

Сравнительный анализ постфокальной филаментации сфокусированных лазерных импульсов УФ и ИК излучения в воздухе

Ю.Э.Гейнц, А.А.Землянов, А.А.Ионин, Д.В.Мокроусова, Л.В.Селезнев, Д.В.Синицын, Е.С.Сунчугашева

Представлены результаты лабораторных экспериментов и численных расчетов пространственного положения и структуры плазменного канала, создаваемого в воздухе мощным сфокусированным фемтосекундным лазерным излучением с длинами волн 740 и 248 нм вследствие его самофокусировки и филаментации. Проведен сравнительный анализ физической картины филаментации ИК и УФ излучения при вариациях фокусного расстояния, поперечного размера и мощности лазерного пучка. Для двух спектральных диапазонов излучения установлен различный характер формирования плазменного канала за пределами линейной фокальной перетяжки пучка.

Ключевые слова: ультракороткое лазерное излучение, фокусировка, самофокусировка, филаментация.

1. Введение

Самовоздействие мощного ультракороткого лазерного излучения при распространении в газовой среде происходит, как правило, в режиме филаментации [1–4]. Основными физическими факторами, приводящими к филаментации излучения, являются оптический эффект Керра, который вызывает самофокусировку пучка, а также ионизация и плазмообразование в среде. При филаментации происходит масштабная фазовая самомодуляция излучения по мере его распространения в нелинейной среде, что приводит к пространственно-временной фрагментации лазерного импульса на локализованные области – филаменты с квазипостоянными на достаточно протяженном участке трассы пиковой интенсивностью и поперечным размером. Например, для импульсного излучения с несущей длиной волны 800 нм пиковая интенсивность в области филаментации в воздухе составляет ~ 50 ТВт/см² при диаметре филаментов порядка сотни микрометров [4].

К настоящему времени сценарий филаментации импульса фемтосекундного излучения высокой мощности в различных средах достаточно хорошо разработан и подробно представлен, например, в [1–4]. Одно из ключевых мест в данном сценарии занимает формирование под действием сильного оптического поля ионизованных плазменных областей в канале светового пучка, которые сопутствуют лазерному импульсу, одновременно обеспечи-

вая стабилизацию интенсивности в световых филаментах. Поскольку характерное время жизни лазерной плазмы в воздухе составляет более сотни пикосекунд [5], то достаточно короткий фемтосекундный лазерный импульс оставляет за собой след из ионизованного газа, концентрация свободных зарядов в котором максимальна на участке филаментации излучения. Внутренняя структура этого плазменного канала зависит от режима филаментации (одиночная/множественная) и может быть достаточно сложной как в продольном, так и в поперечном направлении [6–8].

Важной задачей является определение пространственного положения плазменного канала на трассе распространения. Если начало зоны филаментации пучка, по крайней мере в лабораторных исследованиях, достаточно точно вычисляется с помощью известной формулы Марбургера [1], то конечная координата плазменного канала обычно не определена и зависит от совокупности факторов (нестабильность характеристик излучения, влияние оптических элементов). Известным способом решения данной проблемы является геометрическая фокусировка лазерного пучка [9]. При этом импульс излучения гарантированно создает плазменный канал еще до геометрического фокуса направляющей оптики, а сама филаментация, как правило, заканчивается в пределах линейной фокальной перетяжки пучка по причине его дальнейшей сильной угловой расходимости [10, 11].

Однако оказалось, что при определенных условиях, преимущественно для узких сфокусированных пучков, реализуется «прохождение» филамента через линейный фокус, т. е. филаментация излучения регистрируется и за фокальной перетяжкой направляющей оптической системы. В воздухе для излучения ближнего ИК диапазона этот режим впервые был экспериментально обнаружен в [12], а затем позднее подробно исследован в [13] на основе измерений продольного профиля сигнала флуоресценции азота при самофокусировке в нем фемтосекундного импульса излучения титан-сапфирового лазера ($\lambda = 800$ нм). При этом вместо ожидаемого одного максимума интенсивности флуоресценции, соответствующего начальной координате самофокусировки импульса, наблюдался еще

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

А.А.Ионин, Л.В.Селезнев, Д.В.Синицын. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53
Д.В.Мокроусова, Е.С.Сунчугашева. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9

Поступила в редакцию 23 июля 2014 г., после доработки – 16 сентября 2014 г.

один максимум уже за линейным фокусом линзы. Авторами работы [13] этот эффект был назван нелинейной рефокусировкой излучения за линейным фокусом (постфокальная рефокусировка).

Следует отметить, что сам термин «нелинейная рефокусировка излучения» был введен в работе [14] при исследовании филаментации в воздухе коллимированного светового пучка сверхкритической мощности, когда авторы впервые экспериментально зафиксировали немонотонное поведение приосевой плотности энергии излучения с ростом длины распространения. Возникновение такого мультимодального продольного профиля плотности энергии было объяснено в рамках модели движущихся фокусов [15] нелинейными трансформациями временной формы лазерного импульса в результате рефракции на самонаведенной плазме.

Детальную теоретическую интерпретацию эффект постфокальной рефокусировки излучения получил в работе [16], где было установлено, что при определенных условиях световой филамент, а следовательно и плазменный канал, может как самовосстанавливаться за линейной фокальной перетяжкой пучка, так и непрерывно проходить («протягиваться» [17]) за нее без видимой рефокусировки. С точки зрения физического сценария филаментации [1] реализация этих условий соответствует успешному противодействию керровской самофокусировки излучения его угловой расходимости вследствие дифракции за фокусом и дефокусировки пучка в самонаведенной плазме.

Прохождение филаментов за линейный фокус системы возможно также при изменении начального гауссова профиля пучка при наложении амплитудных диафрагм различной формы [18], что, однако, требует дополнительной юстировки и существенно изменяет процесс филаментации излучения.

Вместе с тем в упомянутых выше работах исследования проводились только для одной длины волны излучения лазерного источника, соответствующей ближней ИК области спектра. Представляется важным рассмотреть возможность реализации постфокальной филаментации излучения и в другом спектральном диапазоне, поскольку сама оптическая нелинейность воздуха является функцией длины волны излучения [19], и это может привести к особенностям в динамике самовоздействия сфокусированного лазерного пучка.

Настоящая работа, с одной стороны, является продолжением исследований формирования филамента фемтосекундного лазерного импульса за фокусом оптической системы, начатых в [16], а с другой стороны, дополняет исследование филаментации излучения ИК и УФ диапазонов при фокусировке [18]. Представлены результаты экспериментов, устанавливающих закономерности формирования плазменного канала в окрестности геометрического фокуса оптической системы при филаментации лазерного излучения на двух длинах волн, расположенных в ближней ИК и УФ областях спектра (основная и третья гармоники излучения титан-сапфирового лазера). На основе измерений линейной концентрации электронов плазмы и соответствующего теоретического моделирования на двух длинах волн проводится сравнительный анализ пространственного положения и характера изменения концентрации электронов плазменной области при вариациях фокусного расстояния, размера лазерного пучка и мощности импульса излучения. Обсуждаются физи-

ческие причины, приводящие к наблюдаемым различиям в динамике постфокальной филаментации излучения разных типов.

2. Результаты экспериментов

Эксперименты по исследованию параметров плазменных каналов при распространении сфокусированных фемтосекундных импульсов проводились на фемтосекундной титан-сапфировой лазерной установке «Старт», генерирующей лазерные импульсы с частотой следования 10 Гц на длинах волн 248 и 740 нм. Длительность импульсов (FWHM) составляла 100 фс. Принципиальная схема эксперимента представлена на рис. 1. После прохождения через бинарный ослабитель 2 лазерный пучок фокусировался тонкой линзой 3. Для получения распределения электронной концентрации лазерной плазмы в филаментах в область распространения излучения помещалась электрическая система с двумя полусферическими электродами 4 (диаметр полусфер 20 мм, межэлектродное расстояние $R_{\perp} = 3$ мм). При возникновении плазмы емкость конденсатора, образованного электродами, изменялась, и ток его перезарядки регистрировался осциллографом 5. Измеряемый ток перезарядки пропорционален линейной концентрации плазмы в канале, поскольку изменение емкости зависит от концентрации электронов, протяженности и ширины плазменного канала между сферами. Перемещением электродов вдоль оптической оси осуществлялись измерения линейной концентрации плазмы вдоль плазменного канала.

Эксперименты проводились в несколько этапов. В первой серии измерений изучалось влияние оптической силы фокусирующей системы на пространственное положение и характер продольного изменения области филаментации излучения. Для этой цели выбирались пучки УФ и ИК излучения с примерно равными начальными диаметрами, $d_0 \sim 4$ мм для УФ и $d_0 \sim 6$ мм для ИК диапазонов (по уровню $1/e$), и относительной мощностью η_0 (см. ниже), а варьировалось фокусное расстояние f направляющей оптики. На рис. 2 приведены соответствующие данные для набора значений f и η_0 .

В виду очевидной пропорциональности электрического сигнала U_d , возникающего в воздушном промежутке между электродами при их перемещении вдоль оптического пути лазерного излучения, концентрации ρ_{ez} , $U_d \propto \rho_{ez}$ (ср. рис. 3, а и б), где

$$\rho_{ez}(z) = \iint_{R_{\perp}} \rho_e(x, y, z) dr_{\perp},$$

а ρ_e – концентрация свободных электронов лазерной плазмы (интегрирование проводится по поперечным координатам).

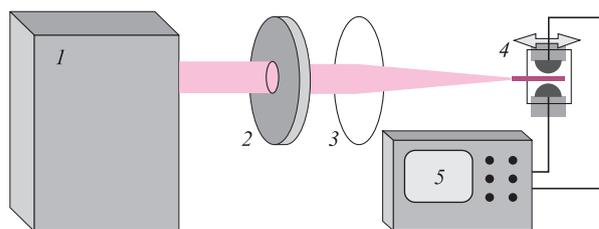


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 – фемтосекундная титан-сапфировая лазерная установка «Старт»; 2 – ослабитель; 3 – линза; 4 – перемещаемая система электродов; 5 – осциллограф.

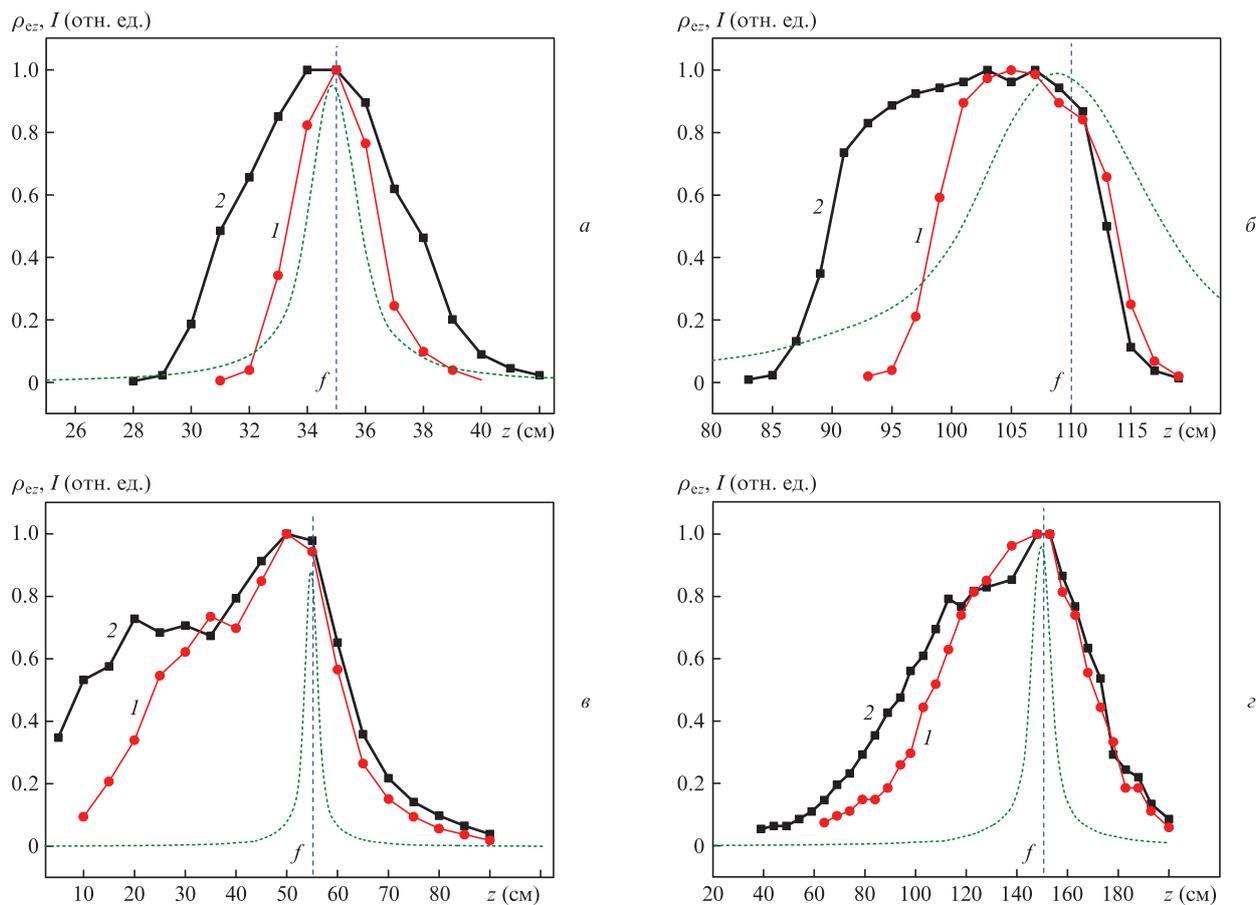


Рис.2. Линейная концентрация электронов плазменной области в зоне филаментации ИК (*a, б*) и УФ (*в, г*) излучения при различном фокусном расстоянии и мощности импульса $\eta_0 = 10$ (1) и 20 (2). Штриховая кривая – относительная интенсивность I излучения в линейном режиме. Вертикальной линией здесь и на рис.3–6 указано положение геометрического фокуса использовавшегося зеркала или линзы.

натам в пространственной области $r_{\perp} \in R_{\perp}$, в дальнейшем будем использовать величину ρ_{ez} . На рис.2 концентрации ρ_{ez} представлены для случаев распространения лазерных импульсов с начальной энергией $E_0 = 1.4$ и 2.8 мДж для $\lambda_0 = 740$ нм, а также $E_0 = 0.09$ и 0.18 мДж для $\lambda_0 = 248$ нм. Точки на кривых получены путем арифметического усреднения данных отдельных измерений по серии независимых пусков излучения. Среднеквадратичный разброс значений ρ_{ez} не превышал 10%.

В теории самофокусировки световой волны [1, 11] мерой оптической «силы» кубической (керровской) нелинейности среды является параметр относительной (приведенной) мощности излучения $\eta_0 = P_0/P_c(\lambda_0)$, где $P_c = \lambda_0^2/(2\pi n_0 n_2)$ – критическая мощность самофокусировки, а n_0 и n_2 – линейный показатель преломления среды и коэффициент при кубической нелинейности соответственно. Если принять, что в ИК и УФ областях спектра значения n_2 для воздуха составляют 3.2×10^{-23} м²/Вт ($\lambda_0 = 740$ нм) [2] и 8.0×10^{-23} м²/Вт ($\lambda_0 = 248$ нм) [18], то окажется, что значения критической мощности P_c будут равны соответственно 3.18 и 0.12 ГВт. Такое снижение параметра P_c для коротковолнового излучения и обеспечило примерно один и тот же диапазон изменения относительной мощности η_0 УФ и ИК импульсов при экспериментальных измерениях.

Рассмотрим сначала рис.2, *a, б*, представляющие результаты по филаментации импульсов ИК излучения. Видно, что с увеличением мощности лазерных импульсов происходит смещение начала плазменной области, которая считается индикатором филаментации пучка, в сторону

меньших значений продольной координаты z , что является следствием самофокусировки излучения. При этом правая граница плазменного канала в зависимости от оптической силы линзы может располагаться либо в пределах (рис.2, *б*), либо за пределами линейной фокальной перетяжки пучка (рис.2, *a*). Линейные размеры и положение фокальной перетяжки можно оценить по приведенным на рис.2 продольным профилям относительной интенсивности излучения $I(z)$, рассчитанным для случая его сфокусированного распространения в вакууме (нормировка проведена на интенсивность в точке фокуса).

Как было показано в [16], прохождение филамента через геометрический фокус пучка соответствует условию преобладания оптической силы фокусирующей керровской линзы $\vartheta_n = \sqrt{\eta_0 - 1}/L_p$ над дифракционной расходимостью за фокальной плоскостью с эквивалентной оптической силой $\vartheta_f = 1/f$:

$$\vartheta_n > \vartheta_f, \quad (1)$$

где $L_p = \pi d_0^2/(2\lambda_0)$ – длина свободной дифракции пучка. Если воспользоваться результатами данной работы, то получим, что показанный на рис.2, *a* ИК филамент, образовавшийся перед линейным фокусом оптической системы, может преодолеть фокальную перетяжку при условии $\eta_0 > 17$. Это как раз соответствует ситуации, представленной на данном рисунке кривой 2.

Для слабосфокусированного пучка (рис.2, *б*), несмотря на очевидное выполнение условия (1), область филамен-

тации справа ограничена фокальной перетяжкой пучка. Об этом свидетельствует практически идентичное уменьшение относительной концентрации электронов в плазменном канале с ростом координаты независимо от мощности импульса. Видно, что в этом случае пиковое значение линейной концентрации следует за снижением лазерной интенсивности в линейном фокусе, «очерчивая» перетяжку пучка. Причиной этого является существенное увеличение протяженности участка филаментации до линейного фокуса, что приводит к соответствующему росту угловой расходимости пучка в целом (вследствие нелинейных трансформаций его пространственного спектра [1]) еще до достижения им фокальной плоскости линзы. Следовательно, для того чтобы скомпенсировать эту дополнительную расходимость и обеспечить филаментацию за фокальной перетяжкой, требуется излучение с большей пиковой мощностью в импульсе, чем используемая в обсуждаемых экспериментах.

Теперь рассмотрим случай филаментации УФ излучения, представленный на рис.2, в, г. Здесь, как видно, в экспериментах не удалось зафиксировать постфокальную филаментацию пучка ни с острой, ни с более мягкой фокусировкой. Об этом (рис.2, б) свидетельствует практически неизменное (при различной энергии импульса) положение правой границы плазменной области. Отметим, что абсолютные значения линейной концентрации электронов в плазменном канале, созданном излучением УФ диапазона, как правило, оказываются в несколько раз меньше аналогичных величин при филаментации ИК излучения.

Если обратиться к выражению (1), то становится понятно, почему при прочих равных условиях (размер пучка, мощность излучения) может не происходить постфокальной филаментации при уменьшении длины волны излучения. Все дело в увеличении дифракционной длины L_d для УФ излучения, что соответствующим образом уменьшает величину ϑ_n в левой части (1). Очевидным выходом из этой ситуации могло бы быть увеличение фокусного расстояния f оптической системы. Тем не менее в проведенных нами экспериментах дальнейшее увеличение f , как, например, в случае с длиннофокусным зеркалом (рис.3, $f = 520$ см), также не привело к постфокальной филаментации УФ импульса. Плазменные области, образующиеся в результате филаментации излучения, в зависимости от энергии импульса имели протяженность примерно 3–4 м и характеризовались различной линейной концентрацией свободных зарядов (рис.3, а). Однако сам характер расположения плазменных каналов вблизи фокальной плоскости был таким же, как и при использовании более жесткой фокусировки пучка, а также подобным отмеченному выше случаю с использованием длиннофокусной линзы и основной гармоники излучения лазера (см. рис.2, б). Подчеркнем, что при этом в рамках критерия прохождения через фокус (1) увеличение фокусного расстояния направляющей оптики полностью компенсировало почти десятикратное возрастание дифракционной длины излучения при использовании третьей гармоники.

Следующим этапом экспериментов для получения филаментации за геометрическим фокусом было изменение начального размера светового пучка. Это должно еще более облегчить условия существования постфокального филамента. Действительно, обращаясь к выражению (1), нетрудно убедиться в том, что если мощность P_0 и дифракционную длину L_d выразить через остальные параме-

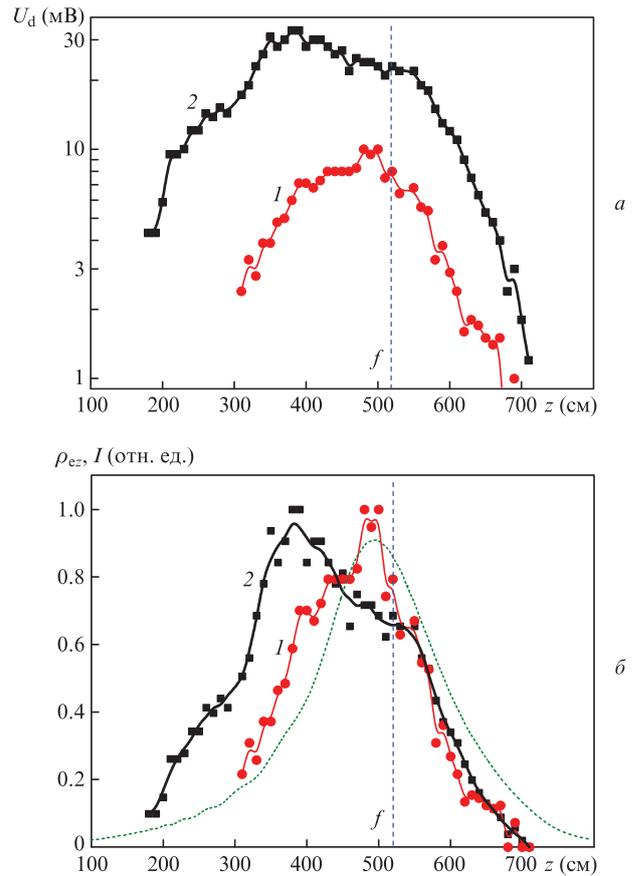


Рис.3. Зависимости абсолютной величины электрического сигнала в воздушном промежутке U_d (а) и относительной линейной концентрации плазмы ρ_{ez} (б) при филаментации импульсов УФ излучения с энергией $E_0 = 74$ (1) и 160 мкДж (2) при фокусном расстоянии $f = 520$ см. Штриховая кривая – относительная интенсивность I излучения в линейном режиме.

тры импульса излучения, то отношение оптических сил керровской фокусировки и дифракции за линейным фокусом будет обратно пропорционально диаметру светового пучка d_0 : $\vartheta_n/\vartheta_f \propto 1/d_0$. Таким образом, путем уменьшения поперечного сечения пучка оказывается возможным обеспечить выполнение критерия его рефокусировки за фокусом.

В экспериментах для этих целей использовался набор круговых диафрагм с фиксированным диаметром отверстия, а также ирисовая диафрагма с плавно изменяемой апертурой, которые помещались сразу после выхода лазерного пучка из дифракционного компрессора. Применение дифракционного ослабителя и диафрагм различного размера позволяло в некоторых случаях получать лазерные пучки разного диаметра, но с одинаковой энергией. Результаты измерений линейной концентрации электронов в плазменном канале на двух длинах волн источника приведены на рис.4. В обоих случаях фокусное расстояние было фиксированным и составляло 50 см, а изменялись диаметр пучка и его энергия. Рассмотрим подробно представленные результаты.

Следует отметить, что при определенных условиях можно говорить о реализации постфокальной филаментации излучения в обоих спектральных диапазонах, причем практически всегда к этому приводит уменьшение диаметра светового пучка. Так, можно сравнить кривые 1 и 4 на рис.4, а и б, которые соответствуют ситуациям,

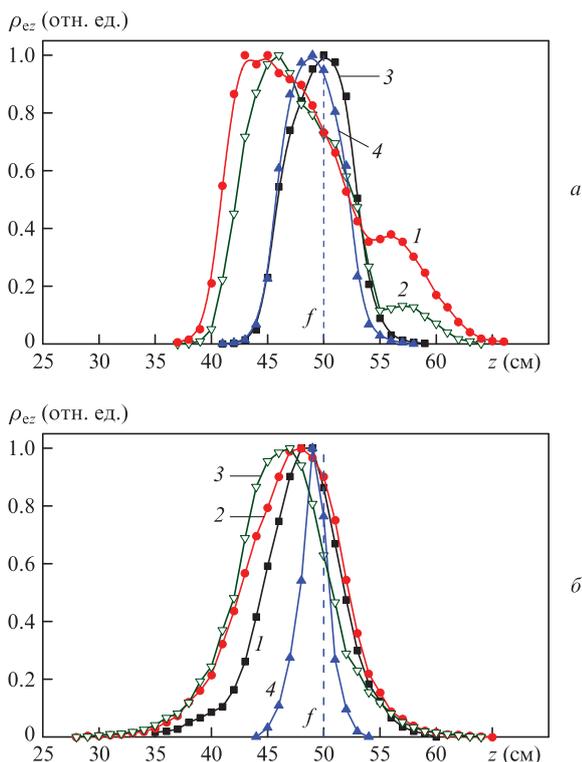


Рис.4. Линейная концентрация электронов плазменной области в зоне филаментации ИК (а) и УФ (б) излучения с различными диаметрами пучка d_0 и энергией импульса E_0 : $d_0 = 2.5$ мм, $E_0 = 1.2$ мДж (1), $d_0 = 3$ мм, $E_0 = 1.7$ мДж (2), $d_0 = 8$ мм, $E_0 = 1.7$ мДж (3), $d_0 = 4.8$ мм, $E_0 = 1.2$ мДж (4) (а) и $d_0 = 1.6$ мм, $E_0 = 48$ мкДж (1), $d_0 = 5$ мм, $E_0 = 240$ мкДж (2), $d_0 = 2.7$ мм, $E_0 = 140$ мкДж (3), $d_0 = 5$ мм, $E_0 = 40$ мкДж (4) (б). Кривые 1, 2 – постфокальная филаментация есть, кривые 3, 4 – филаментации за перетяжкой нет.

схожим по энергии (а значит и по мощности) импульса, но различающимся поперечными размерами пучков. Варианты, показанные кривыми 1 – это пример прохождения плазменного канала через фокальную перетяжку, а варианты, представленные кривыми 4, фактически соответствуют отсутствию филаментации как таковой, поскольку измеренный в экспериментах ход линейной концентрации плазмы практически точно повторяет профиль интенсивности излучения, рассчитанный в условиях линейной фокусировки (на рисунках не приведен).

В одном случае, а именно для импульса УФ излучения (кривая 2 на рис.4,б), продолжение плазменной области за фокальную перетяжку удалось получить и для широкого пучка с диаметром $d_0 = 5$ мм. Однако здесь была реализована максимальная для данных экспериментов энергия импульса $E_0 = 240$ мкДж, что соответствует примерно 35-кратному превышению пороговой мощности P_c на данной длине волны. Уже снижение мощности излучения менее чем в два раза (кривая 3) останавливает филамент, не давая ему распространяться за перетяжку.

Сравнение рис.4,а и б показывает, что в характере постфокальной филаментации ИК и УФ излучения имеются различия. Если коротковолновое излучение создает плазменный канал, который «протягивается» за геометрический фокус пучка [16, 20], то филаментация ИК излучения демонстрирует ярко выраженную рефокусировку (кривые 1 и 2 на рис.4,а), когда концентрация электронов плазменной области за фокусом сначала снижается, а затем вновь растет, формируя второй локальный макси-

мум. Напомним, что в цитированной выше работе [13] по экспериментальному наблюдению рефокусировок при филаментации остросфокусированного фемтосекундного излучения на длине волны 800 нм использовались значительно более мощные лазерные импульсы (с энергией в десятки миллиджоулей), чем в наших экспериментах.

Подчеркнем, что для реализации осевой рефокусировки за геометрическим фокусом пучка может быть недостаточно простого повышения мощности излучения, поскольку в первую очередь это приведет к удалению начала филамента от фокальной плоскости и к увеличению нелинейной расходимости пучка до фокуса (см. рис.2,б). Необходимо создать такие условия, при которых филамент будет стартовать вблизи линейной фокальной перетяжки, но мощности импульса будет достаточно для преодоления геометрической расходимости осевой энергосодержащей части пучка за фокусом. Это как раз соответствует случаю узкого (отношение d_0/f невелико) и мощного (параметр $\eta_0 \gg 1$) пучка излучения.

Обсуждаемая здесь рефокусировка первоначально сфокусированного светового пучка является следствием проявления нелинейности среды и связана с повторной филаментацией излучения за линейным фокусом. Этот процесс также может произойти и в результате появления нового плазменного канала за фокусом при реализации множественной филаментации предварительно сфокусированного излучения [21, 22]. Данный режим наблюдается при большом превышении (обычно на порядок) мощностью лазерного импульса критической величины P_c , и ему, по видимому, соответствует кривая с самой большой энергией УФ импульса на рис.4,б. При множественной филаментации формируется сразу несколько высокоинтенсивных световых структур в различных областях поперечного сечения светового пучка.

Отметим, что, поскольку поперечный профиль интенсивности лазерного пучка для обеих гармоник был отличен от унимодального, с большой долей вероятности можно считать филаментацию пучков, по крайней мере с пиковой мощностью $\eta_0 > 10$, множественной. Вместе с тем, как было показано в [23], при множественной филаментации остросфокусированного пучка наблюдаются те же закономерности, что и при формировании одиночного филамента, а именно существует некоторый порог по силе фокусировки излучения (или по его мощности), пересечение которого восстанавливает или разрушает филаментацию за фокальной перетяжкой. Более того, в линейном фокусе оптической системы осуществляется фильтрация пространственных гармоник излучения, что приводит к регуляризации хаотичной фрагментации светового пучка за фокусом и уменьшает число внеосевых филаментов. Поэтому при дальнейшем анализе мы не будем специально разделять ситуации с одиночной или множественной филаментацией.

3. Численное моделирование

Для более детального изучения динамики постфокальной филаментации УФ и ИК излучения, было проведено численное моделирование распространения в воздухе сфокусированных импульсов первой и третьей гармоник излучения Ti:сапфирового лазера. За основу было взято нелинейное уравнение Шредингера (НУШ) для огибающей напряженности электрического поля световой волны. Многочисленные исследования (см., напр., обзор

ры [1–4] показали, что НУШ достоверно описывает все значимые линейные и нелинейные процессы, происходящие с импульсом излучения в среде при длительностях импульса, по крайней мере, не менее нескольких оптических периодов. Линейная часть НУШ учитывает дисперсию групповой скорости лазерного импульса и дифракцию пучка. Модель оптической нелинейности воздуха включала в себя мгновенную и инерционную составляющие эффекта Керра, а также изменение комплексного показателя преломления среды вследствие фотоионизации молекул газов воздуха. Расчет скорости фотоионизации проводился по модели ионизации Попова–Переломова–Терентьева [23]. Сама формулировка НУШ и скоростного уравнения для мгновенной концентрации свободных электронов плазменной области, а также детали численной реализации приведены, например, в [16].

При численных расчетах исходный лазерный пучок задавался в форме сфокусированного гауссова (по пространству и времени) пучка с варьируемыми начальным радиусом R_0 , радиусом кривизны фазового фронта f и пиковой мощностью в импульсе излучения P_0 . Начальная длительность импульса t_p в расчетах была фиксированной и соответствовала экспериментально реализуемой величине. Использовалась цилиндрически-симметричная версия программного кода.

Обратимся к рис.5, на котором приведен продольный профиль линейной концентрации электронов в плазменном канале ρ_{ez} на оси светового пучка, формируемой в результате фотоионизации воздуха при филаментации излучения, для ситуаций, соответствующих рис.2,б и г. В рас-

четах параметр $\rho_{ez}(z)$ вычислялся путем интегрирования трехмерного распределения объемной концентрации свободных электронов $\rho_e(r_{\perp}, z)$, формируемой к концу лазерного импульса, по поперечной координате r_{\perp} .

Представленные на рис.5 профили ρ_{ez} демонстрируют хорошее качественное согласие с данными экспериментальных измерений в реализованном диапазоне энергий импульсов (кривые 1 и 2) и указывают на отсутствие какого-либо существенного плазмообразования, а значит и филаментации, за фокальной плоскостью светового пучка. С ростом параметра E_0 происходит только смещение левой границы плазменного канала (светового филамента) к началу координат, при этом сама постфокальная эволюция плазменной области для различных значений E_0 остается подобной.

Филаментацию за фокальной перетяжкой получить в расчетах все же удается, если выбрать большее, чем в экспериментах, значение энергии модельного импульса излучения (кривая 3). В этом случае для ИК излучения реализуются ярко выраженная рефокусировка и повторная филаментация пучка, а плазменный канал УФ филамента непрерывно «протягивается» за фокальную перетяжку.

До точки геометрического фокуса пиковые значения линейной концентрации электронов в плазменном канале в зоне филаментации ИК излучения примерно на порядок больше, чем для УФ излучения, при том, что для ИК излучения абсолютная пиковая концентрация плазмы ρ_{em} в филаментах составляет $3 \times 10^{23} \text{ м}^{-3}$ и более чем в три раза превышает аналогичную величину в плазме УФ филамента ($\sim 10^{24} \text{ м}^{-3}$). Причина здесь очевидно заключается в меньшем поперечном размере светового филамента для УФ излучения [24], формирующего более узкий плазменный канал, который по данным расчетов имел практически постоянную среднюю ширину $d_f \approx 50 \text{ мкм}$ (по уровню $\rho_{em} = 10^{21} \text{ м}^{-3}$) на всем протяжении участка филаментации. В то же время ширина плазменного канала ИК филамента до фокуса осциллирует в интервале 150–200 мкм. За фокальной плоскостью, в области рефокусировки ИК импульса, ширина плазменного канала резко уменьшается и достигает величины, характерной для УФ филамента ($d_f \approx 80 \text{ мкм}$), что приводит к снижению линейной концентрации свободных электронов вторичного филамента на порядок (рис.5,а).

Наиболее наглядно различия в динамике филаментации ИК и УФ излучения демонстрируют рис.6,а, б, на которых в виде тонового изображения приведена временная развертка интенсивности импульса излучения $I(0, z, t)/I_0$ по мере его распространения в среде. Здесь $I_0 = P_0/(\pi R_0^2)$ – начальная пиковая интенсивность, а поперечная координата r выбрана на оси пучка ($r = 0$). Относительное время t/t_p отсчитывается от центра импульса, и, таким образом, отрицательные значения времени соответствуют переднему фронту импульса, а положительные – заднему.

Из рассмотрения рис.6,а и б следует, что УФ излучение, как и ИК излучение, испытывает локальные фокусировки оптического поля в различных временных слоях: наблюдаются множественные максимумы интенсивности, местами сливающиеся в яркие полосы. Совокупность этих локальных временных максимумов в каждой точке оптической трассы и составляет световой филамент [15], который может быть зарегистрирован в эксперименте фотоприемником. На рис.6,в, г для наглядности приведены профили осевой плотности энергии излучения $w(r=0, z)/w_0$ вдоль трассы, рассчитанные путем интегрирования по вре-

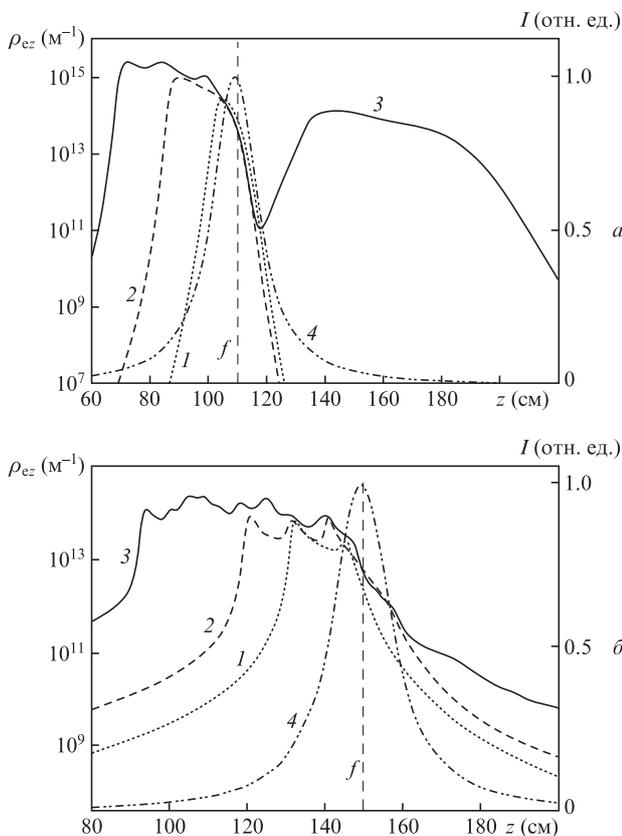


Рис.5. Линейная концентрация свободных электронов плазмы ρ_{ez} при моделировании филаментации ИК (а) и УФ (б) импульсов излучения в воздухе с энергией $E_0 = 1.4$ (1), 2.8 (2) и 5.6 мДж (3) (а), 90 (1), 180 (2) и 320 мкДж (3) (б). Кривая 4 – относительная интенсивность I в линейном режиме.

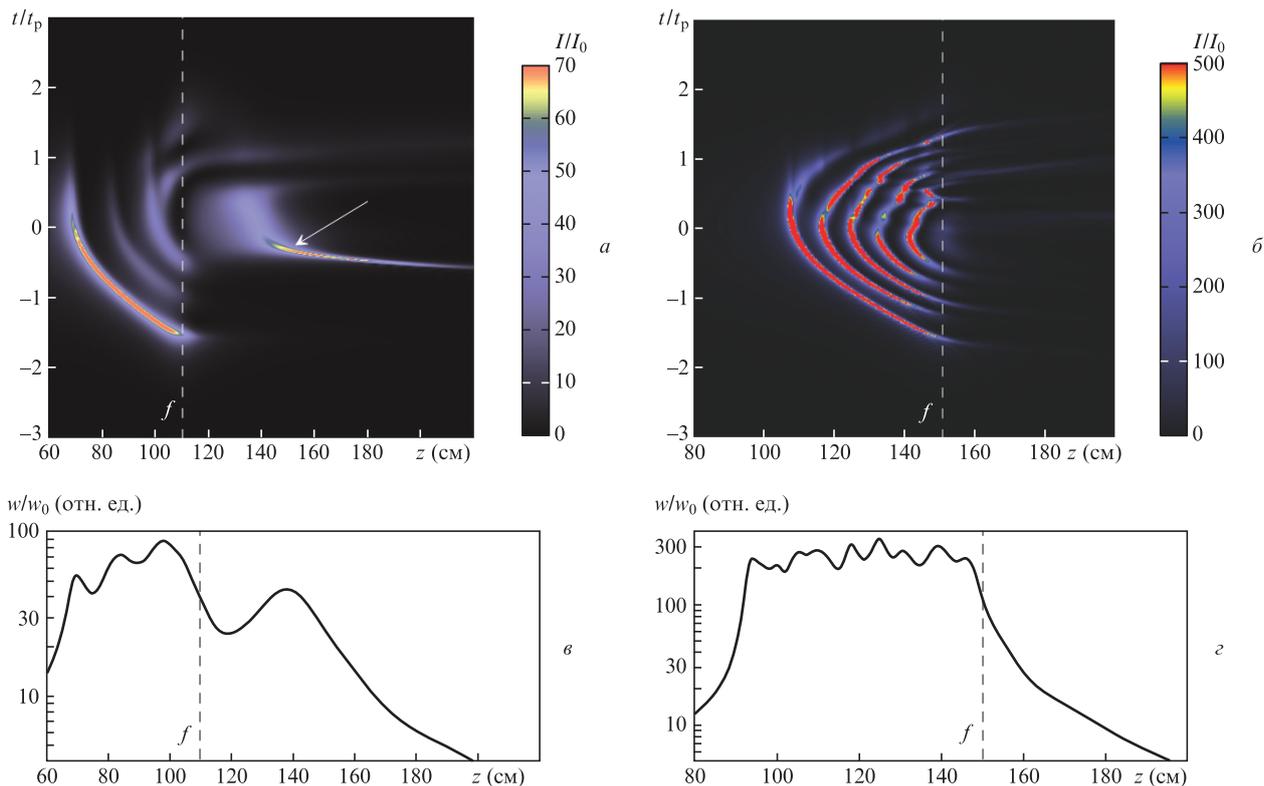


Рис.6. Двумерные распределения относительной интенсивности $I(z, t)$ импульсов ИК излучения с $E_0 = 5.6$ мДж (а) и УФ излучения с $E_0 = 320$ мкДж (б) при сфокусированном распространении их в воздухе (положение участка рефокусировки импульса показано стрелкой), а также профили нормированной плотности энергии излучения вдоль трассы (в, з).

менной координате пространственно-временных распределений интенсивности на соответствующих рисунках.

Отметим и качественные различия представленных на рис.6 изображений. По сравнению с ИК излучением, в случае УФ импульса временных фокусировок оптического поля значительно больше, и все они происходят до геометрического фокуса пучка. Кроме того, для третьей гармоники максимумы интенсивности расположены практически симметрично относительно условного центра импульса, а нелинейные фокусы при филаментации импульсного излучения основной гармоники преимущественно смещены к переднему фронту импульса. При этом в выбранной точке оптической трассы могут образоваться сразу несколько нелинейных фокусов в разных временных слоях импульса. Эти локальные максимумы интенсивности имеют различную амплитуду и отражают факт временного дробления импульса [25], главной причиной которого в воздухе являются нелинейная рефракция и поглощение излучения в созданной им плазменной области.

После прохождения через фокальную перетяжку филаментация излучения обоих типов прекращается, однако впоследствии филамент ИК излучения восстанавливается и существует еще на достаточно протяженной дистанции. Примечательно, что восстановление филамента опять начинается с центрального временного слоя импульса.

Таким образом, можно предположить, что наблюдающиеся различия в характере преодоления филаментом фокальной перетяжки УФ и ИК излучения связаны с особенностями плазмообразования в зоне филамента, а именно с энергозатратами на нелинейное многофотонное поглощение в среде и с дефокусировкой световой волны на возникающей плазменной области. Степень влияния дан-

ных физических механизмов на динамику филаментации излучения различных спектральных областей оказывается различной.

Коротковолновое УФ излучение более активно ионизирует воздух, например молекулы кислорода O_2 в результате трехфотонного поглощения, в отличие от случая длинноволнового ИК излучения с той же интенсивностью, в котором ионизация происходит за счет поглощения восьми фотонов [2]. Наоборот, дефокусировка оптической волны электронной плазмой будет происходить эффективнее для длинноволнового излучения, поскольку дефицит оптической фазы волны при прохождении через такую отрицательную плазменную «линзу» на единицу пути $\delta\varphi = k(n_0 - n_p)/n_0$ ($k = 2\pi/\lambda$, а n_p – показатель преломления плазмы) будет пропорционален длине волны λ : $\delta\varphi = k\rho_c/(2\rho_c) \propto \lambda$. Здесь ρ_c – критическая концентрация свободных электронов [4], при превышении которой плазма становится полностью непрозрачной для излучения.

Именно подобное соотношение между нелинейным поглощением и плазменной рефракцией в процессе самовоздействия импульса и прослеживается на рис.6 для двух рассмотренных типов излучения. И именно в значительных потерях энергии и сильном временном дроблении УФ импульса на стадии филаментации кроется причина отсутствия филаментации пучка за его геометрическим фокусом.

Действительно, если обратиться к рис.7, где показаны профили интенсивности импульсов непосредственно в центре и за границами линейной фокальной перетяжки, то становится очевидным, что оба импульса при распространении до геометрического фокуса претерпевают временное дробление. Однако для излучения третьей гармоники данный процесс значительно существеннее: моно-

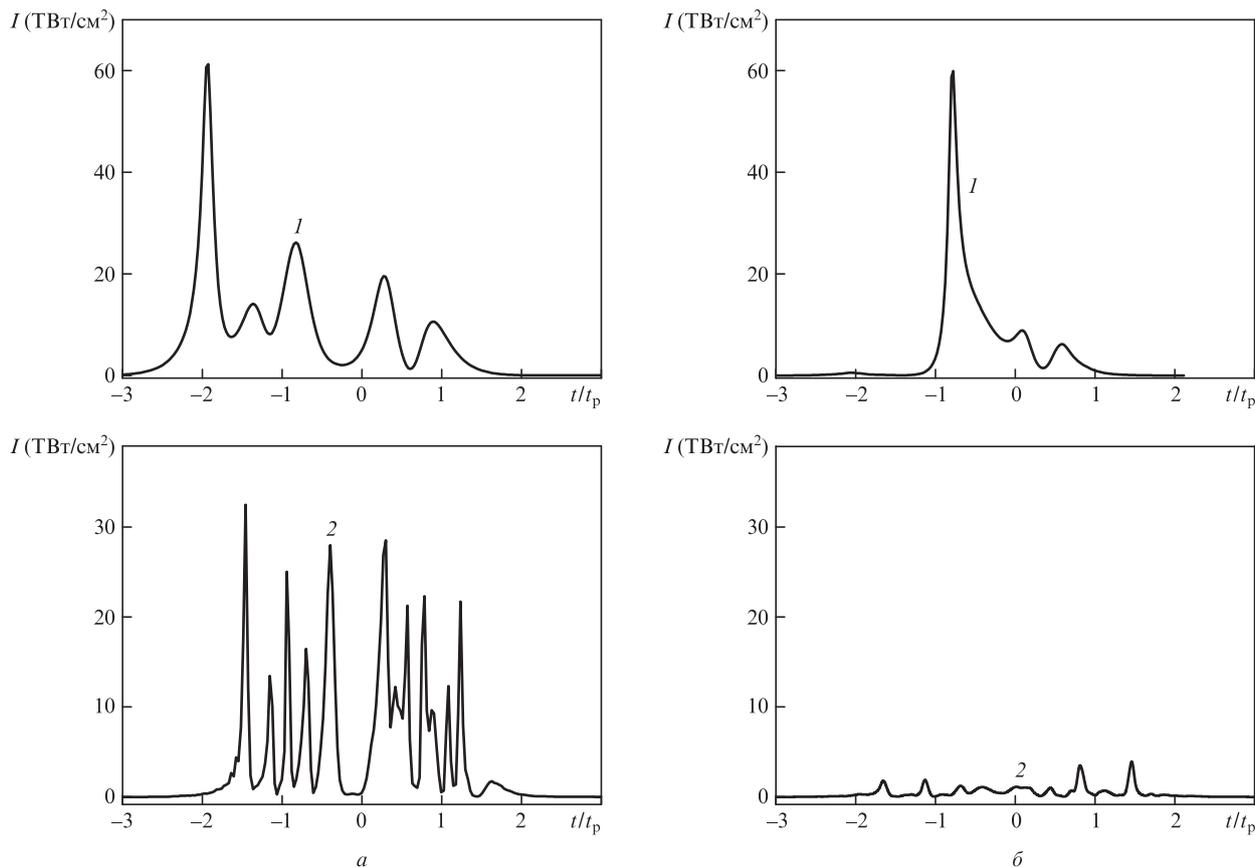


Рис.7. Временные профили интенсивности ИК (1) и УФ (2) импульсов излучения в центре фокальной перетяжки пучка (а) и за геометрическим фокусом при $z = 160$ см (б). Параметры расчета соответствуют рис.6.

импульс УФ излучения преобразуется в пуг из более чем десяти коротких, хорошо разрешенных по временной координате субимпульсов длительностью в несколько фемтосекунд каждый. Это временное укорочение импульсов, во-первых, резко повышает дестабилизирующее влияние частотной дисперсии среды на распространение всего пуга [26] и, во-вторых, снижает энергию и мощность, переносимые каждым субимпульсом. Все это ослабляет керровскую самофокусировку пуга импульсов, которая за плоскостью геометрического фокуса уже не может противодействовать дифракционной расходимости всего пучка, что приводит к резкому падению интенсивности излучения и скорому прекращению филаментации (см. кривую 2 на рис.7,б).

В то же время импульс ИК излучения оказывается значительно менее подверженным временному дроблению, и длительность индивидуальных субимпульсов здесь в несколько раз выше. В результате, даже несмотря на в несколько раз большую, чем в УФ диапазоне, дифракционную расходимость выходящего из фокуса излучения, оптическая сила виртуальной линзы, сформированной кубической нелинейностью среды, успешно противодействует силам дифракции. На достаточно коротком отрезке трассы вновь происходит формирование лидирующего максимума интенсивности вблизи временного центра импульса (кривая 1 на рис.7,б), и филамент восстанавливается.

Об общем уровне потерь энергии импульса на ионизацию среды и поглощение в созданной плазме свидетельствует рис.8, на котором представлено относительное изменение энергии излучения $\Delta E(z)/E_0 = [E_0 - E(z)]/E_0$

вдоль трассы для двух спектральных диапазонов. Видно, что энергопотери импульса ИК излучения при филаментации невелики и не превышают 10% от начальной энергии.

УФ импульс вследствие более высокого коэффициента многофотонного поглощения воздуха теряет ~30% своей первоначальной энергии к моменту прохождения им через фокальную плоскость пучка и до 40% энергии к концу участка филаментации. Практически вся эта энергия, как показывают расчеты, тратится на ионизацию среды и создание на оси пучка плазменного канала с высокой концентрацией свободных электронов. При этом сама плазма как в ближнем ИК, так и в УФ диапазоне

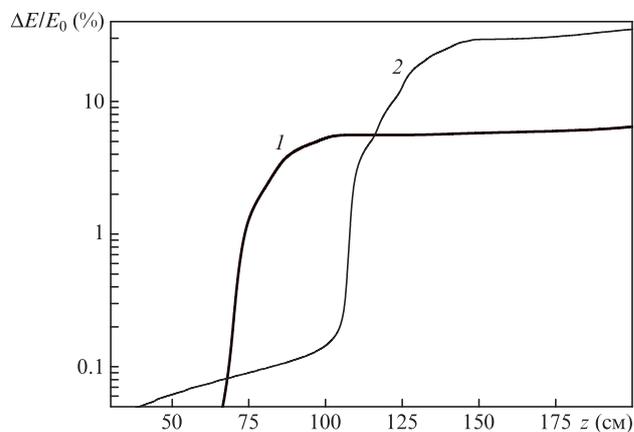


Рис.8. Относительное изменение энергии импульсов ИК (1) и УФ (2) излучения вдоль трассы. Параметры расчета соответствуют рис.6.

поглощает оптическое излучение очень мало ($< 1\%$), поскольку пиковые значения концентрации свободных электронов в плазменном канале существенно меньше критической концентрации ρ_c , которая в рассматриваемом спектральном диапазоне излучения превышает 10^{27} м^{-3} . Следовательно, потери энергии импульса на фотоионизацию воздуха могут быть дополнительным фактором, препятствующим восстановлению филаментации УФ излучения за линейным фокусом.

4. Заключение

Таким образом, в результате комплексных исследований распространения сфокусированного импульсного лазерного излучения различных спектральных диапазонов ($\lambda = 740$ и 248 нм) в лабораторном воздухе в режиме самофокусировки и филаментации были установлены характер данного процесса и тип филаментации лазерного импульса за линейной фокальной перетяжкой пучка. Сам факт филаментации излучения за геометрическим фокусом был зафиксирован по измерениям линейной концентрации электронов в плазменном канале, сопровождающей филаментацию пучка. Оказалось, что коротковолновое УФ излучение создает плазменный канал, который при определенных условиях может непрерывно проходить («протягиваться») за геометрический фокус пучка. Постфокальная филаментация ИК излучения обычно реализуется как рефокусировка излучения, для которой характерны выраженное снижение концентрации свободных электронов плазменного канала сразу за геометрическим фокусом и последующее ее восстановление практически на прежнем уровне на более дальней дистанции. При этом экспериментально реализовать филаментацию УФ излучения за линейным фокусом путем вариаций фокусного расстояния линзы, поперечного размера и мощности лазерного пучка значительно сложнее, чем филаментацию ИК излучения. Сделать это удастся либо для достаточно узких пучков, либо при существенном увеличении мощности импульса и реализации режима множественной филаментации. Проведенное численное моделирование самовоздействия сфокусированных УФ и ИК импульсов в воздухе показало, что установленные различия в филаментации излучения за геометрическим фокусом могут быть связаны со значительными потерями энергии на фотоионизацию среды и более сильным временным дроблением УФ импульса до фокальной перетяжки, что дополнительно препятствует его последующей постфокальной филаментации.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 13, интеграционного проекта Президиума СО РАН № 67,

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

1. Shen Y.R., Boyd R.W., Lukishova S.G. (Eds) *Self-focusing: Past and Present* (New York: Springer, 2009).
2. Berge L., Skupin S., Nuter R., Kasparian J., Wolf J.-P. *Rep. Prog. Phys.*, **70**, 1633 (2007).
3. Кандидов В.П., Шлёнов С.А., Косарева О.Г. *Квантовая электроника*, **39**, 205 (2009).
4. Couairon A., Myszyrowicz A. *Phys. Rep.*, **441**, 47 (2007).
5. Tzortzakis S., Prade B., Franco M., Myszyrowicz A. *Opt. Commun.*, **181**, 123 (2000).
6. Mechain G., Amico C.D., Andre Y.-B., Tzortzakis S., Franco M., Prade B., Myszyrowicz A., Couairon A., Salmon E., Sauerbrey R. *Opt. Commun.*, **247**, 171 (2005).
7. Berge L., Skupin S., Lederer F., Méjean G., Yu J., Kasparian J., Salmon E., Wolf J.P., Rodriguez M., Woste L., Bourayou R., Sauerbrey R. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 22502 (2004).
8. Hosseini S.A., Luo Q., Ferland B., Liu W., Chin S.L., Kosareva O.G., Panov N.A., Aközбек N., Kandidov V.P. *Phys. Rev. A*, **70**, 033802 (2004).
9. Durand M., Houard A., Prade B., Myszyrowicz A., Durécu A., Moreau B., Fleury D., Vasseur O., Borchert H., Diener K., Schmitt R., Théberge F., Chateaufneuf M., Daigle J., Dubois J. *Opt. Express*, **21**, 26836 (2013).
10. Point G., Brelet Y., Houard A., Jukna V., Milián C., Carbonnel J., Liu Y., Couairon A., Myszyrowicz A. *Phys. Rev. Lett.*, **112**, 223902 (2014).
11. Власов С.Н., Таланов В.И. *Самофокусировка волн* (Н.Новгород, ИПФ РАН, 1997).
12. Lange H.R., Grillon G., Ripoche J.-F., Franco M.A., Lamouroux B., Prade B.S., Myszyrowicz A. *Opt. Lett.*, **23**, 120 (1998).
13. Talebpour A., Petit S., Chin S.L. *Opt. Commun.*, **171**, 285 (1999).
14. Kosareva O.G., Kandidov V.P., Brodeur A., Chin S.L. *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.*, **6**, 485 (1997).
15. Brodeur A., Chien C.Y., Ilkov F.A., Chin S.L., Kosareva O.G., Kandidov V.P. *Opt. Lett.*, **22**, 304 (1997).
16. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Степанов А.Н. *Оптика атмосферы и океана*, **25**, 745 (2012).
17. Аскарьян Г.А., Дианов Х.А., Мухамаджанов М. *Письма в ЖЭТФ*, **14**, 452 (1971).
18. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Изюмов Н.А., Ионин А.А., Кудряшов С.И., Селезнев Л.В., Синицын Д.В., Сунчугашева Е.С. *ЖЭТФ*, **143**, 228 (2013).
19. Федоров В.Ю., Кандидов В.П. *Оптика и спектроскопия*, **105**, 291 (2008).
20. Дергачев А.А., Ионин А.А., Кандидов В.П. и др. *Квантовая электроника*, **43**, 334 (2013).
21. Kosareva O.G., Liu W., Panov N.A., Bernhardt J., Ji Z., Sharifi M., Li R., Xu Z., Liu J., Wang Z., Ju J., Lu X., Jiang Y., Leng Y., Liang X., Kandidov V.P., Chin S.L. *Laser Phys.*, **19**, 1776 (2009).
22. Geints Yu.E., Zemlyanov A.A. *Laser Phys.*, **23**, 035301 (2013).
23. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. *ЖЭТФ*, **50**, 1393 (1966).
24. Couairon A., Berge L. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 135003 (2002).
25. Mlejnek M., Wright E.M., Moloney J.V. *Opt. Lett.*, **23**, 382 (1998).
26. Moll K.D., Gaeta A.L. *Opt. Lett.*, **29**, 995 (2004).