 1960-х гг. [1–4]. Пристальное внимание к этой проблеме связано с тем, что самофокусировка лазерных импульсов представляет собой яркое проявление эффектов нелинейной физики и имеет важное практическое значение для атмосферной оптики [5, 6]. Суть этого явления в том, что при пиковой мощности в импульсе, превышающей некоторый критический уровень, благодаря действию оптического эффекта Керра на трассе распространения образуется самонаведенная собирающая аберрационная линза, которая фокусирует излучение. В результате такой нелинейной фокусировки внутри пучка формируется узкий высокоинтенсивный световой канал или группа каналов, называемых филаментами. При этом спектральный состав самого импульса излучения существенно обогащается в результате сильной фазовой самомодуляции в нелинейной среде. Это проявляется в формировании широких суперконтинуальных крыльев, покрывающих в ряде случаев несколько октав исходного спектра импульса.

Высокая интенсивность оптического поля внутри филаментов вызывает многофотонную и туннельную ионизацию молекул среды, что приводит

к появлению сопутствующих излучению плазменных каналов с характерной плотностью свободных электронов $\sim 10^{15} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [1]. Визуальный признак филаментации лазерного излучения – свечение этих плазменных каналов в видимой области спектра, что связано с рекомбинацией плазменных областей, сформировавшихся под действием излучения в среде. Поэтому сама дистанция филаментации лазерного импульса однозначно связывается с областью существования этих плазменных каналов.

Одно из важных направлений в исследованиях по самофокусировке и филаментации широкоапертурного лазерного излучения на атмосферных трассах – управление пространственным положением и структурой области филаментации. В этой связи весьма перспективно использование специально профилированного излучения, т.е. лазерных пучков с отличным от гауссовского поперечным распределением интенсивности. Примерами здесь могут служить кольцевой [7], супергауссовский [8], квази-бездифракционный бессель-гауссовский пучки [9, 10], а также суперпозиция гауссовского и кольцевого пучков – так называемый «одетый» пучок [11–13]. Практический интерес к профилированному излучению связан со специфическими особенностями линейной дифракции таких пучков, что, в свою очередь, открывает перспективы дополнительного контроля над нелинейным участком распространения, т.е. областью филаментации.

Практическое получение профилированного пучка – самостоятельная и непростая техническая

* Юрий Эльмарович Гейнц (ygeints@iao.ru); Александр Анатольевич Землянов (zaa@iao.ru).

задача, требующая внесения контролируемых искажений амплитуды и фазы исходного излучения с помощью различного рода масок, транспарантов, сегментированных и гибких зеркал [7, 14–18]. Во всех отмеченных выше исследованиях использовалась методика внесения специальных предискажений в невозмущенный и, как правило, унимодальный лазерный пучок, в котором вследствие дифракции в пределах зоны Френеля формировались пространственные взаимно когерентные области с преимущественной локализацией мощности импульса. Именно эти области под действием самофокусировки и развиваются затем в филаменты.

Определенной альтернативой этому подходу является предложенная учеными из лаборатории ВМС США [19] техника некогерентного сложения отдельных маломощных и узкоапертурных волоконных лазеров в единую широкоапертурную матрицу, дающую результирующий пучок излучения требуемой высокой мощности. Экспериментально доказано, что такой *синтезированный* пучок матрицей из четырех излучателей позволяет существенно повысить потенциал атмосферных систем дальней передачи лазерной энергии (> 3 км) в условиях помех, внешних атмосферной турбулентностью и аэрозольным рассеянием, без применения какой-либо дополнительной адаптивной оптики [20]. Подчеркнем, что используется именно некогерентное сложение субпучков, когда не осуществлялся достаточно сложный и дорогостоящий контроль парциальных фаз субапертур [21].

В физике фемтосекундной филаментации примеры использования такого типа излучения авторам неизвестны. Как правило, сложные мультимодальные распределения получают из одного исходного лазерного пучка путем модуляции его амплитудно-фазового профиля [9, 17] или оптического деления на несколько пространственно разнесенных сфазированных пучков меньшей мощности [22, 23]. В связи с этим представляется важным исследовать закономерности лазерной филаментации синтезированных пучков с излучающими субапертурами, размещенными по кольцу. Как будет показано ниже, при использовании специфического кольцевого типа пространственного размещения некогерентных излучателей удается контролировать протяженность участка филаментации, а также существенно снизить дифракционную расходимость высокоинтенсивных областей синтезированного пучка на постфиламентационном участке его распространения.

1. Моделирование филаментации мощных синтезированных коронарных пучков в воздухе

В численных расчетах будем рассматривать определенный тип синтезированных световых пучков, заданный в виде связки N_b идентичных по амплитуде и размеру изолированных субпучков радиуса r_0 ,

организованных в кольцевую пространственную структуру с радиусом R_0 (рис. 1). Визуально такой тип пространственного распределения интенсивности напоминает корону, и поэтому в дальнейшем будет именоваться «коронарным» пучком (КП). Очевидно, что в пределе при $N_b \gg 1$ КП преобразуется в обычный кольцевой пучок. Ниже представлено выражение, на основе которого генерировался начальный поперечный профиль амплитуды электрического поля КП:

$$U_{cb}(x, y) = U_0 \sqrt{\sum_{m=1}^{N_b} |U_m(x_m, y_m)|^2}, \quad x_m = R_0 \cos\left(\frac{2\pi m}{N_b}\right), \\ y_m = R_0 \sin\left(\frac{2\pi m}{N_b}\right), \quad m = 1 \dots N_b, \quad (1)$$

где U_0 – масштабирующий множитель, а каждый отдельный пик распределения U_m задается супергауссовским профилем с полушириной r_0 , имитирующим излучение мощного волоконного лазера с пространственно ограниченной апертурой:

$$U_m(x_m, y_m) = \exp\left\{-\frac{\left[(x - x_m)^2 + (y - y_m)^2\right]^3}{2r_0^6}\right\}. \quad (2)$$

Как видно, в выражении (1) складываются квадраты амплитуды субпучков, что соответствует некогерентному комбинированию излучателей в пределах общей кольцевой апертуры и не требует контроля их фаз.

Рассмотрим закономерности распространения синтезированных мультимодальных пучков с пиковой мощностью, достаточной для возбуждения нелинейно-оптических эффектов самофокусировки и филаментации в воздухе. Как известно, в результате филаментации такого мощного лазерного излучения происходит сильная пространственно-временная самомодуляция фазы импульса, выражающаяся в широкомасштабных изменениях его спектрального состава, пространственной фрагментации пучка на высокоинтенсивные световые области – филаменты, а также в формировании на трассе протяженных плазменных каналов высокой плотности [1–3].

Как правило, для теоретического моделирования распространения мощного ультракороткого лазерного излучения в режиме филаментации используется (3 + 1)-размерное нелинейное уравнение Шредингера (NLSE) [1] или же его более общий спектральный аналог в форме уравнения однонаправленного распространения комплексного поля (UPPE) в области пространственно-временных частот [24]. По причине экстремально большого объема вычислений, требуемого для решения NLSE или UPPE в рамках полной численной четырехмерной модели, для моделирования самовоздействия широкоапертурных (сантиметровых) лазерных пучков нами была использована редуцированная версия NLSE в 3D-пространстве, получаемая путем интегрирования

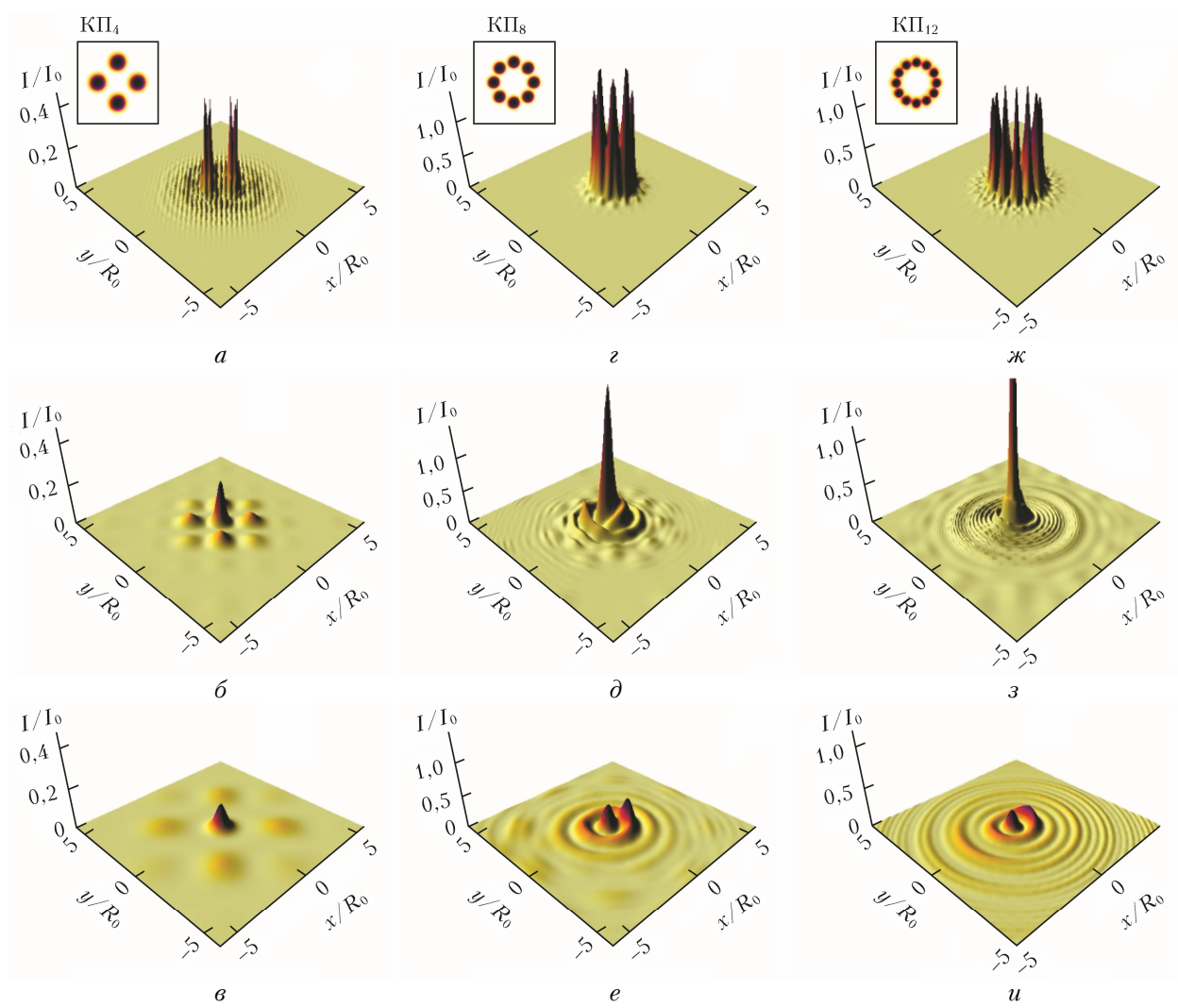


Рис. 1. Поперечное распределение относительной интенсивности КП различного профиля с приведенной мощностью $\eta = 10$ и $N_b = 4$ (а–е), 8 (з–е) и 12 (ж–и) на различных расстояниях в воздухе: 15 (а, з, ж), 100 (б, д, з) и 200 м (в, е, и) (цв. рисунок см. на сайте <http://iao.ru/ru/content/vol.34-2021/iss.09>)

уравнения по временной координате. Эта методика была впервые предложена в [25] для моделирования множественной филаментации широкоапертурных пучков излучения титан-сапфирового лазера и продемонстрировала неплохое согласие по положению нелинейного фокуса и длине филаментации с результатами решения полной задачи с учетом временной структуры импульса. Конкретный вид этого уравнения и пример сравнения расчета филаментации КП с его помощью и по полной модели приведены в Приложении.

Результаты моделирования нелинейного распространения трех типов КП с одинаковой начальной пиковой мощностью P_0 , десятикратно превышающей критическую мощность самофокусировки P_c (приведенная мощность $\eta \equiv P_0/P_c = 10$), и различным числом субпучков N_b в обозначениях «КП $_{N_b}$ » приведены на рис. 2. Здесь построены поперечные профили относительной интенсивности излучения I/I_0 , где $I = |U|^2$, на некоторых выбранных рас-

стояниях вдоль дистанции распространения. Отметим, что вследствие условия постоянства полной мощности P_0 при различном числе субпучков в пределах синтезированной апертуры их начальные размер r_0 и интенсивность I_0 были различными: $r_0 = 0,3R_0$, $I_0 = 0,12$ ТВт/см² (КП₄), $r_0 = 0,3R_0$, $I_0 = 0,06$ ТВт/см² (КП₈) и $r_0 = 0,2R_0$, $I_0 = 0,1$ ТВт/см² (КП₁₂). Здесь и далее для определенности начальный радиус синтезированного пучка $R_0 = 5$ мм, несущая длина волны излучения $\lambda_0 = 800$ нм.

Графики на рис. 2, а, б показывают трассовую эволюцию относительной интенсивности и максимального значения объемной плотности свободных электронов ρ_e в образующейся в результате фотоионизации плазме при самовоздействии в воздухе различных КП, а также пучка супергауссовского профиля (2), но с апертурой $r_0 = R_0$, т.е. с полным радиусом синтезированного пучка (на рис. 2 обозначен как «СГ»).

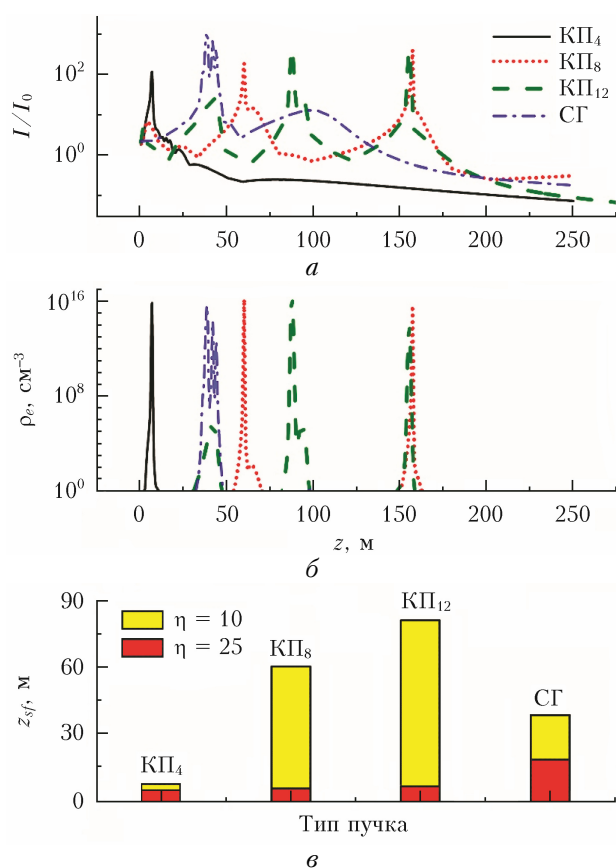


Рис. 2. Относительная интенсивность (а), пиковая плотность свободных электронов плазмы ρ_e (б) и дистанция самофокусировки z_{sf} (в) для пучков различного профиля и начальной мощности (цв. рисунок см. на сайте <http://iao.ru/ru/content/vol.34-2021/iss.09>)

Все рассмотренные пучки демонстрируют самофокусировку на некотором расстоянии от начала распространения, что приводит к резкому повышению интенсивности излучения, филаментации и активному плазмообразованию в канале пучка, когда $\rho_e \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Из рис. 2, в следует, что z_{sf} возрастает с увеличением числа субпучков с ≈ 8 м для KP₄ до ≈ 80 м для KP₁₂.

Важно отметить, что для КП с $N_b = 12$ и $\eta = 10$ филаментация также наблюдается, несмотря на очевидный дефицит мощности в каждом из субпучков: $\eta_b = \eta/N_b < 1$. Другими словами, для синтезированного пучка в целом реализуется филаментация, даже когда парциальная пиковая мощность каждого субпучка становится ниже критического значения для его самофокусировки ($\eta_b < 1$) и поперечный коллапс каждого субпучка вследствие керровской нелинейности останавливается за счет дифракции.

Интересно, что в литературе описан подобный сценарий, когда два разнесенных в пространстве пучка субкритической мощности ($\eta_b < 1$) при определенных условиях могут дать филаментацию в результате их дифракционного «слияния» и повышения суммарной мощности выше критического уровня

($2\eta_b > 1$) [22, 26]. Именно такая ситуация реализуется в случае KP₁₂ с единственной особенностью: помимо минимального расстояния между субпучками, здесь имеет значение еще и их взаимная конфигурация в пространстве.

Действительно, возвращаясь к профилям пучков на рис. 1, отметим, что кольцевое расположение субпучков в форме короны при любом их количестве неизбежно приводит к формированию дифракционного максимума в центре распределения. Этот максимум уже на дистанциях порядка длины Рэлея пучка $L_R = \pi R_0^2 / (\lambda_0 M^2) \approx 16$ м (здесь $M^2 \approx 6$ – параметр качества пучка [27]) становится лидирующим, что в дальнейшем приводит к филаментации пучка. Вместе с тем если количество субпучков в синтезированном пучке мало и их начальная мощность достаточно высока ($\eta_b \gg 1$), как в случае с KP₄ (см. рис. 1, а–в), то филаментация может начаться и отдельно в каждой субапертуре. Этим объясняется существенное уменьшение дистанции самофокусировки для такого пучка (рис. 2, в). Заметим, что именно филаментацией осевого максимума, а не первоначальных субпучков объясняются большие значения z_{sf} у остальных рассмотренных типов КП. Причем эта дистанция даже больше, чем у одномодального пучка супергауссовского профиля с начальной апертурой R_0 , когда $z_{sf} = 40$ м.

Отметим еще одну особенность филаментации пучков с коронарным типом распределения интенсивности. На рис. 1, д, з видно, что к моменту выхода излучения из первого нелинейного фокуса на дистанциях порядка 100 м профиль синтезированного пучка представляет собой один или несколько приосевых максимумов интенсивности (плотности энергии), окруженных системой близкорасположенных колец. Подобный профиль пучка характерен и для филаментации трубчатого, а также «одетого» пучков [7, 11, 13, 28]. При этом установлено, что часть энергии светового пучка, содержащаяся в кольцевой области, является источником дополнительного энергетического пополнения центральных филаментов [11] и может привести к удлинению области их существования. Кроме того, внешнее кольцо, помимо выполнения чисто энергетической функции подпитки филамента, оказывает определенное влияние на филаментацию центральной области еще и за счет специфики самой дифракции светового пучка мультимодального профиля. В таком пучке изначально присутствуют обособленные волновые структуры (центральный максимум, кольцо), поля которых интерферируют в процессе распространения в среде, влияя таким образом на весь ход самовоздействия излучения [28].

Так, из рис. 2, а, б следует, что при $N_b = 8$ и 12 филаменты наблюдаются на расстоянии до 150 м от старта распространения излучения. Это удлинение области филаментации происходит не равномерно вдоль трассы распространения, а скачкообразно, в виде последовательных рефокусировок

излучения с реализацией повышенной световой интенсивности и плотности электронов плазмы. Причем для $N_b = 4$, когда «эффект внешних колец» совсем не проявляется (см. рис. 1, *a–в*), филаменты образуются только в начале дистанции распространения (на $z = 8$ м) при той же самой начальной мощности излучения ($\eta = 10$).

Увеличение начальной мощности излучения до 25 различным образом сказывается на динамике филаментации пучков с разным количеством субапертур. В синтезированном пучке КП₈ (рис. 3, *a–в*) на каждый «зубец короны» теперь приходится более $3P_c$. Этой мощности оказывается достаточно для противодействия дифракции отдельных субапертур пучка и их слияния в отличие от того, что происходит с пучком излучения в форме КП₁₂ (рис. 3, *z–e*), когда один субпучок содержит в полтора раза меньше мощности. В первом случае (КП₈) субапертуры самофокусируются и затем филамен-

тируют условно независимо, формируя в дальней зоне четко выраженный мультимодальный профиль из 9-ти отдельных максимумов (рис. 3, *в*). А в случае КП₁₂ начальные субпучки уже при $z = 50$ м объединяются в единое квазиодномодальное распределение с лидирующим осевым максимумом, окруженным кольцами (рис. 3, *е*).

При этом, как следует из рис. 2, *в*, в отличие от рассмотренного выше варианта с $\eta = 10$ самофокусировка всех типов более мощных коронарных пучков происходит в самом начале оптической трассы, а значения параметра z_{sf} следуют изменениям парциальной мощности η_b для соответствующего КП в соответствии с простой функциональной зависимостью безабберационной самофокусировки пучка (формула Таланова [29])

$$z_{sf} \propto (\eta_b - 1)^{-1/2}.$$

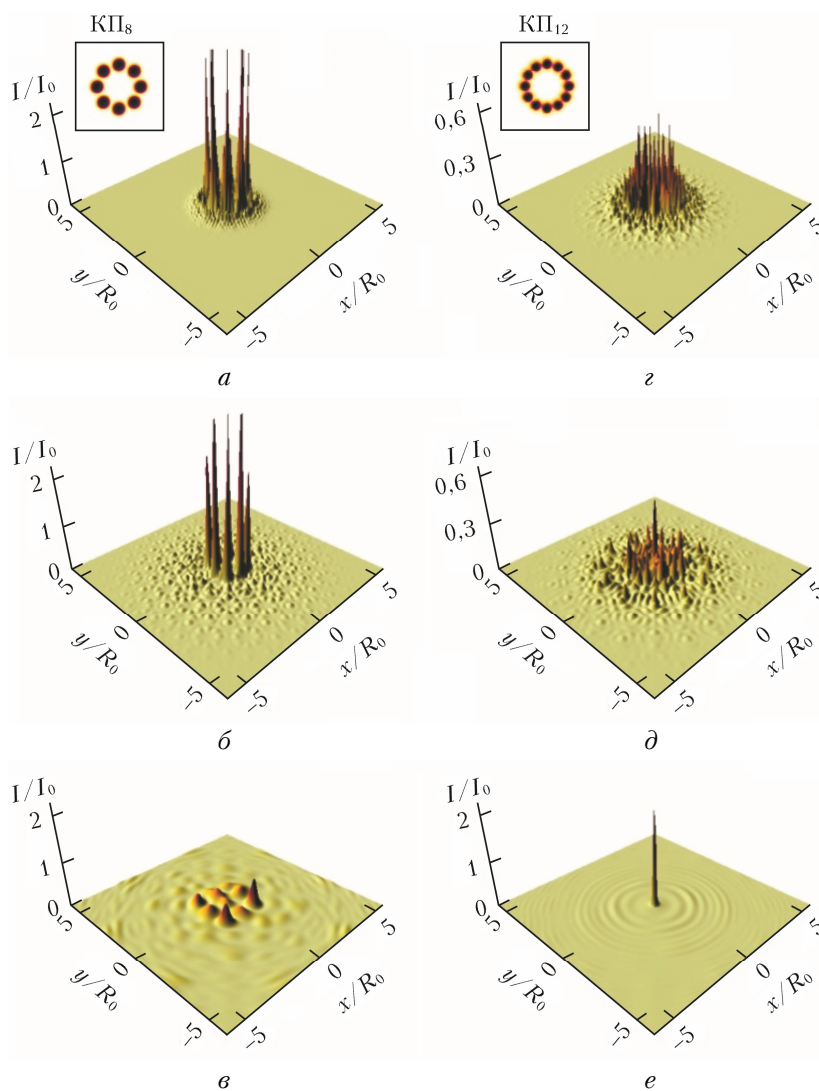


Рис. 3. Поперечное распределение относительной интенсивности КП различного профиля с $\eta = 25$, $N_b = 8$ (*a–в*) и 12 (*z–e*) на различных расстояниях в воздухе: 15 (*a, z*), 25 (*б, д*) и 130 м (*в, е*) (цвет рисунок см. на сайте <http://iao.ru/ru/content/vol.34-2021/iss.09>)

2. Волноводная аналогия филаментации синтезированных световых пучков

В этом разделе рассмотрим динамику самовоздействия синтезированных лазерных пучков коронарного профиля на основе так называемого амплитудно-фазового подхода к филаментации излучения. Для этого обратимся к методологии дифракционно-оптических лучей и связанных с ними дифракционно-лучевых трубок (ДЛТ). Математический аппарат дифракционных лучей подробно представлен в [30–32] и позволяет визуализировать ряд специфических аспектов взаимодействия светового поля с нелинейной средой, которые связаны именно с трансформациями фазового профиля волны и не прослеживаются при традиционном «амплитудном» представлении эволюции светового импульса.

Следует напомнить, что в геометрической оптике для визуализации фазовых поверхностей обычно используют методику трассировки геометрических лучей [33], представляющих собой прямые линии (в однородной среде), касательные в каждой точке к нормали фазового фронта. Для светового пучка конечных размеров, когда нарушается эйкональное приближение и существенными становятся эффекты дифракции при распространении в среде, геометрический луч должен быть заменен так называемым дифракционным лучом (ДЛ) [30]. Каждый ДЛ представляет собой в общем случае криволинейную траекторию, являющуюся интегральной кривой пространственной компоненты вектора Умова–Пойнтинга светового поля. В силу своего определения дифракционные лучи не пересекаются.

Следуя [31], выпишем основные соотношения дифракционно-лучевой оптики. Уравнение для поперечной координаты ДЛ \mathbf{R}_d следует из параболического уравнения для комплексной амплитуды поля (П1) (см. Приложение) и имеет вид

$$\frac{d^2 \mathbf{R}_d}{dz^2} = \frac{1}{2\varepsilon_0} \nabla_{\perp} \varepsilon_{ef}. \quad (3)$$

Здесь ε_{ef} — так называемая эффективная диэлектрическая проницаемость среды [29], которая может быть представлена в виде суммы

$$\varepsilon_{ef} = \varepsilon_0 + \varepsilon_N + \varepsilon_d, \quad (4)$$

где ε_0 — невозмущенное значение диэлектрической проницаемости среды; ε_N — нелинейная компонента, учитывающая рефракционное действие эффекта Керра и самонаведенной электронной плазмы; $\varepsilon_d = \Delta_{\perp} A / k_0^2 A$ — дифракционная составляющая, A — действительная амплитуда светового поля, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ — волновое число в вакууме. Здесь использовано обычное представление комплексного поля через действительные (медленно меняющиеся) амплитуду A и фазу φ :

$$U = A \exp\{i\varphi\}.$$

В стационарном случае можно связать эффективную проницаемость среды ε_{ef} (4) с фазой опти-

ческой волны φ и вместо (3) записать более удобное уравнение для вычислений траекторий ДЛ

$$\frac{d\mathbf{R}_d}{dz} = \frac{1}{k_0} \nabla_{\perp} \varphi, \quad (5)$$

из которого видна прямая связь дифракционного луча с траекторией тока световой энергии, задаваемой поперечной составляющей вектора Умова–Пойнтинга \mathbf{S}_{\perp} :

$$\nabla_{\perp} \varphi = |\mathbf{S}_{\perp}| / k_0 A^2.$$

Заметим, что в силу временного усреднения параболического уравнения (П1) в дальнейшем будем рассматривать усредненные за время импульса ДЛ.

Перейдем к анализу лучевых траекторий, полученных в результате совместного решения уравнений (П1) и (5) для синтезированных пучков коронарного профиля. Ход ДЛ показан на рис. 4 отдельными семействами кривых для пучков с различной начальной мощностью. Каждое такое семейство ДЛ образует локализованную световую структуру — ДЛТ [34]. В отличие от бесконечно тонкого луча световая трубка характеризуется конечным сечением $\sigma_t(z)$ и переносит определенное количество мощности (энергии) излучения $Q_t(z)$. Основополагающим свойством лучевой трубки является постоянство энергии, протекающей через любое ее сечение, если в среде нет источников и стоков энергии [31].

При физическом анализе распространения излучения в среде методология ДЛТ позволяет логичным образом разграничивать внутри пучка отдельные потоки световой энергии. Поскольку эти энергетические потоки изолированы друг от друга и не обмениваются энергией (ДЛТ не пересекаются), каждый из них фактически представляет отдельный *субпучок* со своими собственными эффективным поперечным размером $R_t = \sqrt{\sigma_t}/\pi$ и координатами центра тяжести распределения $\mathbf{r}_t(z)$, дающими понятие об угловой расходимости трубки.

В пределах каждой ДЛТ выполняется закон сохранения энергии, поэтому, как и в случае обычных пучков, для описания эволюции ДЛТ можно использовать усредненные (эффективные) характеристики. Так, площадь поперечного сечения ДЛТ подчиняется обобщенному параболическому закону:

$$\frac{d^2 \sigma_t}{dz^2} = \frac{1}{\pi Q_t \varepsilon_0} \int_{\sigma_t} \{(\nabla_{\perp} \varepsilon_{ef} \cdot \mathbf{r}_{\perp}) I\} d^2 \mathbf{r}_{\perp}, \quad (6)$$

что по форме близко к уравнению для ДЛ (5) с учетом усреднения по сечению трубки градиента эффективной диэлектрической проницаемости среды $\nabla_{\perp} \varepsilon_{ef}$, взятому с весом локальной интенсивности $I(\mathbf{r}_{\perp}, z)$.

Обратимся к рис. 4, а, показывающему две световые трубки, формирующиеся при филаментации синтезированного пучка КП₄. Дифракционные лучи, составляющие внешнюю границу каждой из трубок, для удобства восприятия выделены на рис. 4 различными цветами. Здесь также представлено двумерное

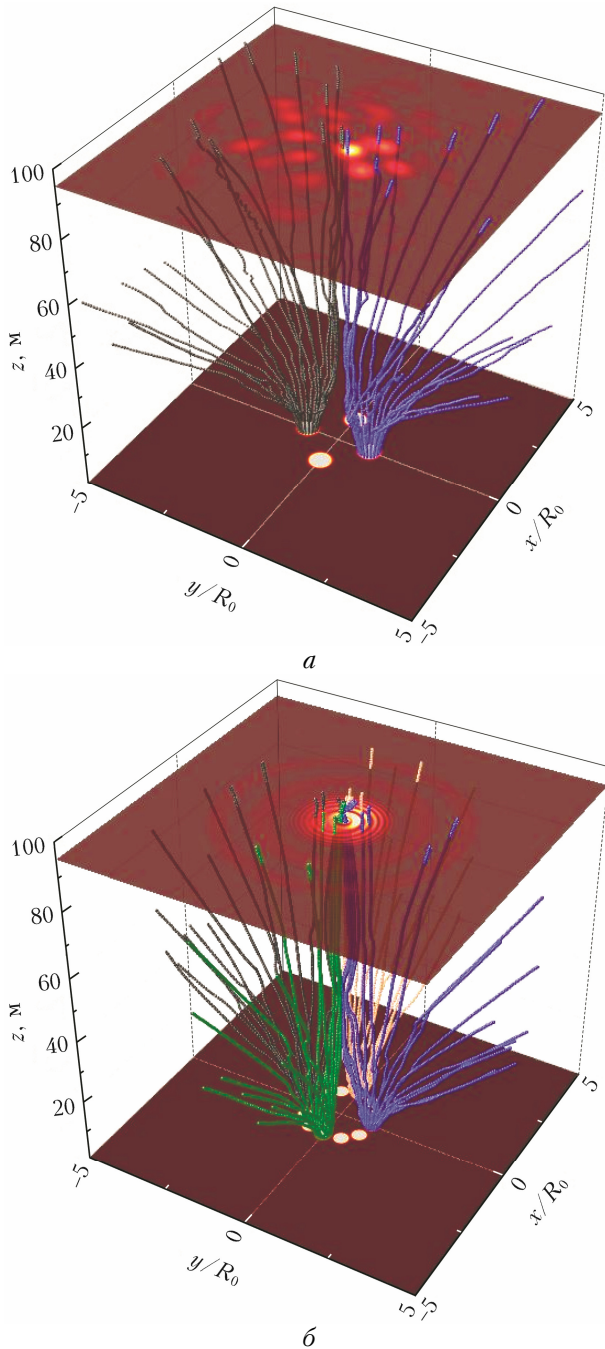


Рис. 4. 3D-картина пространственной эволюции ДЛТ при филаментации синтезированных пучков KP_4 (а) и KP_{12} (б) с $\eta = 10$ (цв. рисунок см. на сайте <http://iao.ru/ru/content/vol.34-2021/iss.09>)

распределение нормированной интенсивности оптического поля по сечению пучка для $z = 0$ м и 95 м.

Отчетливо видно, что на начальном этапе распространения, примерно до нелинейного фокуса при $z = 7$ м, обе ДЛТ идут независимо друг от друга. При этом они незначительно изменяются в размерах, сохраняя круговую форму сечения, что является признаком самоканалирования вследствие подавления дифракционного уширения керровской самофокусировкой; во внутренних областях трубки

происходит филаментация и появляется плазма (см. рис. 2, б).

После нелинейного фокуса, когда филаментация излучения прекращается, сечение трубок резко увеличивается, а их пространственная форма искажается. Трубки вытягиваются в направлении от центра пучка, причем вблизи оптической оси образуется сгущение ДЛ на границах трубок, говорящее о своеобразном «дифракционном» характере взаимодействия ДЛТ (напомним, что обмена энергией между ДЛТ нет). Это сгущение лучей в итоге формирует отдельные дифракционные максимумы в дальней зоне.

В синтезированном пучке коронарного профиля с большим количеством субапертур (KP_{12} на рис. 4, б) эволюция световых трубок отличается от рассмотренного выше случая, прежде всего, тем, что здесь не видно участка самоканалированного распространения субпучков. Вследствие дефицита мощности ($\eta_b < 1$) условия для филаментации в трубках не выполняются, и ДЛТ практически со старта распространения пучка дифракционно уширяются. При этом часть ДЛ на границах отдельных трубок стягивается к оптической оси, где образует еще одну группу лучей. Эта группа представляет осевой максимум интенсивности и распространяется достаточно обособленно синусоподобными траекториями, характерным для определенного класса рефракционных градиентных волноводов – *селфоков* [35].

По аналогии с селфоком, в котором искусственно создается отрицательный поперечный градиент диэлектрической проницаемости материала волновода ($\nabla_{\perp}\epsilon < 0$), в этом случае дифракционное удержание лучей вблизи центра пучка происходит за счет отрицательных значений градиента эффективной диэлектрической проницаемости ($\nabla_{\perp}\epsilon_{ef} < 0$), самосозданных под действием специфического профиля пучка и нелинейности среды распространения [28]. На определенных дистанциях происходит сгущение ДЛ этой центральной группы, что указывает на подъем интенсивности оптического поля и возможную филаментацию.

Динамика изменения вдоль дистанции распространения площади поперечного сечения ДЛТ в нормированных величинах σ_t/σ_{t_0} , где σ_{t_0} – начальная площадь сечения трубки, показана на рис. 5. Расчет проводился по уравнению (6) с учетом предварительно вычисленных массивов амплитуды и фазы оптического поля в результате численного решения параболического уравнения (П1). В качестве реперной зависимости здесь также построено исследуемое отношение для случая линейного распространения (ЛР) синтезированных пучков ($\eta \ll 1$).

Интерес здесь представляют несколько моментов. Во-первых, в соответствии с параболическим характером уравнения (6) площадь поперечного сечения ДЛТ всегда увеличивается при распространении, даже при отсутствии оптической нелинейности среды. Кроме того, темп уширения световых трубок возрастает с повышением мощности излучения подобно тому, как это происходит с пучком в целом [36].

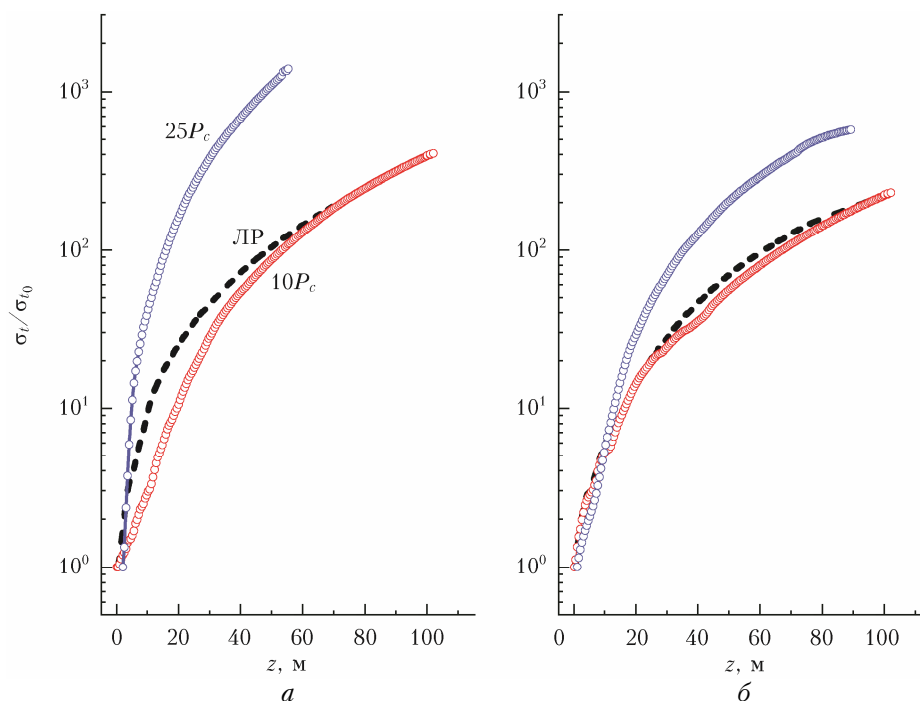


Рис. 5. Изменение относительной площади поперечного сечения ДЛТ при филаментации синтезированных пучков КР₄ (а) и КР₁₂ (б) различной мощности (цвет. рисунок см. на сайте <http://iao.ru/ru/content/vol.34-2021/iss.09>)

И, наконец, из сравнения с кривой для ЛР виден эффект частичного подавления дифракции при керровской самофокусировке субапертур у КР₄ и дефицита парциальной мощности для КР₁₂ при $\eta = 10$. В первом случае площадь ДЛТ меньше таковой при отсутствии нелинейности среды, а во втором — наоборот, практически равна ей вплоть до нелинейного фокуса.

Заключение

Таким образом, по результатам проведенных численных исследований закономерностей филаментации на воздушной трассе определенного типа синтезированных лазерных пучков с коронарным типом распределения интенсивности, образованным в результате некогерентного сложения отдельных субпучков меньшей апертуры, расположенных по кольцу, можно сделать следующие выводы.

Во-первых, в отличие от пучков с унимодальным распределением интенсивности, таких как гауссовский, супергауссовский или кольцевой, филаментация пучков коронарного профиля характеризуется более ярким противоборством дифракции и керровской самофокусировки на масштабах отдельных субапертур. В результате этого могут существенно сдвинуться координаты нелинейных фокусов (филаментов), формирующихся при последовательных рефокусировках КР, в сторону удаления от старта распространения излучения (см. рис. 2, а).

Во-вторых, пространственной координатой и протяженностью участка филаментации излучения КР можно управлять в широких пределах путем изменения числа субпучков в синтезированном коронарном профиле.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках государственного задания ИОА СО РАН, а также при финансовой поддержке РФФ (грант № 21-12-00109).

Приложение

Для получения уравнения для средней (по времени) амплитуды поля $U(\mathbf{r}_\perp, z) = (1/2T) \times \int_{-T}^T \tilde{U}(\mathbf{r}_\perp, z, t) dt$ (T — граница временной сетки; \mathbf{r}_\perp — вектор поперечных координат) временной профиль огибающей лазерного импульса \tilde{U} задается в форме ступеньки с некоторой неизменной полушириной t_0 и считается неизменным в процессе распространения импульса

$$\tilde{U}(\mathbf{r}_\perp, z, t) = \begin{cases} U_0 U(\mathbf{r}_\perp, z), & -t_0 \leq t \leq t_0; \\ 0. & \end{cases}$$

Здесь $U(\mathbf{r}_\perp, z)$ является функцией поперечных координат и эволюционной переменной z . Выбор величины t_0 произволен в диапазоне $0 < t_0 \leq t_p$, но обычно выбирают $t_0 = 0,1t_p$, где t_p — начальная длительность импульса, учитывая характерную временную компрессию импульса, происходящую в керровской среде до нелинейного фокуса.

Такое задание временного поведения огибающей позволяет перейти к интегральной форме NLSE в пренебрежении дисперсией групповой скорости импульса, инерционностью керровской нелинейности и переходным характером фотоионизации среды.

В этих приближениях получим следующее трехмерное уравнение для средней амплитуды излучения $U(\mathbf{r}_\perp, z)$:

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{4} \nabla_\perp^2 - i \frac{L_R}{L_K} |U|^2 + \frac{L_R}{2L_W} W_I \frac{(1-B)}{|U|^2} + \frac{iL_R}{2L_{pl}} \left(1 - \frac{i}{\omega_0 \tau_c} \right) B(U) \right\} U = 0, \quad (\text{П1})$$

где ∇_\perp^2 – поперечный Лапласиан; $\omega_0 = 2\pi/\lambda_0$ – центральная частота; τ_c – характерное время столкновения свободных электронов с тяжелыми частицами. В этом уравнении введены характерные длины керровской L_K и плазменной нелинейности среды L_{pl} , а также длина многофотонной ионизации L_W [37]. Функционал $B(U)$ учитывает суммарный (за время импульса) прирост свободных электронов в канале излучения под действием многофотонной и столкновительной ионизации молекул воздуха и формально обеспечивает насыщение керровской нелинейности с ростом интенсивности излучения. Вычисление скорости многофотонной фотоионизации W_I проводилось по модели [38], которая была применена для воздушной смеси (20%O₂ + 80%N₂) при общей концентрации нейтральных молекул $2,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. При этом критическая мощность самофокусировки излучения на длине волны 800 нм в воздухе задавалась на уровне $P_c = 3,2 \text{ ГВт}$.

В численных расчетах начальный профиль поперечного распределения амплитуды лазерного излучения имел плоский фазовый фронт и задавался в координатах $\mathbf{r}_\perp \equiv (x, y)$ согласно выражениям (1)–(3). Дополнительно имитировалось снижение качества излучения, что присуще мощным лазерным источникам, путем наложения на сгенерированные гладкие профили интенсивности случайного амплитудного шума

$$U_\perp(x, y) \rightarrow U_\perp(x, y) [1 + A_m \cdot \tilde{f}(x, y)],$$

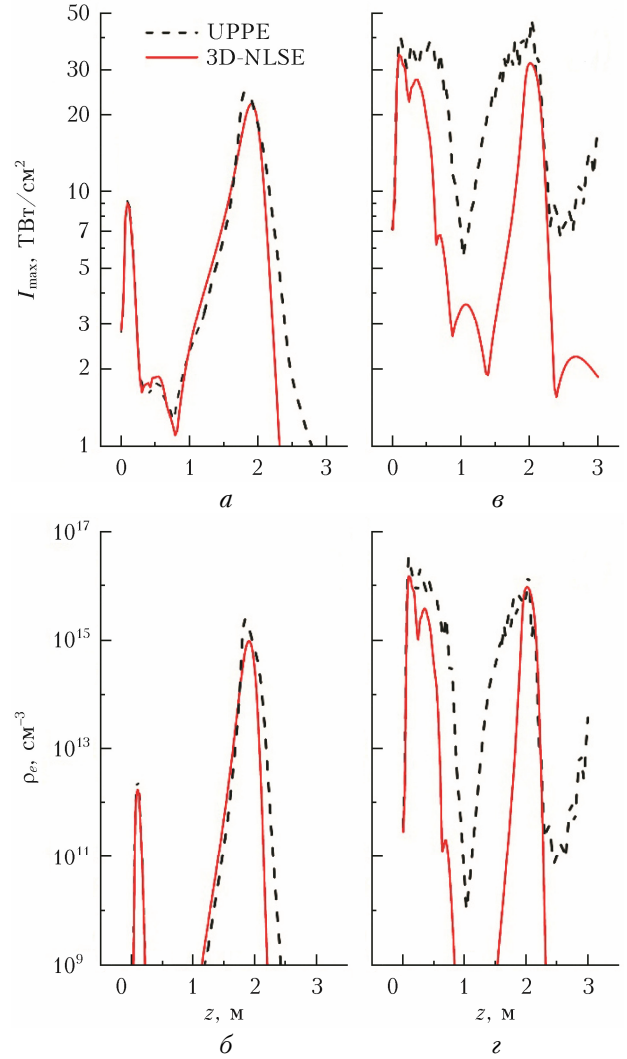
где $\tilde{f} = \text{rand}(-1...1)$ – случайная величина с нормальным законом распределения; A_m – амплитуда. Для определенности все расчеты проведены для лазерных пучков с начальным радиусом $R_0 = 5 \text{ мм}$ и длительностью импульса $t_p = 100 \text{ фс}$. Размеры численной сетки по пространственным координатам составляли $20 \times 20 \text{ см}$ с адаптивным шагом по переменной z .

Для подтверждения правомерности использования редуцированной формы 3D-NLSE при моделировании филаментации пучков сложного пространственного профиля нами были проведены тестовые расчеты самовоздействия в воздухе излучения коронарного профиля различной мощности в рамках данного уравнения и полномасштабного уравнения UPPE для комплексной огибающей электрического поля $U_{k\omega} \equiv U(k_\perp, z; \omega)$ в области пространственно-временных частот [39]:

$$\frac{\partial U_{k\omega}}{\partial z} = i(k_z - \omega_0/v_g)U_{k\omega} + i \frac{\omega^2}{2c^2 k_z} \frac{P_{k\omega}}{\epsilon_0}. \quad (\text{П2})$$

Здесь $k_z = \sqrt{k(\omega)^2 - k_\perp^2}$ – постоянная распространения волны вдоль эволюционной переменной z ; k_\perp – модуль поперечной составляющей волнового вектора; $k(\omega) = \omega n(\omega)/c$ – волновое число, зависящее от (круговой) частоты излучения ω и дисперсии действительной части показателя преломления среды $n(\omega)$; ϵ_0, c – диэлектрическая проницаемость и скорость света в вакууме; $P_{k\omega}$ – нелинейная поляризация среды, учитывающая все значимые процессы, приводящие к фазовой самомодуляции импульса и нелинейной диссипации его энергии [40]. Это уравнение записано в бегущих координатах, начало которых связано с движущимся с групповой скоростью v_g импульсом.

Результаты сравнения динамики изменения вдоль трассы распространения ключевых параметров пучка приведены на рисунке. Расчеты проведены для пучка коронарного профиля (1), образованного десятью парциальными излучателями. Начальный радиус КП был уменьшен до 1 мм для сокращения



Динамика пиковой интенсивности I_{\max} (а, б) и плотности свободных электронов плазменного канала ρ_e (б, z) при филаментации КП с $\eta = 10$ (а, б) и 25 (б, z); расчеты проведены по 3D-NLSE (П1) и UPPE (П2)

времени счета четырехмерного URPE до реалистичной величины. Следовательно, дифракционная длина пучка также сократилась и составила 62 см. При дискретизации счетной области приблизительно на сеточных узла и запуске задачи на 48 ядрах суперкомпьютерного кластера [40] на базе блейд-серверов с процессорами Intel Xeon E5-2680v3 время счета составило ~30 ч.

Из анализа рисунка следует, что редуцированная 3D-модель (П1) удовлетворительно описывает как появление дифракционных максимумов в синтезированном пучке малой мощности ($z \approx 18$ см), так и формирование на более дальних дистанциях нелинейных фокусов с плотностью плазмы, характерной для филаментов. Точность описания динамики пиковых параметров излучения коронарного профиля несколько снижается с ростом мощности лазерного импульса, однако длину и местоположение филаментов редуцированная версия NLSE предсказывает достаточно верно.

1. *Self-focusing: Past and Present. Fundamentals and Prospects* / R.W. Boyd, S.G. Lukishova, Y.R. Shen (eds.). Berlin: Springer, 2009. 605 p.
2. Couairon A., Myzyrowicz A. Femtosecond filamentation in transparent media // *Phys. Rep.* 2007. V. 441. P. 47–189.
3. Bergé L., Skupin S., Nuter R., Kasparian J., Wolf J.-P. Ultrashort filaments of light in weakly-ionized, optically-transparent media // *Rep. Prog. Phys.* 2007. V. 70. P. 1633.
4. Chekalin S.V., Kandidov V.P. From self-focusing light beams to femtosecond laser pulse filamentation // *Phys.-Usp.* 2013. V. 56. P. 123–140.
5. Kasparian J., Rodriguez 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. White-light filaments for atmospheric analysis // *Science*. 2003. V. 301. P. 61.
6. Mechain G., Amico C.D., Andre Y.-B., Tzortzakis S., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A., Couairon A., Salmon E., Sauerbrey R. Range of plasma filaments created in air by a multi-terawatt femtosecond laser // *Opt. Commun.* 2005. V. 247. P. 171.
7. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. Численное моделирование самофокусировки и филаментации трубчатых лазерных пучков в воздухе // *Оптика атмосф. и океана*. 2013. Т. 26, № 8. С. 647–653.
8. Grow T.D., Ishaaya A.A., Vuong L.T., Gaeta A.L., Gavish N., Fibich G. Collapse dynamics of super-Gaussian beams // *Opt. Express*. 2006. V. 14. P. 5468.
9. Roskey D.E., Kolesik M., Moloney J.V., Wright E.M. The role of linear power partitioning in beam filamentation // *Appl. Phys. B*. 2007. V. 86. P. 249–258.
10. Kompanets V.O., Chekalin S.V., Kosareva O.G., Grigor'evskii A.V., Kandidov V.P. Conical emission of a femtosecond laser pulse focused by an axicon into a K 108 glass // *Quant. Electron.* 2006. V. 36, N 9. P. 821–824.
11. Mills M., Christodoulides D., Kolesik M. Dressed optical filaments // *Opt. Lett.* 2013. V. 38. P. 25–27.
12. Mills M., Heinrich M., Kolesik M., Christodoulides D. Extending optical filaments using auxiliary dress beams // *J. Phys. B*. 2015. V. 48. P. 094014.
13. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. Закономерности фемтосекундной филаментации при суперпозиции гауссова и кольцевого лазерных пучков // *Квант. электрон.* 2017. Т. 47, № 8. С. 722–729.
14. Kandidov V.P., Akozbek N., Kosareva O.G., Nyakk A.V., Luo Q., Hosseini S.A., Chin S.L. Towards a control of multiple filamentation by spatial regularization of a high-power femtosecond laser pulse // *Appl. Phys. B*. 2005. V. 80, N 3. P. 267–275.
15. Ionin A.A., Iroshnikov N.G., Kosareva O.G., Larichev A.V., Mokrousova D.V., Panov N.A., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., Sunchugasheva E.S. Filamentation of femtosecond laser pulses governed by variable wavefront distortions via a deformable mirror // *J. Opt. Soc. Am. B*. 2013. V. 30, N 8. P. 2257–2261.
16. Daigle J.-F., Kamali Y., Châteauneuf M., Tremblay G., Thèberge F., Dubois J., Roy G., Chin S.L. Remote sensing with intense filaments enhanced by adaptive optics // *Appl. Phys. B*. 2009. V. 97, N 3. P. 701–713.
17. Apeksimov D.V., Geints Yu.E., Zemlyanov A.A., Kabanov A.M., Oshlakov V.K., Petrov A.V., Matvienko G.G. Controlling TW-laser pulse long-range filamentation in air by a deformable mirror // *Appl. Opt.* 2018. V. 57, N 34. P. 9760–9769.
18. Chu C., Shipilo D.E., Lu D., Zhang Z., Chuchupal S.V., Panov N.A., Kosareva O.G., Liu W. Femtosecond filament emergence between π -shifted beamlets in air // *Opt. Express*. 2020. V. 28. P. 1002–1013.
19. Sprangle P., Pecano J., Hafizi B., Ting A. Incoherent combining of high-power fiber lasers for long-range directed energy applications // *J. Dir. Energy*. 2007. V. 2. P. 273–284.
20. Sprangle P., Ting A., Pecano J., Fischer R., Hafizi B. Incoherent combining and atmospheric propagation of high-power fiber lasers for directed-energy applications // *IEEE J. Quantum Electron.* 2009. V. 45. P. 1–2.
21. Weyrauch T., Vorontsov M.A., Carhart G.W., Beresnev L.A., Rostov A.P., Polnau E.E., Liu J.J. Experimental demonstration of coherent beam combining over a 7 km propagation path // *Opt. Lett.* 2011. V. 36. P. 4455–4457.
22. Fairchild S.R., Walasik W., Kepler D., Baudalet M., Litchinitser N.M., Richardson M. Free-space nonlinear beam combining for high intensity projection // *Sci. Rep.* 2017. V. 7. P. 10147.
23. Lapointe J., Kashyap R. A simple technique to overcome self-focusing, filamentation, supercontinuum generation, aberrations, depth dependence and waveguide interface roughness using fs laser processing // *Sci. Rep.* 2017. V. 7. P. 499.
24. Kolesik M., Moloney J.V. Nonlinear optical pulse propagation simulation: From Maxwell's to unidirectional equations // *Phys. Rev. E*. 2004. V. 70. P. 036604–08.
25. Bergé L., Skupin S., Lederer F., Méjean G., Yu J., Kasparian J., Salmon E., Wolf J.-P., Rodriguez M., Wöste L., Bourayou R., Sauerbrey R. Multiple filamentation of terawatt laser pulses in air // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 92. P. 225002.
26. Bergé L., Schmidt M.R., Rasmussen J.J., Christiansen P.L., Rasmussen K.O. Amalgamation of interacting light beamlets in Kerr-type media // *J. Opt. Soc. Am. B*. 1997. V. 14. P. 2550.
27. Siegman A.E. *Lasers*. Mill Valley, CA: Oxford University Press, 1986. 568 p.
28. Geints Yu.E., Zemlyanov A.A. Ring-Gaussian laser pulse filamentation in a self-induced diffraction waveguide // *J. Opt.* 2017. V. 19. P. 105502.
29. Talanov V.I. Self-focusing of wave beams in nonlinear media // *JETP Lett.* 1965. V. 2, N 5. P. 138–141.
30. Землянов А.А., Бульгин А.Д., Гейнц Ю.Э. Дифракционная оптика светового филамента, образованного при самофокусировке фемтосекундного лазерного импульса в воздухе // *Оптика атмосф. и океана*. 2011.

- Т. 24, № 10. С. 839–847; *Zemlyanov A.A., Bulygin A.D., Geints Yu.E.* Diffraction optics of a light filament generated during self-focusing of a femtosecond laser pulse in air // *Atmos. Ocean. Opt.* 2012. V. 25, N 2. P. 97–105.
31. *Geints Yu.E., Zemlyanov A.A.* Diffraction-ray optics of laser-pulse filamentation // *Phys. Rev. A.* 2018. V. 98. P. 023846.
32. *Гейнс Ю.Э., Землянов А.А., Минина О.В.* Моделирование самофокусировки фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе методом дифракционно-лучевых трубок // *Оптика атмосф. и океана.* 2019. Т. 32, № 2. С. 120–130; *Geints Yu.E., Zemlyanov A.A., Minina O.V.* Simulation of self-focusing of femtosecond laser pulses in air by the method of diffraction-beam tubes // *Atmos. Ocean. Opt.* 2019. V. 32, N 4. P. 420–429.
33. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
34. *Раутиан С.Г.* Квазилучевые трубки // *Опт. и спектроскоп.* 1999. Т. 87, № 3. С. 494–496.
35. *Agrawal G.P., Ghatak A.K., Mehta C.L.* Propagation of a partially coherent beam through Selfoc fibers // *Opt. Commun.* 1974. V. 12, N 3. P. 333–337.
36. *Geints Yu.E., Zemlyanov A.A.* On the focusing limit of high-power femtosecond laser pulse propagation in air // *Eur. Phys. J. D.* 2009. V. 55. P. 745–754.
37. *Geints Yu.E., Zemlyanov A.A.* Dynamics of CO₂ laser pulse filamentation in air influenced by spectrally selective molecular absorption // *Appl. Opt.* 2014. V. 53, N 25. P. 5641–5648.
38. *Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В.* Ионизация атомов в переменном электрическом поле // *ЖТЭФ.* 1966. Т. 50. С. 1393–1397.
39. *Geints Yu.E., Zemlyanov A.A.* Near- and mid-IR ultrashort laser pulse filamentation in a molecular atmosphere: A comparative analysis // *Appl. Opt.* 2017. V. 56. P. 1397–1403.
40. *Информационно-вычислительный центр Новосибирского государственного университета [Электронный ресурс].* URL: <http://nusc.nsu.ru/wiki/doku.php/doc/index> (дата обращения: 12.07.2021).

Yu.E. Geints, A.A. Zemlyanov. **Numerical simulations of filamentation of synthesized femtosecond coronal laser beams in air.**

Theoretical aspects of nonlinear propagation in air under filamentation of high-power ultrashort laser radiation with coronal transverse intensity distribution are theoretically considered. A coronal intensity profile is assumed to be formed by incoherent superposition of several emitting sub-apertures arranged into a ring. Using the numerical solution to the time-averaged nonlinear Schrödinger equation, the transformations along an optical path of the intensity profile of the synthesized beams by varying the number and power of the partial emitters composing them are investigated. We show that the synthesized beams of coronal profile have a number of advantages from the point of view of control over the filamentation region. Particularly, by changing the number and geometric size of the individual subapertures it is possible to significantly delay the beginning of filamentation of the whole beam and increase the distance of its existence in comparison with beams of traditional unimodal profile (Gaussian, plateau-shaped).