

УДК 621.378.33, 535.621.33

## Филаментация в воздухе сфокусированного импульса Ti:Sapphire лазера на двух гармониках

Д. В. Апексимов, О. А. Букин, Е. Е. Быкова, Ю. Э. Гейнц, С. С. Голик, А. А. Землянов, А. А. Ильин, А. М. Кабанов, Г. Г. Матвиенко, В. К. Ошлаков, А. В. Петров, Е. Б. Соколова

*Представлены результаты экспериментальных исследований динамики филаментации мощных ультракоротких импульсов Ti:Sapphire лазера с длиной волны 800 и 400 нм при их острой фокусировке в воздухе. Получены зависимости положения и размеров плазменного канала, формирующегося в зоне нелинейного фокуса пучка, от мощности в лазерном импульсе. Измерены спектры лазерного импульса при его филаментации.*

PACS: 42.65.Jx, 42.65.Re, 42.68.Mj

**Ключевые слова:** ультракороткое лазерное излучение, филаментация, острая фокусировка, плазменный канал, эффект Керра, спектр.

### Введение

Самофокусировка мощных ультракоротких импульсов лазерного излучения относится к числу физических явлений, в которых наиболее ярко проявляется оптическая нелинейность среды, приводящая к целой гамме эффектов, таких как филаментация пучка [1, 2], плазмообразование [3], конечная эмиссия [4], генерация суперконтинуума [5], эмиссия волн в сантиметровом диапазоне [6]. Наиболее полно современное состояние проблемы представлено в обзорах [7—9] и монографиях

[10—12]. Физической причиной самофокусировки является кубичная оптическая поляризуемость среды  $\chi^{(3)}$  (нелинейность керровского типа), вызывающая самонаведенное увеличение показателя преломления в областях повышенной интенсивности излучения и последующее прогрессирующее сжатие лазерного пучка в поперечном направлении.

В газах коллапсу пучка препятствует возникающая в результате фотоионизации молекул плазма. Внутри лазерного пучка формируются динамические высокоинтенсивные структуры, устойчивые к возмущениям на достаточно протяженном участке трассы, — световые филаменты. В экспериментах по филаментации фемтосекундного излучения, как правило, регистрируется след филаментов в виде светящихся в видимой области каналов, излучение которых обусловлено сплошным спектром, полосами молекулярного азота, линиями атомов и ионов азота и кислорода.

Особенностью филаментации остро сфокусированного ультракороткого излучения, в отличие от параллельного (коллимированного) пучка, является то, что филаментация реализуется в малом объеме фокальной перетяжки. При этом в нелинейном фокусе могут быть достигнуты экстремальные плотности мощности световой волны [13—15], близкие по порядку к внутриатомным величинам. В этом случае радиус плазменной колонки может доходить всего до нескольких микрометров, а сама колонка имеет характерную длину несколько миллиметров [15]. Создание таких микромасштабных плазменных каналов является важным для ряда практических задач, например, при лазерной обработке поверхностей [16] и для сверления отверстий [17]. В этой связи необходимо точно знать местоположение на лазерной трассе развивающе-

Апексимов Дмитрий Владимирович, старший научный сотрудник.

Быкова Елена Евгеньевна, научный сотрудник.

Гейнц Юрий Эльмарович, главный научный сотрудник.

Землянов Александр Анатольевич, заведующий лабораторией.

Кабанов Андрей Михайлович, ведущий научный сотрудник.

Матвиенко Геннадий Григорьевич, директор.

Ошлаков Виктор Константинович, старший научный сотрудник.

Петров Алексей Вадимович, аспирант.

Институт оптики атмосферы им. В. Е. Зуева СО РАН.

Россия, 634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1.

Тел. 8 (3822) 49-15-32. E-mail: bee@iao.ru

Букин Олег Алексеевич, заведующий лабораторией.

Ильин Алексей Анатольевич, старший научный сотрудник.

Соколова Екатерина Борисовна, инженер-программист.

Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН.

Россия, 690041, г. Владивосток, ул. Радио, 5.

E-mail: o\_bukin@mail.ru

Голик Сергей Сергеевич, заведующий лабораторией.

Дальневосточный федеральный университет.

Россия, 690950, г. Владивосток, ул. Суханова, 8.

E-mail: golik\_s@mail.ru

Статья поступила в редакцию 15 июня 2012 г.

© Апексимов Д. В., 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., Петров А. В., Соколова Е. Б., 2012

гося светового филамента и связанного с ним плазменного канала.

Начало области филаментации излучения определяется на основе баланса "сил" самофокусировки и дифракции. В теории нестационарной самофокусировки световых импульсов для оценки координаты начала участка филаментации лазерного пучка общепризнанным является использование формулы Марбюргера (J. H. Marburger) [18], которая была выведена путем аппроксимации большого объема расчетных данных. Формула в явном виде содержит начальные параметры лазерного излучения и записывается следующим образом:

$$z_s(\eta) = \frac{(2L_R) \cdot 0,367}{\sqrt{(\sqrt{\eta} - 0,852)^2 - 0,0219}}, \quad (1)$$

где  $\eta = P_0/P_c$  — безразмерная мощность импульса;

$P_c = R_{cr} \lambda_0^2 / (8\pi n_2 n_0)$  — критическая мощность самофокусировки,  $R_{cr}$  — параметр формы пучка, учитывающий тип пространственного распределения интенсивности (для гауссовского пучка  $R_{cr} = 3,77$ ),  $n_2$  — индекс нелинейности,  $n_0$  — исходный показатель преломления среды,  $\lambda_0$  — длина волны лазерного излучения в вакууме.

Для фокусированного излучения за счет действия эффекта Керра стартовая точка филаментации смещается от геометрического фокуса навстречу лазерному пучку. Величина этого смещения зависит от нелинейных свойств среды и мощности лазерного импульса. Поэтому важно иметь достоверную информацию о величине связанной с оптическим эффектом Керра нелинейной кубичной поляризуемости воздуха при распространении в нем ультракороткого лазерного излучения в различных частотных диапазонах.

Основная цель проведенных исследований состояла в получении такой информации для случая филаментации остро фокусированного лазерного излучения на двух гармониках Ti:Sapphire лазера.

### Постановка задачи

Для решения данной задачи была поставлена серия экспериментов, в которых обеспечивалась контролируемая самофокусировка фемтосекундного лазерного излучения в воздухе с образованием филаментов. Пространственное положение и длина зоны филаментации регистрировались ССD-камерой по измерению положения светящейся плазменной колонки, формирующейся в канале пучка в результате фотоионизации молекул воздуха интенсивным световым полем.

При варьировании начальной мощности лазерного импульса происходило смещение и измене-

ние размеров области филаментации и связанного с ней светящегося образования. Эти данные после статистической обработки аппроксимировались функциональной зависимостью, по форме эквивалентной формуле (1), дающей оценку положения начала филамента при самофокусировке фемтосекундного лазерного импульса. Поскольку в данную формулу параметром входит критическая мощность самофокусировки, которая, в свою очередь, зависит от величины коэффициента при керровской нелинейности среды, то подгонка к экспериментальным данным достигалась варьированием параметра критической мощности. По достижении наилучшего приближения, исходя из данного параметра, определялось значение нелинейного коэффициента преломления для данной длины волны лазера.

### Методика и результаты экспериментов

Эксперименты по филаментации в воздухе острофокусированных ультракоротких импульсов гигаваттной мощности Ti:Sapphire лазера на основной ( $\lambda_{01} = 800$  нм) и второй ( $\lambda_{02} = 400$  нм) гармониках были выполнены в объединенной лаборатории ИАПУ ДВО РАН и ДВФУ совместно с ИОА СО РАН.

Воздействующий лазерный пучок, имеющий диаметр 5 мм (по уровню  $e^{-1}$ ), максимальную энергию в импульсе  $E_{01} = 0,9$  мДж, длительность исходного импульса  $t_u = 39$  фс (по уровню  $e^{-1}$ ), частоту следования импульсов 1 кГц и 100 Гц, фокусировался линзой с фокусным расстоянием  $f = 200$  мм в атмосферном воздухе. Пиковая мощность лазерных импульсов  $P_0$  могла варьироваться в пределах 1—15 ГВт (для  $\lambda_{01} = 800$  нм) путем перемещения дифракционной решетки частотного компрессора, что изменяло эффективную длительность импульса  $t_{01}$  в диапазоне 39—1000 фс.

Для получения второй гармоники излучения использовался кристалл бета-бората бария (ВВО) толщиной 300 мкм. После преобразующего кристалла максимальная энергия импульса составляла  $E_{02} = 0,4$  мДж. Энергия импульса для второй гармоники варьировалась осевым углом поворота преобразующего нелинейного кристалла при неизменных характеристиках импульса основной гармоники.

При распространении лазерного импульса в воздухе вблизи геометрического фокуса пучка возникало свечение в синей области спектра, которое главным образом связано с флуоресценцией молекулярного и атомарного азота, ионизированного сильным лазерным полем [14]. Яркость этого свечения пропорциональна числу свободных электронов, образовавшихся за время лазерного импульса в канале пучка за счет фотоионизации

молекул газа. Для отсечки в регистрируемом сигнале рассеянного излучения на лазерных длинах волн (800 и 400 нм) использовался линейный поляризатор LPVIS100, расположенный перед объективом камеры. Плоскость поляризации поляризатора перпендикулярна плоскости поляризации лазерного излучения, что позволяло регистрировать только эмиссионное свечение плазменного канала филамента.

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Фоторегистрация зоны филаментации проводилась с помощью CCD-камеры "Видеоскан-285" с экспозицией кадра 1 мс, что соответствовало регистрации свечения от одного лазерного импульса. Регистрация спектра исходного импульса проводилась спектрометром Maya 12. Трансформированный после области филаментации 13 спектр лазерного излучения собирался в интегрирующую сферу 10 и измерялся спектрометром 11. Фиксируемая на экране после области филаментации цветная кольцевая структура характерна для филаментации фокусированных и коллимированных пучков, что наблюдалось, например, в [19, 20].

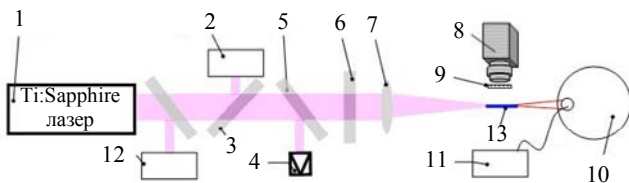
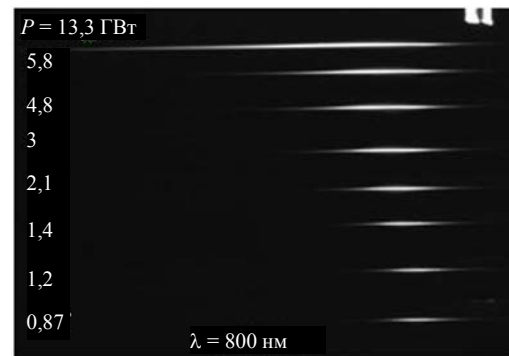


Рис. 1. Схема установки:

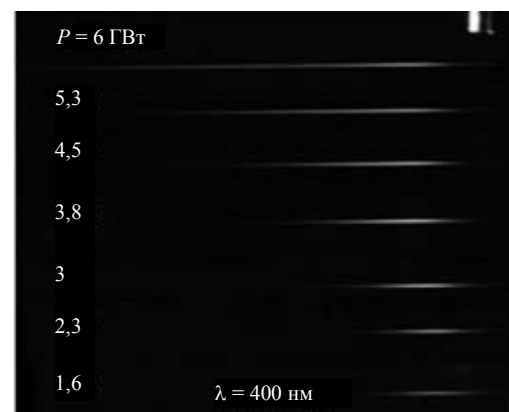
- 1 — лазерная система (Spitfire Pro 40F, Spectra Physics);
- 2 — автокоррелятор PSCOUT PL-SP-LF, Spectra Physics;
- 3, 5 — поворотные пластины; 4 — измеритель энергии Spectra Physics 407A; 6 — преобразующий кристалл бета-бората бария ( $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub>, "Кристаллы Сибири"); 7 — фокусирующая линза  $f=200$  мм; 8 — CCD-камера "Видеоскан-285/П-USB" с объективом; 9 — линейный поляризатор LPVIS100 (THORLABS); 10 — интегрирующая сфера; 11 — спектрометр HR4000; 12 — спектрометр Maya; 13 — область филаментации

На рис. 2 представлены фотографии плазменной колонки (ПК) для первой (а) и второй (б) гармоник лазера при различных мощностях импульса. Длина ПК  $L_{pl} = (z_2 - z_1)$ , нормированная на длину линейной фокальной перетяжки  $L_f = 4k_0 R_f^2 = 2f^2/L_R$ , показана на рис. 3, а. Видно, что увеличение мощности импульса сопровождается удлинением светящегося образования в канале пучка для излучения обеих гармоник лазерного источника. Однако темп роста параметра  $L_{pl}$  для второй гармоники лазера выше, чем для основного излучения, так что при одной и той же мощности лазерного импульса плазменный "филамент", образованный излучением с  $\lambda_0 = 400$  нм, в целом оказывается длиннее. На рис. 3, б отражен средний

по длине диаметр  $D_{pl}$  в зависимости от мощности и длины волны. Видно, что более длинной ПК соответствует меньший диаметр.



а



б

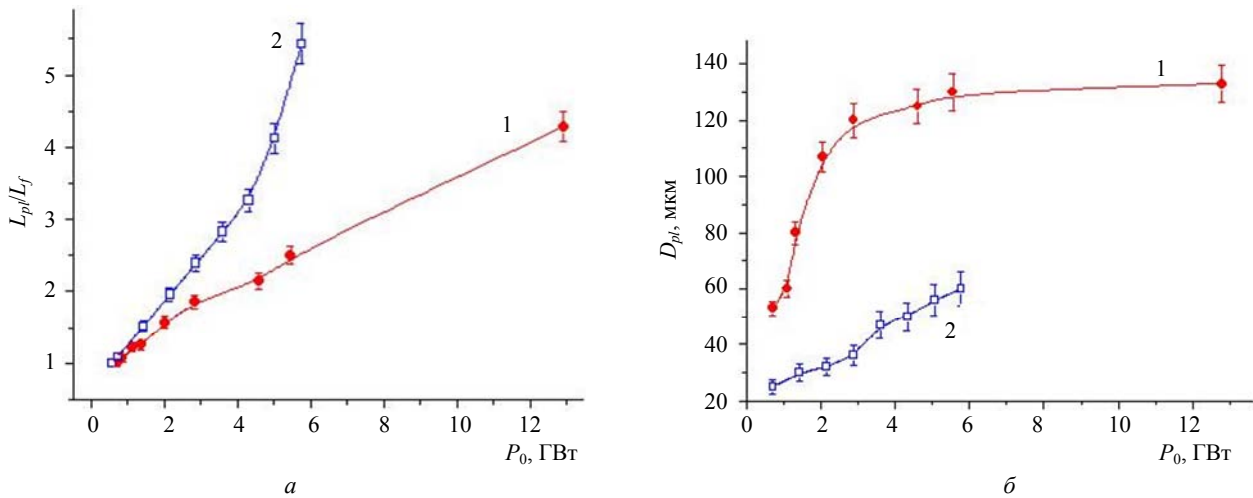
Рис. 2. Филаментация в воздухе импульсов

Ti:Sapphire лазера с  $\lambda_{01} = 800$  нм (а) и  $\lambda_{02} = 400$  нм (б).

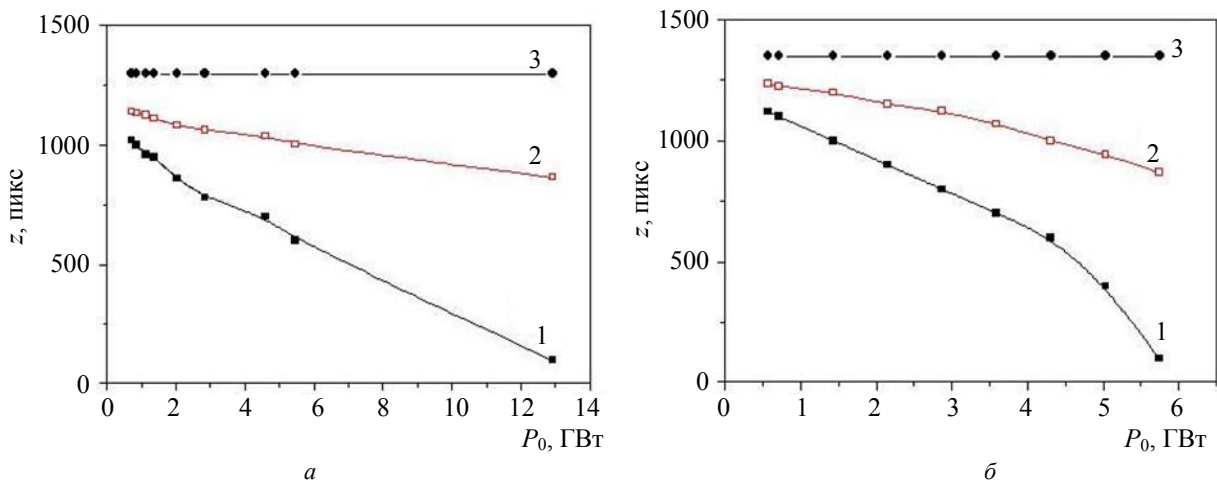
Направление излучения — слева направо. Диаметр реперной иглы в правом верхнем углу — 0,8 мм, левый край иглы соответствует положению геометрического фокуса линзы

На рис. 4, а, б показаны координаты положения ПК при изменении начальной мощности  $P_0$  в импульсе излучения. Начало  $z_1$  и конец  $z_2$  ПК вычислялись посредством цифровой обработки фотографий светящегося образования (подобных представленным на рис. 2) по уровню 1:100 падения контраста изображения от максимума в продольном (вдоль распространения пучка) направлении. За положение центра ПК  $z_0$  принималась координата центра тяжести продольного распределения яркости изображения на оси лазерного пучка.

Обращают на себя внимание два момента. Первое — это то, что как начало ПК, так и ее центр монотонно смещаются от геометрического фокуса пучка (1270 пикселей на рис. 4) в сторону лазерного источника при увеличении мощности в импульсе. Это смещение является результатом действия эффекта Керра, причем при одном и том же значении  $P_0$  величина смещения  $z_1$  для второй гармоники (400 нм) существенно больше, чем для основного излучения (800 нм).



**Рис. 3. Характеристики плазменной колонки при изменении начальной пиковой мощности лазерного импульса:**  
 а — относительная длина  $L_{pl}$ , нормированная на длину линейной фокальной перетяжки; б — средний по длине диаметр  $D_{pl}$ .  
 Линии 1 соответствуют длине волны 800 нм, линии 2 — длине волны 400 нм



**Рис. 4. Координаты (в пикселях) начала, центра и конца плазменной колонки, образующейся при самофокусировке излучения с  $\lambda_0 = 800$  нм (а) и 400 нм (б) в зависимости от начальной пиковой мощности лазерного импульса;**  
 1 пиксел соответствует 13,3 мкм:  
 1 — начало колонки; 2 — центр; 3 — конец

Второе обстоятельство касается координаты  $z_2$  окончания ПК. Как видно из рисунков, для данной длины волны лазера она неизменна в пределах всего диапазона изменения начальной мощности пучка. Поскольку при относительно низкой мощности в фемтосекундном импульсе ( $P_0 \approx 0,5$  ГВт) и острой фокусировке пучка (числовая апертура  $NA \sim 0,01$ ) его распространение происходит квазилинейно [21], то можно считать, что фиксируемый на фотоприемник светящийся плазменный канал ограничен линейной фокальной перетяжкой пучка с эффективной длиной (по уровню падения интенсивности  $1/e^2$ )  $L_f = 4k_0 R_f^2 = 2f^2/L_R$ , где  $R_f$  — минимальный радиус пучка в перетяжке,  $L_R = k_0 R_0^2 / 2$  — рэлеевская длина исходного пучка, а  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  — волновое число. Оценка длины

перетяжки  $L_f$  при  $f = 20$  см,  $R_0 = 2,5$  мм и  $\lambda_0 = 800$  нм дает величину  $\sim 3,2$  мм, что в пересчете на пиксели соответствует данным на рис. 4, а.

Таким образом, данные эксперименты показали, что если фемтосекундный лазерный пучок изначально достаточно сильно сфокусирован, то даже в условиях проявления керровской самофокусировки дальний край образующейся ПК (а значит, и светового филамента как первопричины возникновения плазмы) не покидает предела дальней зоны линейной фокальной перетяжки пучка, а изменение длины ПК происходит только за счет смещения ее начала. Этот результат является несколько неожиданным с точки зрения устоявшейся в литературе модели филаментации фокусированных ультракоротких импульсов и требует своего дальнейшего исследования.

Измеренные спектры импульсов после филаментации на обеих гармониках представлены на рис. 5, *а*, *б*. Видно, что филаментация лазерного пучка на первой гармонике приводит не только к уширению спектра, но и к смещению его максимума и центра тяжести в коротковолновую область (так называемый эффект blue shift). Такое поведение спектра, фиксируемое и ранее (в [19, 20]), связано с фазовой самомодуляцией импульса в среде с керровской и плазменной нелинейностью.

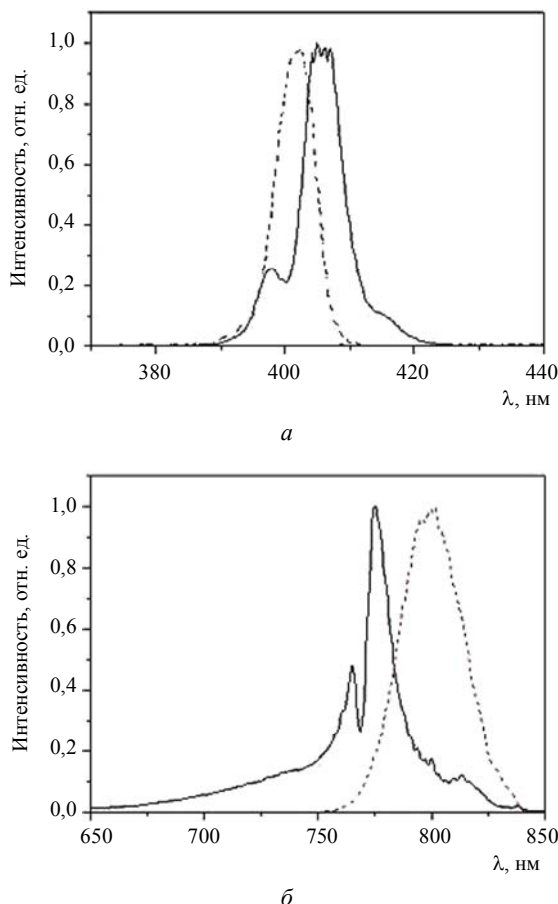


Рис. 5. Спектры лазерного импульса до (штриховая линия) и после (сплошная линия) филаментации на первой (*а*) и второй (*б*) гармониках

Филаментация второй гармоники импульса также приводит к уширению спектра в сравнении с исходным (см. рис. 5, *а*), но при этом максимум и центр тяжести смещаются в длинноволновую область (red shift). Интерпретации данного эффекта в литературе не встречается.

### Интерпретация экспериментальных данных

Обратимся к выражению (1), определяющему стартовую точку филамента. Хотя эта формула была получена фактически в рамках теории стационарной самофокусировки и не учитывает дисперсию групповой скорости импульса, временную

нелокальность керровской нелинейности и абerrации профиля пучка при компрессии импульса, ее применение, повторимся, является традиционным в оптике сверхкоротких импульсов, по крайней мере, тераваттной мощности [9, 22]. Очевидно, что выражение (1) справедливо только при  $\eta > 1$ . С учетом начальной фокусировки пучка оптической системой с фокусным расстоянием  $f$  для расчета стартовой точки филаментации от выражения (1) переходят к локальному нелинейному фокусу пучка  $z_n$ , используя линзовое преобразование:

$$z_n = z_s \cdot f / (z_s + f). \quad (2)$$

Основная трудность использования выражения (1) при обработке экспериментальной информации связана с незнанием точной величины критической мощности самофокусировки, поскольку по поводу конкретных значений коэффициента кубической нелинейности воздуха  $n_2$ , входящего в выражение для  $P_c$ , в научной литературе нет единого мнения. Даже для наиболее изученного излучения на основной гармонике титан-сапфирового лазера (800 нм) разброс экспериментальных значений  $n_2$  составляет  $(1,2 - 5,57) \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{Вт}$ , что дает диапазон изменения  $P_c = 1,72 - 8 \text{ ГВт}$  (см. обзор [9] и последние исследования [23]).

В качестве наиболее вероятной причины такой неоднозначности в значениях коэффициента кубической нелинейности авторам представляется то, что измерения  $n_2$  проводились с использованием различного типа излучения, имеющего разную длительность и разную предфокусировку. В то же время известно, что  $n_2$  является функцией времени за счет присутствия в нелинейной кубичной поляризуемости среды ротационной составляющей молекулярного отклика, имеющей временную инерционность порядка сотни фемтосекунд для атмосферных газов [24, 25]. В результате этого эффективное значение  $n_2$  воздуха, измеренное для длинного импульса (субпикосекундного), может оказаться выше, чем для короткого (десятки фемтосекунд). Кроме того, при жесткой начальной фокусировке пучка возможна реализация сверхвысоких интенсивностей в области фокальной перетяжки [21], что приводит к заметному проявлению гиперполяризуемости среды, связанной с нелинейной восприимчивостью более высоких (чем третий) порядков по полю. При этом нелинейная добавка к коэффициенту преломления становится функцией интенсивности излучения и может влиять на сам характер самовоздействия пучка [26].

На длине волны  $\lambda_0 = 400 \text{ нм}$  экспериментальные данные по  $n_2$  к настоящему времени вообще отсутствуют. Оценки данной величины проводятся, как правило, путем построения приближенных дисперсионных формул на основе массива извест-

ных экспериментальных величин  $n_2$ , измеренных для дискретного набора длин волн лазерного излучения, и теоретических моделей нелинейной поляризуемости газовой среды [27—29]. Так, авторами [27], следуя исследованию [30], предложен квадратичный тип зависимости коэффициента кубической нелинейности воздуха от длины волны излучения  $\lambda$ :

$$n_2(\lambda) = A_2 + B_2/\lambda^2, \quad (3)$$

где  $A_2 = 3,00585$  и  $B_2 = 6,37078 \cdot 10^5$ , а  $\lambda$  берется в нанометрах. Согласно (3) имеем:  $n_2(800 \text{ нм}) = 4 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{Вт}$  и  $n_2(400 \text{ нм}) = 7 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{Вт}$ .

Другой подход к построению дисперсионной зависимости  $n_2$  применен в [28]. Авторы данной работы использовали предложенное в [31] соотношение для поляризуемостей второго порядка  $\chi^{(2)}(\omega_0; \omega_1, \omega_2)$  в кристаллах и обобщили его на нелинейную поляризуемость произвольного порядка  $\chi^{(q)}(\omega_0; \omega_1, \dots, \omega_q)$ . При этом для вычисления  $\chi^{(q)}$  на какой-либо частоте  $\omega_0$  достаточно знать ее значение на реперной частоте  $\omega'_0$  и закон линейной дисперсии среды  $\chi^{(1)}(\omega)$ . В переложении на нелинейную добавку к коэффициенту преломления газовой среды  $n_{2p}$ , где  $p = 1, 2, \dots$  — порядок нелинейности нечетного порядка, обобщенная формула Миллера записывается в следующей форме [28]:

$$\frac{n_{2p}(\omega_0)}{n_{2p}(\omega'_0)} = \left( \frac{n_0^2(\omega_0) - 1}{n_0^2(\omega'_0) - 1} \right)^{2p+2}. \quad (4)$$

Дисперсию линейного показателя преломления  $n_0(\omega)$  конкретного газа можно рассчитать по соотношению, аналогичному известной формуле Зельмейера для воздуха. Так, например, для атмосферных газов  $N_2$  и  $O_2$  в [29] предложены следующие дисперсионные зависимости:

$$10^8(n_{0,N_2} - 1) = 8736,28 + \frac{2398095,2}{128,7 - 1/\lambda^2}$$

$$\text{и } 10^8(n_{0,O_2} - 1) = 15532,45 + \frac{456402,97}{50,0 - 1/\lambda^2}, \quad (5)$$

где длина волны излучения берется в микрометрах. Для примера, если взять за основу значение

$n_2(800 \text{ нм}) = 4 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{Вт}$  для азота, то согласно (4) и (5) получим  $n_2(400 \text{ нм}) = 4,5 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{Вт}$ .

Линейная аппроксимация дисперсионной зависимости  $n_2$ , используемая в [32, 33], при известных значениях  $n_2(800 \text{ нм}) = 3 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{Вт}$  [22] и  $n_2(248 \text{ нм}) = 8 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{Вт}$  [34] дает величину нелинейного коэффициента для второй гармоники  $n_2(400 \text{ нм}) = 4 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{Вт}$ .

На рис. 6 приведена частотная зависимость критической мощности  $P_c$  самофокусировки в воздухе, отнесенной к своему значению на длине волны 800 нм. Расчет выполнен по выражениям (3) и (4) при учете (5) и процентного соотношения азота и кислорода в воздухе. Как видно, на длине волны второй гармоники титан-сапфирового лазера значения отношения  $P_c(400)/P_c(800)$  отличаются более чем в полтора раза, составляя величины 0,14 и 0,22, соответственно. Поэтому в дальнейшем при обработке экспериментальных данных параметр критической мощности на длинах волн для обеих гармоник считался свободным (варьируемым).

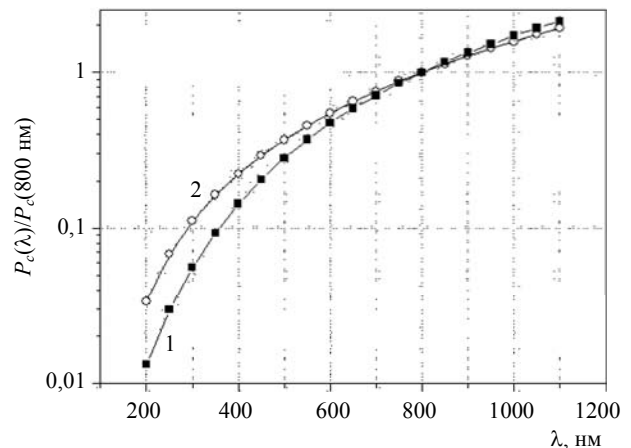


Рис. 6. Сравнение дисперсии критической мощности самофокусировки: кривая 1 рассчитана по выражению (3), кривая 2 — по (4)

Сопоставление эксперимента с формулой (1) проводилось следующим образом. Обработка фотоснимков светящейся ПК дает величину  $z_1$  (рис. 7), которая, по сути, соответствует координате локального нелинейного фокуса пучка  $z_n$ , но только пересчитанной в пиксели и с началом отсчета у левого края фотографии. Поэтому прямое сопоставление значений  $z_1$  и  $z_n$  некорректно.



Рис. 7. Методика вычисления положения нелинейного фокуса пучка



Предположим, что нам известна координата (в пикселях) центра фокальной линейной перетяжки пучка  $z_f$ . За ее положение мы брали значение центра тяжести ПК  $z_0$  при минимальной мощности в импульсе излучения, т. е.  $z_f = z_0(P_{0 \min})$ , где в экспериментах  $P_{0 \min} \approx 0,5$  ГВт для обеих гармоник. Тогда, пользуясь (2), составим следующее отношение координат:

$$\beta_1 \equiv \frac{z_f - z_1^{(1)}}{z_f - z_1^{(2)}} = \frac{f - z_n^{(1)}}{f - z_n^{(2)}} = \frac{z_s^{(1)}/f + 1}{z_s^{(2)}/f + 1} \approx \frac{z_s^{(1)}}{z_s^{(2)}}, \quad (6)$$

при  $f \ll z_s$ , где верхним индексом в скобках обозначено значение соответствующего параметра, взятого при определенной мощности импульса, т. е., например,  $z_1^{(1)} \equiv z_1(P_0 = P_1)$ . Теперь, применяя формулу (1), можно рассчитать отношение  $z_s^{(1)}/z_s^{(2)}$  и сравнить его с соответствующим значением параметра  $\beta_1$ , определенного из эксперимента. Результат такого сравнения приведен на рис. 8. По оси абсцисс на данном рисунке отложена величина безразмерной мощности лазерного импульса  $\eta$ , что позволяет свести воедино на одном графике результаты для обеих длин волн. Отметим, что знание конкретного значения параметра  $P_c$  становится при этом критически важным. При построении данных графиков за реперное значение  $z_1^{(1)}$  выбиралась соответствующая координата при  $\eta = 4$ , что при пересчете в абсолютные значения (см. ниже) дало  $P_0 = 12,8$  ГВт для  $\lambda_0 = 800$  нм и  $P_0 = 1,8$  ГВт для второй гармоники.

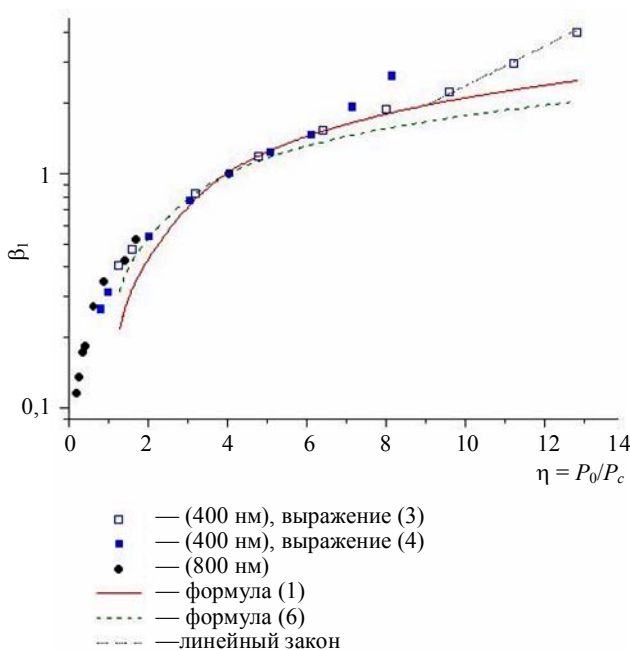


Рис. 8. Относительное смещение начала плазменной колонки в зависимости от нормированной мощности лазерного импульса для двух длин волн

Первым шагом при обработке данных было построение наилучшего приближения к экспериментальной зависимости  $\beta_1(P_0)$  на длине волны 800 нм при помощи подбора параметра  $P_c$  в формуле (1). Оказалось, что наилучшее согласие между экспериментальными и расчетными данными реализуется при выборе  $P_c(800 \text{ нм}) = 3,19$  ГВт, что дает  $n_2(800 \text{ нм}) = 3,01 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{Вт}$ .

Далее проводилось совмещение зависимостей  $\beta_1(\eta)$ , рассчитанных по данным на 800 и 400 нм, поскольку данная зависимость, согласно выражениям (6) и (1), должна быть инвариантна к изменению длины волны излучения. При этом величина  $P_c(800 \text{ нм})$  считалась известной из предыдущего шага, а подгонялось значение  $P_c(400 \text{ нм})$  по выражениям (3) или (4). В результате было установлено, что оптимальное согласие между данными на двух гармониках и одновременно с формулой (1) дает использование полуэмпирического закона дисперсии коэффициента кубичной нелинейности в виде выражения (3). При этом согласно рис. 6 имеем:  $P_c(400 \text{ нм}) = 0,45$  ГВт и  $n_2(400 \text{ нм}) = 5,36 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{Вт}$ .

Заметим, что закон дисперсии (5), в принципе, также неплохо приближает эксперимент, но только в более узком интервале изменения параметра мощности. Поэтому однозначный вывод в пользу того или иного дисперсионного соотношения делать пока преждевременно.

Достаточно неожиданным результатом наших исследований оказалось то, что, несмотря на предпринятые усилия, полного соответствия экспериментальной зависимости  $\beta_1(\eta)$  формуле (1) получить не удастся. Если обратиться к рис. 8, то видно, что в области значений  $\eta = 1-3$  различия в значениях параметра  $\beta_1$  довольно высоки. Аналогичная ситуация наблюдается и при существенно сверхкритической мощности лазерного импульса ( $\eta > 10$ ). Причем в первом случае экспериментально измеренное начало филамента "отстает" от расчетной координаты, а во втором, наоборот, опережает ее. Это говорит либо о смене типа зависимости  $z_s(\eta)$  в данном диапазоне мощностей, либо о возможном изменении самого коэффициента нелинейности  $n_2$  с ростом мощности импульса [23].

Для около критических мощностей ( $\eta \geq 1$ ) можно воспользоваться стационарной теорией самофокусировки излучения [35], которая указывает на существование поперечного коллапса лазерного пучка в смысле его среднеквадратичного радиуса на дистанции

$$z'_s(\eta) = \frac{(2L_R)}{\sqrt{\eta - 1}}. \quad (7)$$

Заменяя в (6) координату  $z_s$  на  $z'_s$ , получим другую зависимость параметра  $\beta_1(\eta)$ , она показана штриховой кривой на рис. 7. Данный тип зависимости значительно лучше, чем (1), приближает экспериментальные точки в области малых относительных мощностей импульса (примерно до  $\eta \approx 5$ ), но не подходит для оценки начала плазменной колонки при дальнейшем увеличении  $P_0$ .

При  $\eta > 10$ , как уже отмечалось выше, закон изменения параметра  $\beta_1$  также отличен от предсказываемого формулами (1) или (7). По оценкам авторов, ближе всего экспериментальным данным соответствует линейная зависимость  $\beta_1 \propto \eta$  (т. е.  $z_s \propto 1/\eta$ ), дающая более ранний старт филаментации импульса с ростом его мощности (показана штрих-пунктирной прямой на рис. 8). Возможной причиной изменения функциональной зависимости  $\beta_1(\eta)$  может быть развитие множественной филаментации излучения при высоких мощностях в импульсе, когда в окрестности нелинейного фокуса жестко фокусированного пучка вследствие модуляционной неустойчивости формируется целая связка узких, порядка 3—5 мкм в диаметре, плазменных колонок [15, 36]. При этом изменяется сама динамика самофокусировки пучка, поскольку более быстрый рост интенсивности импульса в кубичной среде происходит на локальных неоднородностях, которые могут присутствовать в начальном поперечном профиле амплитуды пучка после фокусирующей системы. Линейное по мощности смещение начала филамента было ранее обнаружено в [37, 38].

### Заключение

Таким образом, в данной работе представлены результаты экспериментов по фокусированному распространению в воздухе световых импульсов Ti:Sapphire лазера гигаваттной мощности на основной и второй гармониках (800 и 400 нм). Изучалась динамика изменения размеров плазменной колонки, формирующейся при фотоионизации молекул среды в области фокальной перетяжки пучка в результате его самофокусировки и филаментации, при варьировании мощности в лазерном импульсе  $P_0$ . Экспериментальные данные по координате старта плазменной колонки аппроксимировались в рамках стационарной теории самофокусировки со свободным параметром критической мощности  $P_c$ . В результате было установлено, что начало участка филаментации остро фокусированного фемтосекундного излучения на обеих длинах волн в диапазоне мощностей лазерного импульса  $P_0/P_c < 10$  удовлетворительно описывается известной формулой (1) при значениях параметра  $P_c$  (800 нм) = 3,19 ГВт и  $P_c$  (400 нм) =

= 0,45 ГВт, что дает величину коэффициента кубичной нелинейности воздуха  $n_2$  (800 нм) =  $3,01 \cdot 10^{-19}$  см<sup>2</sup>/Вт и  $n_2$  (400 нм) =  $5,36 \cdot 10^{-19}$  см<sup>2</sup>/Вт, соответственно. Для более интенсивных импульсов закон смещения начала зоны филаментации становится обратно пропорциональным мощности излучения. Измерение спектров показало, что при филаментации первой гармоники наблюдается уширение спектра и его смещение в коротковолновую область, а при филаментации второй гармоники уширение спектра сопровождается смещением в длинноволновую область.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (соглашение 8381), РФФИ (грант № 12-05-00716), Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 13, интеграционного проекта Президиума СО РАН № 67, Программы 8.1 ОФН РАН.

### Литература

1. Braun A., Korn G., Liu X., Du D., SQUIER J., Monrou G. // Opt. Lett. 1995. V. 20. No. 1. P. 73.
2. Nibbering E. T. J., Franco M. A., Prade B. S., Grillon G., Le Blanc C., Mysyrowicz A. // Opt. Commun. 1995. V. 119. Iss. 5—6. P. 479.
3. Brodeur A., Chin S. L. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. Is. 20. P. 4406.
4. Kandidov V. P., Kosareva O. G., Brodeur A., Chien C. Y., Chin S. L. // Opt. Lett. 1997. V. 22. No. 17. P. 1332.
5. Aközбек N., Scalora M., Bowden C. M., Chin S. L. // Opt. Commun. 2001. V. 191. Iss. 3—6. P. 353.
6. Liu Y., Houard A., Prade B., Akturk S., Mysyrowicz A. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. Is. 13. P. 135002-1.
7. Bergé L., Skupin S., Nuter R., Kasparian J., Wolf J.-P. // arXiv: Physics 0612063v1. 2007.
8. Couairon A., Mysyrowicz A. // Phys. Reports. 2007. V. 441. No. 2—4. P. 47.
9. Kandidov B. П., Шленов С. А., Косарева О. Г. // Квант. электрон. 2009. Т. 39. № 3. С. 205.
10. Квишиарь Ю. С., Агравал Г. П. Оптические солитоны. От волоконных световодов до фотонных кристаллов. — М.: Физматлит, 2005.
11. Гейнц Ю. Э., Землянов А. А., Кабанов А. М., Матаиенко Г. Г. Нелинейная фемтосекундная оптика атмосферы / Под общей ред. проф. А. А. Землянова. — Томск: Изд-во Института оптики атмосферы СО РАН, 2010.
12. Diels J. C., Rudolph W. Ultrashort laser pulse phenomena. London: Academic Press. 2006.
13. Theberge F., Liu W., Simard P., Becker A., Chin S. L. // Phys. Rev. E. 2006. V. 74. Is. 3. P. 036406-1.
14. Liu X.-L., Lu X., Liu X., Xi T.-T., Liu F., Ma J.-L., Zhang J. // Opt. Express. 2010. V. 18. No. 25. P. 26007.
15. Ионин А. А., Кудряшов С. И., Макаров С. В., Селезнев Л. В., Сеницын Д. В. // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. Вып. 6. С. 467.
16. Kiselev D., Woeste L., Wolf J.-P. // Appl. Phys. B. 2010. V. 100. No. 3. P. 515.
17. White Y. V., Li X., Sikorski Z., Davis L. M., Hofmeister W. // Optic Express. 2008. V. 16. No. 19. P. 14411.



18. Marburger J. H. // Prog. Quant. Electr. 1975. V. 4. Part 1. P. 35.
19. Гейнц Ю. Э., Землянов А. А., Кабанов А. М., Матвиенко Г. Г., Степанов А. Н. // Оптика атмосферы и океана. 2009. Т. 22. № 2. С. 119.
20. Апексимов Д. В., Гейнц Ю. Э., Землянов А. А., Кабанов А. М., Матвиенко Г. Г., Ошлаков В. К., Степанов А. Н. // Оптика атмосферы и океана. 2010. Т. 23. № 11. С. 1006.
21. Гейнц Ю. Э., Землянов А. А., Ионин А. А., Кудряшов С. И., Селезнев Л. В., Сеницын Д. В., Сунчугаева Е. С. // ЖЭТФ. 2010. Т. 138. Вып. 5. С. 822.
22. Bergé L., Skupin S., Méjean G., Kasparian J., Yu J., Frey S., Salmon E., Wolf J. // Phys. Rev. E. 2005. V. 71. Is. 1. P. 016602-1.
23. Loriot V., Hertz E., Faucher O., Lavorel B. // Opt. Express. 2010. V. 18. No. 3. P. 3011.
24. Chen Y.-H., Varma S., Alexeev I., Milchberg H. M. // Opt. Express. 2007. V. 15. No. 12. P. 7458.
25. Sprangle P., Penano J. R., Hafizi B. // Phys. Rev. E. 2002. V. 66. Is. 4. P. 046418-1.
26. Béjot P., Kasparian J., Henin S., Loriot V., Vieillard T., Hertz E., Faucher O., Lavorel B., Wolf J.-P. // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 104. Is. 10. P. 103903-1.
27. Fedorov V. Yu., Kandidov V. P. // Optics and Spectroscopy. 2008. V. 105. No. 2. P. 280.
28. Ettoumi W., Petit Y., Kasparian J., Wolf J.-P. // Optics Express. 2010. V. 18. No. 7. P. 6613.
29. Zhang J., Lu Z. H., Wang L. J. // Appl. Opt. 2008. V. 47. No. 17. P. 3143.
30. Mizrahi V., Shelton D. P. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. No. 7. P. 696.
31. Miller R. C. // Appl. Phys. Lett. 1964. V. 5. Is. 1. P. 17-1.
32. Zhang Z., Lu X., Xi T.-T., Liang W.-X., Hao Z.-Q., Zhang Y., Zhou M.-L., Wang Z.-H., Zhang J. // Appl. Phys. B. 2009. V. 97. No. 1. P. 207.
33. Daigle J.-F., Jaroń-Becker A., Hosseini S., Wang T.-J., Kamali Y., Roy G., Becker A., Chin S.L. // Phys. Rev. A. 2010. V. 82. Is. 2. P. 023405-1.
34. Couairon A., Bergé L. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. Is. 13. P. 135003-1.
35. Власов В. Н., Петрищев В. А., Таланов В. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1971. Т. 14. № 9. С. 1353.
36. Kiran P. P., Bagchi S., Krishnan S. R., Arnold C. L., Kumar G. R., Couairon A. // Phys. Rev. A. 2010. V. 82. Is. 1. P. 013805-1.
37. Fibich G., Eisenmann S., Ilan B., Erlich Y., Fraenkel M., Henis Z., Gaeta A.L., Zigler A. // Opt. Express. 2005. V. 13. No. 15. P. 5897.
38. Бочкарев Н. Н., Кабанов А. М., Степанов А. Н. // Оптика атмосферы и океана. 2007. Т. 20. № 10. С. 863.

## Filamentation of a focused Ti:Sapphire-laser pulse at two harmonics in air

*D. V. Apeximov, E. E. Bykova, Yu. E. Geints, A. A. Zemlyanov, A. M. Kabanov,  
G. G. Matvienko, V. K. Oshlakov, A. V. Petrov*  
Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS  
1 Academician Zuev sq., Tomsk, 634021, Russia  
E-mail: be@iao.ru

*O. A. Bukin, A. A. Ilyin, E. B. Sokolova*  
Institute for Automation and Control Processes FEB RAS  
5 Radio str., Vladivostok, 690041, Russia  
E-mail: o\_bukin@mail.ru

*S. S. Golik*  
Far-Eastern National University  
8 Sukhanov str., Vladivostok, 690950, Russia  
E-mail: golic\_s@mail.ru

***The results of the experiments on dynamics of filamentation of high-power ultrashort Ti:Sapphire-laser pulses with the wavelengths of 800 and 400 nm during their sharp focusing in air are presented. The dependences of position and dimensions of a plasma channel formed in nonlinear beam focus zone on laser pulse power are obtained. The laser pulse spectra during its filamentation are measured.***

PACS: 42.65.Jx, 42.65.Re, 42.68.Mj

**Keywords:** ultrashort laser radiation, filamentation, sharp focusing, plasma channel, Kerr effect, spectrum.

Bibliography — 38 references.

Received June 15, 2012