

## НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

# Закономерности фемтосекундной филаментации при суперпозиции гауссова и кольцевого лазерных пучков

Ю.Э.Гейнц, А.А.Землянов

*Представлены результаты теоретического моделирования самовоздействия в воздухе мощных фемтосекундных лазерных пучков с длиной волны излучения 800 нм, представляющих собой суперпозицию гауссова и кольцевого пучков. На основе численного решения спектрального уравнения однонаправленного распространения волнового пакета с учетом нелинейности среды, а также с помощью трассировки усредненных дифракционно-оптических лучей был проведен детальный анализ самофокусировки и филаментации такого излучения. Показано, что в терминах дифракционно-лучевой оптики внешнее кольцо формирует волновод, способствующий самоканализованию центральной части комбинированного пучка, поставляющей световую энергию в филамент. Пространственная устойчивость этого волновода зависит от запаса энергии в кольце, а также от его удаленности от оси пучка.*

**Ключевые слова:** фемтосекундная филаментация, гауссовы кольцевые лазерные пучки, дифракционно-лучевая оптика.

### 1. Введение

Явление самофокусировки света в оптических средах активно исследуется начиная с первой половины 60-х годов прошлого века [1–4]. Пристальное внимание к этой проблеме связано с тем, что самофокусировка лазерных пучков представляет собой яркое проявление эффектов нелинейной физики и имеет важное практическое значение для атмосферной оптики [5, 6]. Данное явление состоит в том, что при пиковой мощности импульса, 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.

Одним из интересных направлений в исследованиях по самофокусировке и филаментации световых импульсов является использование профилированных пучков с отличным от гауссова поперечным распределением интенсивности. Примерами являются кольцевой (трубчатый) [7] и супергауссов [8] пучки, квазибездифракционные пучки Бесселя–Гаусса [9, 10], Эйри [11] и Матье [12], а также комбинированный пучок в виде гауссова пучка (ГП), окруженного кольцом [13]. Практический интерес к профилированному излучению связан со специфическими особенностями линейной дифракции таких пучков, что, в свою очередь, открывает перспективы для дополнительного контроля над нелинейным участком распространения, т. е. зоной филаментации.

Комбинированный пучок, о котором речь пойдет ниже, образован когерентным сложением световых полей гаус-

сова и трубчатого пучков, и поперечное распределение интенсивности в нем представляет собой изолированный центральный максимум и окружающее его, как правило, существенно менее интенсивное кольцо. По пространственной форме такой пучок близок к одной из низших радиально-симметричных мод распределения Лагерра–Гаусса [14]. В литературе по филаментации лазерного излучения подобное распределение получило название «одетого пучка» (ОП) [13], где роль световой «одежды» выполняет внешнее кольцо. В рамках модели филамента как устойчивой структуры, динамически пополняемой энергией из внешнего резервуара (с периферии пучка) для компенсации потерь на многофотонную ионизацию и генерацию плазменного канала в среде [15, 16], именно это внешнее кольцо может считаться таким энергетическим источником, подпитывающим филамент, создаваемый центральной частью пучка. Благодаря этому, как показано в [13, 17], удается многократно увеличить длину филаментации ОП по сравнению с таковой для ГП с тем же радиусом и той же мощностью. Установлено, что степень проявления данного эффекта увеличивается с ростом энергии внешнего кольца и зависит от условий его фокусировки [18].

Вместе с тем концепция энергетического резервуара, используемая при описании нелинейного распространения ОП, хотя и является интуитивно понятной, не дает полного представления о филаментации пучков со сложным пространственным профилем. В этой ситуации влияние линейных эффектов дифракции может стать определяющим как для эволюции пучка в целом, так и для поддержания или прекращения существования филамента. Здесь необходимо более детальное рассмотрение нелинейной эволюции профилированных пучков с учетом комплексного амплитудно-фазового взаимодействия различных пространственных областей пучка. Необходимо понять, как и за счет какого физического механизма происходит удержание осевого филамента.

В настоящей работе рассматривается филаментация в воздухе мощных фемтосекундных лазерных ОП на центральной длине волны излучения  $\lambda_0 = 800$  нм. Проводится

Ю.Э.Гейнц, А.А.Землянов. Институт оптики атмосферы им. В.Е.Зуева СО РАН, Россия, 634021 Томск, пл. Акад. Зуева, 1; e-mail: ygeints@iao.ru

Поступила в редакцию 21 марта 2017 г., после доработки – 13 июня 2017 г.

теоретическое моделирование режима одиночной (осевой) филаментации такого излучения и исследуются характеристики области экстремальных значений интенсивности лазерного импульса при изменении параметров внешнего кольца. Для этого используется визуализация распространения световой волны путем трассировки дифракционно-оптических лучей [19], т. е. построение траекторий, касательные к которым совпадают с направлением вектора Умова–Пойнтинга [20]. Отметим, что ранее подобный анализ был успешно применен при изучении закономерностей филаментации унимодальных пучков [19, 21], а также эволюции излучения на постфиламентационной стадии распространения [22]. Анализ лучевых картин позволил нам выдвинуть гипотезу, которая объясняет удлинение осевого филамента в ОП не только передачей энергии от внешнего кольца, но в большей степени самоканализацией филаментированной части пучка внутри специфического «волноводного канала», формирующегося при распространении внешнего кольца.

## 2. Нелинейно-оптическая модель воздуха и методика численного моделирования

В дальнейшем будут обсуждаться результаты численного моделирования распространения в воздухе мощных фемтосекундных импульсов излучения титан-сапфирового лазера с  $\lambda_0 = 800$  нм. В качестве эволюционного уравнения для оптического поля лазерного импульса в нелинейной среде рассматривается уравнение однонаправленного распространения комплексного поля  $E_{k\omega} = E(k_x, k_y, z; \omega)$  в области пространственно-временных частот [23]:

$$\frac{\partial E_{k\omega}}{\partial z} = i \left( k_z - \frac{\omega_0}{v_g} \right) E_{k\omega} + i \frac{\omega^2}{2c^2 k_z} \frac{P_{k\omega}}{\epsilon_0}, \quad (1)$$

где  $k_z = \sqrt{k^2(\omega) - k_{\perp}^2}$  – постоянная распространения волны вдоль эволюционной переменной  $z$ ;  $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2$  – квадрат модуля поперечной составляющей волнового вектора;  $k(\omega) = \omega n(\omega)/c$  – волновое число, зависящее от (круговой) частоты излучения  $\omega$  и дисперсии действительной части показателя преломления среды  $n(\omega)$ ;  $\omega_0$  – несущая частота;  $\epsilon_0$  и  $c$  – диэлектрическая проницаемость и скорость света в вакууме;  $P_{k\omega}$  – нелинейная поляризация среды. Данное уравнение записано в бегущей с групповой скоростью  $v_g$  системе координат, начало которой связано с движущимся импульсом.

В нелинейно-оптической модели среды для ультракороткого импульсного лазерного излучения выделяются несколько физических процессов, оказывающих определяющее влияние на световое поле. К ним относятся светоиндуцированное изменение показателя преломления воздуха  $n = n(|E|^2)$ , учитываемое мгновенной и инерционной составляющими оптического эффекта Керра, фотоионизация среды и плазмообразование. Конкретные выражения для физических эффектов, вносящих вклад в нелинейную поляризацию, можно найти, например, в [24].

Уравнение (1) дополняется кинетическим уравнением для концентрации свободных электронов  $\rho_e$  лазерной плазмы в среде:

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} = W_I (\rho_{nt} - \rho_e) + \alpha_{cas} \rho_e I - \nu_r \rho_e^2, \quad (2)$$

где  $W_I$  – скорость фотоионизации;  $\alpha_{cas}$  – коэффициент ударной ионизации;  $\nu_r$  – частота трехчастичной реком-

бинации свободных электронов, характерная для газов и жидкостей [25];  $I$  – интенсивность оптического поля;  $\rho_{nt}$  – концентрация нейтральных молекул (атомов) среды. Первое слагаемое в правой части данного уравнения учитывает полевой тип ионизации среды (многофотонная/туннельная ионизация), а второе – ионизацию электронным ударом (каскадная ионизация).

Вычисление скорости фотоионизации  $W_I$  проводилось по модели Переломова–Попова–Терентьева [26], которая была применена для воздушной смеси состава  $O_2:N_2 = 20\%:80\%$  при общей концентрации нейтральных молекул  $\rho_{nt} = 2.5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Значения остальных параметров в уравнениях (1), (2) были взяты из нашей работы [22]. При этом критическая мощность  $P_{cr}$  самофокусировки в воздухе на длине волны  $\lambda_0 = 800$  нм составляла 3.2 ГВт. Для задания функциональной зависимости  $n(\omega)$  в настоящей работе использовалась дисперсионная формула Коши [27]. Воздух считался непоглощающим.

В численных расчетах начальный профиль поперечного распределения амплитуды поля лазерного излучения с плоским фазовым фронтом в координатах  $r_{\perp} \equiv (x, y)$  задавался как сумма двух гауссовых функций:

$$E(r_{\perp}, z = 0) = E_0 \exp \left[ - \left( \frac{t}{2t_p} \right)^2 \right] \times \left\{ \exp \left[ - \left( \frac{|r_{\perp}|}{2R_0} \right)^2 \right] + a_r \exp \left[ - \left( \frac{|r_{\perp} - r_r|}{2R_r} \right)^2 \right] \right\}, \quad (3)$$

где  $R_0$  и  $R_r$  – радиус центральной части пучка и ширина кольца соответственно (по уровню интенсивности  $1/e$ );  $r_r$  – радиус-вектор кольцевой области с относительной амплитудой  $a_r$ ;  $E_0 = \sqrt{2I_0/(cn_0\epsilon_0)}$ ;  $n_0$  – показатель преломления среды;  $I_0$  – пиковая интенсивность импульса;  $t_p$  – его длительность. Для определенности все расчеты проведены для пучков с начальным радиусом  $R_0 = 2$  мм при длительности импульса  $t_p = 100$  фс. Относительная толщина ОП кольца была фиксированной и составляла 0.2, а параметры  $a_r$  и  $r_r$  могли варьироваться. Размеры численной сетки были следующими:  $R_{\perp} = 20R_0$  по пространственным координатам и  $T = 16t_p$  по временным координатам с шагом 10 мкм и 2 фс соответственно.

## 3. Результаты моделирования и обсуждение

Обратимся к результатам численных расчетов одиночной филаментации лазерного ОП. На рис. 1 проиллюстрировано влияние внешнего кольца на структуру области филаментации. На этом рисунке показано распределение плотности энергии импульса

$$w(r_{\perp}, z) = \int_T |E(r_{\perp}, z; t)|^2 dt$$

(нормированной на начальное значение  $w_0 \equiv w(r_{\perp} = 0, z = 0)$ ) для двух типов пучков: гауссова и одетого. Начальная пиковая интенсивность  $I_0$  в обоих случаях была одинаковой и составляла  $0.13 \text{ ТВт/см}^2$ , что для ГП давало пятикратное превышение пиковой мощностью импульса  $P_0 = 16 \text{ ГВт}$  критической мощности  $P_{cr}$ .

Как следует из представленных профилей, ГП (рис. 1, а) формирует три последовательные зоны нелинейной фокусировки, начиная с дистанции  $z \approx 10$  м и заканчивая

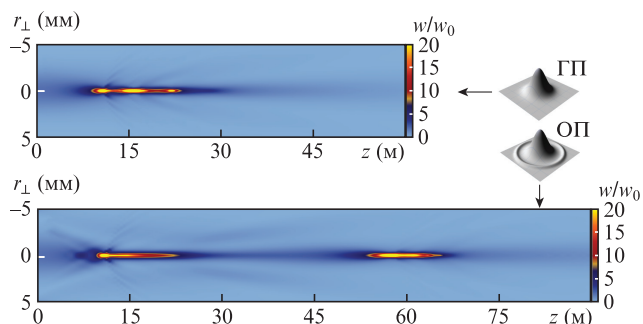


Рис.1. Распределения плотности энергии импульса вдоль трассы при филаментации ГП (а) и ОП (б). Цветные варианты рис.1–5 помещены на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

дистанцией  $z \approx 22$  м, на которой достигается максимум плотности энергии. Протяженность области филаментации ГП, рассчитанная по трассовому профилю пиковой концентрации свободных электронов в канале пучка (по уровню  $10^{14}$  см $^{-3}$ ), составляет в данном случае  $\sim 7$  м.

За счет наличия внешнего кольца мощность ОП была примерно вдвое больше (28 ГВт), поэтому первый нелинейный фокус и, следовательно, начало филаментации, соответствуют  $z = 8$  м (рис.1,б). Затем реализуется еще несколько нелинейных фокусировок пучка, которые можно условно разбить на две группы, разнесенные на  $\sim 30$  м. Окончанию филаментации отвечает дистанция  $z = 65$  м, что существенно больше, чем в случае ГП.

Отметим, что эффект удлинения филамента в ОП не может быть объяснен только повышением его начальной мощности относительно мощности ГП. Наши расчеты (в настоящей статье не приведены) показывают, что даже если взять ГП с таким же значением  $P_0$ , как и в кольцевом пучке (рис.1,б), то филамент, несмотря на увеличение мощности, будет иметь длину всего 14 м. Это вдвое больше длины филаментации на рис.1,а, но в несколько раз меньше протяженности области филаментации для ОП. Очевидно, что причина удлинения области филаментации заключается в специфическом профиле ОП, а именно в наличии внешнего кольца.

Действительно, кольцевая область содержит часть энергии светового пучка и может являться дополнительным источником энергии для центральных филаментов [13]. Это иллюстрирует рис.2, где представлены трассовые зависимости максимальной реализуемой (за время импульса) концентрации свободных электронов  $\rho_e(z)$  и максимальной интенсивности  $I_{\max}(z)$  на оси ОП при различных отношениях энергий кольца  $E_r$  и центрального максимума  $E_c$ :  $\beta = E_r/E_c$ . Относительная (приведенная) пиковая мощность  $\eta = P_0/P_{cr}$  в центральной части пучка была фиксированной ( $\eta = 5$ ), а изменение энергии в кольце регулировалось амплитудным коэффициентом  $a_r$ .

Видно, что увеличение энергии в кольцевой зоне пучка по отношению к энергии в его центральном максимуме, при сохранении геометрической формы и положения кольца, сопровождается удлинением области существования повышенных световой интенсивности и концентрации электронов плазмы. Как и на рис.1, это удлинение происходит не равномерно вдоль трассы распространения, а скачкообразно, в виде последовательных рефокусировок излучения. При этом «эффект кольца» проявляется уже при небольшой добавке энергии к энергии центральной части пучка ( $\beta = 33\%$ ), увеличивая длину филаментации сразу вдвое за счет появления дополнительной

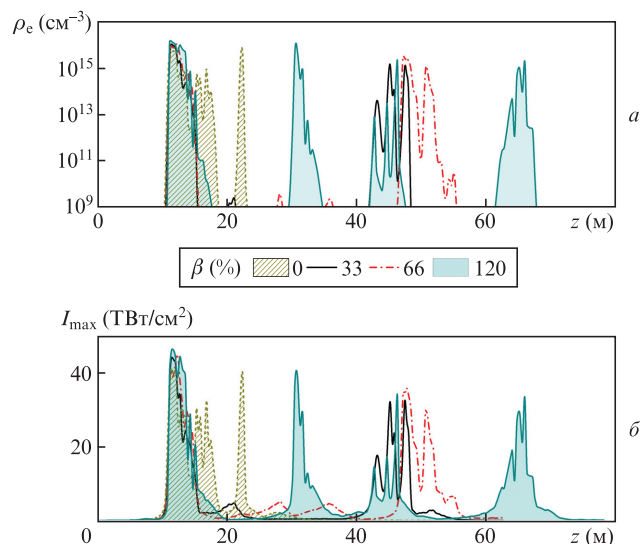


Рис.2. Концентрация свободных электронов на оси (а) и пиковая интенсивность (б) при распространении ОП с различной долей энергии в кольце  $\beta$ .

зоны локальной фокусировки пучка вблизи дистанции  $z = 45$  м.

Дальнейший рост энергии кольца  $E_r$  (до  $\beta = 66\%$ ) дает только относительно небольшое удлинение участка филаментации, происходящее вследствие смещения координаты второй рефокусировки примерно на 6 м от начала трассы. Однако при энергии в кольце, превышающей энергию в центральном максимуме ( $\beta = 120\%$ ), структура участка филаментации опять резко изменяется. Возникают еще две области рефокусировки пучка на расстояниях  $z \approx 30$  и 65 м. Теперь все максимумы интенсивности располагаются на участке филаментации длиной  $\sim 70$  м практически эквидистантно с интервалом 20 м. Численные расчеты показывают, что при дальнейшем увеличении энергии кольца относительно энергии центра пучка заметного удлинения филамента больше не наблюдается, а происходит пространственное расширение уже сформированных зон рефокусировок и заполнение промежутков между ними плазменными сгустками с высокой концентрацией электронов.

Заметим, что реструктуризация области филаментации ОП и появление новых всплесков интенсивности в данном случае никак не связаны с филаментацией поля самого кольца, как это происходит, например, при самофокусировке фемтосекундных трубчатых пучков [7, 28]. Несмотря на то что энергию (и мощность) в кольцевой области ОП формально можно считать достаточной для осуществления его филаментации, особенно при  $\beta > 50\%$ , тем не менее в действительности филаментации кольца не происходит. Это подтверждается нашими расчетами (в настоящей статье не приведены) нелинейного распространения ОП без центрального максимума, т.е. изолированного кольца, с пиковой мощностью вплоть до 30 ГВт ( $\beta \approx 150\%$ ). Очевидно, что физическая причина отсутствия нелинейной динамики кольцевого пучка заключается в существенно более высокой пороговой мощности, необходимой для его самофокусировки как целого [7]. По оценкам, коллапс изолированного кольцевого пучка с такими же параметрами, как и на рис.1, наступает только при  $P_0 > 50$  ГВт, что более чем на порядок превышает  $P_{cr}$  для ГП.

Такая достаточно нетривиальная динамика самофокусировки ОП при изменении параметров кольцевой области указывает на то, что внешнее кольцо, помимо выполнения функции энергетической подпитки филамента, оказывает определенное влияние на филаментацию центральной области пучка еще и за счет специфики самой дифракции светового пучка с рассматриваемым мульти-модальным профилем. В таком пучке изначально присутствуют обособленные волновые структуры (центральный максимум, кольцо), поля которых интерферируют при распространении в среде, влияя таким образом на весь процесс самовоздействия излучения.

Заметим, что в процессе филаментации ГП также наблюдаются специфические кольцевые энергетические структуры, которые организуются спонтанно и могут быть интерпретированы в рамках френелевской дифракции унимодального излучения на самосозданном плазменном сгустке [1]. Однако в случае ОП или, например, бessel-гауссова пучка [9] подобные кольца энергии уже присутствуют в начальном пучке. Мощности в них, как правило, недостаточно для осуществления самостоятельной филаментации, поэтому их влияние на самофокусировку центральных областей пучка можно считать квазилинейным. Тем не менее, как будет показано ниже, это способно кардинально изменить картину самовоздействия пучка в целом.

#### 4. Волноводная аналогия филаментации светового пучка

Трансформацию амплитудно-фазового профиля светового пучка в результате интерференции оптических полей кольца и филаментирующегося центра рассмотрим на основе исследования эволюции фазы световой волны. В геометрической оптике для визуализации фазовых поверхностей обычно используют методику трассировки геометрооптических лучей [27], представляющих собой прямые линии (в однородной среде), касательные в каждой точке к нормали фазового фронта. Для светового пучка конечных размеров, когда нарушается эйконоальное приближение и существенными становятся эффекты дифракции при распространении в среде, геометрический луч должен быть заменен так называемым дифракционным лучом (ДЛ) [19]. Каждый ДЛ представляет собой в общем случае криволинейную траекторию, являющуюся интегральной кривой пространственной компоненты вектора Умова–Пойнтинга светового поля. В силу своего определения ДЛ не пересекаются.

Ранее в работах [19, 21, 22] нами было показано, что математический аппарат, используемый для описания ДЛ и связанных с ними дифракционно-лучевых трубок, оказывается конструктивным для качественного представления результатов по нелинейному самовоздействию световых пучков. Данный подход 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. Ниже мы применим дифракционно-лучевое описание для анализа филаментации ОП.

Следуя [22], выпишем основные соотношения дифракционно-лучевой оптики. Уравнение для поперечной координаты ДЛ  $R_d$  имеет следующий вид:

$$\frac{d^2 R_d}{dz^2} = \frac{1}{2\epsilon_0} \nabla_{\perp} \epsilon_{\text{eff}}. \quad (4)$$

Здесь  $\epsilon_{\text{eff}}$  – так называемая эффективная диэлектрическая проницаемость среды [29], которая может быть представлена в виде суммы:

$$\epsilon_{\text{eff}} = \epsilon_0 + \epsilon_{\text{nl}} + \epsilon_d, \quad (5)$$

где  $\epsilon_0 = n_0^2$  – невозмущенное значение диэлектрической проницаемости;  $\epsilon_{\text{nl}}$  – нелинейная компонента, учитывающая рефракционное действие эффекта Керра и самонаведенной электронной плазмы;  $\epsilon_d = \Delta_{\perp} A / (k_0^2 A)$  – дифракционная составляющая;  $A$  – действительная амплитуда светового поля;  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  – волновое число в вакууме.

Используя представление комплексного поля через действительные (медленно меняющиеся) амплитуду и фазу,  $E = A \exp(i\varphi)$ , в стационарном случае можно связать эффективную диэлектрическую проницаемость среды  $\epsilon_{\text{eff}}$  с фазой оптической волны  $\varphi$  соотношением

$$\epsilon_{\text{eff}} = \epsilon_0 \left[ 1 + \frac{2}{k_0} \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{1}{k_0^2} (\nabla_{\perp} \varphi)^2 \right]. \quad (6)$$

Тогда вместо (4) можно записать более удобное для вычислений уравнение ДЛ:

$$\frac{dR_d}{dz} = \frac{1}{k_0} \nabla_{\perp} \varphi, \quad (7)$$

из которого видна прямая связь ДЛ с траекторией тока световой энергии, описываемой поперечной составляющей вектора Умова–Пойнтинга  $S_{\perp}$ :

$$\nabla_{\perp} \varphi = \frac{1}{2iA^2} (A^* \nabla_{\perp} A - A \nabla_{\perp} A^*) = \frac{k_0}{A^2} S_{\perp}.$$

В дальнейшем будем рассматривать усредненные за время импульса ДЛ, траектории которых вычисляются по формуле (7) с усредненным градиентом фазы поля

$$\overline{\nabla_{\perp} \varphi} = \int \frac{\nabla_{\perp} \varphi I dt}{w(r_{\perp}, z)}.$$

Перейдем к анализу лучевых траекторий, полученных в результате совместного решения уравнений (1), (2), (7) для ОП. Ход ДЛ показан отдельными семействами кривых на рис.3 для пучков с различной начальной мощностью. Симметрия лучевой картины относительно оси пучка позволяет строить ДЛ только для одной его половины. Непосредственно под каждым рисунком с траекториями ДЛ приведен соответствующий профиль плотности энергии  $w_{\text{max}}/w_0$  на оси пучка.

Сначала рассмотрим лучевую картину, представляющую линейное распространение кольцевого ГП с докритической приведенной мощностью  $\eta = 0.1$  (рис.3,а). Мульти-модальный профиль интенсивности ОП можно условно разбить на несколько структур: наиболее интенсивную центральную часть, низкоинтенсивную периферию и узкое внешнее кольцо с центром при  $r_r/R_0 = 2.5$ . Для удобства анализа соответствующие этим структурам ДЛ выделены на рис.3,а и в различными типами линий.

Начиная с момента старта внешнее кольцо, имеющее меньший поперечный размер, чем осевой максимум, ис-

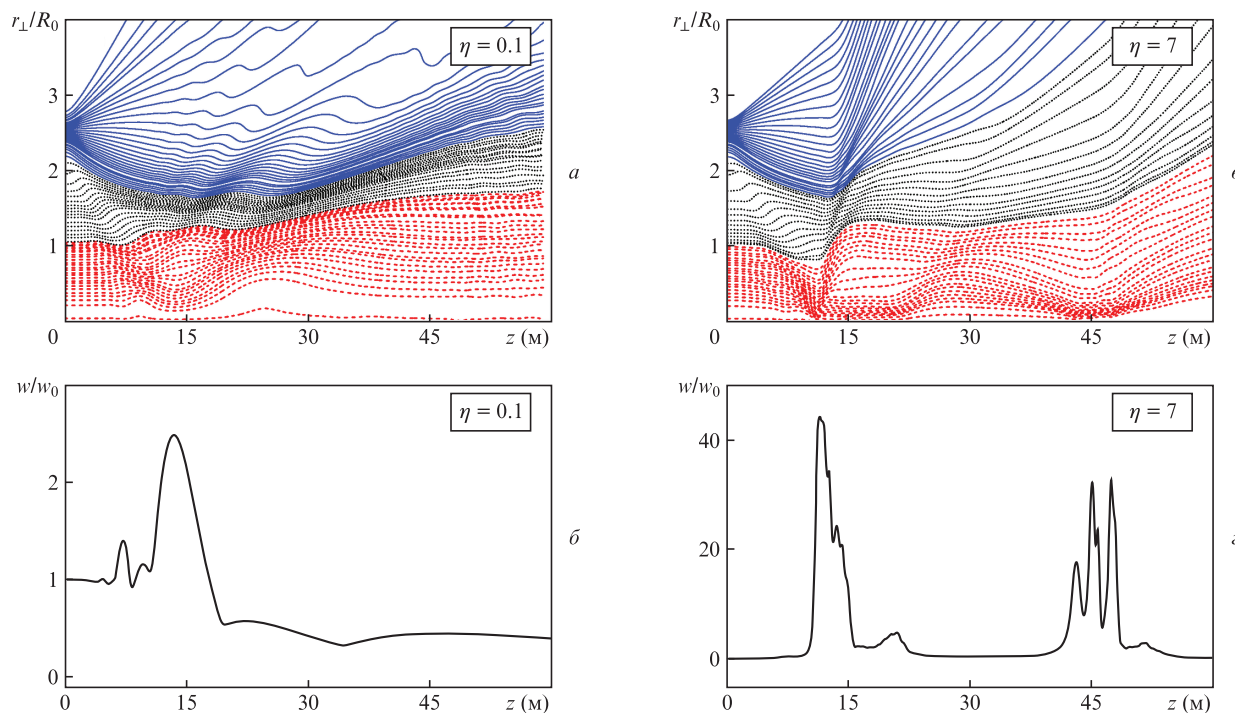


Рис.3. Траектории усредненных ДЛ (а, б) и относительная плотность световой энергии на оси пучков (б, з) для ОП с различной начальной мощностью  $\eta$ .

пытывает наибольшее дифракционное уширение. Часть лучей, составляющих кольцо, стремится к оси пучка и начинает воздействовать на ДЛ периферии, поджимая их к оси. В результате этого происходит также сгущение и световых лучей центральной области, что в итоге формирует дифракционный фокус при  $z = 15.2$  м. Этому соответствует главный максимум в распределении осевой плотности энергии (рис.3,б).

Центральные ДЛ, выходя из фокальной перетяжки, получают наибольшую угловую расходимость и начинают поджимать соседние к ним лучи низкоинтенсивной периферии (с меньшей расходимостью), которые, в свою очередь, воздействуют аналогично на лучи внешнего кольца. Это приводит к тому, что первоначально сходящиеся к оси лучи кольца сначала разворачиваются, а затем приобретают стабильную расходимость от оси.

В зоне разворота кольцевых ДЛ происходит также сгущение лучей периферии, что снижает расходимость от оси центральных ДЛ. В результате, внутри пучка возникает пространственный слой с толщиной порядка начального радиуса центральной части пучка  $R_0$ , внутри которого ДЛ идут практически параллельно оси на дистанции, превышающей рэлеевскую длину пучка. По своим внешним проявлениям такое поведение лучей подобно распространению светового пучка в обычном волноводе. Только в отличие от традиционных рефракционных волноводов, действие которых основано на канализации света вследствие преломления и отражения от границы с воздухом, самоорганизовавшийся волноводный слой на рис.3,а не имеет физических границ. «Стенками» здесь выступают каустические поверхности, образованные сгущением ДЛ периферии. В дальнейшем при описании подобных структур для удобства будем использовать термин «дифракционный волновод» (ДВ), имея в виду его полевую природу. Здесь важно подчеркнуть, что этот волноводный слой формируется при линейном распро-

странении ОП и только благодаря удерживающему действию внешнего кольца.

Теперь обратимся к рис.3,б и з, демонстрирующим лучевые траектории и плотность энергии ОП сверхкритической мощности ( $\eta = 7$ ). Если проводить сравнение с линейным случаем, то видно, что с самого начала распространения и практически до дифракционного фокуса эволюция пучков в линейном и нелинейном случаях подобна. Однако затем появляются отличия в ходе ДЛ, связанные с нарастающей керровской самофокусировкой центральных областей пучка, что в итоге приводит к возникновению первого локального нелинейного фокуса при  $z = 13.7$  м.

Поскольку радиальная координата лучей в области нелинейного фокуса значительно меньше (сжатие пучка сильнее), чем в линейной перетяжке, то и выход ДЛ из фокуса происходит под большими углами. Столкновение с лучами периферии пучка, которые сверху поджимаются кольцевыми ДЛ, останавливает стремление последних к оси. В дифракционной картине формируются резкие изгибы (складки), которые в распределении плотности энергии (рис.1,б) соответствуют кольцам конической эмиссии [30], возникающим вследствие интерференции встречных волн из нелинейного фокуса и периферийных зон пучка.

После первого нелинейного фокуса центральные ДЛ переходят в режим каналирования, при котором их радиальная координата ограничена лучами низкоинтенсивной периферии пучка. При этом часть ДЛ, как и в линейном случае, распространяется параллельно оптической оси, а в более интенсивной части пучка наблюдаются синусоподобные траектории, характерные для специфического класса рефракционных градиентных волноводов – селфоков [31].

По сравнению с лучевой картиной филаментации ГП (см., напр., [22]), когда также можно видеть образование

селфока, в ОП дифракционное каналирование присоевых ДЛ является внутренне присущим ему свойством и, как было показано выше, проявляется даже при обычном линейном распространении. При увеличении мощности ОП керровская самофокусировка проявляется не только в центральном максимуме, но также и во внешнем кольце, хотя и в существенно меньшей степени. Это частично компенсирует дифракцию поля кольца (меньший разброс кольцевых ДЛ на начальном этапе) и снижает расходимость лучевой оболочки самоиндуцированного дифракционного волновода. Благодаря этому высокоинтенсивный световой канал ОП имеет большую суммарную протяженность, чем канал ГП, но при этом существенно иное распределение интенсивности.

Используя определение эффективной диэлектрической проницаемости среды  $\epsilon_{\text{eff}}$ , можно установить прямую аналогию между распространением пучка в реальном волноводе и в самоиндуцированном ДВ. Формирование ДВ кольцевым пучком наглядно прослеживается на рис.4, на котором показан радиальный профиль относительного изменения эффективной диэлектрической проницаемости среды  $\Delta\epsilon_{\text{eff}} = (k_0 R_0)^2 (\epsilon_{\text{eff}}/\epsilon_0 - 1)$  вдоль направления распространения излучения. Параметры излучения соответствуют рис.3, расчет проводился по формуле (6). Напомним, что эффективная диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_{\text{eff}}$  отличается от материальной величины  $\epsilon_0$ , которая обусловлена только физической структурой самой среды, наличием полевого вклада, связанного с изменением амплитуды и фазы оптической волны при ее распространении.

Видно, что  $\Delta\epsilon_{\text{eff}}$  вдоль трассы может принимать положительные и отрицательные значения, что формирует своеобразный «ландшафт» эффективной диэлектрической проницаемости внутри пучка. Дифракционные лучи, как и обычные геометрооптические лучи, при преломлении на границе областей с разными  $\Delta\epsilon_{\text{eff}}$  изгибаются в сторону больших значений (эффективной) диэлектрической проницаемости. Дифракционному волноводу соответствуют области со слабо изменяющимся  $\Delta\epsilon_{\text{eff}}$ , окруженные оптически более плотными стенками, на внешних границах которых градиент эффективной диэлектрической проницаемости отрицателен. Именно это обстоятельство обеспечивает каналирование излучения внутри подобной световой структуры.

Световой луч, попадая в такой ДВ, будет удерживаться оптически плотными стенками на определенном расстоянии. В отличие от обычного рефракционного волновода с полый сердцевинкой, где геометрооптический луч отражается от внешней границы, ДЛ, попадая в область стенки ДВ, преломляется в сторону с большими  $\Delta\epsilon_{\text{eff}}$ , т.е. стремится остаться внутри ДВ. Дифракционный луч может покинуть такой волновод только при определенных углах падения на его стенку. Это может произойти либо тогда, когда ДЛ выходит из области фокуса, где реализуются большие значения  $|\nabla_{\perp}\epsilon_{\text{eff}}|$  и ДЛ сильно искривляются, либо если стенки волновода становятся недостаточно плотными (малые значения  $|\nabla_{\perp}\epsilon_{\text{eff}}|$ ). Области с такими волноводными свойствами отмечены на рис.4, причем ДВ формируется в обоих случаях – и при линейном распространении ОП, и при его филаментации. В последнем случае ДВ имеет меньшее сечение и более «высокие» стенки (значения  $\Delta\epsilon_{\text{eff}}$  больше).

Следует отметить, что одной из первых физических моделей филаментации гауссова лазерного импульса была модель полого рефракционного волновода [32] (т.е. мо-

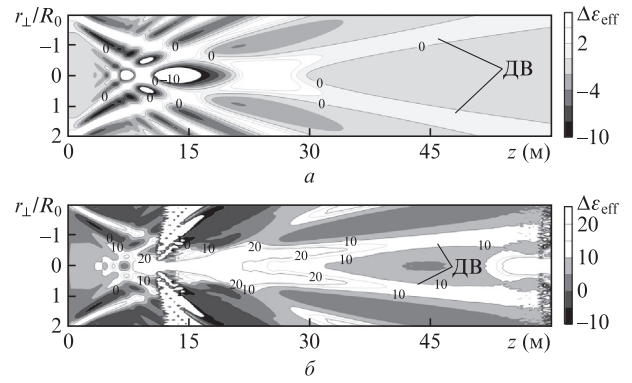


Рис.4. Изолинии эффективной диэлектрической проницаемости среды при распространении ОП в линейном (а) и нелинейном (б) режимах.

дель без учета слагаемого  $\epsilon_d$  в (5)), который формируется самим излучением в среде в результате конкуренции нелинейных эффектов Керра и плазменной дефокусировки. Действительно, как следует из наших расчетов (в настоящей статье не приведены), при рассмотрении филаментации ГП в терминах эффективной диэлектрической проницаемости среды также можно проследить формирование специфической волноводной структуры, подобной описанному выше ДВ в ОП. Однако ДВ в случае ГП образуется прямо на его оси и в отличие от рефракционного волновода [32] не содержит полый сердцевинки с пониженными значениями показателя преломления.

На рис.5 показано, как влияет удаленность внешнего кольца от оси пучка на стабильность и длину самонаведенного ДВ. Здесь сравниваются ОП одной мощности, но с различными параметрами  $r_r$ . Видно, что до первого нелинейного фокуса в лучевых картинах центральной части пучков не наблюдается существенных различий, и самофокусировка центра происходит без влияния кольца. Однако, выходя из фокуса, ДЛ в пучке с большим радиусом кольца (рис.5,а) встречаются с ДЛ периферии, которые еще не успели достаточно уплотниться лучами внешнего кольца. Поэтому большая часть ДЛ периферии уходит вместе с лучами кольца от оси, а остальные формируют короткий волноводный канал, который после еще трех рефокусировок осевых ДЛ разрушается, поскольку не испытывает должного дифракционного поджатия со стороны периферии.

Наоборот, когда кольцо располагается ближе к центру пучка (рис.5,б), оно начинает раньше воздействовать на центральные ДЛ, что выражается в меньшей координате нелинейного фокуса ( $z \approx 9$  м), а также в формировании более узкого в сечении ДВ, чем в предыдущих случаях. В данной ситуации лучевые траектории отличаются наиболее регулярным поведением вдоль дистанции, поскольку сила дифракционного поджатия кольца  $f_d$  здесь меньше [19]:  $f_d = |\nabla_{\perp}\epsilon_d| \propto r_r/R_0^2$ . Несмотря на это, более тонкий ДВ (для ОП с кольцом при  $r_r = 2.5R_0$ ) распадается быстрее и не обеспечивает такой протяженной филаментации, как в случае с  $r_r = 2.5R_0$ .

Это говорит о том, что самым оптимальным вариантом размещения внешнего кольца является тот, при котором наибольшее влияние лучей кольца приходится на момент выхода центральных ДЛ из нелинейного фокуса. Применяя соотношения дифракционной оптики ГП [27], а также теорию безабберационной самофокусировки [20],

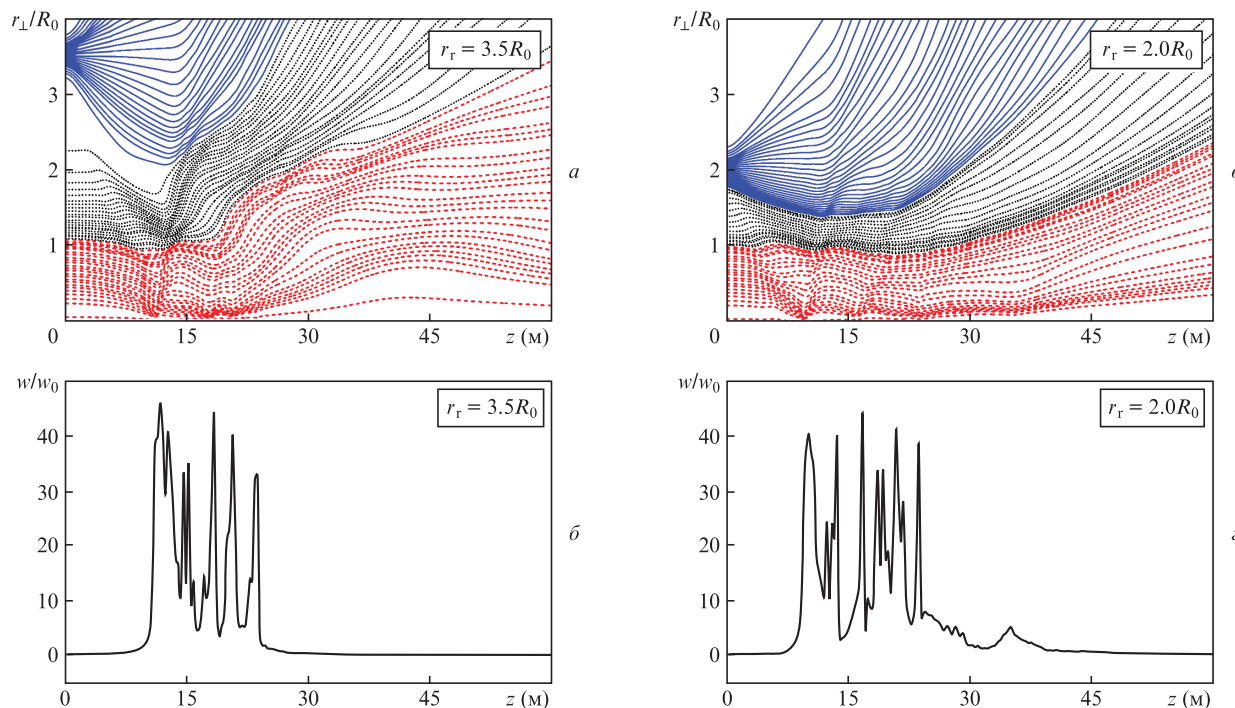


Рис.5. То же, что и на рис.3, но для ОП с различным положением кольца  $r_r$ .

нетрудно получить выражение для оптимального положения внешнего кольца  $r_r$ :

$$r_r \approx R_0^2 / [R_r \sqrt{\eta^* - 1}],$$

где  $\eta^*$  – эффективная приведенная мощность импульса, т. е. пиковая мощность, скорректированная с учетом инерционности действия эффекта Керра. Так, например, для рассмотренного выше случая импульса излучения с  $\eta = 7$  данная коррекция дает  $\eta^* = 4.6$ , что приводит к оптимальному размещению кольца с  $R_r/R_0 = 0.2$  на расстоянии  $r_r \approx 2.65R_0$ .

Итак, при использовании ОП для получения протяженного участка филаментации важными являются не только количество энергии во внешнем кольце (см. рис.2), но и выбор положения кольца в соответствии с мощностью импульса и размерными параметрами всего пучка.

## 5. Заключение

Таким образом, в настоящей работе рассмотрен один из способов управления протяженностью и структурой области филаментации мощного ультракороткого лазерного излучения путем вариации пространственной формы светового пучка на входе в нелинейную среду. На основе численного решения спектрального уравнения однонаправленного распространения световых импульсов теоретически исследованы закономерности самовоздействия в воздухе фемтосекундного излучения с комбинированным профилем интенсивности, представляющим собой интенсивный осевой максимум, окруженный низкоинтенсивным кольцом большего радиуса (ОП [13]). Детальный анализ взаимовлияния линейных и нелинейных физических механизмов в процессе самофокусировки и фила-

ментации такого излучения был проведен с помощью построения усредненных по времени дифракционно-лучевых картин.

Установлено, что важнейшим преимуществом использования ОП в задачах о распространении лазерного излучения является возможность значительного продления участка филаментации в среде при энергозатратах, сопоставимых с энергией ГП. Так, для ОП миллиметрового радиуса с гигаваттной импульсной мощностью протяженность области филаментации излучения может увеличиваться почти втрое по сравнению с таковой для ГП с той же энергией. При этом выясняется, что внешнее кольцо при филаментации импульса не только выполняет функцию энергетического резервуара для поддержания осевого филамента. Как показал анализ лучевых траекторий, особенностью нелинейного распространения ОП является усиление роли механизмов дифракции, а также интерференции оптических полей центральной и кольцевой областей в процессе самовоздействия импульса. В связи с этим наличие внешнего кольца приводит к формированию специфического профиля эффективной диэлектрической проницаемости вблизи оси пучка (или ДВ), способствующего самоканалированию центральной части пучка и удержанию ее в продольных границах филамента. На устойчивость и длину этого ДВ влияет энергия в кольце, увеличивая данные характеристики, а также пространственное расположение кольца относительно оси пучка.

Авторы выражают глубокую признательность В.П.Кандидову за плодотворную дискуссию и ценные замечания при подготовке статьи.

Исследования Ю.Э.Гейнца выполнены при финансовой поддержке Российского научного фонда (соглашение № 16-17-10128), А.А.Землянова – при финансовой поддержке Российского научного фонда (соглашение № 15-17-10001).

1. Shen Y.R., Boyd R.W., Lukishova S.G. (Eds) *Self-focusing: Past and Present* (Amsterdam: Springer, 2009).
2. Couairon A., Myzyrowicz A. *Phys. Rep.*, **441**, 47 (2007).
3. Berge L., Skupin S., Nuter R., Kasparian J., Wolf J.-P. *Rep. Prog. Phys.*, **70**, 1633 (2007).
4. Чекалин С.В., Кандидов В.П. *УФН*, **183**, 133 (2013) [*Phys. Usp.*, **56**, 123 (2013)].
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. *Science*, **301**, 61 (2003).
6. Mechain G., Amico C.D., Andre Y.-B., Tzortzakis S., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A., Couairon A., Salmon E., Sauerbrey R. *Opt. Commun.*, **247**, 171 (2005).
7. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. *Оптика атмосферы и океана*, **26**, 647 (2013).
8. Grow T.D., Ishaaya A.A., Vuong L.T., Gaeta A.L. *Opt. Express*, **14**, 5468 (2006).
9. Roskey D.E., Kolesik M., Moloney J.V., Wright E.M. *Opt. Express*, **15**, 9893 (2007).
10. Компанец В.О., Чекалин С.В., Косарева О.Г., Григорьевский А.В., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **36** (9), 821 (2006) [*Quantum Electron.*, **36** (9), 821 (2006)].
11. Panagiotopoulos P., Papazoglou D.G., Couairon A., Tzortzakis S. *Nat. Commun.*, **4**, 2622 (2013).
12. Hu Y., Nie J., Sun K., Dou X., Chen X., Wan L. *J. Mod. Opt.*, **64**, 572 (2017).
13. Mills M., Christodoulides D., Kolesik M. *Opt. Lett.*, **38**, 25 (2013).
14. Abramochkin E.G., Volostnikov V.G. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **6**, 5157 (2004).
15. Mlejnek M., Wright E.M., Moloney J.V. *Opt. Lett.*, **23**, 382 (1998).
16. Liu W., Gravel J.-F., Théberge F., Becker A., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **80**, 857 (2005).
17. Scheller M., Mills M.S., Miri M.-A., Cheng W., Moloney J.V., Kolesik M., Polynkin P., Christodoulides D.N. *Nat. Photonics*, **8**, 297 (2014).
18. Mills M., Heinrich M., Kolesik M., Christodoulides D. *J. Phys. B*, **48**, 094014 (2015).
19. Землянов А.А., Булыгин А.Д., Гейнц Ю.Э. *Оптика атмосферы и океана*, **24**, 839 (2011).
20. Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Хохлов Р.В. *УФН*, **93**, 19 (1967) [*Sov. Phys. Usp.*, **10**, 609 (1968)].
21. Землянов А.А., Булыгин А.Д., Гейнц Ю.Э. *Оптика атмосферы и океана*, **26**, 350 (2013).
22. Землянов А.А., Булыгин А.Д., Гейнц Ю.Э. *Оптика атмосферы и океана*, **29**, 359 (2016).
23. Kolesik M., Moloney J.V. *Phys. Rev. E*, **70**, 036604 (2004).
24. Couairon A., Brambilla E., Corti T., Majus D., de J. Ramírez-Góngora O., Kolesik M. *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, **199**, 5 (2011).
25. Raizer Yu.P. *Gas Discharge Physics* (New York: Springer, 1991).
26. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. *ЖЭТФ*, **50**, 1393 (1966) [*J. Exp. Theor. Phys.*, **23**, 924 (1966)].
27. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1973).
28. Васильев Е.В., Шленов С.А. *Квантовая электроника*, **46**, 1002 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 1002 (2016)].
29. Таланов В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **2**, 218 (1965).
30. Kandidov V.P., Kosareva O.G., Brodeur A., Chien C.Y., Chin S.L. *Opt. Lett.*, **22**, 1332 (1997).
31. Микаэлян А.Л. *Оптика и спектроскопия*, **44** (2), 370 (1978).
32. Nibbering E.T.J., Curley P.F., Grillon G., Prade B.S., Franco M.A., Salin F., Mysyrowicz A. *Opt. Lett.*, **21**, 62 (1996).