

Филаментация фемтосекундных ИК и УФ импульсов при фокусировке в воздухе

А.А.Дергачев, А.А.Ионин, В.П.Кандидов, Л.В.Селезнев, Д.В.Синицын,
Е.С.Сунчугашева, С.А.Шленов

Численно и экспериментально исследована филаментация лазерного излучения ИК и УФ диапазонов при различной начальной фокусировке пучка. Получены распределения линейной плотности электронов в плазменном канале филаментов. Установлено, что изменение фокусировки лазерного пучка влияет на параметры филамента и плазменного канала сильнее для излучения УФ диапазона, чем ИК диапазона. Фокусировка излучения приводит к слиянию отдельных областей высокой плотности световой энергии, сформировавшихся вследствие эффекта рефокусировки, в непрерывный протяженный филамент с непрерывным плазменным каналом.

Ключевые слова: филаментация, фемтосекундный лазерный импульс, лазерная плазма, УФ филаменты.

1. Введение

При распространении мощного лазерного излучения фемтосекундной длительности происходит автолокализация его энергии с образованием тонких протяженных нитей – филаментов [1–4]. Высокая интенсивность светового поля в филаменте приводит к фотоионизации среды, и вслед за лазерным импульсом формируются плазменные каналы с относительно высокой концентрацией свободных электронов.

На начальной стадии филаментации лазерный пучок испытывает самофокусировку вследствие керровской нелинейности среды. Этот процесс происходит, если пиковая мощность лазерного излучения превосходит критическую мощность самофокусировки в среде P_{cr} , которая существенно снижается с уменьшением длины волны лазерного излучения. В воздухе критическая мощность самофокусировки составляет 2–6 ГВт на длине волны 800 нм и около 70 МВт – на 248 нм. Вследствие этого, для получения филаментов в УФ диапазоне возможно использование лазерных импульсов существенно меньшей энергии.

Автолокализация лазерной энергии и формируемые плазменные каналы обуславливают круг практических приложений филаментации [5, 6]. В ряде работ указывается на преимущество УФ филаментов, например в таких приложениях, как создание атмосферных волноводов [7, 8], LIBS [9], обнаружение взрывчатых веществ [10], сверление микроотверстий [11]. В работе [12] рассматривается использование УФ импульсов для управления электрическим раз-

рядом. Показано, что совместное использование последовательности пикосекундных УФ импульсов с длинным УФ импульсом увеличивает разрядный фототок на два порядка по сравнению с током от единичного длинного импульса.

В первых работах [13, 14] отмечалось, что генерация лазерной плазмы излучением УФ диапазона происходит при значительно меньшем порядке многофотонности, чем в случае ИК излучения. Если при длине волны 800 нм для фотоионизации молекул кислорода и азота необходимы 8 и 11 фотонов, то при 248 нм их число сокращается до 3 и 4 фотонов. Вследствие этого, баланс между керровской самофокусировкой и плазменной дефокусировкой излучения в филаменте УФ диапазона имеет более «мягкий» характер, чем в филаменте ИК диапазона. Авторы [13] указывают, что следствием этого является большая протяженность филамента УФ излучения по сравнению с филаментом, созданным ИК излучением. Согласно экспериментам, выполненным с острогофокусированными пучками [15], и численным исследованиям с коллимированными пучками [16] диаметр плазменного канала в УФ филаменте меньше, чем в ИК филаменте. Исследования УФ филаментации показали [17], что с увеличением длительности импульса возрастает диаметр плазменного канала и концентрация электронов. В теоретической работе [18] высказано предположение о возможности создания УФ филаментов с энергией в несколько сотен мДж и протяженностью в несколько километров.

Численные исследования УФ филаментации выполнены для излучения с параметрами, близкими к лабораторным условиям, в которых использовались пучки, сфокусированные линзой с фокусным расстоянием в несколько метров. При этом характеристики филаментов для излучения УФ и ИК диапазонов рассмотрены независимо. Для коллимированного излучения получено [16], что пиковые значения интенсивности и плотности энергии слабо зависят от длины волны, тогда как концентрация электронов в плазменном канале падает с ее увеличением. В работе [19] показано, что в сфокусированном фемтосекундном излучении на длине волны 800 нм поперечный размер области с максимальной интенсивностью зависит от пара-

А.А.Дергачев, В.П.Кандидов, С.А.Шленов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: dergachev88@yandex.ru, kandidov@phys.msu.ru, shlenov@phys.msu.ru

А.А.Ионин, Л.В.Селезнев, Д.В.Синицын, Е.С.Сунчугашева. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

Поступила в редакцию 25 сентября 2012 г., после доработки – 16 октября 2012 г.

метров излучения и незначительно изменяется в пределах области локализации энергии. В работе [20] установлена связь структурных модификаций в плавленом кварце с плазменными каналами филаментов и получены значения концентрации электронов, при которых постоянные модификации кварца обнаруживаются уже после прохождения одного лазерного импульса.

В настоящей работе исследована филаментация сфокусированного излучения на длинах волн 800 и 248 нм при изменении фокусного расстояния в широком диапазоне. При этом для сравнительного анализа УФ и ИК филаментаций рассмотрены импульсы при одинаковых параметрах, определяющих начальную стадию филаментации.

2. Модель и постановка численного эксперимента

Для численного моделирования распространения фемтосекундного лазерного импульса в воздухе использовалась самосогласованная система уравнений для медленно меняющейся комплексной амплитуды светового поля $A(r, z, \tau)$ и концентрации свободных электронов $n_e(r, z, \tau)$. В осесимметричном приближении эта система, записанная в «бегущем» времени $\tau = t - zn_0/c$, имеет вид

$$2ik_0 \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A}{\partial r} \right) + \tilde{D}A + \frac{2k_0^2}{n_0} (\Delta n_K + \Delta n_{pl})A - ik_0 \delta A, \quad (1)$$

$$\Delta n_K(r, z, \tau) = \frac{1}{2} n_2 I(r, z, \tau) + \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\tau} n_2 I(r, z, t') H(t - t') dt', \quad (2)$$

$$\Delta n_{pl}(r, z, \tau) = -\frac{\omega_{pl}^2(r, z, \tau)}{2n_0 \omega_0^2}, \quad \omega_{pl}^2(r, z, \tau) = \frac{4\pi e^2}{m_e} n_e(r, z, \tau), \quad (3)$$

$$n_e = n_e^{(1)} + n_e^{(2)},$$

$$\frac{\partial n_e^{(1,2)}}{\partial \tau} = R^{(1,2)}(I) (n_0^{(1,2)} - n_e^{(1,2)}). \quad (4)$$

Здесь $k_0 = 2\pi/\lambda$ – волновое число; n_0 – показатель преломления невозмущенной среды на центральной длине волны импульса; Δn_K и Δn_{pl} – изменения показателя преломления воздушной среды вследствие керровской и плазменной нелинейности соответственно; I – интенсивность излучения; $n_e^{(1)}$, $n_e^{(2)}$ – концентрация электронов при ионизации молекул кислорода и азота в воздухе соответственно; $n_0^{(1)}$, $n_0^{(2)}$ – начальные концентрации молекул кислорода и азота; e и m_e – заряд и масса электрона. Первое слагаемое в уравнении для комплексной амплитуды поля описывает дифракцию в параболическом приближении. Дисперсия среды, обозначенная оператором \tilde{D} , учитывалась в спектральном представлении, так что

$$A(z + \Delta z) = FFT^{-1} \{ FFT[A(z)] \exp(ik_0 n(\omega) \Delta z) \}. \quad (5)$$

Для показателя преломления использовалась формула Коши

$$n(\lambda) = 1 + A(1 + B/\lambda^2) \quad (6)$$

с параметрами $A = 2.879 \times 10^{-4}$, $B = 5.67 \times 10^{-11} \text{ см}^2$ [21].

При вычислении вклада керровской нелинейности учитывался как мгновенный, так и запаздывающий отклик [22]. Ядро свертки в (2) имеет вид

$$H(t) = \Omega^2 \exp\left(-\frac{\Gamma t}{2}\right) \frac{\sin \Lambda t}{\Lambda}, \quad (7)$$

где $\Omega = 20.6$ ТГц, $\Gamma = 26$ ТГц и $\Lambda = \sqrt{\Omega^2 - \Gamma^2/4}$ [23]. Коэффициент кубической нелинейности $n_2 = 4 \times 10^{-19} \text{ см}^2/\text{Вт}$ для излучения на длине волны 800 нм и $13.4 \times 10^{-19} \text{ см}^2/\text{Вт}$ – на длине волны 248 нм [24–26], что соответствует критической мощности самофокусировки, равной 2.4 ГВт и 70 МВт соответственно. Плазменная нелинейность определяется концентрацией свободных электронов n_e . В расчетах использовалась двухкомпонентная модель воздуха, для которой начальные концентрации $n_0^{(1)}$ и $n_0^{(2)}$ составляли 21% и 79% соответственно от общей концентрации молекул в воздухе $n_M = 2.7 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Скорости ионизации молекул кислорода и азота $R^{(1,2)}$ в (4) определялись интенсивностью светового поля I . Для излучения на длине волны 800 нм $R^{(1,2)}$ рассчитывались по модели ППТ [27]. В УФ области во всем диапазоне интенсивностей применимо многофотонное приближение

$$R(I) = \sigma I^K, \quad (8)$$

где $K = 1 + W/\hbar\omega_0$ – минимальное число фотонов центральной частоты ω_0 , суммарная энергия которых превосходит потенциал ионизации молекулы W , а σ – сечение процесса фотоионизации. В модели принято: для кислорода $K^{(1)} = 3$, $\sigma^{(1)} = 1.34 \times 10^{-27} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Вт}^{-3}$ и для азота $K^{(2)} = 4$, $\sigma^{(2)} = 2.4 \times 10^{-43} \text{ см}^8 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Вт}^{-4}$ [14, 17, 28]. Кривые зависимости скорости фотоионизации от интенсивности излучения для длин волн 800 и 248 нм приведены на рис.1.

Коэффициент δ в (1) связан с потерями энергии вследствие фотоионизации среды:

$$\delta = \frac{1}{I} \left(K^{(1)} \hbar\omega_0 \frac{\partial n_e^{(1)}}{\partial t} + K^{(2)} \hbar\omega_0 \frac{\partial n_e^{(2)}}{\partial t} \right). \quad (9)$$

Комплексная амплитуда светового поля задавалась в виде

$$A(r, z=0, \tau) = A_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2r_0^2}\right) \exp\left(i \frac{k_0 r^2}{2f}\right) \exp\left(-\frac{\tau^2}{2\tau_0^2}\right), \quad (10)$$

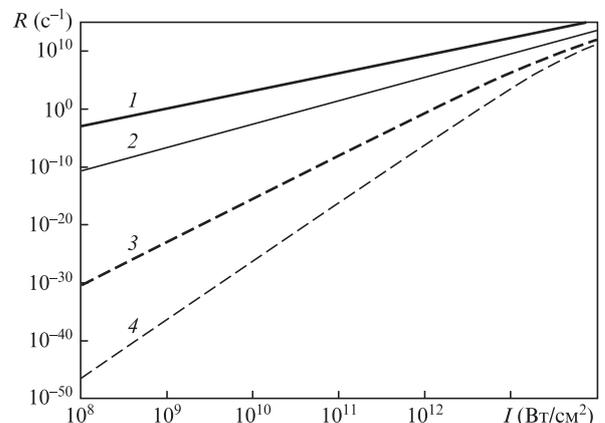


Рис.1. Зависимости скорости ионизации кислорода (1,3) и азота (2,4) от интенсивности лазерного излучения для длин волн 248 нм (1,2) и 800 нм (3,4).

Табл.1. Параметры лазерного импульса в численном моделировании.

λ (нм)	τ_0 (фс)	r_0 (мм)	f (м)	E (мДж)	P/P_{cr}	I_{max} (Вт/см ²)	l_{dif} (м)	l_{disp} (м)	z_{fil} (м)
800	60	4	50/5	2.5	10	4.6×10^{10}	125	132	19/4.2
248	60	4	50/5	0.07	10	1.3×10^9	405	41	35/4.7

Примечание: λ – центральная длина волны; τ_0 , r_0 и f – длительность импульса, радиус пучка и расстояние до линейного фокуса по формуле (10); E – энергия импульса; P – пиковая мощность импульса (приведено отношение к критической мощности самофокусировки P_{cr} на соответствующей длине волны); I_{max} – максимальная начальная интенсивность в импульсе; l_{dif} – дифракционная длина; l_{disp} – дисперсионная длина импульса; z_{fil} – расстояние до старта филаментации (для двух фокусировок).

где r_0 и τ_0 – радиус пучка излучения и длительность импульса (по интенсивности по уровню e^{-1}); f – расстояние до положения линейного фокуса системы.

При численном решении поставленной задачи использовался метод расщепления по физическим факторам. На каждом шаге интегрирования линейные и нелинейные факторы учитывались отдельно. Для аппроксимации оператора дифракции применялась неявная разностная схема. Для точного воспроизведения дисперсии среды использовался переход в спектральное пространство.

Даже в осесимметричной постановке задача филаментации (1)–(4) требует значительных вычислительных ресурсов. Это обусловлено необходимостью иметь высокое пространственное и временное разрешение разностной сетки, что, в свою очередь, связано с особенностями решения, а именно с мелкомасштабными структурами, возникающими в пучке и импульсе. Дополнительную трудность представляет расчет сфокусированных пучков, во-первых, из-за больших начальных размеров пучка, а во-вторых, из-за большей, по сравнению с коллимированным пучком, расходимости излучения после линейного фокуса. В расчетах типичные значения пространственного и временного разрешения сетки составляли 1 мкм и 0.5 фс, а полное число узлов расчетной сетки достигало 3400 по пространственной координате и 2048 по временной. Для решения сформулированной задачи применялись методы параллельного программирования с использованием ресурсов суперкомпьютеров «Чебышев» и «Ломоносов» НИВЦ МГУ им. М.В.Ломоносова [29].

По результатам моделирования рассчитывались следующие параметры филаментов и плазменных каналов: поверхностная плотность энергии (флюенс)

$$F(r, z) = \int_{-\infty}^{\infty} I(r, z, \tau) d\tau \text{ (Дж/см}^2\text{);}$$

пиковая интенсивность на оси

$$I_{max}(z) = \max_{\tau} I(r=0, z, \tau) \text{ (Вт/см}^2\text{);}$$

концентрация плазмы после прохождения импульса

$$N_e(r, z) = n_e(r, z, \tau = \infty) \text{ (см}^{-3}\text{);}$$

погонная концентрация плазмы

$$\rho_{lin}(z) = \int_0^{\infty} N_e(r, z) 2\pi r dr \text{ (см}^{-1}\text{);}$$

общее число свободных электронов

$$Q_e^{tot} = \iint_0^{\infty} N_e(r, z) 2\pi r dr dz;$$

радиусы филамента r_{fil} и плазменного канала r_{pl} (см) (определяются по уровню e^{-1} для поверхностной плотности

энергии F и концентрации электронов N_e); интегральный радиус филамента

$$r_{integr}(z) = \left[\int F(r, z) r^2 2\pi r dr \left(\int F(r, z) 2\pi r dr \right)^{-1} \right]^{1/2} \text{ (см).}$$

При определении r_{integr} интегрирование проводилось по кругу $r < 0.85$ мм с целью получения усредненного параметра для области локализации энергии в филаменте.

Начальные параметры лазерного импульса приведены в табл.1. Для проведения сравнительного анализа филаментации в ИК и УФ диапазонах рассматривалось излучение на длинах волн 248 и 800 нм при совпадающих значениях длительности импульса τ_0 , радиуса пучка r_0 и фокусном расстоянии f . Кроме того, пиковая мощность излучения P выбиралась такой, что ее отношение к критической мощности самофокусировки P_{cr} , определяющее начальную стадию филаментации, совпадало для обеих длин волн. В численных исследованиях взято отношение $P/P_{cr} = 10$, при котором в поперечном сечении пучка формируется единственный филамент. При этом оказывались различными другие параметры подобия задачи: дифракционная длина $l_{dif} = k_0 r_0^2$, дисперсионная длина $l_{disp} = \tau_0^2 / k''_w$, а также расстояние до старта филамента z_{fil} , определенное по результатам численного моделирования. Из сравнения приведенных параметров видно, что более сильная дисперсия, а также большая дифракционная длина УФ излучения по сравнению с ИК импульсом, приводят к затягиванию образования филамента при одинаковом превышении пиковой мощности над критической. Так, при фокусном расстоянии $f = 50$ м (так называемая мягкая фокусировка) расстояние до старта филамента равно 35 м для УФ излучения, тогда как в случае ИК излучения оно составляет 19 м. Следует отметить, что в отсутствие фокусировки распространение УФ импульса не сопровождалось филаментацией из-за сильного дисперсионного расплывания.

3. Результаты численного исследования

На рис.2 и 3 приведены результаты численного моделирования филаментации ИК и УФ импульсов соответственно. Видно, что при мягкой фокусировке для импульсов ИК и УФ диапазонов филамент распадается на последовательность областей с высокой плотностью энергии $F(r, z)$ и концентрации электронов $N_e(r, z)$ вследствие рефокусировки [3]. При рассмотренных параметрах излучения протяженность отдельной области составляет около 50 см, расстояние между областями равно 2–3 м. В случае так называемой острой фокусировки ($f = 5$ м) отдельные области с высокой плотностью световой энергии сливаются в непрерывный филамент вследствие притока энергии с периферии пучка. При этом поверхностная плотность энергии $F(r, z)$ в филаменте увеличивается всего в 2–4 раза, его протяженность сокращается до 1–1.5 м. В случае мяг-

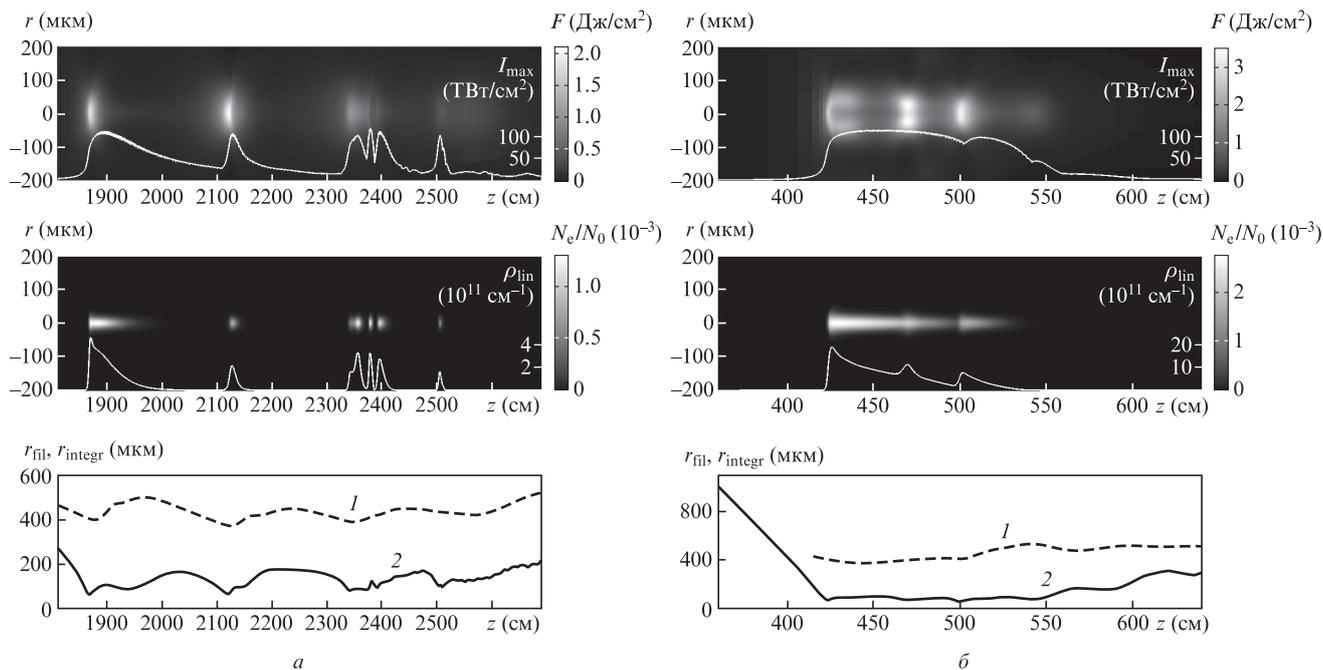


Рис.2. Распределения поверхностной плотности энергии $F(r, z)$ (верхний ряд), концентрации плазмы $N_e(r, z)$ (средний ряд) и радиусы филамента r_{fil} (1) и r_{integr} (2) (нижний ряд) при филаментации ИК импульса в случае мягкой (а) и острой (б) фокусировки пучка. Сплошной линией на графиках верхнего ряда показана зависимость пиковой интенсивности на оси импульса I_{max} от пройденного расстояния вдоль оси z . На графиках среднего ряда сплошная линия обозначает зависимость погонной концентрации плазмы ρ_{lin} от z .

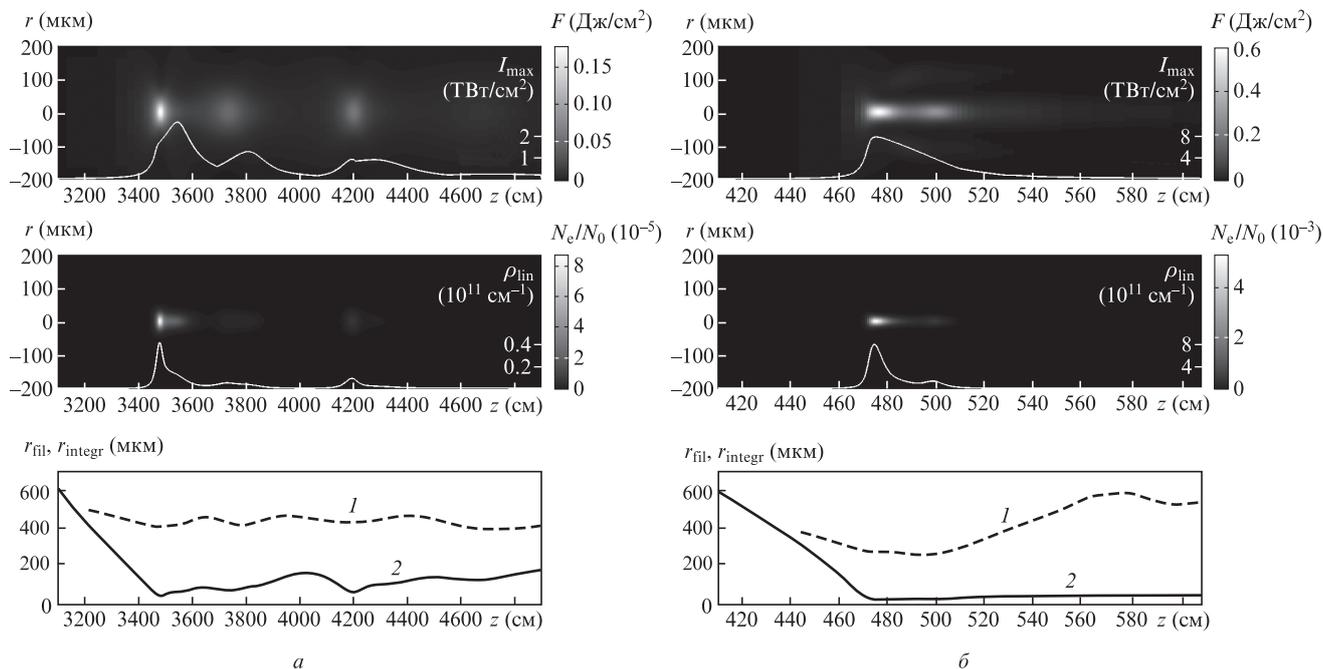


Рис.3. То же, что и на рис.2, но для УФ импульса.

кой фокусировки области высокой плотности энергии в филаменте и плазменный канал расположены до линейного фокуса системы, в то время как при острой фокусировке филамент простирается за геометрическим фокусом на 10–20 см. Отметим, что это расстояние согласуется с длиной линейной перетяжки пучка (12 и 40 см для УФ и ИК импульса соответственно), в пределах которой возможна рефокусировка импульса.

Качественно влияние фокусировки пучка на характер филаментации объясняет модель движущихся фокусов фем-

тосекундного излучения [3]. При мягкой фокусировке, как и в коллимированном излучении, локализация энергии в протяженном филаменте вызвана самофокусировкой временных слоев импульса в центре и на его переднем фронте. Если мощность излучения достаточно высока, то последующая локализация энергии происходит еще и вследствие рефокусировки, при которой излучение, дефокусированное в лазерной плазме, может сфокусироваться за счет керровской нелинейности [30]. Рефокусировка охватывает временные слои заднего фронта импульса, в которых

не был сформирован нелинейный фокус, а произошла только дефокусировка в плазме, наведенной предыдущими слоями. Рефокусировка происходит и в тех слоях, в которых образовался нелинейный фокус, а затем произошла дефокусировка в лазерной плазме более ранних временных слоев.

Гипотетически в рамках квазистационарного представления филамент в отсутствие поглощения должен иметь бесконечную длину в коллимированном пучке. В сфокусированном излучении при отсутствии рефокусировки филамент должен простираться до конца перетяжки, так как она соответствует бесконечности для коллимированного пучка. Попытка устранить несоответствие физических представлений результатам экспериментальных и теоретических исследований предпринята в [31], где для оценки протяженности филамента использована формула Бугера с нелинейным поглощением, вызванным потерями при фотоионизации среды.

Конечная длина фемтосекундного филамента обусловлена нестационарностью процесса пространственно-временной локализации энергии. Действительно, для временных слоев, которые сдвинуты от начала импульса на интервал, близкий ко времени запаздывания керровского отклика, критическая мощность самофокусировки возрастает, причем тем значительнее, чем короче этот интервал. Кроме того, с уменьшением мощности во временных слоях на переднем фронте сокращается длительность пика максимальной интенсивности, который формируется при пространственном сжатии пучка в условиях самофокусировки. Вследствие этого увеличивается дисперсионное расплывание образующегося пика интенсивности, что ограничивает ее рост при самофокусировке и может подавить образование нелинейного фокуса в слоях, мощность в которых превышала критическую мощность самофокусировки. В работах [32, 33] показано, что сильная дисперсия групповой скорости в отсутствие генерации плазмы и потеря энергии может предотвратить коллапс пучка и, как следствие, филаментацию излучения. Так, в условиях моделирования дисперсионная длина за счет самокомпрессии импульса в филаменте сокращается более чем в 100 раз, и ее минимальное значение согласно проведенным оценкам составляет около 1 м для ИК излучения и 0.3 м для УФ. Дисперсионное расплывание сильнее влияет на филаментацию УФ излучения. Как показал численный эксперимент, в коллимированном излучении с параметрами, приведенными в табл.1, отсутствует УФ филаментация, но образуется ИК филамент.

Линейные потери, а также потери на ионизацию в процессе самофокусировки могут остановить коллапс пучка. Согласно результатам численного моделирования потери на генерацию всей плазмы в филаменте составили 4% и 7% соответственно для мягкой и острой фокусировки ИК излучения и около 20% и 40% – для УФ излучения. Большая величина относительных потерь на ионизацию для УФ излучения объясняется следующим образом. Об-

щее количество свободных электронов в плазме Q_e^{tot} (см. табл.2) и абсолютные потери энергии на ионизацию в УФ филаменте приблизительно на порядок меньше, чем в ИК филаменте. Однако при равном отношении P/P_{cr} и равной длительности импульсов энергия УФ импульса в 35 раз меньше энергии ИК импульса.

В результате, до возникновения рефокусировки осевые значения пиковой интенсивности в импульсе и концентрации электронов существенно уменьшаются вдоль филамента, а протяженности областей высокой плотности энергии и лазерной плазмы становятся короче. Филамент коллимированного фемтосекундного излучения оказывается конечным даже в отсутствие линейных потерь в среде. В сфокусированном пучке излучение сходится к оси, поддерживая локализацию энергии на оси филамента вплоть до конца перетяжки. Последующая рефокусировка приводит к формированию области высокой плотности энергии и концентрации электронов за перетяжкой сфокусированного пучка. Впервые в воздухе филамент за фокусом линзы был зарегистрирован в работе [34].

Графики зависимости радиуса филамента r_{fil} от расстояния определяют размер области локализации энергии в поперечном сечении пучка. До образования филамента r_{fil} велико и совпадает с радиусом пучка, в филаменте r_{fil} уменьшается до 25–100 мкм в зависимости от параметров излучения. Малое значение $r_{\text{fil}}(z)$, полученное численно за областью существования филамента, является следствием локальности этого параметра, который становится неприменимым для пучка с сильно искаженным после филаментации профилем. На рис.2 и 3 интегральный радиус r_{integr} приведен в области филаментации. Его величина значительно превосходит радиус r_{fil} , определяемый по уровню e^{-1} , вследствие большого энергетического резервуара, окружающего филамент. Возрастание $r_{\text{integr}}(z)$ после филамента воспроизводит глобальную расходимость излучения после перетяжки сфокусированного пучка. Такая расходимость особенно велика при острой фокусировке излучения [35].

Отметим, что вследствие мощного потока энергии к оси распространения, вызванного острой фокусировкой, одна из рефокусировок в ИК импульсе имеет вид кольца (см. рис.2,б, верхний график, $z = 470$ см). Кроме того, острая фокусировка приводит к тому, что кольца, образующиеся при интерференции сходящегося излучения и светового поля, дефокусированного самонаведенной лазерной плазмой [36], остаются локализованными вблизи оси распространения пучка (рис.2,б, верхний график, $z = 440$ см; рис.3,б, верхний график, $z = 480–520$ см).

Количественные характеристики филаментов и плазменных каналов приведены в табл.2. В тех случаях, когда величина сильно изменялась вдоль филамента или плазменного канала, указан интервал значений. Из первых двух строк видно, что уменьшение расстояния до линейного фокуса в десять раз не приводит к существенному измене-

Табл.2. Параметры филаментов и плазменных каналов ИК и УФ импульсов при мягкой и острой фокусировках.

λ (нм)	f (м)	r_{fil} (мкм)	r_{pl} (мкм)	I_{max} (ТВт/см ²)	F_{max} (Дж/см ²)	N_e^{max}/N_0	ρ_{lin} (см ⁻¹)	Q_e^{tot}
800	50	80–150	20–40	25–120	0.5–2	1.2×10^{-3}	7×10^{11}	4.6×10^{13}
	5	100	20–30	100–120	1–3.5	2.3×10^{-3}	2×10^{12}	8×10^{13}
248	50	45–100	20–30	0.25–2.6	0.03–0.2	1×10^{-4}	4×10^{10}	4.6×10^{12}
	5	25–50	13–30	8	0.2–0.6	5×10^{-3}	8×10^{11}	9.5×10^{12}

Примечание. Радиусы филаментов r_{fil} и плазменных каналов r_{pl} определялись по уровню e^{-1} для поверхностной плотности энергии F и концентрации плазмы N_e соответственно.

нию параметров ИК филамента и его плазменного канала. Радиусы структур r_{fil} , r_{pl} и максимальная интенсивность в филаменте практически не изменяются, максимальная поверхностная плотность энергии, объемная и погонная концентрации плазмы увеличиваются в 2–3 раза. Можно утверждать, что в исследуемом диапазоне фокусировок параметры филамента и плазменного канала ИК излучения определяются не столько геометрической фокусировкой, сколько нелинейной рефракцией.

В то же время для УФ импульса такое же изменение фокусировки приводит к значительному изменению параметров филамента и плазменного канала. Радиусы структур уменьшаются в два раза, в три раза возрастает максимальная интенсивность в филаменте. Объемная и погонная концентрации плазмы увеличиваются на полтора порядка. Таким образом, при филаментации УФ импульса линейный эффект фокусировки оказывает существенно большее влияние на энергетические и геометрические параметры филаментов и плазменных каналов.

Различие в соотношении линейных и нелинейных факторов для ИК и УФ импульсов обусловлено разными порядками многофотонной ионизации на исследуемых длинах волн. Если для излучения на длине волны 248 нм скорость ионизации молекул кислорода $R^{(1)}$ (8) пропорциональна I^3 , то на 800 нм $R^{(1)} \propto I^8$ при интенсивности меньше 10^{12} Вт/см². При большей интенсивности сказывается отличие характера фотоионизации от многофотонного, и скорость $R^{(1)}$ несколько замедляется. Для азота скорость ионизации $R^{(2)} \propto I^4$ для излучения на длине волны 248 нм и $R^{(2)} \propto I^{11}$ – на длине волны 800 нм. Для ИК излучения степенная зависимость плазменной нелинейности от интенсивности имеет высокий порядок, вследствие чего концентрация электронов резко возрастает с ростом интенсивности вдоль филамента. Набег фазы, вызванный плазмой, сильно изменяется во времени и в сечении филамента, значительно превышая геометрический градиент фазы. Для УФ излучения степень нарастания концентрации электронов от интенсивности существенно ниже и, как следствие этого, градиент нелинейного набег фазы, вызванного плазмой, меньше. Геометрооптическая фокусировка УФ излучения способна в большей мере оказать влияние на формирование филамента и его параметры. Влияние различия скоростей ионизации для излучений ИК и УФ диапазонов на параметры филаментов заметно проявляется при мягкой фокусировке, где вклад нелинейностей наиболее значим.

Фотоионизация среды в случае УФ излучения начинается при более низких интенсивностях лазерного поля, что приводит к более ранней дефокусировке и, как следствие, к мягкому характеру формирования филамента. Поэтому максимальное значение интенсивности на оси достигается после области высокой плотности энергии (рис.3,а), где пик сфокусированного импульсного излучения на переднем фронте сокращается и падает концентрация электронов в наведенной лазерной плазме, вызывающей дефокусировку. В результате баланс керровской и плазменной нелинейностей в филаменте УФ излучения достигается при пиковой интенсивности I_{max} и концентрации электронов N_e^{max} , плотности потока энергии F_{max} и погонной плотности плазмы ρ_{lin} на один-два порядка меньше соответствующих значений для ИК излучения. Тем самым, филаментация в УФ диапазоне ближе к волноводному режиму распространения по сравнению с ИК филаментацией.

4. Эксперимент

Схема экспериментальной установки приведена на рис.4. Излучение титан-сапфирового лазера на длине волны 744 нм использовалось для исследования филаментации в ИК диапазоне, а его третья гармоника на длине волны 248 нм – в УФ диапазоне. С помощью сферических зеркал формировались сходящиеся пучки радиусом 4 мм с длиной фокусировки 110 см на длине волны 744 нм и 100 см – на 248 нм. Длительность импульса составляла 100 фс (FWHM). Измерение линейной плотности плазмы ρ_{lin} осуществлялось с помощью конденсатора с обкладками в виде двух полусфер радиусом 1 см, центры которых лежат на прямой, перпендикулярной измеряемому плазменному каналу. Кратчайшее расстояние между полусферами составляло 2–3 мм. При образовании плазменного канала в филаменте, проходящем между полусферами, емкость конденсатора изменялась, и ток его перезаряда регистрировался осциллографом. Поскольку изменение емкости зависит от концентрации электронов, протяженности и ширины плазменного канала между сферами, то измеряемый ток перезаряда пропорционален линейной плотности плазмы в филаменте.

На рис.5 представлены результаты измерений линейной плотности плазмы вдоль филамента, формируемого в окрестности перетяжки излучением на длине волны 744 и 248 нм при двух значениях энергии импульсов. Из приведенных результатов видно, что при увеличении энергии ИК и УФ излучений протяженность плазменного канала возрастает, его начало смещается навстречу падающему излучению. Концентрация электронов в плазменном канале ИК излучения быстро обрывается после прохождения геометрического фокуса, в то время как для УФ излучения она простирается за фокус пучка. Изменение линейной плотности $\rho_{\text{lin}}(z)$, полученное численным решением системы уравнений (1)–(4) с параметрами излучения, совпадающими с экспериментальными, находится в согласии с экспериментальными результатами. Два максимума в распределении линейной плотности, полученные численно для плазмы ИК филамента, по-видимому, ответственны за локальные экстремумы на графиках $\rho_{\text{lin}}(z)$, зарегистрированные в эксперименте. Первый максимум связан с точкой старта филамента, второй совпадает с геометрическим фокусом пучка. Для УФ импульса это распределение имеет только один максимум возле геометрического фокуса, при этом плазменный канал сохраняется за фокальной плоскостью.

Различия в регистрируемой длине плазменных каналов между результатами эксперимента и численного мо-

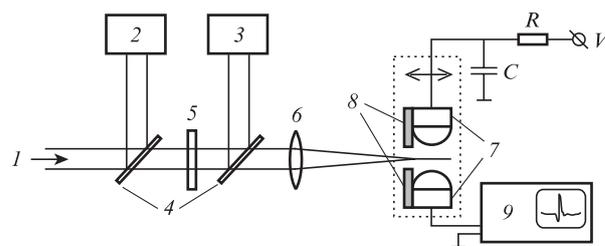


Рис.4. Схема экспериментальной установки: 1 – лазерное излучение; 2 – автокоррелятор; 3 – измеритель энергии; 4 – делители пучка; 5 – ослабитель; 6 – линза; 7 – электроды; 8 – диафрагма; 9 – осциллограф. Измерительная система (выделена пунктиром) сдвигалась вдоль филамента. На электроды было подано напряжение $V = 300$ В.

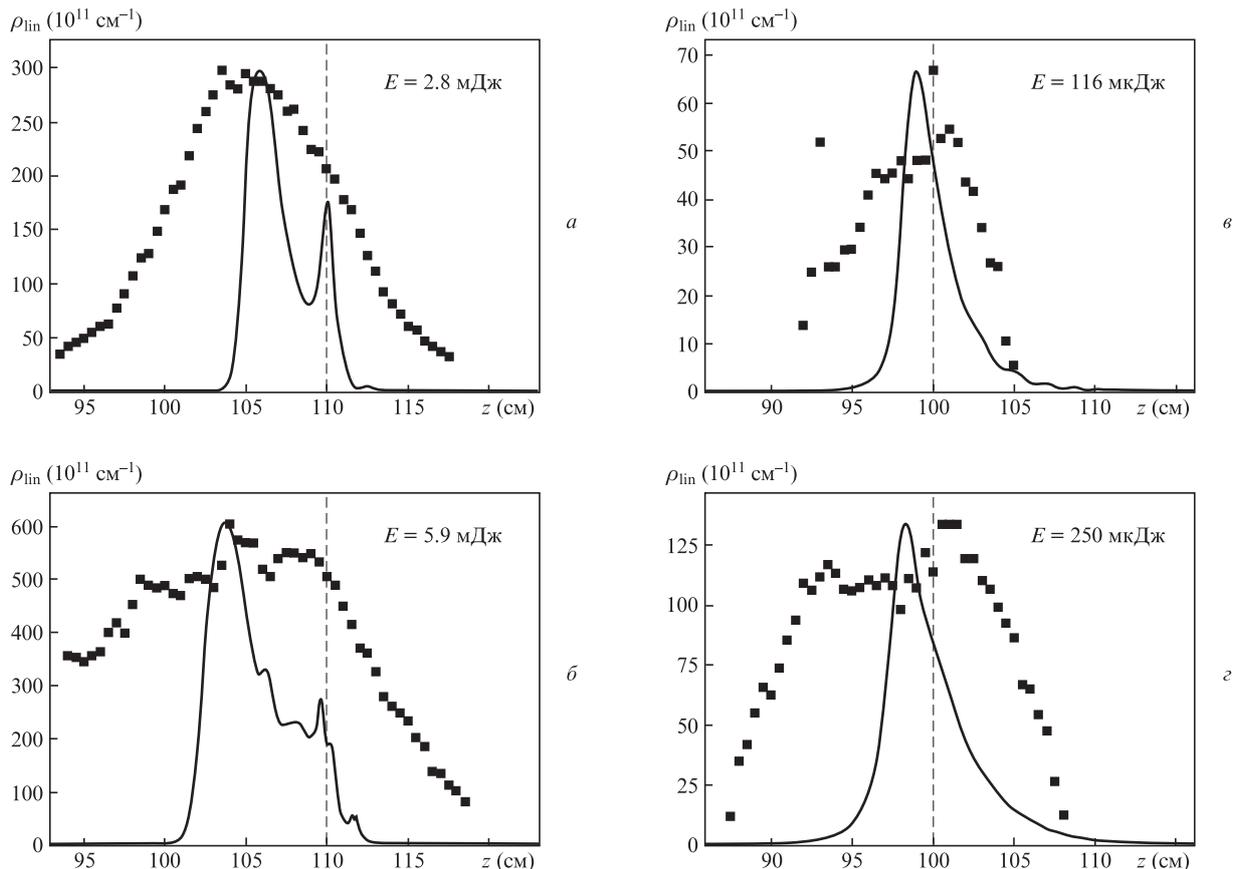


Рис.5. Изменение линейной концентрации плазмы ρ_{lin} вдоль направления распространения импульса. Для импульсов излучения на длине волны 744 нм (а, б) геометрический фокус системы находился на расстоянии 110 см, для длины волны 248 нм (в, г) – на расстоянии 100 см (фокальная плоскость отмечена штриховой линией). Экспериментальные (точки) и численные результаты (сплошные кривые) представлены для разных начальных энергий импульсов E .

делирования могут быть связаны с конечной апертурой измерительного конденсатора. Пространственное разрешение определяется размерами области, изменение проводимости в которой дает значимое изменение емкости конденсатора. Для использованных полусфер эта область может составлять несколько сантиметров, в пределах которых происходит эффективное усреднение измеряемых величин. Эта же причина может объяснить отсутствие двух пиков в зарегистрированном распределении в плазменном канале ИК излучения.

5. Заключение

В работе численно и экспериментально исследована филаментация в воздухе фемтосекундного лазерного излучения ИК и УФ диапазонов с пиковой мощностью, в 10 раз превышающей критическую при различной фокусировке пучка. Установлено, что острая фокусировка может приводить к слиянию отдельных областей высокой плотности световой энергии и высокой концентрации плазмы, сформировавшихся вследствие многократной рефокусировки, тогда как в случае мягкой фокусировки эти области разнесены в направлении распространения излучения. Согласно [37] можно говорить, что при острой фокусировке имеет место «сплошная», а при мягкой – «прерывистая» филаментация.

Абсолютная длина филамента в случае острой фокусировки оказывается меньше, чем при мягкой фокусировке. При острой фокусировке филамент может распростра-

няться за линейный фокус системы за счет рефокусировки на расстояние, сравнимое с длиной перетяжки исходного пучка. Вследствие сильного притока энергии с периферии к оси распространения кольца дефокусированного на самонаведенной плазме излучения остаются локализованными вблизи оптической оси пучка.

Различия в количественных параметрах филаментов и плазменных каналов импульсов ИК и УФ диапазонов связаны прежде всего с разными зависимостями скорости фотоионизации газовых компонентов воздуха от интенсивности лазерного излучения. Большие абсолютные значения скорости фотоионизации для УФ излучения приводят к более раннему прекращению процесса самофокусировки при мягкой фокусировке излучения, следствием чего являются меньшие интенсивность лазерного поля в филаменте и концентрация свободных электронов в плазменном канале. Показано, что меньший порядок многофотонности процесса ионизации газов УФ излучением приводит к большему влиянию геометрической фокусировки на формирование филамента и облегчает управление его параметрами. При этом при достаточно острой фокусировке абсолютные значения концентрации свободных электронов в плазменном канале УФ импульса оказываются сравнимыми с параметрами плазменного канала ИК импульса. Результаты численного моделирования согласуются с экспериментальными измерениями, полученными для острофокусированного излучения на длинах волн 744 и 248 нм.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 11-02-12061, 10-02-01477, 11-02-01100, 11-02-90421-Укр_ф_а)

и стипендиальной программы УНК ФИАН. А.А.Дергачев, В.П.Кандидов, С.А.Шленов благодарят за поддержку научную школу (грант №НШ-6897.2012.2) и Минобрнауки РФ (грант №8393).

1. Chin S.L., Hosseini S.A., Liu W., Luo Q., Théberge F., Aközбек N., et al. *Can. J. Phys.*, **83**, 863 (2005).
2. Couairon A., Mysyrowicz A. *Phys. Rep.*, **441**, 47 (2007).
3. Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г. *Квантовая электроника*, **39**, 205 (2009).
4. Chin S.L. *Femtosecond Laser Filamentation* (New York: Springer, 2010, p. 130).
5. Kasparian J., Wolf J.-P. *Opt. Express*, **16**, 466 (2008).
6. Xu H.L., Chin S.L. *Sensors*, **11**, 32 (2011).
7. Schwarz J., Rambo P., Giuggioli L., Diels J.-C. *Proc. OSA/NLGW*, **WC6**, 467 (2001).
8. Schwarz J., Diels J.-C. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4632**, 122 (2002).
9. Tzortzakis S., Anglos D., Gray D. *Opt. Lett.*, **31**, 1139 (2006).
10. Mirell D., Chalus O., Peterson K., Diels J.-C. *J. Opt. Soc. Am. B*, **25**, B108 (2008).
11. Schwarz J., Diels J.-C. *Appl. Phys. A*, **77**, 185 (2003).
12. Ionin A.A., Kudryashov S.I., Levchenko A.O., Seleznev L.V., Shutov A.V., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 104105 (2012).
13. Tzortzakis S., Lamouroux B., Chiron A., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A. *Opt. Lett.*, **25**, 1270 (2000).
14. Schwarz J., Rambo P., Diels J.-C., Kolesik M., Wright E.M., Moloney J.V. *Opt. Commun.*, **180**, 383 (2000).
15. Букин О.А., Быкова Е.Е., Гейнц Ю.Э., Голик С.С., Землянов А.А., Ильин А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Ошлаков В.К., Соколова Е.Б. *Оптика атмосферы и океана*, **24**, 351 (2011).
16. Fedorov V.Yu., Kandidov V.P. *Laser Phys.*, **12**, 1530 (2008).
17. Tzortzakis S., Lamouroux B., Chiron A., et. al. *Opt. Commun.*, **197**, 131 (2001).
18. Schwarz J., Diels J.-C. *J. Modern Opt.*, **49**, 2583 (2002).
19. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. *Оптика атмосферы и океана*, **23**, 274 (2010).
20. Papazoglou D.G., Zergioti I., Tzortzakis S. *Opt. Lett.*, **32**, 2055 (2007).
21. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1970, с. 855).
22. Oleinikov P.A., Platonenko V.T. *Laser Phys.*, **3**, 618 (1993).
23. Mlejnek M., Wright E.M., Moloney J.V. *Opt. Lett.*, **23**, 382 (1998).
24. Lorient V., Hertz E., Faucher O., Lavorel B. *Opt. Express*, **17**, 13429 (2009).
25. Nibbering E.T.J., Grillon G., Franco M.A., Prade B.S., Mysyrowicz A. *J. Opt. Soc. B*, **14**, 650 (1997).
26. Shaw M.J., Hooker C.J., Wilson D.C. *Opt. Commun.*, **103**, 153 (1993).
27. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. *ЖЭТФ*, **50**, 1393 (1966).
28. Couairon A., Tzortzakis S., Bergé L., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**, 1117 (2002).
29. Дергачев А.А., Силаева Е.П., Шленов С.А. В сб. Суперкомпьютерные технологии в науке, образовании и промышленности (М.: Изд-во Московского университета, 2010, с. 100).
30. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Бродер А., Чин С.Л. *Оптика атмосферы и океана*, **10**, 1539 (1997).
31. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. *Оптика атмосферы и океана*, **24**, 641 (2011).
32. Жарова Н.А., Литвак А.Г., Петрова Т.А., Сергеев А.М., Юнаковский А.Л. *Письма в ЖЭТФ*, **44**, 12 (1986).
33. Luther G.G., Newell A.C., Moloney J.V. *Physica D*, **74**, 59 (1994).
34. Lange H.R., Grillon G., Ripoche J.-F., Franco M.A., Lamouroux B., Prade B.S., Mysyrowicz A., Nibbering E.T.J., Chiron A. *Opt. Lett.*, **23**, 120 (1998).
35. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Степанов А.Н. *Оптика атмосферы и океана*, **22**, 119 (2009).
36. Chin S.L., Petit S., Liu W., Iwasaki A., Nadeau M.-C., Kandidov V.P., Kosareva O.G., Andrianov K.Yu. *Opt. Commun.*, **210**, 329 (2002).
37. Матвиенко Г.Г., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М. *Материалы XVIII Международного симпозиума «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы»* (Иркутск, 2012, с. 8).