

Рефокусировка мощного фемтосекундного лазерного импульса за слоем атмосферного аэрозоля

Е. П. Силаева^a, В. П. Кандидов^b

*Международный учебно-научный лазерный центр Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 62.
E-mail: ^asilaeva@physics.msu.ru, ^bkandidov@phys.msu.ru*

Статья поступила 24.03.2009, подписана в печать 21.04.2009.

Численно исследована рефокусировка мощного фемтосекундного лазерного импульса после филаментации в слое атмосферного аэрозоля. Показано, что наличие на атмосферной трассе облака аэрозольных частиц приводит к уменьшению энергии филамента, и рефокусировка импульса за слоем приобретает стохастический характер, связанный с конкуренцией влияния возмущений, вызванных рассеянием на частицах аэрозоля, и фильтрацией пространственных мод излучения.

Ключевые слова: фемтосекундный лазерный импульс, рефокусировка, филамент, атмосферный аэрозоль.

УДК: 535.361. PACS: 52.38.Nb, 42.65.Jx, 42.68.Ay, 42.68.Jg.

Введение

Мощный фемтосекундный лазерный импульс, распространяясь в атмосфере, испытывает сложную пространственно-временную трансформацию, при которой энергия локализуется в его приосевой области, образуя филамент. Филаментация имеет место при пиковой мощности импульса, превышающей критическую мощность керровской самофокусировки лазерного излучения в воздухе. В филаменте нарастание интенсивности и плотности энергии на оси импульса, вызванное керровской самофокусировкой, ограничивается дефокусировкой в наведенной лазерной плазме, возникающей вследствие фотоионизации молекул азота и кислорода воздушной среды. Динамический баланс керровской самофокусировки и дефокусировки в наведенной лазерной плазме приводит к образованию тонких (~ 100 мкм) протяженных (до 100 м) нитей с высокой концентрацией энергии лазерного излучения и плазменных каналов в атмосфере. При филаментации в приосевой области фокусирующихся временных слоев импульса происходит выделение пространственной моды, близкой к моде Таунса, являющейся стационарным решением для уравнения самофокусировки пучка [1, 2].

Протяженный филамент существует благодаря окружающему его резервуару энергии [3]. Происходит непрерывный обмен энергией в плоскости его поперечного сечения между приосевой областью с высокой интенсивностью и периферией с низкой плотностью мощности. В импульсах, мощность которых в 5–10 раз превышает критическую мощность самофокусировки, возникает рефокусировка. В этом случае дефокусированное плазмой излучение во временных слоях на хвосте импульса вновь стягивается к оси вследствие керровской самофокусировки и происходит повторное выделение моды Таунса. В результате увеличивается плотность энергии на оси импульса, и энергия в филаменте динамически восполняется.

Явление филаментации сопровождается рядом эффектов, имеющих важное прикладное значение в системах атмосферной оптики. Широкополосное излучение суперконтинуума, который генерируется при нелинейной трансформации импульса, используется в фемтосекундных лидарах для зондирования атмосферы [4, 5]. Высокая интенсивность и плотность энергии на оси фила-

мента позволяют получать плазму оптического пробоя и сигнал флуоресценции на мишениях, удаленных на километровые расстояния [6].

Атмосфера представляет собой сложную многокомпонентную среду, свойства которой могут существенно влиять на характер филаментации лазерного импульса при его распространении в воздухе. Турбулентность приводит к флуктуациям показателя преломления, которые возмущают фазу светового поля импульса, вызывая множественную филаментацию.

Экспериментальные и численные исследования по взаимодействию филамента с отдельными частицами аэрозоля [7–9] показывают, что капля, перекрывающая приосевую область лазерного импульса, фатально не препятствует существованию филамента. Излучение на периферии поперечного сечения импульса проходит мимо капли, и энергия перетекает к оси импульса, поддерживая тем самым восстановление филамента за каплей.

Ослабление филамента в среде с высокой концентрацией аэрозольных капель ($\sim 10^5$ см $^{-3}$) экспериментально исследовалось в [7, 10, 11]. Теоретические модели, представляющие среду с рассеивающими частицами как облако поглощающих дисков [11] или линейно поглощающий слой [12], описывают уменьшение энергии филамента в аэрозоле по сравнению с распространением в незамутненной среде.

Учет амплитудно-фазовых возмущений, вызванных рассеянием, показывает, что рассеяние на частицах аэрозоля вызывает не только уменьшение мощности импульса, но и возникновение флуктуаций интенсивности, инициирующих множественную филаментацию, которая может доминировать над ослаблением [13]. Замена рассеивающей нелинейной среды сплошной средой с коэффициентом ослабления, соответствующим параметрам аэрозоля, не является эквивалентной для исследования трансформации филамента внутри дисперсной среды и за ней [14].

В настоящей работе численно исследуется рефокусировка мощного фемтосекундного лазерного импульса после филаментации в слое атмосферного аэрозоля. Влияние рассеяния на этот нелинейный эффект, сопровождающий филаментацию, ранее не рассматривалось в литературе.

Постановка задачи

Рассмотрим мощный фемтосекундный лазерный импульс, падающий на слой водного аэрозоля, в котором завершается формирование филамента. Филамент зарождается на оси фемтосекундного лазерного импульса без каких-либо начальных возмущений светового поля на выходной апертуре лазерной системы в незамутненной воздушной среде в отсутствие турбулентности. Рост плотности энергии в филаменте, которая достигает максимума в точке его старта, сменяется ее уменьшением, обусловленным дефокусировкой излучения в наведенной лазерной плазме. Процесс перераспределения энергии в поперечном сечении импульса при филаментации происходит в условиях многократного рассеяния светового поля на частицах аэрозоля. Ослабление излучения и амплитудно-фазовые возмущения светового поля, вызванные рассеянием в слое аэрозоля, влияют на процесс рефокусировки импульса. Энергия импульса убывает значительно, но при некотором диапазоне параметров происходит рефокусировка импульса после слоя аэрозоля (рис. 1).

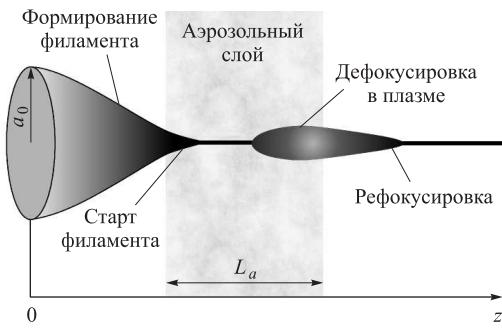


Рис. 1. Качественная картина филаментации импульса при распространении через слой аэрозоля

Положим, что фемтосекундный лазерный импульс имеет гауссову форму, и распределение интенсивности в поперечном сечении является гауссовым, волновой фронт — плоским. Центральная длина волны лазерного импульса $\lambda = 0.8$ мкм, длительность равна $\tau_p = 280$ фс по уровню e^{-1} , радиус начального пучка $a_0 = 1.5$ мм, энергия $W_0 = 5$ мДж, пиковая интенсивность $I_0 = 2.8 \cdot 10^{11}$ Вт/см², что соответствует пиковой мощности $P_0 = 20$ ГВт. При критической мощности самофокусировки в воздухе $P_{\text{cr}} = 4$ ГВт пиковая мощность импульса составляет $P_0 = 5P_{\text{cr}}$.

Рассматривался слой аэрозоля фиксированной толщины $L_a = 0.5$ м, концентрация водных частиц варьировалась в интервале $N_a = 1600 \div 3500$ см⁻³. Аэрозоль предполагался монодисперсным с радиусом частиц $R_a = 10$ мкм.

Формулировка задачи

Анализ проводится в приближении метода медленно меняющихся амплитуд, который справедлив для импульсов длительностью в несколько периодов оптических колебаний [15]. В модели не учитывается дисперсия групповой скорости. Как показывает оценка, для рассматриваемого импульса дисперсионная длина в воздухе значительно превышает длину самовоздействия [16]. В соответствии с принятыми приближениями стоха-

стическое уравнение для комплексной амплитуды поля $E(x, y, z, t)$ записывается в виде

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} = \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{2k^2}{n_0} \Delta n E - ik\alpha_{\text{ion}} E + \hat{D}_a E,$$

где k — волновое число, соответствующее длине волны $\lambda = 800$ нм, n_0 — показатель преломления воздуха, \hat{D}_a — оператор, описывающий стохастизацию светового поля вследствие когерентного рассеяния на частицах аэрозоля, полагается равным нулю вне слоя. Приращение показателя преломления Δn определяется керровской нелинейностью Δn_{kerr} и вкладом наведенной лазерной плазмы Δn_{pl} :

$$\Delta n = \Delta n_{\text{kerr}} + \Delta n_{\text{pl}},$$

$$\Delta n_{\text{kerr}} = \frac{1}{2} n_2 |E|^2, \quad \Delta n_{\text{pl}} = -\frac{e^2 N_e(x, y, z, t)}{\epsilon_0 m_e \omega^2}, \quad (1)$$

где n_2 — коэффициент керровской нелинейности газовых компонент воздушной среды, m_e и e — масса и заряд электрона соответственно, $N_e(x, y, z, t)$ — концентрация электронов, ω — центральная частота импульса.

Выражения (1) не учитывают влияния запаздывания нелинейного отклика, обусловленного вынужденным рассеянием на вращательных переходах молекул азота и кислорода. Для начальной стадии филаментации это запаздывание приводит к увеличению расстояния до начала филамента, что можно учесть введением эффективного коэффициента нелинейности $n_{2\text{eff}}$ [17].

Коэффициент α_{ion} описывает потери при многофотонной ионизации:

$$\alpha_{\text{ion}} = \frac{m \hbar \omega}{I(x, y, z; t)} \cdot \frac{\partial N_e(x, y, z; t)}{\partial t}. \quad (2)$$

В формуле (2) $I(x, y, z, t) = \frac{\phi n_0 \epsilon_0}{2} |E(x, y, z, t)|^2$ — интенсивность излучения, где ϵ_0 — электрическая постоянная. Числа $m = 8$ для кислорода и $m = 10$ для азота определяют число фотонов, необходимых для ионизации молекул основных газовых компонент воздуха.

Концентрация электронов $N_e(x, y, z, t)$ определяется согласно кинетическому уравнению для многофотонной ионизации [18]:

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = R(|E|^2)(N_0 - N_e), \quad (3)$$

где вероятность ионизации $R(|E|^2)$ задается в соответствии с моделью Переломова–Попова–Терентьева [19], N_0 — концентрация нейтральных молекул. Для азота N_2 и кислорода O_2 уравнение (3) решалось раздельно, и результатирующая плотность электронов N_e определялась с учетом их концентрации в воздухе. В уравнении (3) не учитывается вклад лавинной ионизации, поскольку частота столкновений электронов с нейтральными молекулами воздуха при интенсивности поля в филаменте 10^{13} Вт/см² составляет $6 \cdot 10^{11}$ с⁻¹ и вероятность неупругих столкновений за время фемтосекундного импульса пренебрежимо мала.

Когерентное рассеяние в аэродисперсной среде согласно стратифицированной модели [20] имитируется цепочкой аэрозольных экранов, между которыми происходит дифракция и нелинейно-оптическое взаимодействие импульса с газовыми компонентами воздуха и наведенной лазерной плазмой. Аэрозольные экраны содержат случайно расположенные частицы, когерентное рассеяние излучения на которых приводит к перераспределению интенсивности в импульсе. Таким образом,

рассеянная каждой частицей компонента поля остается в пучке и ее интерференция с невозмущенным полем приводит к возмущениям интенсивности в плоскости поперечного сечения. При данных параметрах задачи аэрозольный слой моделировался цепочкой из 50 аэрозольных экранов, расстояние между которыми составляло $\Delta z_a = 10$ мм. Для рассматриваемого диапазона концентраций среднее количество частиц на всем аэрозольном экране составляло $1200 \div 3000$ частиц, на круг с радиусом начального пучка a_0 приходилось $100 \div 250$ частиц, а на круг с радиусом сформировавшегося филамента — в среднем 1 частица.

Так как распределение аэрозольных частиц в пространстве является случайным, то решение, получаемое при некотором наборе экранов с хаотично расположеными каплями, соответствует регистрации случайного поля $\tilde{E}(x, y, z^*, t)$ для отдельного импульса на заданном расстояния z^* . Для получения статистических характеристик фемтосекундного лазерного излучения в аэрозольной среде используется метод Монте-Карло. Ансамбль полей $\{\tilde{E}_j(x, y, z^*, t), j = 1, \dots, M\}$ получается в результате многократного моделирования распространения импульсов в аэрозольной среде. При этом распространение каждого импульса рассматривается на статистически независимых цепочках аэрозольных экранов.

Многократное рассеяние излучения в слое аэрозоля

Анализ адекватности описанной выше модели для описания распространения излучения в дисперсной среде выполнен на примере линейной задачи о прохождении через слой аэрозоля лазерного импульса, мощность которого меньше критической мощности самофокусировки в воздухе. При таких условиях филамент не формируется, и характер распространения импульса определяется только дифракцией и многократным рассеянием на каплях воды внутри слоя. Слой аэрозоля находился на расстоянии $z = 4.5$ м от начала распространения импульса, его толщина составляла $L_a = 0.5$ м, концентрация частиц $N_a = 3800 \text{ см}^{-3}$ и их радиус $R_a = 10 \text{ мкм}$.

На рис. 2 представлены профили интенсивности в центральном временному слое импульса $I(x, y=0, z, t=0)$ на разных расстояниях z от выхода лазерной системы, полученные для одной типичной реализации в численном эксперименте. Рассеяние лазерного излучения на ансамбле частиц приводит к заметному искажению профиля. Сразу после выхода из слоя ($z = 5$ м) существуют сильные флуктуации интенсивности, вызванные интерференцией волн, которые рассеиваются множеством случайно расположенных капель аэрозоля (рис. 2, a). При дальнейшем распространении после слоя вследствие дифракции происходит пространственная фильтрация пучка (рис. 2, б, в). Высшие гармоники пространственного спектра излучения испытывают большую дифракционную расходимость и при распространении выходят на периферию пучка. Через 2 м после выхода из аэрозоля профиль пучка очищается, и его форма снова становится близка к гауссовой (рис. 2, г). При этом уменьшается интенсивность импульса в среднем из-за амплитудно-фазовых возмущений, внесенных аэрозолем.

Для сопоставления полученных результатов с зависимостью, определяемой законом Бугера, рассматривалось изменение с расстоянием энергии импульса W_d в приосевой области диаметром $d = 100$ мкм, которая много-

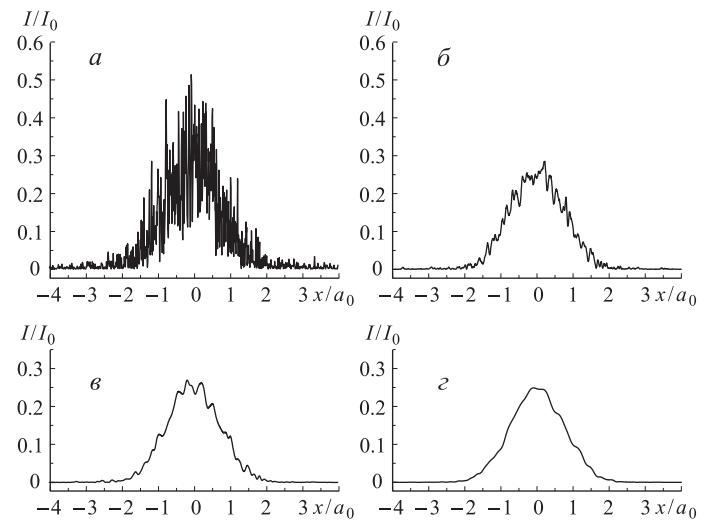


Рис. 2. Профили интенсивности центрального временного слоя импульса при прохождении через слой аэрозоля с оптической толщиной $\tau = 1.2$ на расстоянии $z = 5$ м (a), $z = 5.5$ м (b), $z = 6$ м (c), $z = 7$ м (d). Мощность импульса $P_0 \ll P_{cr}$

меньше радиуса пучка:

$$W_d(z) = \int_0^{d/2} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{I}(r, z, t) r dr dt. \quad (4)$$

Величина W_d — эквивалентна интенсивности, усредненной в приосевой области пучка. Так как в аэрозоле происходит сильная стохастизация светового поля, то для получения зависимости $W_d(z)$ проведен статистический анализ с использованием метода Монте-Карло, где процедура усреднения осуществлялась по ансамблю из $M = 10$ независимых реализаций распространения излучения в слое аэрозоля. На рис. 3 приведено относительное изменение энергии W_d/W_0 при наличии рассеивающего слоя, где W_0 — начальное значение энергии всего импульса. Видно, что энергия на оси импульса резко убывает в слое плотного аэрозоля. Снижение энергии вне слоя связано с дифракцией излучения.

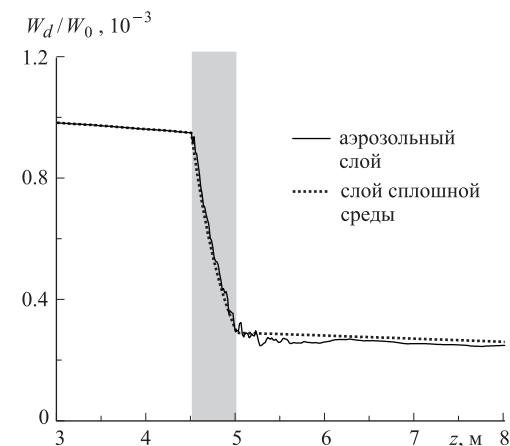


Рис. 3. Относительное изменение энергии импульса в круге диаметром $d = 100$ мкм с расстоянием при его прохождении в слое дисперсной среды (сплошная линия) и в слое сплошной среды (пунктирная линия). Мощность импульса $P_0 \ll P_{cr}$. Оптическая толщина слоя, выделенного серым тоном, $\tau = 1.2$

По закону Бугера интенсивность плоской волны в дисперсной среде уменьшается с расстоянием согласно зависимости

$$I(z) = I_0 \exp(-\tau), \quad (5)$$

где I_0 — интенсивность излучения в отсутствие рассеивающей среды, τ — оптическая толщина среды, определяемая формулой, справедливой для водных частиц, радиус которых R_a много больше длины волны [21]:

$$\tau = 2\pi R_a^2 N_a z. \quad (6)$$

В рассматриваемом случае оптическая толщина аэрозольного слоя $\tau = 2\pi R_a^2 N_a L_{\text{aer}} = 1.2$, что определяет значительное уменьшение интенсивности импульса после выхода из слоя.

Заменяя аэрозоль сплошной средой с эквивалентной оптической толщиной, определяемой по (5), можно рассмотреть детерминированную задачу о прохождении пучка через ослабляющий слой. В результате решения уравнения дифракции пучка при распространении через слой сплошной ослабляющей среды получено изменение энергии W_d в приосевой области.

Зависимости $W_d(z)/W_0$, полученные для рассеивающего слоя методом статистических испытаний и для сплошной детерминированной среды, практически совпадают. Усреднение не полностью сглаживает искажения, вызванные рассеянием, но благодаря пространственной фильтрации высших гармоник через некоторое расстояние после слоя аэрозоля энергия на оси импульса может быть описана с хорошей точностью законом Бугера. Таким образом, используемая нами стратифицированная модель является адекватной для анализа изменений энергетических характеристик импульса в процессе распространения через слой атмосферного аэрозоля.

Энергия в филаменте и рефокусировка импульса

При концентрации энергии лазерного излучения интенсивность на оси филамента достигает $10^{13} \div 10^{14}$ Вт/см². Представляет интерес исследовать перенос филаментом высоколокализованной лазерной энергии.

Размер филамента $d = 100$ мкм, энергия высокой плотности W_f определяется в круге диаметром d по формуле (4). В процессе локализации энергии при формировании филамента, нарастает с расстоянием при фокусировке филамента, достигая максимума в плоскости его зарождения $z_f = 4.55$ м (рис. 4). В свободном пространстве вследствие дефокусировки в наведенной лазерной плазме и потеря на фотоионизацию энергия филамента $W_f(z)$ не остается постоянной, а, достигнув максимума, убывает с расстоянием. Однако при $z = 4.78$ м энергия вновь начинает нарастать вследствие рефокусировки импульса.

Если на пути импульса находится слой ослабляющей сплошной или дисперсной среды с оптической толщиной $\tau = 0.5$ (концентрация частиц аэрозоля $N_a = 1600$ см⁻³), то рефокусировка импульса из-за уменьшения энергии происходит на большем расстоянии после выхода импульса из слоя. При этом в случае слоя аэрозоля той же оптической толщины рефокусировка импульса происходит позже, чем для случая со слоем сплошной среды. Это связано с различиями в характере обмена энергией между приосевой областью и периферией поперечного сечения импульса для этих случаев. Рассеивающий слой приводит к сильным возмущениям светового поля

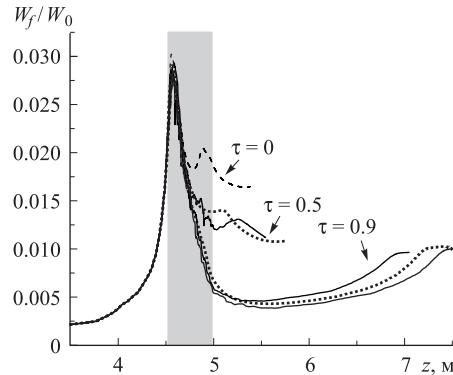


Рис. 4. Относительное изменение энергии в филаменте W_f с расстоянием: в среде со слоем аэрозоля (сплошные линии), в среде со слоем сплошной поглощающей среды (пунктирные линии) и в свободном пространстве (штриховая линия). Оптическая толщина слоев τ . Для $\tau = 0.9$ приведены две разные реализации дисперсного слоя. Положение слоя выделено серым тоном. Параметры импульса: $\tau_p = 280$ фс, $a_0 = 1.5$ мм, $W_0 = 5$ мДж, $I_0 = 2.8 \cdot 10^{11}$ Вт/см², $P_0 = 5P_{cr}$

на периферии плоскости поперечного сечения, что затрудняет восполнение энергии филамента из окружающего его резервуара. Аналогичный вывод был сделан авторами работы [22], в которой показано, что турбулентные флуктуации показателя преломления, искажая энергетический резервуар, приводят к уширению филамента и уменьшению интенсивности на его оси.

При увеличении оптической толщи до $\tau = 0.9$ (концентрация частиц $N_a = 2900$ см⁻³) энергия значительно уменьшается и расстояние до рефокусировки импульса увеличивается. При этом в ряде реализаций рефокусировка импульса в слое дисперсной среды происходит раньше, в других — позже, чем при распространении через слой сплошной среды. На рис. 4 приведены характерные реализации для импульса, прошедшего слой аэрозоля.

Чтобы выяснить причину полученной нестабильности процесса рефокусировки, рассмотрим распределение интенсивности в поперечном сечении импульса во временном слое, в котором происходит перенос энергии к оси

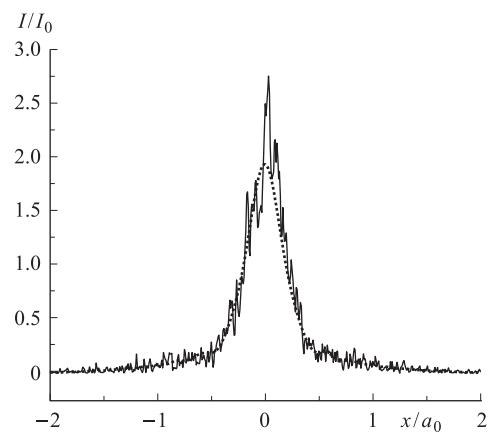


Рис. 5. Профиль интенсивности импульса на расстоянии $z = 5$ м ($y = 0$) во временном слое, в котором происходит рефокусировка после прохождения слоя сплошной среды (пунктирная линия) и слоя дисперсной среды (сплошная линия), оптическая толщина $\tau = 0.9$

импульса на расстоянии $z = 6.7$ м. Сразу после выхода из ослабляющей среды ($z = 5$ м) в этом временном слое интенсивность мала (рис. 5). При этом в случае рассеяния на каплях аэрозоля сильно искажается профиль импульса, обогащается его спектр пространственных мод. В результате может ускориться выделение моды Таунса при рефокусировке излучения. Вместе с тем флуктуации интенсивности на периферии затрудняют перетекание энергии к оси филамента. Конкуренция двух этих эффектов является причиной стохастизации процесса рефокусировки. Поэтому рефокусировка после слоя дисперсной среды может произойти на расстоянии как меньшем, так и большем по сравнению со сплошной средой такой же оптической толщи. В некоторых реализациях не возникает флуктуаций, размер которых был бы достаточным, для того чтобы из них развилась фокусировка временного слоя и сформировалась мода Таунса.

В случае аэрозольного слоя с оптической толщиной $\tau = 0.5$ во всех реализациях рефокусировка происходит позже, чем в случае слоя сплошной среды, так как расстояние до рефокусировки мало и доминирует влияние искажений на периферии поперечного сечения импульса.

Заключение

Ослабление энергии импульса в аэрозоле приводит к увеличению расстояния до его рефокусировки после слоя дисперсной среды. Возмущения светового поля, возникающие при многократном рассеянии на частичках аэрозоля, существенно влияют на рефокусировку импульса. При малой оптической толще слоя доминирует замедление перетекания энергии к оси импульса при рефокусировке из-за возмущений интенсивности на периферии поперечного сечения импульса, наведенных в слое. Когда оптическая толща аэрозольного слоя невелика, фильтрация излучения не успевает развиться и возмущения резервуара энергии, окружающего филамент, препятствуют восполнению энергии, рефокусировка импульса происходит на большем расстоянии, чем в слое сплошной среды той же оптической толщи. В результате расстояние до ее образования больше, чем после слоя сплошной среды той же оптической толщи. С увеличением оптической толщи слоя рефокусировка импульса имеет стохастический характер и расстояние до образования вторичного фокуса в филаменте существенно отличается в различных реализациях. Это обусловлено конкурирующим характером влияния наведенных возмущений в условиях фильтрации пространственных мод после слоя. Возмущения после дифракции излучения за слоем замедляют как перенос энергии из периферии импульса, так и выделение моды Таунса.

Уменьшение энергии в малой приосевой области поперечного сечения импульса, обусловленное рассеянием на стохастическом множестве частиц в слое аэрозоля,

подчиняется закону Бугера для плоской волны в среде той же оптической толщи.

Таким образом, проведенные исследования показали, что наличие на атмосферной трассе облака аэрозольных частиц приводит не только к уменьшению энергии филамента, но и сказывается на характере рефокусировки импульса. Поэтому замена дисперсной среды эквивалентной сплошной средой той же оптической толщи не является адекватной для описания поведения мощного фемтосекундного импульса за слоем атмосферного аэрозоля.

Список литературы

- Chiao R.Y., Garmire E., Townes C.H. // Phys. Rev. Lett. 1964. **13**, N 15. P. 479.
- Moll K.D., Gaeta A.L., Fibich G. // Phys. Rev. Lett. 2003. **90**, N 20. P. 1095.
- Mlejnek M., Wright E.M., Moloney J.V. // Opt. Lett. 1998. **23**, N 5. P. 382.
- Woste L., Wedekind C., Wille H. et al. // Laser and Optoelectronics. 1997. **29**, N 5. P. 51.
- Rairoux P., Schillinger H., Niedermeier S. et al. // Appl. Phys. B. 2000. **71**, N 4. P. 573.
- Kasparian J., Rodriguez M., Mejean G. et al. // Science. 2003. **301**, N 5629. P. 61.
- Courvoisier F., Boutou V., Kasparian J. et al. // Appl. Phys. Lett. 2003. **83**, N 2. P. 213.
- Dubietis A., Gaizauskas E., Tamosauskas G., Di Trapani P. // Phys. Rev. Lett. 2004. **92**, N 25. P. 253903.1.
- Kolesik M., Moloney J.V. // Opt. Lett. 2004. **29**, N 6. P. 590.
- Бочарев Н.Н., Землянов А.А., Землянов А.А. et al. // Оптика атмосф. и океана. 2004. **17**, № 12. С. 971.
- Mejean G., Kasparian J., Yu J. et al. // Phys. Rev. E. 2005. **72**, N 2. P. 026611.1.
- Zemlyanov A.A., Geints Y.E. // Opt. Commun. 2006. **259**, N 2. P. 799.
- Кандидов В.П., Милицин В.О., Качан Е.П. // Квант. электрон. 2006. **36**, № 11. С. 1032.
- Силаева Е.П., Кандидов В.П. // Оптика атмосф. и океана. 2009. **22**, № 2. С. 105.
- Shpolyanskiy Y.A., Belov D.L., Bakhtin M.A., Kozlov S.A. // Appl. Phys. B. 2003. **77**, N 2–3. P. 349.
- Шленов С.А., Кандидов В.П. // Оптика атмосф. и океана. 2004. **17**, № 8. С. 630.
- Андраник Ю.Ю., Кандидов В.П., Косарева О.Г. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2002. **66**, № 8. С. 1091.
- Kosareva O.G., Kandidov V.P., Brodeur A., Chin S.L. // J. Nonlin. Opt. Phys. Mater. 1997. **6**, N 4. P. 485.
- Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. // ЖЭТФ. 1966. **50**, № 5. С. 1393.
- Милицин В.О., Кузьминский Л.С., Кандидов В.П. // Оптика атмосф. и океана. 2005. **18**, № 10. С. 880.
- Зуев В.Е., Кабанов М.В. Оптика атмосферного аэрозоля. Л., 1987.
- Ma Y.-y., Lu X., Xi T.-T. et al. // Opt. Expr. 2008. **16**, N 12. С. 8332.

Refocusing of high-power femtosecond laser pulse after the layer of atmospheric aerosol**E. P. Silaeva^a, V. P. Kandidov^b***International Laser Center, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.**E-mail: ^asilaeva@physics.msu.ru, ^bkandidov@phys.msu.ru.*

The refocusing of high-power femtosecond laser pulse after filamentation in the layer of atmospheric aerosol is numerically investigated. It is shown that the presence of aerosol particles cloud along the propagation path in atmosphere results in filament energy decrease, and the process of the pulse refocusing becomes stochastic after the aerosol layer due to the competition between the influence of perturbations induced by aerosol scattering and the filtering of radiation spatial modes.

Keywords: femtosecond laser pulse, refocusing, filament, atmospheric aerosol.

PACS: 52.38.Hb, 42.65.Jx, 42.68.Ay, 42.68.Jg.

Received 24 March 2009.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 4(2009).

Сведения об авторах

1. Силаева Елена Петровна — аспирантка; e-mail: silaeva@physics.msu.ru.

2. Кандидов Валерий Петрович — докт. физ.-мат. наук, профессор; тел.: 939-30-91, e-mail: kandidov@phys.msu.ru.