

# Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения

В.П.Кандидов, С.А.Шленов, О.Г.Косарева

*Представлен обзор современного состояния исследований явления филаментации мощного фемтосекундного лазерного излучения в прозрачных средах. Дана физическая картина явления и показана его связь с фундаментальными представлениями в нелинейной оптике и практическими приложениями. Кратко рассмотрены методы экспериментального и теоретического исследования, приведены характерные параметры лазерного излучения в условиях филаментации. Обзор может быть полезен как для специалистов, так и для желающих познакомиться с новым, быстро развивающимся направлением лазерной физики.*

**Ключевые слова:** филаментация, фемтосекундные лазерные импульсы, самофокусировка, плазменные каналы, суперконтинуум, коническое излучение, атмосферная оптика, микрооптика.

	Содержание
1. Введение . . . . .	205
2. Явление филаментации лазерных импульсов . . . . .	206
2.1. Регистрация филамента и его параметры в воздухе	
2.2. Филаментация в конденсированных средах	
2.3. Физические модели филаментации	
2.4. Резервуар энергии протяженного филамента. Рефокусировка	
2.5. Зарождение филамента	
3. Трансформация спектра импульса . . . . .	211
3.1. Генерация суперконтинуума	
3.2. Коническая эмиссия. X-волны	
3.3. Преобразование частоты. Генерация терагерцевого излучения	
3.4. Компрессия импульса	
4. Множественная филаментация . . . . .	216
4.1. Формирование множества филаментов	
4.2. Суперконтинуум множества филаментов	
5. Управление филаментацией . . . . .	218
5.1. Фазовая модуляция как способ управления	
5.2. Крупномасштабное управление. Эллиптические пучки	
5.3. Формирование упорядоченного массива филаментов	
6. Теоретические модели филаментации . . . . .	219
6.1. Нелинейное уравнение для огибающей импульса	
6.2. Модели генерации плазмы	
7. Филаментация в атмосфере . . . . .	221
7.1. Влияние атмосферной турбулентности	
7.2. Рассеяние на частицах аэрозоля	
7.3. Филаментация на километровой дистанции	
7.4. Филаментация на больших высотах	
8. Применение филаментации в атмосферной оптике . . . . .	222
8.1. Зондирование окружающей среды. Фемтосекундный лидар	
8.2. Флуоресцентная и эмиссионная спектроскопия, индуцированная филаментом	
8.3. Управление высоковольтным разрядом	
8.4. Динамические СВЧ волноводы	
9. Применение филаментации при создании элементов микрооптики . . . . .	223
9.1. Микромодификация оптических материалов	
10. Заключение . . . . .	225
11. Литература . . . . .	225

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

Поступила в редакцию 4 июня 2008 г., после доработки – 5 декабря 2008 г.

## 1. Введение

Явление филаментации лазерного излучения, известное с 1960–1970 гг., вновь привлекло внимание, когда в середине 1990-х гг. при распространении в воздухе мощных фемтосекундных лазерных импульсов были получены протяженные тонкие «нити» с высокой концентрацией

энергии. Пространственно-временная локализация энергии при филаментации таких импульсов в газах и прозрачных диэлектриках сопровождается генерацией плазменных каналов, конической эмиссией, формированием излучения суперконтинуума, а также усилением нелинейно-оптического взаимодействия лазерного излучения со средой. Уникальные свойства филаментации открывают принципиально новые возможности для использования фемтосекундных лазерных технологий в атмосферной оптике, микрооптике и других приложениях. Фундаментальным и прикладным аспектам этого явления посвящено большое число работ, в том числе и обзорных. Состояние исследований на конец 1990-х гг. кратко изложено в работе [1]. В последние годы в зарубежной литературе опубликованы обширные обзоры [2–5]; специальный выпуск журнала *Applied Physics* [6] посвящен излучению суперконтинуума; сборник, вышедший в издательстве Springer [7], включает в себя статьи ведущих научных групп по изучению филаментации. В настоящем обзоре представлены современное состояние исследований и физическая картина филаментации фемтосекундного лазерного излучения. Показана связь этих исследований с работами 1960–1980-х гг. по изучению самофокусировки и нелинейно-оптического взаимодействия лазерного излучения с различными средами. Рассмотрены применения филаментации в современных лазерных технологиях.

Впервые светящаяся нить (или филамент) была зарегистрирована в 1965 г. при фокусировке наносекундных лазерных импульсов мощностью 20 МВт в кювету с органическими жидкостями [8]. В более ранних работах было высказано предположение о существовании волнового режима при распространении электромагнитного пучка [9], определено, что самофокусировка возникает в пучках, мощность которых превышает пороговую величину, называемую критической мощностью [10]. В докладе [11] сообщалось о повреждении оптического стекла сфокусированными лазерными пучками. Параметры филамента и критическая мощность самофокусировки лазерного излучения в сероуглероде были измерены в [12] при регистрации изменения профиля пучка с расстоянием. Самофокусировка излучения в воздухе впервые наблюдалась в [13] для сходящегося пучка и в [14] для коллимированного. В излучении с высокой плотностью мощности развивается мелкомасштабная самофокусировка, при которой лазерный пучок распадается вследствие модуляционной неустойчивости интенсивного светового поля в среде с керровской нелинейностью [15]. Разрушение оптических элементов при мелкомасштабной самофокусировке отмечено в экспериментах с усилителями на неодимовом стекле [16, 17].

С созданием мощных фемтосекундных лазеров стало возможным получение протяженных филаментов при распространении коллимированного излучения в газообразных средах, в частности в воздухе при атмосферном давлении. В первых лабораторных экспериментах [18–20], выполненных с импульсным излучением на длине волны 800 нм с пиковой мощностью 5–50 ГВт и длительностью 150–230 фс, в воздухе наблюдались филаменты протяженностью до ста метров, что многократно превышает их рэлеевскую длину. Вокруг филамента образовывались цветные кольца конической эмиссии суперконтинуума. При длительности импульсов 60 фс и их мощности до 300 ГВт длина филамента превышала 200 м [21]. В

эксперименте [22] впервые наблюдался пучок белого света при рассеянии излучения суперконтинуума в атмосфере на высоте до 2 км. На франко-германской установке Teramobile (793 нм, 70 фс, 350 мДж, 5 ТВт, диаметр пучка 5 см) [23] получено изображение «следа» излучения на основной частоте на высотах вплоть до 20 км и зарегистрировано многократное рассеяние УФ крыла суперконтинуума в дымке на высоте несколько километров [24]. Спектр суперконтинуума, измеренный на этой установке, простирался от 300 нм до 4.5 мкм [25]. На установке Alise (1054 нм, 520 фс, 26 Дж, 32 ТВт) зарегистрировано образование в импульсе сотни филаментов, которые генерируют пучок белого света (суперконтинуума), распространяющийся на высоту более 20 км [26].

Возможности зондирования атмосферы излучением суперконтинуума впервые продемонстрированы в [22, 24]. Фемтосекундный лидар белого света, в котором широкополосным импульсным источником направленного излучения является филамент, генерирующий суперконтинуум, сочетает в себе преимущества времяразрешенного зондирования и дифференциальной спектроскопии поглощения. В первых экспериментах по флуоресцентной спектроскопии при многофотонном возбуждении световым полем филамента (*filamentation induced fluorescence spectroscopy*) осуществлено дистанционное зондирование в воздухе молекул этанола [27] и биоаэрозолей, содержащих рибофлавин [28]. В экспериментах по дистанционной эмиссионной спектроскопии при генерации филаментом плазмы на удаленной мишени (*laser induced breakdown spectroscopy*) зарегистрированы атомные спектры меди и стали [29]. Возможность управления высоковольтным электрическим разрядом с помощью плазменного канала филамента впервые продемонстрирована в [30]. В [31] предложено использовать фемтосекундное излучение ближнего ИК диапазона для записи элементов микрооптики в стекле.

## 2. Явление филаментации лазерных импульсов

### 2.1. Регистрация филамента и его параметры в воздухе

Для получения и регистрации филаментации при распространении в воздухе фемтосекундных лазерных импульсов в качестве источника излучения обычно используется коммерческий тераваттный титан-сапфировый лазер с частотой повторения импульсов 10 Гц [32]. Визуально филамент, формируемый излучением на длине волны 800 нм, представляет собой длинную нить, светящуюся в результате флуоресценции молекул азота в интенсивном световом поле (рис.1) [2]. Для непосредственной регистрации параметров филамента в [33] предложена схема, в которой для минимизации нелинейного взаимодействия высокоинтенсивного излучения с измерительной аппаратурой используется гелиевая камера с газовым затвором. Вследствие малого коэффициента кубической нелинейности и высокого потенциала ионизации атома гелия интенсивность уменьшается до безопасного уровня при сохранении подобия параметров в процессе линейной дифракции излучения в камере.

Метод времяразрешенных поляризационных измерений [34] позволяет регистрировать мгновенное распределение интенсивности в импульсе и изменение этого рас-

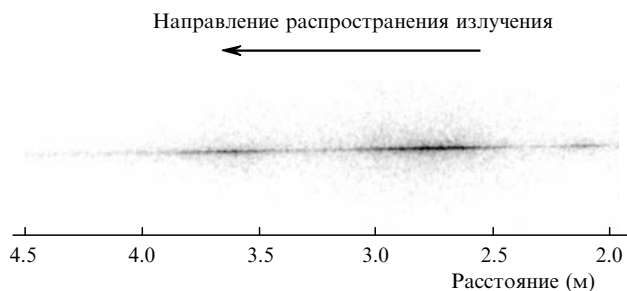


Рис. 1. Изображение филамента сбоку при распространении в воздухе импульсного излучения на длине волны 800 нм с энергией 13 мДж и длительностью на полувысоте 45 фс, сфокусированного линзой с фокусным расстоянием  $F = 5$  м. Диаметр филамента 100 мкм [2].

предела вдоль филамента. В этом методе измеряется изменение поляризации пробного пучка, которое вызывается нелинейным приращением показателя преломления среды при воздействии мощного импульса, образующего филамент. В [35] использовалась схема с последовательностью из четырех пробных импульсов, следующих с временным сдвигом и пересекающих филамент в нескольких плоскостях, которые разнесены по его длине (рис.2). Техника времяразрешенных измерений трехмерного распределения интенсивности на основе кросс-корреляционной схемы генерации суммарной частоты при нелинейно-оптическом взаимодействии филамента в кристалле с квадратичной нелинейностью реализована в [36, 37]. Ее развитием стал метод стробирования в спектральных измерениях, который позволяет регистрировать эволюцию частотно-углового спектра в течение импульса [38].

Для измерения в воздухе параметров плазменного канала, возникающего при многофотонной ионизации молекул кислорода и азота в сильном поле, используются различные схемы. В [39] концентрация электронов определялась по изменению сопротивления воздушного промежутка между пластинами высоковольтных электродов, в котором образуется плазменный канал филамента. Интерференционная схема с пробным пучком, распространяющимся вдоль канала [21], позволила оценить среднюю концентрацию электронов, а схема с пучком, перпендикулярным филаменту [40], – время жизни лазерной плазмы в воздухе. Возможности теневой схемы с пер-

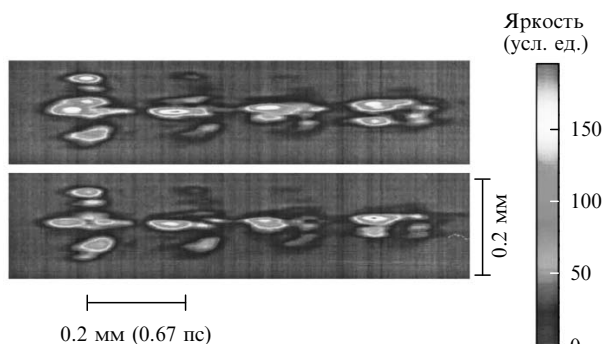


Рис. 2. Два изображения импульса сбоку, каждое из которых получено за один импульс методом времяразрешенной поляриграфии последовательно со сдвигом 0.2 мм вдоль филамента в воздухе. Энергия импульса 9.5 мДж, длительность 160 фс, радиус фокусировки 200 мм. Направление распространения импульса – слева направо. Яркость изображения пропорциональна произведению квадрата интенсивности в филаменте и интенсивности зондирующих импульсов, сдвинутых по времени на 0.67 пс [35].

пендикулярным каналу зондирующим пучком при измерении параметров лазерной плазмы по сравнению с интерференционной схемой экспериментально исследованы в [41]. Методом дифракции излучения на частоте второй гармоники излучения титан-сапфирового лазера [42, 43] определены поперечные размеры плазменного канала. Акустооптическим методом с использованием микрофона с узкой диаграммой направленности [44] измерено распределение концентрации электронов по длине канала. В схеме с антенной, расположенной в непосредственной близости от филамента [45], зарегистрировано изменение знака суммарного заряда вдоль канала, что указывает на существование пондеромоторных сил в лазерной плазме. Методом сверхскоростной интерферометрии получены пространственно-временные профили концентрации электронов в плазме и обнаружена ее пост-ионизация [46].

При филаментации излучения происходит выделение пространственной моды, близкой к моде Таунса, которая является стационарным решением уравнения самофокусировки пучка [10, 47]. Этот эффект, называемый в зарубежной литературе «самоочисткой» пучка, зарегистрирован в [48, 49] и детально обсуждается в [50].

Характеристики филаментов при фиксированной длине волны излучения слабо зависят от начальных параметров лазерного импульса и определяются длиной волны излучения и оптическими свойствами среды. В воздухе при длине волны излучения 800 нм типичный диаметр филамента составляет 100 мкм [18–20], а пиковая интенсивность излучения –  $4 \times 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> [51–53]. Согласно первым публикациям в тонком филаменте локализуется 8%–10% энергии импульса [20]. При непосредственном измерении параметров филамента по методике [33] в случае распространения импульса (800 нм, 50 фс, 20 мДж) в воздухе на расстояние 10 м диаметр филамента составляет 130 мкм (по уровню 0.5), энергия излучения в нем – 152 мкДж, пиковая интенсивность –  $1.3 \times 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, пиковая мощность – 2.9 ГВт, энергия, переносимая через единичную площадку, – 0.6 Дж/см<sup>2</sup>. Концентрация свободных электронов в наведенной лазерной плазме равна  $10^{14} - 10^{16}$  см<sup>-3</sup> [21, 39, 54], для диаметра плазменного канала получены оценки 20–85 мкм [42, 54], его удельное сопротивление оценивается как 1 Ом·см, характерное время рекомбинации плазмы составляет 1–10 нс [39, 40, 55–57, 58]. При использовании второго импульса с задержкой 10 нс время жизни плазмы возрастает до 200 нс [59, 60]. Из лидарных измерений, выполненных в [61], получена оценка коэффициента ослабления энергии импульса при филаментации в воздухе:  $(7.7 - 1.2) \times 10^{-3}$  м<sup>-1</sup>. Протяженность филамента (и плазменного канала) в чистом воздухе определяется потерями энергии при фотоионизации (которые невелики) и в зависимости от условий лабораторного эксперимента составляет единицы – десятки метров. В [62] сообщается о получении плазменного канала диаметром 150 мкм и протяженностью 5 м со средней концентрацией электронов  $10^{18}$  см<sup>-3</sup> при филаментации в воздухе импульсного излучения длительностью 25 фс с энергией 15 мДж. В фазово-модулированных импульсах тераваттной мощности при множественной филаментации зарегистрированы непрерывные плазменные каналы протяженностью  $\sim 100$  м, которые при увеличении длительности импульса за счет модуляции фазы распались на отдельные плазменные области, наблюдаемые на расстояниях до 370 м (рис.3) [63].

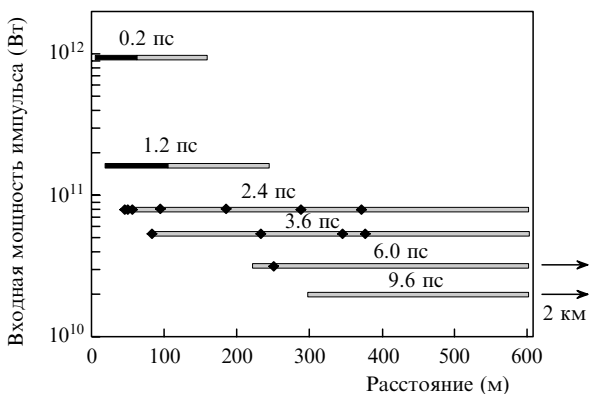


Рис. 3. Положение и длина филаментов в зависимости от начального chirpa лазерного импульса. Спектрально ограниченный импульс имеет длительность 100 фс. Черными линиями и точками отмечены расстояния, на которых регистрировались яркие световые нити и плазма в воздухе, серыми линиями – расстояния, на которых наблюдались только световые нити [63].

В сфокусированном излучении возможна конкуренция процессов филаментации и оптического пробоя, и параметры филамента и плазменного канала сильно зависят от радиуса фокусировки [64]. При слабой фокусировке доминирует филаментация и образуется протяженный плазменный канал с невысокой концентрацией электронов, а при уменьшении радиуса фокусировки наблюдаются как плазменный канал филамента, формирующийся перед геометрическим фокусом, так и плотная плазма оптического пробоя в его окрестности. Наконец, при острой фокусировке длина филамента становится неизмеримо малой, и в геометрическом фокусе линзы существует только плазма пробоя с повышенной плотностью электронов. В эксперименте [54] (807 нм, 45 фс, 60 ГВт) концентрация электронов в воздухе возрастала с  $10^{15}$  до  $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$  при уменьшении фокусного расстояния линзы с 380 до 10 см.

Явление филаментации в воздухе исследуется в основном на длине волны излучения наиболее распространенных фемтосекундных лазеров с выходным усилителем на титан-сапфире (800 нм). Вместе с тем один из ключевых экспериментов по филаментации на протяженной трассе выполнен с излучением Nd:YLF-лазера на длине волны 1053 нм [21]. Число экспериментов по филаментации в воздухе излучения на длинах волн, лежащих в видимой и УФ областях спектра, невелико. В этих экспериментах использовались излучения второй гармоники лазера на неодимовом стекле [65], а также второй [49, 66] и третьей [67–69] гармоник излучения титан-сапфирового лазера. Исследования по филаментации в воздухе и

Табл. 1. Основные параметры филамента в воздухе, полученные экспериментально при использовании импульсов излучения с различными длинами волн.

Длина волны (нм)	Радиус филамента (мкм)	Интенсивность в филаменте (Вт/см <sup>2</sup> )	Радиус плазменного канала (мкм)	Концентрация электронов (см <sup>-3</sup> )	Литература
248	100–150	$10^{12}$	–	$3 \times 10^{15} - 10^{16}$	[67–69]
406	100	–	–	–	[49]
527	120	$6 \times 10^{12}$	–	–	[65]
800	80–150	$5 \times 10^{13} - 10^{14}$	50–65	$10^{16} - 10^{17}$	[18, 19, 40, 42]
1053	100–1000	$5 \times 10^{12}$	–	$10^{16}$	[21]

плавленом кварце излучения на длине волны 1.54 мкм мощностью 100 ГВт, получаемого при параметрическом преобразовании, выполнены в [70]. Параметры филаментов и плазменных каналов в воздухе приведены в табл. 1.

2.2. Филаментация в конденсированных средах

Явление филаментации фемтосекундного лазерного излучения ближнего ИК диапазона в конденсированных средах привлекает внимание в первую очередь возможностью микромодификации оптических материалов плазмой филамента и ее применением при создании элементов микрооптики. При большом времени экспозиции изображение фемтосекундного филамента в плавленом кварце и вызванного им изменения показателя преломления зарегистрировано в [71] при фокусировке излучения с длительностью импульса 130 фс линзой с числовой апертурой NA = 0.01. Мгновенное изображение «следа» импульсного излучения, сфокусированного в кварцевый образец, получено методом фемтосекундной времяразрешенной оптической поляриграфии в [72].

Для получения протяженного филамента используется слабая фокусировка излучения на переднюю грань образца, что не вызывает разрушения оптического материала. Однако в случае острой фокусировки фемтосекундного излучения картина последствий взаимодействия излучения с прозрачным диэлектриком может качественно измениться. Сфокусированное излучение с энергией 2 мкДж создает в перетяжке диаметром 1 мкм плазму пробоя с концентрацией электронов до  $10^{20} \text{ см}^{-3}$ , что вызывает образование диффузной области разрушения [73]. За этой областью зарегистрирован протяженный след (модификация материала), оставляемый плазменным каналом филамента с низкой концентрацией электронов. Экспериментальные исследования [74] показали, что только в небольшом интервале энергий слабо сфокусированного излучения образуется низкоплотная плазма филамента, которая вызывает модификацию показателя преломления, необходимую для записи качественных волноводов в стекле. Возможность формирования протяженного плазменного канала в плавленом кварце при аксиальной фокусировке фемтосекундного излучения продемонстрирована в [75]. Филаментация излучения в двухкомпонентной конденсированной среде изучалась в [76].

В работе [77] (616 нм, 200 фс, 10 мкДж) изображение плазменного канала филамента в плавленом кварце получено по рассеянию зондирующего излучения He–Ne-лазера. Формирование канала с модифицированным показателем преломления в стекле и связь этого процесса с концентрацией электронов лазерной плазмы при увеличении числа воздействующих импульсов (248 нм, 450 фс) исследованы дифракционным методом в [78]. Изменение показателя преломления происходит при концентрации электронов  $4 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$  и составляет  $0.4 \times 10^{-3}$  после воздействия одним импульсом,  $1.2 \times 10^{-3} - 100$  импульсами и насыщается на уровне  $3.5 \times 10^{-3}$  после воздействия 1000 импульсами.

Пространственно-временная картина изменения показателя преломления при филаментации фемтосекундного излучения в воде получена теньвым методом в [79]. На переднем фронте филамента изменение показателя преломления, вызванное керровской нелинейностью, положительно и составляет  $3 \times 10^{-4}$ , на хвосте в плазменном канале – отрицательно и равно  $-(1.2 \pm 0.2) \times 10^{-4}$

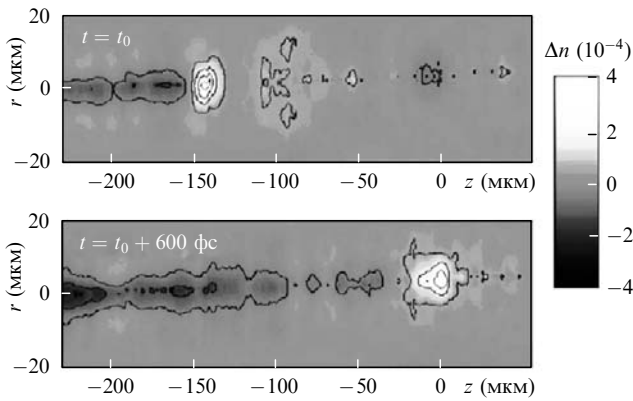


Рис.4. Изображения сбоку изменений показателя преломления в воде при филаментации импульсного излучения длительностью 120 фс. Два изображения, сдвинутые по времени на 600 фс, получены теневым методом с поперечным пространственным разрешением 1.5 мкм и продольным разрешением 5.2 мкм (23 фс) [79].

(рис.4). Продольная модуляция изменений показателя преломления  $\Delta n$  в плазменном канале с масштабом  $\sim 20$  мкм объясняется рефокусировкой излучения при филаментации. Для визуализации формирования протяженного филамента при распространении импульса в жидкости используется также двухфотонная флуоресценция, регистрируемая через боковое окно кюветы [80].

Конкуренция процессов оптического пробоя и филаментации сфокусированного фемтосекундного излучения в воде, как примере конденсированной среды, исследована в [81]. С увеличением радиуса фокусировки излучения порог оптического пробоя незначительно увеличивается, а порог генерации суперконтинуума, характеризующего филаментацию, снижается в несколько раз. В условиях пробоя распределения плотности энергии в импульсе и концентрации электронов в лазерной плазме имеют форму короткого конуса с областью плотной плазмы на вершине и узким филаментом, образующимся за этой областью. При слабой фокусировке излучение с такой же энергией импульса образует протяженный филамент диаметром 5–10 мкм и плазменный канал диаметром 2–5 мкм, в котором концентрация электронов существенно ниже, чем при пробое. Серия экспериментов по филаментации при фокусировке излучения (527 нм, 200 фс) в кювету с водой выполнена в [82, 83]. Усиление излучения в филаменте осуществлено в [84] в растворе красителя сульфородамин 640 в метаноле при накачке импульсным излучением на длине волны 532 нм.

### 2.3. Физические модели филаментации

Явление филаментации представляет собой результат нелинейно-оптического взаимодействия с прозрачной средой коротких лазерных импульсов высокой мощности. Для фемтосекундного излучения нелинейно-оптические эффекты, связанные с поглощением лазерной энергии (тепловое самовоздействие, рефракция на акустических волнах и т. п.), являются слишком медленными, и его взаимодействие со средой определяется керровской нелинейностью и нелинейностью лазерной плазмы, возникающей при фотоионизации в сильном световом поле филамента. Нелинейное приращение  $\Delta n_K$  показателя преломления  $n_0$ , вызванное керровской нелинейностью, положительно и пропорционально интенсивности поля  $I$ :

$$\Delta n_K = n_2 I, \quad (1)$$

где  $n_2$  – коэффициент кубической нелинейности среды;  $I = cn_0 |E|^2 / (8\pi)$ ;  $E$  – напряженность светового поля;  $c$  – скорость света в вакууме. Приращение  $\Delta n_p$  показателя преломления в плазме отрицательно, и в простейшем случае выражение для него имеет вид

$$\Delta n_p = -\frac{\omega_p^2}{2\omega^2}, \quad (2)$$

где  $\omega_p = (4\pi e^2 N_e / m_e)^{1/2}$  – плазменная частота;  $e$ ,  $m_e$  и  $N_e$  – заряд, масса и концентрация электронов;  $\omega$  – частота светового поля. Генерация электронов в газах происходит вначале вследствие многофотонной ионизации [85, 86], вероятность которой пропорциональна  $I^K$ , где  $K$  – порядок многофотонности, равный числу фотонов, необходимых для ионизации среды. С увеличением интенсивности возрастает вероятность туннельной ионизации атомов и молекул. В конденсированных средах генерация лазерной плазмы происходит в результате перехода электронов в зону проводимости под действием лазерного излучения и лавинной ионизации, при которой концентрация электронов в плазме нарастает со временем по экспоненциальному закону. В общем случае изменение со временем распределения концентрации электронов  $N_e(r, z, t)$  при фотоионизации описывается уравнением

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = R(I)(N_0 - N_e) + v_i N_e - \beta N_e^2, \quad (3)$$

где  $N_0$  и  $R(I)$  – плотность и скорость ионизации нейтральных частиц;  $\beta$  – коэффициент излучательной рекомбинации электронов;  $v_i$  – скорость лавинной ионизации. В газах при атмосферном давлении вклад лавинной ионизации в генерацию электронов пренебрежимо мал, и концентрация электронов  $N_e$  при многофотонной ионизации возрастает со временем по степенному закону. Вследствие экспоненциальной и степенной (с  $K \gg 1$ ) зависимостей скорости ионизации от интенсивности изменение концентрации электронов и возникновение плазменной дефокусировки с увеличением интенсивности имеют пороговый характер. Для длины волны 0.8 мкм порог фотоионизации в воздухе  $I_i = 10^{13} - 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> [51], в воде  $I_i \approx 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> [81].

В импульсе, пиковая мощность которого превышает критическую мощность самофокусировки, интенсивность нарастает с приближением его к нелинейному фокусу. При ее увеличении до порога фотоионизации образуется лазерная плазма, дефокусировка в которой ограничивает дальнейший рост интенсивности в нелинейном фокусе. Динамический баланс керровской самофокусировки и плазменной дефокусировки приводит к стабильности параметров в протяженном филаменте фемтосекундного импульса. Баланс этих величин в филаменте не означает, буквально, формирования волноводного режима и самоканализирования импульса в среде. Вместе с тем в [18] на основе модели самоканализирования фемтосекундного лазерного импульса, которая предполагает равенство фазового набега, вызванного керровской нелинейностью, с одной стороны, и набега, обусловленного дифракцией и плазменной нелинейностью, – с другой, получены первые оценки интенсивности светового поля и концентрации электронов в филаменте. Модель волноводного распро-

странения фемтосекундного лазерного импульса при филаментации предложена в [19, 87]. Согласно этой модели протяженный филамент представляет собой квазистабильную вытекающую моду антиволновода, в котором наведенный импульсом показатель преломления сердцевины меньше, чем оболочки, а коническая эмиссия при филаментации – излучение Черенкова.

В [20, 88] развита динамическая модель движущихся фокусов для интерпретации явления филаментации фемтосекундного лазерного излучения. Модель движущихся фокусов для физического объяснения квазистационарной самофокусировки наносекундного лазерного излучения впервые предложена в [89] и в дальнейшем получила развитие в [90]. Экспериментально эта модель была подтверждена в работах [90–92]. Согласно динамической модели движущихся фокусов филамент представляет собой непрерывное множество нелинейных фокусов, которые возникают во временных слоях импульса, начиная со слоя, соответствующего пиковой мощности, и затем последовательно в слоях на его переднем фронте. При этом в динамической модели временные слои импульса не являются независимыми, и перераспределение интенсивности в слое определяется процессами в предыдущих слоях, в которых интенсивность достигла порога фотоионизации и образования лазерной плазмы.

Для различных временных слоев импульса меняется соотношение между керровской и плазменной нелинейностями: на переднем фронте преобладает керровская нелинейность, а на заднем – плазменная, которая вызывает дефокусировку временных слоев, следующих за сфокусированными. В результате керровская самофокусировка на переднем фронте импульса сменяется нестационарной плазменной дефокусировкой на его заднем фронте вследствие увеличения концентрации электронов со временем при фотоионизации среды. Поэтому при филаментации, в отличие от квазистационарной самофокусировки [89], в слоях импульса после самофокусировки возникают абберационные искажения в распределении интенсивности. Под действием лазерной плазмы слои на заднем фронте распадаются на совокупность концентрических колец в плоскости поперечного сечения. По мере распространения импульса нелинейный фокус смещается к его переднему фронту и кольцевая структура в поперечном сечении пучка охватывает все большую часть временного профиля импульса (рис.5) [7, 88, 93]. Кольцевые структуры зарегистрированы в [94] по разрушению поверхности стекла, на которую падало излучение, испытывавшее филаментацию в воздухе. В работе [95] предложена простая модель образования колец, охватывающих филамент в сечении пучка. Согласно этой модели кольца в распределении интенсивности являются результатом интерференции волны на основной частоте излучения,

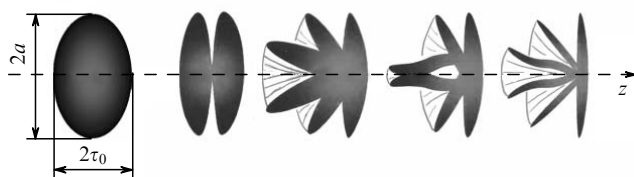


Рис.5. Рефокусировка излучения при филаментации. Качественная картина изменения распределения интенсивности в плоскости, параллельной направлению распространения импульса;  $\tau_0$  – длительность импульса.

которая расходится от оси пучка при плазменной дефокусировке, с волной на периферии пучка, которая претерпела незначительные искажения и волновой фронт которой можно считать плоским.

#### 2.4. Резервуар энергии протяженного филамента. Рефокусировка

Формирование протяженного узкого филамента с высокой концентрацией светового поля происходит благодаря окружающему его резервуару энергии, который и обеспечивает существование филамента [96]. В процессе филаментации излучения идет непрерывный обмен энергией в плоскости поперечного сечения пучка между приосевой областью с высокой интенсивностью и периферией с низкой интенсивностью [97]. При формировании нелинейного фокуса во временном слое импульса мощность из периферии пучка «стягивается» к оси, при дефокусировке в плазме мощность из приосевой области «перетекает» вновь на периферию.

Роль резервуара энергии в образовании протяженного филамента наглядно подтверждают лабораторные эксперименты. В работе [98] центр филамента был полностью заблокирован непрозрачным диском диаметром 55 мкм, и после него оставалась лишь периферия пучка, в которой содержалось около 20 % энергии импульса. Тем не менее филамент прерывался лишь на небольшом расстоянии за таким диском и далее вновь восстанавливался на всей длине, как и в отсутствие экрана. Аналогичный эксперимент в воздухе с блокированием филамента подвешенной каплей воды диаметром 95 мкм был выполнен в [99]. Определяющую роль резервуара энергии на периферии пучка в формировании протяженного филамента подтверждает прямой эксперимент [100], где на пути распространения импульса в воздухе помещался экран из тонкой алюминиевой фольги. Интенсивное поле филамента прожигало отверстие в фольге. Оказалось, что экран с отверстием, образованным филаментом, полностью блокирует за собой филаментацию для следующих импульсов, поскольку перекрывает периферию пучка, которая является резервуаром энергии, необходимым для существования протяженного филамента.

Для излучения, импульсная мощность которого в 6–10 раз превышает критическую мощность самофокусировки, возникает рефокусировка. В этом случае дефокусированное плазмой излучение во временных слоях на заднем фронте импульса вновь «стягивается» к оси вследствие керровской самофокусировки, увеличивая на ней плотность энергии (рис.5). Эффект рефокусировки, впервые обнаруженный в [20], теоретически исследован в [1, 88]. По измерениям флуоресценции молекул азота в воздухе [101] зарегистрирована рефокусировка в сходящемся пучке, в результате которой повторный максимум интенсивности образуется за геометрическим фокусом линзы [2]. Рефокусировка временных слоев в динамической модели движущихся фокусов объясняет наблюдение филамента в сфокусированном излучении за геометрическим фокусом линзы [87].

Влияние давления воздуха на рефокусировку при филаментации сфокусированного излучения рассмотрено в [52]. В условиях сильной материальной дисперсии среды возможна многократная рефокусировка, при которой непрерывный филамент вырождается в последовательность «горячих» точек с высокой локализацией энергии [102].

## 2.5. Зарождение филамента

Динамическая модель движущихся фокусов позволяет определить расстояние до начала филаментации на основе простых соображений. На начальной стадии филаментации происходит формирование нелинейного фокуса, интенсивность не превышает порога фотоионизации среды, и световое поле меняется лишь вследствие керровской самофокусировки. При этом для импульсов длительностью несколько десятков или сотен фемтосекунд филаментация в воздухе и, как правило, в оптических стеклах начинается на расстояниях, значительно меньших дисперсионной длины, и влиянием материальной дисперсии на зарождение филаментов можно пренебречь. Если не учитывать запаздывание нелинейного отклика керровской среды при воздействии фемтосекундного импульса, то для оценки расстояния до зарождения филамента применима стационарная модель самофокусировки. В этой модели временной слой импульса, соответствующий пиковой мощности, фокусируется на наименьшем расстоянии, определяя тем самым начало филаментации. Расстояние до начала филамента  $z_{\text{fil}}$  совпадает с длиной самофокусировки пучка непрерывного излучения, мощность которого равна пиковой мощности импульса  $P_0$ . Для длины стационарной самофокусировки в [103] получена эмпирическая формула на основе обобщения результатов численного исследования:

$$z_{\text{fil}} = \frac{0.367ka^2}{\{[(P_0/P_{\text{cr}})^{1/2} - 0.852]^2 - 0.0219\}^{1/2}}, \quad (4)$$

где  $a$  – радиус пучка по уровню  $e^{-1}$  от интенсивности;  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число;  $P_{\text{cr}} = R_{\text{cr}}\lambda^2/(8\pi n_0 n_2)$  – критическая мощность самофокусировки;  $R_{\text{cr}}$  – параметр нелинейности (для осесимметричного коллимированного пучка с гауссовым профилем  $R_{\text{cr}} = 3.77$ ).

С изменением распределения интенсивности в пучке критическая мощность меняется. Для пучка, профиль которого совпадает с модой Таунса [10], мощность  $P_{\text{cr}}$  минимальна и соответствующий ей параметр нелинейности  $R_{\text{cr}}^{\text{T}} = 3.72$  [104]. Для пучков с распределением интенсивности без осевой симметрии критическая мощность самофокусировки возрастает из-за «утечки» их мощности при формировании осесимметричной моды Таунса. Так, в пучках с эллиптическим профилем интенсивности в плоскости поперечного сечения получено, что критическая мощность  $P_{\text{cr}}(a/b)$  возрастает в несколько раз с увеличением отношения полуосей  $a/b$  эллипса распределения [105, 106].

Влияние поляризации светового поля на филаментацию излучения исследовано в работе [107], где показано, что при линейной поляризации расстояние до начала филамента  $z_{\text{fil}}$  меньше, чем при круговой, вследствие более высокого коэффициента нелинейности  $n_2$  и, следовательно, более низкой критической мощности  $P_{\text{cr}}$ .

Согласно экспериментальным данным, полученным различными методами, коэффициент кубической нелинейности воздуха  $n_2$  для наносекундного излучения на длине волны 800 нм по разным оценкам составляет  $(1.92 - 5.57) \times 10^{19}$  см<sup>2</sup>/Вт [108–110]. Соответственно критическая мощность самофокусировки в воздухе равна 5–1.72 ГВт. Характер зависимостей кубических восприимчивостей азота и кислорода от длины волны излучения определен в [111] на основе обработки эксперимен-

тальных результатов. Зависимости от длины волны коэффициента нелинейности  $n_2$  и критической мощности  $P_{\text{cr}}$  воздуха при атмосферном давлении, полученные на основе известных экспериментальных данных, приведены в [112].

Для воды коэффициент кубической нелинейности для фемтосекундного излучения на длине волны 800 нм составляет  $4.4 \times 10^{-16}$  см<sup>2</sup>/Вт [113], а критическая мощность самофокусировки – 4.2 МВт [114]. Согласно измерениям, выполненным в работе [115] с пикосекундными импульсами, критическая мощность самофокусировки в воде на длине волны 1.06 мкм равна 2.34 МВт. Для плавящегося кварца она составляет 2.3 МВт [116].

В оптическом стекле нелинейное приращение показателя преломления  $\Delta n_{\text{K}}$  обусловлено в основном электронным компонентом, и время запаздывания нелинейного отклика не превышает 10 фс [117]. Поэтому при воздействии импульсами длительностью несколько десятков фемтосекунд кубическую нелинейность стекла можно считать безынерционной. В газах приращение  $\Delta n_{\text{K}}$  определяется электронной нелинейностью и вынужденным рассеянием на вращательных переходах молекул, которое приводит к запаздыванию нелинейного отклика с характерным временем  $\tau_{\text{nl}} \approx 70$  фс для воздуха [109, 118, 119]. В работах [96, 120] предложена аппроксимация, описывающая изменения приращения  $\Delta n_{\text{K}}$  в воздухе со временем. Для оценки расстояния до начала филаментации по формуле (4) в [95, 121] введен эффективный коэффициент нелинейности  $n_2^{\text{eff}}(t)$  для временного слоя в импульсе с заданным профилем интенсивности  $I(t)$  и получена квазистационарная оценка критической мощности самофокусировки.

## 3. Трансформация спектра импульса

Генерация суперконтинуума и конической эмиссии фемтосекундным излучением является результатом сильного нелинейно-оптического взаимодействия электрического поля с материальной средой, которое достигается в условиях высокой локализации светового поля в пространстве и времени. Условия для генерации суперконтинуума могут быть реализованы в оптических направляющих системах, таких как капилляры [122], оптические волокна [123], фотонные кристаллы [124]. Вследствие модовой дисперсии излучения в направляющих системах удается получить высокую интенсивность светового поля на сравнительно большой длине, что обеспечивает высокую эффективность нелинейно-оптического преобразования частотного спектра импульса.

В прозрачной среде, газе, жидкости, оптическом стекле локализация светового поля достигается в результате нелинейно-оптических эффектов самофокусировки пучка и компрессии импульса, а также геометрической фокусировки излучения. Филамент в прозрачной среде является самоформирующейся направляющей системой, в которой происходит пространственная фильтрация и выделение на оси фундаментальной моды. Значительная длина филамента, высокая концентрация энергии, стабильность параметров на всем его протяжении и время взаимодействия излучения со средой (несколько десятков фемтосекунд) создают уникальные условия для нелинейно-оптического преобразования, которое можно назвать нелинейной оптикой филамента [50]. К нелинейной оптике филамента относится генерация суперконтину-

ума при распространении фемтосекундного импульса в прозрачном диэлектрике. Эффективность преобразования лазерного излучения в импульс белого света при филаментации ниже, чем при использовании оптических волокон или фотонных кристаллов. Однако филаментация не требует специальных устройств и позволяет формировать источник белого света в заданной области прозрачной среды.

### 3.1. Генерация суперконтинуума

В одном из первых экспериментов по генерации суперконтинуума пикосекундное излучение с энергией импульса 0.1 мкДж фокусировалось в кювету с  $CS_2$  [125]. Образование филаментов в сфокусированном излучении сопровождалось уширением его спектра, которое связывалось с фазовой самомодуляцией в среде с кубической нелинейностью. При этом согласно теоретическим исследованиям, выполненным в работе [126], спектр становится асимметричным с преобладанием уширения в стоксову область вследствие запаздывания нелинейного отклика среды. Формирование асимметричных спектров суперконтинуума при фокусировке второй гармоники пикосекундного излучения неодимового лазера в оптические кристаллы и стекла [127] объяснялось в [128] фазовой самомодуляцией излучения, вызванной электронной компонентой керровской нелинейности.

При филаментации лазерных импульсов в газах уширение спектра происходит в результате фазовой самомодуляции излучения и определяется как керровской, так и плазменной нелинейностью, отклики которых являются существенно нестационарными для фемтосекундного диапазона длительности. В [129] при слабой фокусировке лазерного излучения (790 нм, 125 фс, 2 ТВт) в трубу длиной 9 м, заполненную благородными газами при атмосферном давлении, наблюдалась филаментация, которая сопровождалась генерацией суперконтинуума в диапазоне 150–900 нм. В схеме с двумя последовательно расположенными кюветами с аргонном при атмосферном давлении [130] импульсное излучение (805 нм, 45 фс, 1 мДж), длительность которого уменьшалась до 11 фс после филаментации в первой кювете, слабо фокусировалось во вторую, после которой спектр суперконтинуума при оптимальных параметрах импульса охватывал диапазон 1000–250 нм. Из коротковолнового крыла суперконтинуума после призменного компрессора было получено импульсное излучение на длине волны 270–290 нм с энергией 0.7 мкДж и длительностью 70 фс.

В экспериментах с импульсами тераваттной мощности титан-сапфировых лазеров в открытой атмосфере регистрировался спектр суперконтинуума, который генерировался в филаменте длиной более 20 м [25]. Для импульсов длительностью 100 фс полоса суперконтинуума простиралась от 0.5 до 1.6 мкм, а для импульсов длительностью 35 фс она расширялась в ИК область до 4.5 мкм (рис.6). При этом для импульсов с отрицательной начальной фазовой модуляцией, при которой их длительность увеличивалась до 55 фс, возрастала эффективность преобразования излучения в ИК область суперконтинуума. Карты кросс-корреляции флуктуаций интенсивности спектральных компонент суперконтинуума, полученные при филаментации в воздухе излучения на длине волны 815 нм, показывают, что фазовая самомодуляция является доминирующим процессом в генерации суперконтинуума [131]. Влияние поляризации излучения на

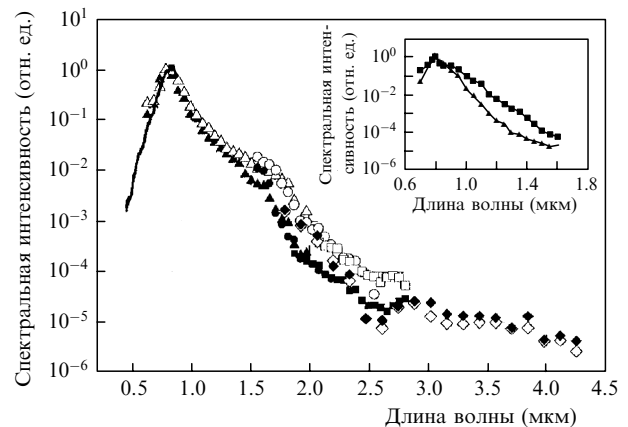


Рис.6. Спектр суперконтинуума, измеренный при филаментации в воздухе излучения на длине волны 800 нм с пиковой мощностью 2 ТВт: спектрально ограниченный импульс длительностью 35 фс (темные точки), импульс с отрицательной начальной фазовой модуляцией, растянутый до 55 фс (светлые точки). На вставке – спектр импульса длительностью 100 фс с энергией 200 и 100 мДж и пиковой мощностью 2 (■) и 1 ТВт (▲) соответственно [25].

генерацию суперконтинуума в воздухе экспериментально исследовано в [132] для сфокусированного излучения (800 нм, 25 фс, 650 мДж). Более высокая эффективность преобразования в коротковолновую область при круговой поляризации по сравнению с линейной объясняется уменьшением коэффициента керровской нелинейности и, как следствие, увеличением протяженности филамента и соответственно длины нелинейно-оптического преобразования. В [133] численно показано, что при филаментации ширина спектра суперконтинуума по уровню  $10^{-5}$ , отнесенная к центральной длине волны  $\lambda$ , составляет 0.5 при  $\lambda = 248$  нм, 1.0 при  $\lambda = 800$  нм и 1.5 при  $\lambda = 1550$  нм.

В воздухе эффективность преобразования энергии лазерного импульса в голубую область суперконтинуума согласно расчетам может достигать до 5%–10% [134]. В одном из первых экспериментов [135] энергия суперконтинуума в полосе 1–1.5 мкм составила ~7% от энергии импульсного излучения на длине волны 800 нм, что объясняется большой длиной нелинейного взаимодействия излучения на атмосферной трассе.

В воде при низкой (0.4–1.8 мкДж) энергии импульса его спектр незначительно симметрично уширяется, что вызвано фазовой самомодуляцией в условиях керровской нелинейности. При высокой (2–260 мкДж) энергии импульса формируется филамент с плазменным каналом, фазовая самомодуляция в котором приводит к смещению спектра в голубую область и его уширению на несколько сотен нанометров [53]. В теоретической работе [136] сделан вывод о ключевой роли материальной дисперсии в уширении спектра при филаментации импульса в конденсированной среде.

Ширина запрещенной зоны в конденсированных средах существенно влияет на уширение спектра импульса при его филаментации. Значительное уширение спектра импульса, которое можно квалифицировать как генерацию суперконтинуума, достигается только при ширине запрещенной зоны  $W$ , превышающей более чем в три раза энергию кванта  $h\nu$  лазерного излучения [137]. Общий вывод о ширине спектра суперконтинуума, генерируемого в конденсированных средах фемтосекундными лазерными импульсами, сформулирован в [138] на основе результатов экспериментов, выполненных в различных оп-



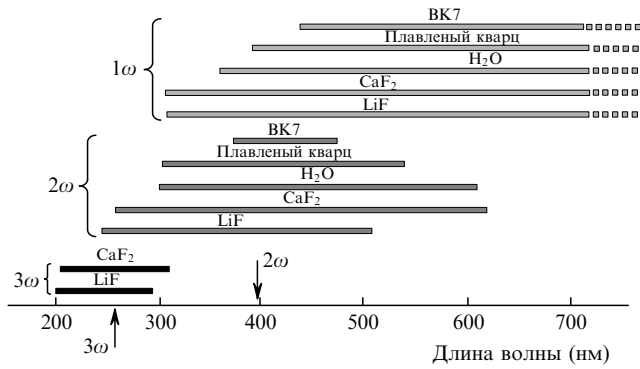


Рис. 7. Спектральная полоса суперконтинуума, измеренная в различных конденсированных средах при филаментации сфокусированного излучения на длинах волн 785 нм ( $1\omega$ ), 393 нм ( $2\omega$ ) и 262 нм ( $3\omega$ ). Интенсивность в фокусе  $\sim 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> [138].

тических материалах с излучением на длинах волн 262, 393 и 785 нм. Установлено, что порог генерации антистоксовых компонент суперконтинуума определяется условием  $W/(h\nu) \geq 2$ , а величина уширения в антистоксову область возрастает с увеличением отношения  $W/(h\nu)$  (рис. 7). Во флюориде бария спектр импульса (801 нм, 42 фс) при пиковой мощности  $P_0 = 100P_{cr}$  симметрично уширяется без частотного сдвига, а при  $P_0 = 3600P_{cr}$  он смещается на 20 нм в голубую область, асимметрично уширяясь до 500 нм [139, 140].

### 3.2. Коническая эмиссия. X-волны

Связь спектральной интенсивности коротковолновых компонент спектра с их пространственным распределением установлена для голубого крыла суперконтинуума в [141] в случае пико- и фемтосекундного излучения на длине волны 600 нм и в [142] в случае третьей гармоники фемтосекундного (80 фс) излучения на длине волны 800 нм при распространении его в инертных газах. В экспериментах [143] (1.06 мкм, 22 пс, 35 мДж) по филаментации в воде и тяжелой воде обнаружено, что расходимость спектральных компонент суперконтинуума в антистоксовой области не зависит от радиуса фокусировки излучения и возрастает с увеличением их сдвига в голубую область. Этот феномен, названный конической эмиссией суперконтинуума, автор [143] объясняет черенковским излучением на поверхности филамента. Такое представление основывается на том, что в волноводную модель протяженного филамента можно ввести фазовую скорость в плазменном канале филамента, которая в соответствии с выражением (2) превышает скорость света в воздушной оболочке, окружающей канал [19]. Увеличение угловой расходимости суперконтинуума с ростом частоты спектральных компонент, полученное при фокусировке в струю этиленгликоля, объясняется в работе [144] четырехфотонной параметрической генерацией суперконтинуума на поверхности филамента.

Во многих работах, посвященных анализу механизма формирования конической эмиссии, указывается на связь пространственной и временной фазовых модуляций излучения в нелинейной среде (см., напр., [145]). Согласно концепции о неразрывной связи изменения пространственных и временных параметров лазерного излучения в условиях нелинейности, угловая расходимость спектральных компонент возрастает с увеличением их сдвига в голубую область, т. к. в выражении для нелинейного приращения показателя преломления более высокий гра-

диент фазы по времени связан с более значительным ее пространственным градиентом [146].

При филаментации фемтосекундного лазерного излучения в воздухе возрастание угла расходимости  $\theta$  с увеличением антистоксова сдвига спектральных компонент конической эмиссии экспериментально и численно исследовано в работах [20, 93, 147, 148]. Для излучения конической эмиссии на длине волны 500 нм характерный угол отклонения от оси  $\theta$  составляет  $\sim 0.12^\circ$  при филаментации излучения титан-сапфирового лазера. Для излучения на длине волны 400 нм увеличение угла расходимости конической эмиссии с ростом частотного сдвига в голубую область получено в [49]. Согласно экспериментам [149] (527 нм, 200 фс, 3 мДж), при филаментации в воздухе угол отклонения  $\theta$  линейно зависит от частотного сдвига  $\Delta\omega$  ее спектральных компонент.

Обогащение частотно-углового спектра излучения, вызванное нелинейно-оптическим взаимодействием светового поля, неразрывно связано с трансформацией формы импульса в пространстве и во времени. В условиях филаментации происходит обострение импульса и пространственное сжатие его временных слоев на переднем фронте, абберационная дефокусировка последующих слоев в наведенной лазерной плазме, формирование излучения на основной частоте в виде расходящихся колец, их сжатие при рефокусировке и, наконец, распад импульса на субимпульсы с обострением их заднего фронта вследствие волновой нестационарности\*. В начале филамента голубое крыло суперконтинуума генерируется в основном в кольцах дефокусировки на заднем фронте импульса, формируя излучение конической эмиссии (рис. 8) [151]. В дальнейшем происходит распад на субимпульсы, и вследствие увеличения их крутизны на заднем фронте возникают высокочастотные компоненты спектра, распространяющиеся вдоль оси. Генерация интенсивных антистоксовых компонент в широкой спектральной полосе обусловлена «оптической ударной» волной, которая формируется в среде при нарастании крутизны заднего фронта импульса вследствие волновой нестационарности в условиях его сжатия в пространстве и во времени [151, 152]. Длительность импульса излучения этой коротковолновой компоненты определяется шириной его заднего фронта. Эту мысль подтверждают эксперименты [153] (800 нм, 12 фс), в которых филаментация в аргоне прекращалась при резком уменьшении давления газа, что обеспечивало подавление дисперсионного расплывания широкополосного импульса суперконтинуума. При выделении диэлектрическим зеркалом из суперконтинуума коротковолнового излучения на длине волны 290 нм в полосе шириной 65 нм формировался импульс УФ излучения длительностью 9.7 фс.

Представление об уширении частотного спектра импульса в результате фазовой самомодуляции светового поля в нелинейной среде, а также концепция о неразрывной связи изменений импульса во времени и в пространстве и, следовательно, его частотного и углового спектров положены в основу существующей интерпретации механизма формирования конической эмиссии суперконтинуума в филаменте [2, 93, 147, 151]. Набег фазы  $\varphi(r, z, t)$  светового поля при самомодуляции в среде с керровской

\*Термин «волновая нестационарность», введенный в книге С.А.Ахманова, В.А.Выслоуха, А.С.Чиркина [150] в англоязычной литературе переводится как self-steepening.

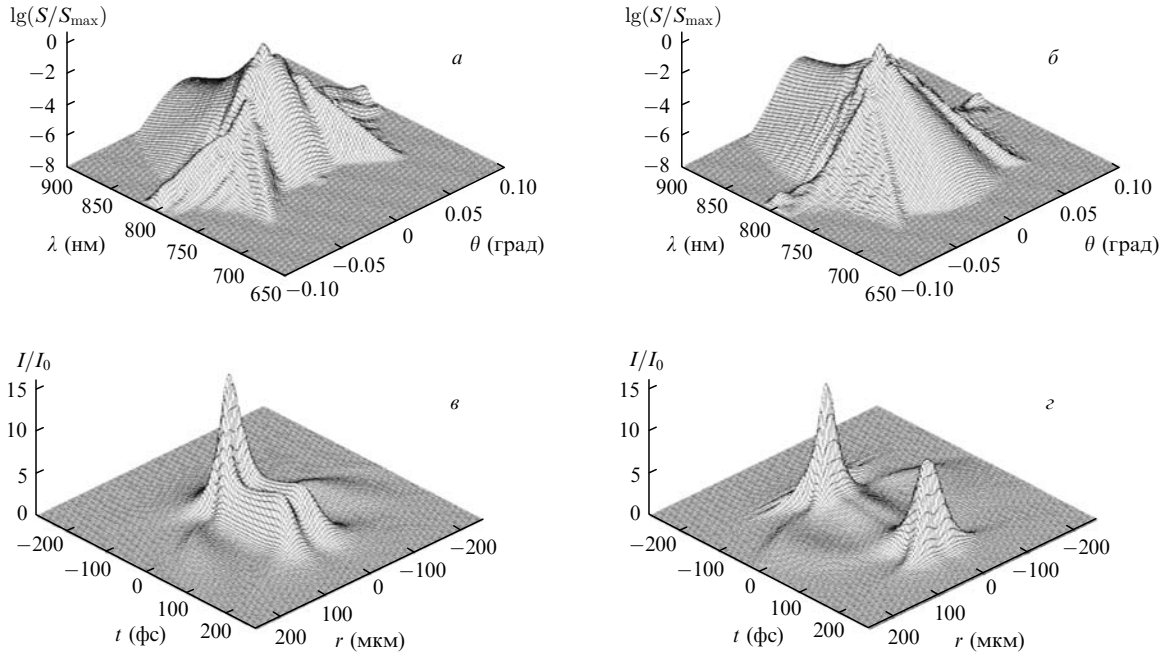


Рис.8. Частотно-угловые зависимости спектральной интенсивности  $S(\theta, \lambda)$  (а, б) и пространственно-временные распределения интенсивности  $I(r, t)$  (в, г) импульса на расстояниях  $z = 0.43L_d$  (а, в) и  $0.6L_d$  (б, г) при филаментации в воздухе. Длительность импульса 150 фс, радиус пучка 3.5 мм, начальная пиковая интенсивность  $I_0 = 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, пиковая мощность составляет  $6.3P_{cr}$ , дифракционная длина  $L_d = 96$  м [151].

(1) и плазменной (2) нелинейностями является функцией пространства и времени, которую можно представить в виде

$$\begin{aligned} \varphi(\mathbf{r}', z, t') &= \varphi_0(\mathbf{r}', z, t') + \Delta\omega(\mathbf{r}', z, t')t' \\ &+ \Delta\mathbf{k}_\perp(\mathbf{r}', z, t')\mathbf{r}' + \Delta^2\varphi, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\Delta^2\varphi$  – слагаемое, содержащее вторые и более высокие производные фазы  $\varphi(\mathbf{r}', z, t')$ . Приращение частоты светового поля  $\Delta\omega$  (или длины волны  $\Delta\lambda$ ) определяется производной наведенной фазы по времени:  $\Delta\omega = \partial\varphi/\partial t$ , а изменение поперечной составляющей волнового вектора  $\Delta\mathbf{k}_\perp$  (или угла расходимости спектральной компоненты  $\theta = \Delta k_\perp/k$ ) – пространственным градиентом фазы в поперечном сечении:  $\Delta\mathbf{k}_\perp = \text{grad } \varphi$ . В [154] получены спектральные и угловые карты излучения в филаменте, согласно которым источники коротковолнового крыла спектра суперконтинуума находятся на заднем фронте импульса, крутизна которого возрастает вследствие эффекта волновой нестационарности. При этом расходящееся излучение конической эмиссии формируется в основном в окрестности краевых фазовых дислокаций в кольцевых структурах, где особенно велики как временные, так и пространственные градиенты фазы. Генерация низкочастотных компонент спектра происходит в основном на переднем фронте импульса. Поэтому длинноволновое крыло суперконтинуума регистрируется в виде осесимметричного максимума на оси, а коротковолновое – в виде концентрических колец. При использовании аксикона для фокусировки излучения филамент распадается на эквидистантную последовательность источников конической эмиссии, интерференция излучения которых приводит к расщеплению непрерывного углового спектра конической эмиссии на узкие кольца, разделенные интерференционными минимумами [155, 156].

Концепция X-волн для интерпретации явления филаментации основывается на представлении импульса в виде пакета конических волн. Распределения интенсивности

в ближнем поле в пространстве переменных  $r, t$  и в дальнем поле в переменных  $\theta, \lambda$  при филаментации в среде с нормальной дисперсией имеют характерную X-образную форму. Особенно наглядны X-волны в конденсированных средах, например в воде при филаментации излучения, центральная длина волны которого лежит в видимом диапазоне (рис.9) [157]. В воде для «зеленого» излучения на длине волны 527 нм конические волны, сдвинутые по частоте в голубую и красную области спектра, близки по интенсивности, тогда как в воздухе для ИК излучения (800 нм) они существуют лишь для антистоксовых компонент спектра. Численно показано [158], что при конкуренции процессов дифракции, нормальной дисперсии и керровской нелинейности возможны стационарные, слабо локализованные X-волны, которые являются решением нелинейного уравнения Шредингера для огибающей импульса. Регистрация X-волн в ближнем и

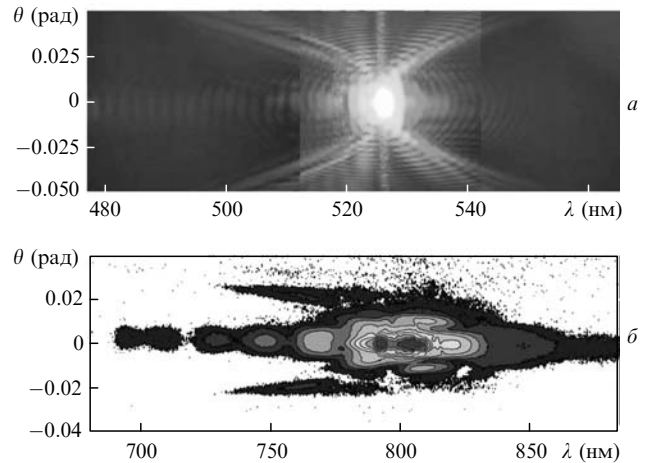


Рис.9. Частотно-угловые зависимости спектральной интенсивности  $S(\theta, \lambda)$  суперконтинуума, измеренные в дальней зоне при филаментации излучения в воде на длине волны 527 нм (а) и в воздухе на длине волны 800 нм (б) [157].

дальнем полях фемтосекундного излучения в воде [159] и в воздухе [160] позволяет утверждать, что X-волны являются достаточно универсальным представлением при исследовании филаментации [157, 161–163].

В среде с аномальной дисперсией угол расходимости конической эмиссии уменьшается с увеличением антистоксова сдвига спектральных компонент [164, 165], и в пространстве переменных  $\theta, \lambda$  спектр импульса имеет эллипсообразную форму в отличие от X-образной в случае нормальной дисперсии [166].

### 3.3. Преобразование частоты. Генерация терагерцевого излучения

Генерация третьей гармоники в плазме оптического пробоя воздуха при фокусировке фемтосекундного лазерного излучения была зарегистрирована в работе [167]. С превышением энергией падающего импульса некоторого порога нарастание энергии третьей гармоники замедляется, что связано, по мнению авторов [167], с эффектами пространственного и временного самовоздействия. Вместе с тем при филаментации эти эффекты создают условия для нелинейно-оптического преобразования в плазменном канале протяженного филамента. Генерация третьей гармоники при филаментации фемтосекундного излучения на длине волны 800 нм исследована в [168]. Вследствие нелинейной синхронизации фаз излучений на частоте третьей гармоники и на основной частоте длина эффективного преобразования значительно превышает длину их когерентного взаимодействия в воздухе. В результате формируется «двухцветный» филамент. В эксперименте (800 нм, 45 фс, 0.5 мДж) при фокусировке линзой с фокусным расстоянием  $F = 100$  см длина «двухцветного» филамента составила  $\sim 10$  см, а интенсивность излучения на частоте третьей гармоники – 0.1 % от интенсивности накачки. Вследствие ограничения интенсивности накачки при филаментации эффективность преобразования в излучение на частоте третьей гармоники невелика и слабо зависит от параметров накачки. Эффективность преобразования в третью гармонику при оптимальных длине фокусировки и мощности составила 0.12 % (800 нм, 30 фс, 30 мДж) [169] и 0.2 % (1.54 мкм, 300 фс, 30 мДж) [70], а при фокусировке излучения титансапфирового лазера в аргон – 0.13 % при оптимальном давлении 500–700 Тор [170].

Исследования пространственного распределения излучения третьей гармоники показали, что условия фазового синхронизма выполняются как на оси филамента, так и в его кольцевой структуре [171]. Для пучка излучения третьей гармоники, соосного с пучком накачки, это условие сохраняется на большой длине филамента, и его интенсивность экспоненциально нарастает с увеличением мощности накачки. Расходящееся излучение третьей гармоники появляется в начале филамента, и его интенсивность сначала нарастает, а затем насыщается при увеличении мощности накачки. Из пространственно разрешенных спектральных измерений, выполненных в [172] (800 нм, 50 фс, 20 мДж), следует, что третья гармоника доминирует в спектре суперконтинуума, который генерируется в области, охватывающей филамент. При этом ее излучение имеет более высокую воспроизводимость от импульса к импульсу по сравнению с коротковолновым излучением суперконтинуума, возникающим вследствие фазовой самомодуляции.

Возможность генерации высших гармоник при фила-

ментации продемонстрирована в работе [173]. Филамент, сформированный в воздухе при распространении излучения на длине волны 800 нм, вводился через кварцевое окно толщиной 100 мкм в кювету с ксеноном; длина кюветы и давление ксенона в ней варьировались в широких пределах. При длине кюветы 35 мм и давлении газа 38 Тор зарегистрирована генерация гармоник вплоть до 15-й. Генерация высших гармоник, от 45-й до 91-й, получена в работе [174] (800 нм, 30 фс, 5 мДж) при филаментации в кювете с гелием при давлении 80 Тор. Было обнаружено, что генерация этих гармоник происходит в области между двумя фокусами при рефокусировке излучения в филаменте, где расходящееся излучение сменяется сходящимся.

Преобразование частоты при вырожденном четырехволновом смешении в условиях филаментации в воздухе и аргоне осуществлено в работе [175] (800 нм, 45 фс). Излучение затравки (в полосе 1.1–2.4 мкм), распространявшееся вдоль оси филамента, преобразовывалось в импульс видимого излучения длительностью до 12 фс, длина волны которого перестраивалась от 475 до 600 нм. Эффективность преобразования достигала 25 % от энергии импульса затравки в длинноволновой области спектра выходного излучения и падала до 5 % – 10 % в коротковолновой. В неоне при четырехволновом смешении в филаменте излучения на длине волны 800 нм и его второй гармоники получено импульсное излучение длительностью 12 фс с энергией 26 мкДж на длине волны 260 нм, а при каскадном процессе – излучение с энергией 2 мкДж на длине волны 200 нм [176].

Генерация излучения в терагерцевом диапазоне частот (ТГц излучение) в направлении, перпендикулярном оси филамента, зарегистрирована в работе [177]. Интенсивность радиального излучения на частотах 94 и 118 ГГц оставалась постоянной вдоль плазменного канала протяженностью 1 м в воздухе. В ксеноне, который характеризуется более высоким коэффициентом нелинейности и относительно низким потенциалом ионизации по сравнению с воздухом, генерация ТГц излучения более эффективна [178]. Терагерцевое излучение, направленное вперед под малым углом к оси филамента, имеет более высокую интенсивность (рис.10) [179]. При этом угол уменьшается с увеличением радиуса фокусировки излучения и, следовательно, длины образующегося плазменного канала [180]. ТГц излучение имеет радиальную поляризацию независимо от поляризации лазерного импульса. Направленное вперед ТГц излучение интерпретируется как переносное излучение Черенкова, создаваемое продольными дипольподобными зарядами [45], которые образуются за фронтом ионизации в филаменте и переносятся вместе с импульсом со скоростью света.

Существуют и другие модели для объяснения природы ТГц излучения филамента. Согласно [181] источниками ТГц излучения являются токи наведенной плазмы, которые возникают под действием пондеромоторных сил и распространяются вместе с лазерным импульсом. Характерная частота ТГц излучения определяется длительностью огибающей импульса и не зависит от плазменной частоты. На основе экспериментов, выполненных в [182] для сфокусированного излучения, сделан вывод о том, что при генерации ТГц излучения основную роль играет вырожденное четырехволновое смешение накачки и излучения на частоте второй гармоники, возникающего в наведенной плазме. В условиях множест-

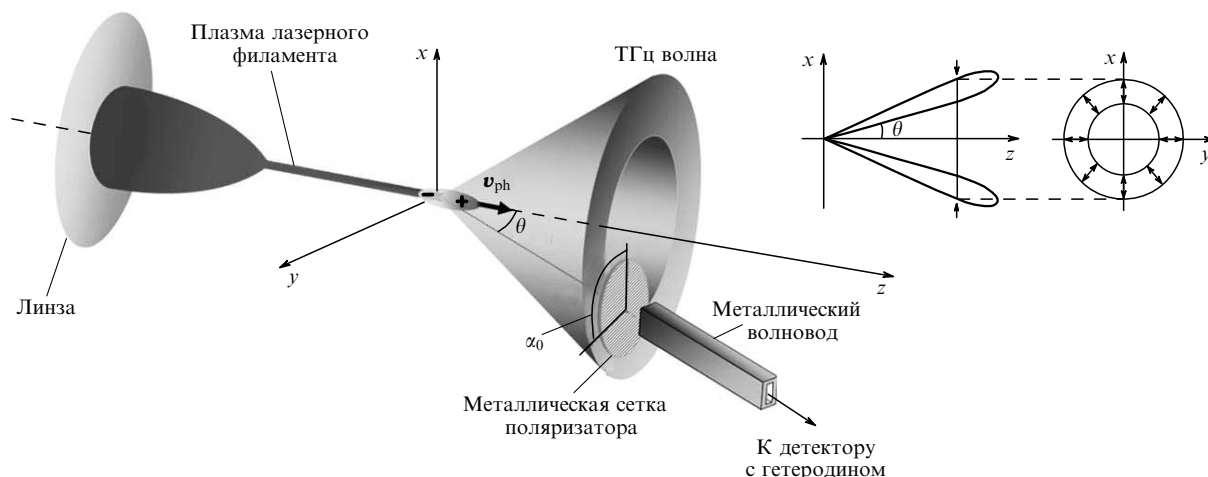


Рис.10. Качественная схема эксперимента по генерации ТГц излучения при филаментации в воздухе сфокусированного излучения. Длительность импульса 150 фс, частота следования импульсов 10 Гц, энергия 4 мДж, диаметр диафрагмы 5 мм, фокусное расстояние линзы 2 м;  $v_{ph}$  – фазовая скорость. Для регистрации ТГц излучения использовался гетеродинный приемник с полосой 91–110 ГГц. На вставке показано направление поляризации в конусе ТГц излучения [179].

венной филаментации когерентность и состояние поляризации ТГц излучения нарушаются из-за фазового сдвига излучения отдельных плазменных каналов [180]. При приложении к плазменному каналу продольного электрического поля в несколько киловольт возникает интенсивное, деполаризованное и некогерентное ТГц излучение, которое авторы [180] связывают с тепловым излучением воздуха при его нагреве вследствие джоулевых потерь в токопроводящем плазменном канале.

### 3.4. Компрессия импульса

Уширение частотного спектра импульса при генерации суперконтинуума в филаменте открывает возможности для получения сверхкоротких импульсов непосредственно в среде. При этом использование филамента вместо направляющих систем позволяет значительно увеличить энергию сжатых импульсов. В работе [183] слабо сфокусированное импульсное излучение (800 нм, 42 фс, 0.84 мДж) проходило последовательно через две протяженные ячейки с аргоном при давлении  $\sim 1$  атм, в которых его спектр уширялся вследствие фазовой самомодуляции при филаментации. Компрессоры на чирпированных зеркалах, помещенные после каждой ячейки, компенсировали фазовую модуляцию излучения. После первой ячейки длительность импульса уменьшалась до 10.5 фс при его энергии 94 % от первоначальной, а после второй – до 5.7 фс при энергии 45 %. С более совершенными зеркалами для компенсации фазовой модуляции длительность выходных импульсов уменьшилась до 5.1 фс [184]. Использование более мощных входных импульсов с энергией 2 мДж и пространственной фильтрации излучения «мягкими» диафрагмами для подавления множественной филаментации в ячейках позволило в двухкаскадной схеме сжатия увеличить энергию импульсов до 0.7 мДж при их длительности 5 фс и частоте повторения 1 кГц [185].

При филаментации импульс излучения после рефокусировки расщепляется на субимпульсы, и создание условий для формирования только одного, наиболее короткого импульса позволяет сжать его без дополнительных устройств, осуществляющих компрессию. Так, длительность импульсного излучения (750 нм, 150 фс, 1 мДж)

уменьшается до 30 фс в кювете с метаном длиной 80 см при увеличении давления до 6–7 атм, после чего происходит расщепление импульса на субимпульсы [186]. На основании результатов, полученных для различных газов и плавного кварца, авторы [186] делают вывод о том, что самокомпрессия высокоинтенсивного импульса представляет собой общее явление, которое может наблюдаться в различных диспергирующих нелинейно-оптических средах. Этот вывод подтверждает работа [187], где после филаментации в стекле ВК7 длительность импульса уменьшилась с 50 до 20 фс. В [188] для коллимированного излучения в воздухе определена область филамента, в которой достигается наибольшее сжатие импульса. Показано, что в этих условиях длительность импульсного излучения (805 нм, 55 фс, 4 мДж) уменьшается до 9 фс. Возможность уменьшения длительности импульса до одного оптического периода при филаментации в газе с градиентом давления для подавления рефокусировки численно исследована в [189].

В среднем ИК диапазоне компрессия импульса при филаментации впервые осуществлена в работе [48]. Импульсное излучение (2 мкм, 55 фс, 0.33 мДж) слабо фокусировалось в кювету длиной 1 м, заполненную ксеноном при давлении более 2 атм, для получения протяженного филамента. В результате спектрального уширения при филаментации на выходе кюветы формировался высокостабильный импульс с длительностью 17 фс, энергией 0.27 мДж, одной пространственной модой и синхронизацией фазы несущей.

## 4. Множественная филаментация

Импульсное излучение, пиковая мощность которого в десятки и более раз превышает критическую мощность самофокусировки, формирует множество филаментов. Это является неизбежным следствием пространственно-модуляционной неустойчивости интенсивного светового поля в среде с кубической нелинейностью [15]. Начальная стадия множественной филаментации определяется мелкомасштабной самофокусировкой во временных слоях импульса, в которых формируются нелинейные фокусы. Центрами зарождения нелинейных фокусов являются

возмущения интенсивности и фазы светового поля, которые могут быть обусловлены распределением излучения на выходной апертуре лазерной системы, естественными флуктуациями показателя преломления в среде и рассеянием на частицах.

#### 4.1. Формирование множества филаментов

Образование нелинейных фокусов на начальной стадии зарождения множества филаментов вызывает перераспределение интенсивности в поперечном сечении пучка, которое зависит от энергии импульса и геометрии возмущений на выходе лазерной системы. В экспериментах [21] на малых расстояниях наблюдалось образование трех-четырёх максимумов плотности энергии в поперечном сечении пучка, не все из которых приводят к формированию филаментов. В [190] пучок с неунимодальным распределением плотности энергии в поперечном сечении при пиковой мощности, в 25 раз превышающей критическую мощность самофокусировки, вначале распадался, образуя два максимума в поперечном сечении, которые в дальнейшем сливались, формируя один филамент. Как было показано в работе [191], между нелинейными фокусами, формирующимися из близко расположенных возмущений, возникает энергетическая конкуренция, которая может привести к затягиванию начала образования филаментов при распространении импульса. В результате расстояние до зарождения филамента не убывает монотонно с увеличением мощности импульса, а возрастает в окрестности значений мощности, при которых число филаментов увеличивается. Распад пучка с азимутальной модуляцией распределения интенсивности в поперечном сечении численно исследован в [192].

В экспериментах [95, 121] с коллимированным импульсным излучением (800 нм, 45 фс, 7–14 мДж) филаменты формировались в воздухе из крупномасштабных возмущений начального профиля пучка независимо друг от друга. Однако при увеличении энергии до 40 мДж образовывался пучок из многих филаментов, которые зарождались на разных расстояниях от выходной апертуры лазера и были нерегулярно расположены в поперечном сечении. При таких параметрах импульса возмущения интенсивности, поперечный размер которых составляет  $\sim 0.1$  см, нарастают с наибольшим инкрементом вследствие модуляционной неустойчивости [15]. Филаменты, зарождающиеся на мелкомасштабных возмущениях начального профиля пучка, расположены случайно, и их положение в общем случае нерегулярно меняется от импульса к импульсу [193].

В экспериментах [194] по множественной филаментации с использованием системы Teramobile (100 фс, 230 мДж, пиковая мощность в 700 раз превышает критическую мощность самофокусировки) вначале образовывались крупномасштабные «горячие» зоны, соответствующие плотным множествам филаментов, зарождающихся в областях наиболее сильных флуктуаций в начальном распределении интенсивности. Через несколько метров в окрестности этих зон возникают сотни отдельных филаментов, которые регистрируются в виде мелкомасштабных «горячих» точек и которые в дальнейшем занимают все сечение пучка. Согласно результатам численного моделирования [195], число филаментов и расстояние до их образования обратно пропорциональны давлению воздуха.

Сценарий формирования множественной филамента-

ции излучения с возмущениями интенсивности на начальном профиле пучка изучен в работах [193, 196]. Из начальных возмущений зарождаются первичные филаменты, вокруг которых образуются кольцевые структуры, вызванные дефокусировкой излучения в лазерной плазме. При интерференции колец, расходящихся от близко расположенных филаментов, возникают максимумы интенсивности, которые становятся центрами зарождения «дочерних» филаментов. В результате энергетической конкуренции между «родительскими» и «дочерними» филаментами часть из них исчезает, а сформировавшиеся в дальнейшем филаменты могут породить новые. С увеличением расстояния число филаментов уменьшается вследствие потерь энергии и дифракционной расходимости, снижающей энергию резервуара, восполняющего энергию филаментов.

Стохастическим характером формирования множества филаментов объясняется, в частности, «замирание» сигнала флуоресценции от молекул азота в плазменных каналах при импульсно-периодическом зондировании атмосферы. При более плотном расположении начальных возмущений формируется больше «дочерних» филаментов, увеличиваются концентрация электронов в плазменных каналах и, следовательно, стабильность и величина сигнала флуоресценции [197, 198]. Динамический сценарий множественной филаментации подтверждают результаты экспериментов на мощной лазерной установке Extreme Light (XL)-II (800 нм, 30 фс, 640 мДж), в которых при слабой фокусировке в воздухе зарегистрировано зарождение доминирующих филаментов на начальных возмущениях интенсивности, образование вокруг них мелких «дочерних» филаментов, их распад и слияние [199]. Пространственно-временная картина зарождения и распада филаментов, а также возникновения новых филаментов в пучке с крупномасштабными гармоническими возмущениями интенсивности в поперечном сечении, полученная численно в работе [200], определена ее авторами, как оптическая турбулентность в импульсе.

#### 4.2. Суперконтинуум множества филаментов

В формировании суперконтинуума при множественной филаментации определяющую роль играют пространственная когерентность и частотно-угловой спектр широкополосного излучения, которое генерируют филаменты. Излучение фемтосекундной длительности имеет высокую когерентность, и источники суперконтинуума, возникающие в филаментах одного импульса, являются когерентными [137, 201]. Источники длинноволнового компонента суперконтинуума находятся на осях филаментов, и пространственное распределение суперконтинуума в этой области спектра представляет собой совокупность осесимметричных пиков с центрами на оси соответствующих филаментов. В коротковолновой области наблюдается интерференция колец конической эмиссии суперконтинуума, расходящихся от каждого филамента [196]. В пучке из множества хаотически расположенных филаментов интерференционная картина приобретает причудливый вид, ее размер увеличивается вследствие угловой расходимости конической эмиссии [32]. С увеличением расстояния, как и в режиме одного филамента, увеличивается эффективность преобразования в излучение суперконтинуума. Уширение частотного спектра импульса в режиме множественной филаментации и интер-

ференция коротковолнового крыла суперконтинуума исследованы в воде [202, 203].

## 5. Управление филаментацией

Формирование филаментов происходит в результате перераспределения интенсивности излучения как в пространстве при нелинейной рефракции, связанной с кубической и плазменной нелинейностями, так и во времени вследствие фазовой самомодуляции, дисперсии и волновой нестационарности нелинейности. Тем самым возможны два типа управления филаментацией: управление во времени, осуществляемое изменением длительности и начальной модуляции фазы импульса, и управление в пространстве, при котором меняются фокусировка, распределения интенсивности и фазы излучения в поперечном сечении пучка.

### 5.1. Фазовая модуляция как способ управления

При филаментации материальная дисперсия среды приводит к трансформации временного профиля лазерного импульса и его распаду на несколько пиков [204–206]. При этом материальная дисперсия оказывается существенной и в тех случаях, когда дисперсионная длина начального лазерного импульса на один-два порядка превышает длину самофокусировки, поскольку длительность субпиков может уменьшаться до нескольких фемтосекунд. «Расплывание» импульса вследствие дисперсии групповой скорости снижает эффективность локализации энергии в филаменте с увеличением расстояния.

Влияние начальной фазовой модуляции импульса на образование филамента определяется двумя факторами [134]. Первый, квазистационарный, состоит в уменьшении начальной мощности во временных слоях и не зависит от знака фазовой модуляции. Длительность импульса при фазовой модуляции увеличивается, пиковая мощность уменьшается и расстояние до зарождения филамента возрастает в соответствии с выражением (4). Второй фактор, динамический, заключается в предварительной компенсации дисперсии групповой скорости и зависит от знака фазовой модуляции. В среде с нормальной дисперсией импульс с отрицательной фазовой модуляцией сжимается, и его пиковая мощность возрастает при распространении. Увеличение мощности во временных слоях импульса, вызванное его компрессией при отрицательной фазовой модуляции, уменьшает расстояние до начала филамента. Для оценки этого расстояния сверху применима формула (4) с пиковой мощностью для фазово-модулированного импульса.

С помощью отрицательной фазовой модуляции филаменты, образованные в коллимированном пучке диаметром 3.8 мм, смещались вдоль его оси на расстояния до 30 м [21]. Для увеличения протяженности филамента на километровых расстояниях в [23, 24] использовалась предварительная компенсация дисперсии групповой скорости за счет отрицательной фазовой модуляции. Различные режимы филаментации при энергии импульса 190 мДж наблюдались в [63, 207] на горизонтальных трассах в воздухе при увеличении его длительности от 200 фс до 9.6 пс при начальной фазовой модуляции (рис.3). На вертикальных трассах для импульсов тераваттной мощности с фазовой модуляцией удалось получить плазменные каналы филаментов на высотах  $\sim 2$  км [208]. Мультипериодное импульсное излучение [26] (1.05 мкм, 570 фс,

26 Дж, 32 ТВт) формировало в воздухе сотни (до 400) филаментов, и независимо от начальной фазовой модуляции импульса источник белого света (положение которого соответствует началу филамента) регистрировался на одном и том же расстоянии – 19 м. Близкие к спектрально ограниченному импульсы длительностью 570 фс (32 ТВт) порождали относительно короткую область филаментации, которая заканчивалась уже на высоте 100 м, тогда как для фазово-модулированных импульсов длительностью 2.1 пс (9 ТВт) эта область простиралась на расстояние 350 м от лазерного источника.

При отрицательной начальной фазовой модуляции расширяется частотная полоса суперконтинуума и возрастает эффективность его генерации при филаментации в среде с нормальной дисперсией [24, 25]. Это объясняется увеличением концентрации энергии в области нелинейного взаимодействия вследствие «временной фокусировки» излучения. Как было показано в работе [134], максимальная эффективность генерации суперконтинуума, а также наибольшее увеличение расстояния до начала и протяженности филамента достигаются при условии, что длина компрессии импульса с начальной фазовой модуляцией равна длине нелинейной фокусировки или незначительно превышает ее.

### 5.2. Крупномасштабное управление. Эллиптические пучки

Фокусировка излучения, глобальное перераспределение интенсивности и масштабирование пучка в его поперечном сечении являются средствами крупномасштабного управления филаментацией. В сфокусированном излучении филамент зарождается перед перетяжкой пучка и существует за геометрическим фокусом линзы вследствие рефокусировки при пиковой мощности, значительно превышающей  $P_{cr}$  [87]. Слабая фокусировка излучения линзами с фокусными расстояниями  $F = 8$  и 30 м использовалась в эксперименте [22] для смещения области зарождения филамента. Возможность управления расстоянием до начала филамента посредством изменения угловой расходимости и пиковой мощности импульсного излучения (800 нм, 30 фс, 600 мДж) продемонстрирована в [209] на комплексе Extreme Light (XL)-II, оснащенный управляемым биморфным зеркалом для варьирования угловой расходимости выходного пучка. В [210] для изменения угловой расходимости фемтосекундного излучения использовалась простая телескопическая система из двух линз с изменяемым расстоянием между ними.

Совместное влияние фокусировки и начальной фазовой модуляции импульса на эффективность генерации суперконтинуума в воздухе численно исследовано в [211]. Показано, что при оптимальном управлении временной и пространственной фокусировками излучения энергия антистоксовых компонент в спектре импульса может достигать 5 % от энергии импульса. Возможность пространственно-временного управления филаментацией и генерацией суперконтинуума при распространении излучений на двух различных длинах волн рассмотрена в [212]. Если мощность каждого из импульсов мала для образования филаментов, то при их перекрытии, определяемом дисперсией групповых скоростей и временным запаздыванием, можно добиться появления филамента на заданном расстоянии.

Параметрами филамента можно управлять посредством масштабирования поперечного размера лазерного

пучка и использования эллиптического распределения интенсивности в его поперечном сечении. При увеличении начального радиуса пучка  $a$  расстояние до начала филамента  $z_{fil}$  возрастает, при уменьшении – сокращается в соответствии с выражением (4). Одновременно при поперечном сжатии начального пучка излучения возрастает линейная плотность электронов в плазменных каналах при множественной филаментации и увеличивается стабильность сигнала флуоресценции при фемтосекундном зондировании воздуха [213]. Увеличение отношения полуосей эллиптического распределения интенсивности в сечении пучка приводит к возрастанию критической мощности самофокусировки и дифракционной длины пучка и, как следствие, к увеличению расстояния до зарождения филамента [105, 106]. Кроме того, эллиптичность начального профиля пучка регулирует и стабилизирует положение филаментов, несмотря на наличие в нем начальных возмущений [214, 215]. Возможность получения двух разнесенных в пространстве филаментов в излучении с астигматизмом волнового фронта рассмотрена в [216].

### 5.3. Формирование упорядоченного массива филаментов

Для импульсов, мощность которых в сотни раз превышает критическую мощность самофокусировки, развиваются методы формирования упорядоченного массива большого числа филаментов. В работе [216] предложено создавать сильные градиенты светового поля в поперечном сечении пучка наложением масок с небольшим числом отверстий и кольцевых диафрагм. Для излучения с супергауссовым поперечным распределением интенсивности формируется кольцо, которое вследствие случайных флуктуаций распадается на совокупность филаментов, нерегулярно расположенных на этом кольце [217].

Общий подход к пространственной регуляризации множества филаментов посредством регулярной модуляции амплитуды или фазы светового поля в поперечном сечении пучка развит в [218, 219]. Экспериментально и численно показано, что периодическая модуляция интенсивности может подавить стохастическую филаментацию, вызванную случайными флуктуациями поперечного профиля интенсивности. При этом, как следует из результатов статистических расчетов [220], наибольшая эффективность пространственной регуляризации множества филаментов достигается при поперечной периодической модуляции интенсивности, на один период которой приходится мощность, в 3.1–3.2 раза превышающая критическую мощность самофокусировки в среде. Метод периодической модуляции интенсивности импульса с помощью сетки применен в [221] для формирования упорядоченного массива каналов с модифицированным показателем преломления в плавленом кварце, наведенных плазмой множества филаментов.

Фазовая модуляция светового поля в поперечном сечении пучка, в отличие от амплитудной, не вносит потерь и является предпочтительной для мощного излучения. Регуляризация многих филаментов с помощью фазовой маски осуществлена в [222], с помощью спиральных фазовых пластинок, моделирующих дислокации волнового фронта, – в [223], а с помощью массива наклоненных к оптической оси линз и использования пучка с эллиптическим профилем – в [224]. Оптическое управле-

ние множественной филаментацией посредством микролинз, формируемых при нелинейно-оптическом взаимодействии двух перекрывающихся пучков излучения, продемонстрировано в [225]. При использовании сетки, модулирующей поперечное распределение интенсивности одного из пучков, в стекле ВК7 формировался массив из микролинз диаметром 500 мкм с фокусным расстоянием 37 мм, управление которым осуществлялось путем изменения времени запаздывания перекрывающихся импульсов. Возможность применения линзового массива для пространственной регуляризации стохастического пучка филаментов, который образуется при распространении импульса в турбулентной атмосфере, численно рассмотрена в [226].

## 6. Теоретические модели филаментации

### 6.1. Нелинейное уравнение для огибающей импульса

В теоретических исследованиях филаментации обычно используется метод медленно меняющихся амплитуд, который применим, если огибающая импульса содержит более десяти оптических осцилляций [150]\*.

Вследствие дисперсии керровской нелинейности при филаментации увеличивается крутизна заднего фронта импульса и возникает ударная волна огибающей [150]. В этой ситуации стандартный переход к уравнению для медленно меняющейся амплитуды, так называемому нелинейному уравнению Шредингера, при котором удерживаются члены первого порядка малости, не позволяет описать этот эффект. В [227] развит подход, с помощью которого можно воспроизвести увеличение крутизны фронта импульса, возникновение ударной волны огибающей и связанное с этим сверхуширение его частотного спектра. В рамках этого подхода, который авторы [227] назвали приближением медленно меняющейся волны, получено уравнение для огибающей, расширяющее область применимости метода медленно меняющихся амплитуд на импульсное излучение, ширина спектра которого сравнима с несущей частотой, а длительность – с периодом оптических осцилляций. Для задачи о филаментации фемтосекундного лазерного импульса уравнение для его огибающей  $E(x, y, z, t)$  в этом приближении имеет вид [148, 151, 228–230]

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} = \left(1 - \frac{i}{\omega} \frac{\partial}{\partial t}\right)^{-1} \Delta_{\perp} E - k \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{i}{3} k \frac{\partial^3 k}{\partial \omega^3} \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} + \frac{2k^2}{n_0} \left[ \left(1 - \frac{i}{\omega} \frac{\partial}{\partial t}\right) \Delta n_K + \left(1 + \frac{i}{\omega} \frac{\partial}{\partial t}\right) \Delta n_P \right] E - ik\alpha E, \quad (6)$$

где  $\alpha$  – коэффициент поглощения. Первое слагаемое в правой части уравнения (6) описывает дифракцию пучка, второе и третье – дисперсию лазерного излучения, четвертое – изменение показателя преломления среды под действием керровской и плазменной нелинейностей и,

\*В [227] показано, что этот метод применим для импульсов, содержащих до 1.5 оптических осцилляций.

наконец, пятое – поглощение энергии излучения, вызванное нелинейной ионизацией среды лазерным излучением. Уравнение (6), в отличие от традиционного уравнения для медленно меняющейся амплитуды, содержит оператор  $[1 \pm (i/\omega)(\partial/\partial t)]$ , который появляется при удержании в разложении членов более высокого порядка малости по времени. Сравнение результатов численного моделирования филаментации на основе волнового уравнения – прямого следствия системы уравнений Максвелла – и в приближении медленно меняющейся волны показало, что спектры суперконтинуума, полученные обоими методами, совпадают в широком диапазоне длин волн и заметно различаются лишь в области частот свыше  $3.5\omega$  [231].

Аналогичное уравнение, описывающее материальную дисперсию среды в соответствии с формулой Селлмейера, получено в [232] для анализа пространственной и спектрально-временной трансформаций фемтосекундного излучения, жестко сфокусированного в плавный кварц. Различные варианты уравнений для огибающей импульса в приближении однонаправленного распространения рассмотрены в [233]. Для световых импульсов, содержащих несколько оптических периодов, получено уравнение для напряженности электрического поля, осциллирующего с оптической частотой [234, 235], которое можно рассматривать как обобщение различных модификаций уравнения для огибающей импульса. С помощью этого подхода исследованы пространственно-временная динамика светового поля, формирование голубого крыла суперконтинуума при распространении в прозрачном диэлектрике импульса, содержащего несколько оптических периодов, взаимодействие сверхкоротких импульсов при их попутном и встречном распространении [236–238].

Уравнение для медленно меняющейся волны (6), корректно описывающее изменение временного профиля импульса при филаментации, используется в первую очередь при исследовании уменьшения длительности импульса, трансформации его частотного спектра, генерации гармоник, формирования суперконтинуума. В задачах, связанных с анализом пространственной структуры филамента, на которую существенно не влияет увеличение крутизны фронта импульса, применимо нелинейное уравнение Шредингера, которое следует из уравнения (6) при замене оператора  $[1 \pm (i/\omega)(\partial/\partial t)]$  единицей.

Нестационарное нелинейное уравнение, описывающее филаментацию фемтосекундного излучения, в общем случае имеет размерность  $3D + 1$ , и его решение вызывает значительные вычислительные трудности. Для их преодоления используются алгоритмы расщепления, схемы с неоднородными расчетными сетками, адаптивным шагом интегрирования по эволюционной координате и другие приемы, повышающие эффективность численного анализа [106, 239, 240]. Вариационный метод исследования [241] применен к задаче о филаментации излучения в [242]. Уравнение для эффективного радиуса лазерного пучка при филаментации получено в [243], где дан качественный анализ эволюции характеристик пучка в режиме одного филамента.

## 6.2. Модели генерации плазмы

Приведем в наиболее общем виде выражение для изменения показателя преломления  $\Delta n_p$ , обусловленного генерацией лазерной плазмы при фотоионизации [244]:

$$\Delta n_p(x, y, z, t) = -\frac{\omega_p^2(x, y, z, t)}{2n_0[\omega^2 + v_c^2(x, y, z, t)]} \times \left[ 1 - i \frac{v_c(x, y, z, t)}{\omega} \right]. \quad (7)$$

Эффективная частота упругих столкновений электронов плазмы с атомами и молекулами среды  $v_c = N_0 v_e \sigma_c$  определяется среднеквадратичной скоростью электронов  $v_e = eE/(m_e \omega)$ , сечением электронных столкновений  $\sigma_c$  и концентрацией нейтральных частиц  $N_0$ . Скорость лавинной ионизации  $v_i$ , которая вызывает экспоненциальный рост концентрации электронов в плазме, такова:

$$v_i = \frac{1}{W} \frac{e^2 E^2}{2m_e(\omega^2 + v_c^2)} v_c, \quad (8)$$

где  $W$  – потенциал ионизации в случае газов или ширина запрещенной зоны для конденсированных сред.

В газах с атмосферной плотностью ( $N_0 \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) эффективная частота столкновений  $v_c$  много меньше оптической частоты  $\omega$ , концентрация электронов плазмы  $N_e$  в филаменте на три порядка меньше, чем нейтральных молекул ( $N_e/N_0 \leq 10^{-3}$ ), и вклад лавинной ионизации в генерацию электронов пренебрежимо мал. В этом приближении выражение (7) для приращения показателя преломления, обусловленного лазерной плазмой, сводится к выражению (2), и в правой части кинетического уравнения (3) исчезает слагаемое  $v_i N_e$ , описывающее лавинную ионизацию. Скорость генерации электронов  $R(I)$  определяется вероятностью процессов многофотонной и туннельной ионизации нейтральных атомов и молекул в сильном световом поле [86], которая согласно теории Келдыша [85] зависит от адиабатического параметра  $\gamma = (\omega\sqrt{2m_e W}/(eE))$ . Низкая напряженность светового поля  $E$ , при которой параметр  $\gamma \gg 1$ , соответствует многофотонной ионизации, высокая напряженность  $E$ , при которой  $\gamma \ll 1$ , – туннельной. Потенциал ионизации молекулы кислорода составляет 12.1 эВ, азота – 15.6 эВ, а порядки многофотонности  $K$  этих молекул для излучения на длине волны 800 нм равны соответственно 8 и 11. При многофотонной ионизации для скорости генерации электронов  $R(I)$  имеет место степенная зависимость  $R(I) = \sigma_K I^K$ . Коэффициент  $\sigma_K$  уменьшается с ростом  $K$ . Так, для кислорода  $\sigma_{K=8} = 2.8 \times 10^{-96} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{16} \cdot \text{Вт}^{-8}$ , а для азота  $\sigma_{K=11} = 6 \times 10^{-140} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{22} \cdot \text{Вт}^{-11}$  [3].

В филаменте, созданном излучением ближнего ИК диапазона, параметр  $\gamma$  для газовых компонентов воздуха близок к единице, и асимптотические оценки скорости ионизации в этом случае неприменимы. Экспериментально скорость фотоионизации молекул азота и кислорода при воздействии импульсного лазерного излучения на длине волны 800 нм определена в [245]. В этой работе показано, что модель Переломова – Попова – Терентьева [246] с феноменологически определенным эффективным зарядом  $Z_{\text{eff}}$  молекулярного иона обеспечивает наилучшее согласие с экспериментальными данными по сравнению с моделями Амосова – Делоне – Крайнова [247], Зоке [248] и другими при изменении интенсивности в диапазоне  $10^{13} - 10^{15} \text{ Вт/см}^2$ .

В конденсированных средах изменение концентрации электронов в плазме филамента определяется полевой и лавинной ионизациями, которые описываются кинетическим уравнением (3). Ширина запрещенной зоны состав-



ляет несколько электрон-вольт, интенсивность излучения в филаменте не превышает  $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, и переход электронов под действием поля в зону проводимости из валентной зоны обусловлен в основном многофотонным процессом [116, 249]. Например, для плавленого кварца ширина запрещенной зоны  $W = 7.6$  эВ, порядок многофотонности  $K = 5$  при воздействии излучением на длине волны 800 нм, коэффициент  $\sigma_{K=5} = 1.3 \times 10^{-55} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{10} \times \text{Вт}^{-5}$  [116]. Модель многофотонной полевой ионизации обычно применяется при численном моделировании филаментации в конденсированных средах (см., напр., [116, 136, 250]). Вместе с тем согласно [251] при филаментации излучения на длине волны 800 нм полевая ионизация плавленого кварца определяется как многофотонным, так и туннельным процессом. В [252] построена модель лавинной ионизации в прозрачных конденсированных средах как последовательность элементарных кинетических процессов взаимодействия интенсивного светового поля со свободными электронами, которая завершается ударной ионизацией.

## 7. Филаментация в атмосфере

Филаментация фемтосекундного лазерного излучения в реальной атмосфере как многокомпонентной среде охватывает широкий круг проблем. Одной из них является стохастическая множественная филаментация излучения тераваттной мощности, которая может быть вызвана флуктуациями показателя преломления в турбулентной атмосфере, рассеянием и поглощением излучения на частицах атмосферного аэрозоля.

### 7.1. Влияние атмосферной турбулентности

Флуктуации показателя преломления в атмосфере обуславливают случайный характер зарождения филаментов и их «блуждание». В экспериментальных и теоретических исследованиях (800 нм, 190 фс, 4.6 мДж, размер поперечного сечения 9.6 мм) установлено, что случайные смещения филаментов в плоскости поперечного сечения являются изотропными и их распределение подчиняется закону Рэлея [253, 254]. Средние смещения филамента в поперечном сечении пучка составили 0.5 мм на расстоянии 30 м и 1.3 мм на расстоянии 100 м.

В атмосфере случайные флуктуации показателя преломления воздуха инициируют стохастический распад пучка на множество филаментов при пиковой мощности излучения  $P_0 \gg P_{\text{cr}}$ . Фазовые флуктуации светового поля, вызванные турбулентностью, трансформируются во флуктуации интенсивности и, наряду с начальными флуктуациями, играют роль «затравки» для образования множества филаментов. В результате образуется множество филаментов, которые хаотически расположены в плоскости поперечного сечения пучка излучения и зарождаются на разных расстояниях от выходной апертуры лазерной системы. При этом от параметров атмосферной турбулентности существенно зависят зарождение, формирование и статистические характеристики пучка филаментов [255].

В работе [256] обнаружено уменьшение вероятности формирования филамента с ростом структурной постоянной  $C_n^2$  турбулентности в слое, расположенном перед началом филамента. Ближние к выходной апертуре слои турбулентного воздуха оказывают большее влияние на формирование филаментов, поскольку образовавшиеся

филаменты слабо подвержены влиянию флуктуаций показателя преломления в атмосфере [257]. Лабораторные эксперименты [258] по филаментации в протяженном турбулентном слое сфокусированного импульсного излучения (200 фс, 30 ГВт) показали, что разрушение филаментов возможно только при очень сильных флуктуациях, которые эквивалентны флуктуациям на атмосферной трассе длиной 4 км при сильной турбулентности со структурной постоянной  $C_n^2 = 0.5 \times 10^{-14} \text{ см}^{-2/3}$ . Из сравнения характерных размеров пространственных неоднородностей атмосферы и излучения можно заключить [259], что одни и те же флуктуации в воздухе являются мелкомасштабными на стадии зарождения филаментов и крупномасштабными для сформировавшихся филаментов. Поэтому турбулентность сильно влияет на зарождающиеся филаменты и слабо – на сформировавшиеся, что было подтверждено экспериментально [258].

Для импульсов, пиковая мощность которых незначительно превышает критическую мощность самофокусировки, на трассе со слабой турбулентностью ( $C_n^2 \approx 10^{-16} \text{ см}^{-2/3}$ ) возможно увеличение расстояния до начала образования филамента по сравнению со случаем регулярной среды [260, 261]. Это происходит, когда флуктуации показателя преломления вызывают только небольшие изменения первоначально гауссовой формы сечения пучка и, следовательно, увеличение расстояния до области выделения моды Таунса в пучке (см. разд.2 настоящей работы) или возникновение близко расположенных друг к другу возмущений, между которыми начинается энергетическая конкуренция, что замедляет развитие обоих филаментов [191, 193]. При достаточно сильных турбулентных флуктуациях число филаментов и среднее расстояние до начала первого филамента уменьшаются, а в отдельных импульсах он может не сформироваться вовсе [260].

С увеличением пиковой мощности входного излучения картина образования филаментов усложняется. Интерференция светового поля, расходящегося при дефокусировке в плазме филаментов, с полем, возмущенным турбулентностью, создает случайно расположенные центры зарождения «дочерних» филаментов [191, 240, 262]. При возрастании структурной постоянной  $C_n^2$  пучок случайно образующихся филаментов расширяется.

### 7.2. Рассеяние на частицах аэрозоля

В первом эксперименте [263] по филаментации лазерного излучения (150 фс, 2.5 ТВт, диаметр поперечного сечения пучка 3 см), выполненном на реальной атмосферной трассе, установлено, что филаменты могут формироваться при небольшом дожде, и зарегистрировано образование дифракционных колец при рассеянии импульса на частицах воды. Численные исследования [264] на основе стратифицированной модели [265] филаментации с учетом когерентного рассеяния излучения в дисперсной среде подтвердили экспериментальные результаты. Методом Монте-Карло было определено существование режимов одиночной либо множественной филаментации излучения в зависимости от концентрации и размеров частиц водного аэрозоля [266].

В лабораторных экспериментах по филаментации лазерного излучения в атмосферном аэрозоле [99, 267–269] было показано, что в аэродисперсной среде с высокой концентрацией водных частиц ( $10^5 \text{ см}^{-3}$ ) энергия импульсного излучения, а следовательно, и число филамен-

тов уменьшаются из-за рассеяния. Это подтверждает численный анализ, выполненный при замене аэрозоля сплошной поглощающей средой [270].

В экспериментах [99] по взаимодействию филамента с отдельно расположенными водными каплями диаметром от 30 до 100 мкм обнаружено, что «крупная» частица, сравнимая с диаметром филамента, оказывает ничтожно малое влияние на дальнейший процесс филаментации, что объясняется существованием резервуара энергии, поддерживающего филаментацию (см. разд.2). Теоретически влияние отдельной капли на филамент рассмотрено в работе [271] в приближении простейшей модели, в которой частица представлялась поглощающим диском.

### 7.3. Филаментация на километровой дистанции

Для атмосферных приложений большое значение имеет возможность формирования филаментов на удаленном расстоянии, например несколько километров, от лазерной системы. Одним из способов увеличения расстояния до области образования филаментов является масштабирование пучка [272]. Увеличение поперечного размера пучка в целом и пространственных масштабов его неоднородностей задерживает развитие мелкомасштабной самофокусировки и, как следствие, стохастической филаментации. При этом на протяженных атмосферных трассах наиболее эффективно сочетание масштабирования пучка излучения, его фокусировки и начальной фазовой модуляции. В [273, 274] численно показано, что отрицательная фазовая модуляция не только смещает начало филамента в воздухе, но и может изменять характер рефокусировки, увеличивая протяженность области филаментации, в то время как с помощью фокусировки пучка можно контролировать непрерывность плазменного канала филамента [275]. Для приближенных расчетов филаментации фазово-модулированного импульсного излучения на километровых трассах была предложена полуаналитическая модель [276], которая учитывает влияние турбулентных флуктуаций показателя преломления на развитие множественной филаментации на атмосферных трассах.

### 7.4. Филаментация на больших высотах

Особенности филаментации фемтосекундного излучения на больших высотах и вертикальных атмосферных трассах обусловлены зависимостью плотности воздуха от высоты и, как следствие, возрастанием критической мощности самофокусировки с увеличением высоты. На вертикальной трассе филаменты образуются на большем расстоянии, чем на горизонтальной, и при множественной филаментации их число уменьшается. Это подтверждают эксперименты, выполненные в [263] на горизонтальной трассе длиной 325 м на высоте 3.2 км над уровнем моря. В [277] экспериментально и теоретически показано, что интенсивность излучения в филаменте не зависит от давления воздуха и, следовательно, его диаметр увеличивается с высотой. В экспериментах [278] установлено, что при уменьшении давления от 1 до 0.2 атм пиковая проводимость плазменного канала филамента остается постоянной, однако его длина уменьшается примерно в 1.5 раза. В [279] численно показано, что на вертикальных трассах при использовании фазово-модулированных импульсов можно сместить начало филамента вплоть до высоты 6.8 км.

## 8. Применение филаментации в атмосферной оптике

### 8.1. Зондирование окружающей среды. Фемтосекундный лидар

Излучение суперконтинуума, генерируемое фемтосекундным лазерным излучением при филаментации, перспективно использовать для зондирования окружающей среды [5, 22, 24, 280]. Во-первых, это импульсное излучение, возникающее в результате нелинейно-оптического преобразования, имеет фемтосекундную длительность, что обеспечивает высокое пространственное разрешение. Во-вторых, оно имеет широкий спектр, в котором лежат линии поглощения многих загрязняющих примесей и таких газов, как озон, пары бензола и толуола и др. [25]. Тем самым суперконтинуум филамента обеспечивает широкополосный спектрально-временной анализ многочастотного отклика исследуемой среды с высоким пространственным разрешением. По сравнению с двухволновым лидаром дифференциального поглощения, при использовании фемтосекундного лидара не возникает больших проблем при зондировании узких линий поглощения, таких, например, как у воды [23]. Ширина спектра континуума при филаментации существенно превышает, например, спектральный диапазон перестраиваемого ПГС-лидара [281]. Угловое распределение рассеяния суперконтинуума может дать информацию о размере капель и их концентрации внутри зондируемого слоя облаков [282].

Времяразрешенные спектры поглощения в видимой и ИК областях спектра получены в [283] с помощью излучения суперконтинуума, создаваемого при филаментации тераваттного фемтосекундного излучения. Полученные линии поглощения водяных паров совпадают с известными спектроскопическими данными, и их регистрация в полосе шириной 200 нм позволяет одновременно проводить измерения температуры воздуха и концентрации водяных паров. Возможность приблизить источник суперконтинуума (филамент) к объекту зондирования [208] и существование больших локальных градиентов показателя преломления, наведенных филаментом [284], повышают уровень принимаемого сигнала.

Следует отметить, что высокоинтенсивное излучение филаментов вызывает диссоциацию и многофотонное возбуждение молекул загрязняющих веществ. Характерные линии этой флуоресценции также могут быть использованы для дистанционной диагностики концентрации загрязняющих веществ, что обеспечивает дополнительный канал зондирования [4].

### 8.2. Флуоресцентная и эмиссионная спектроскопия, индуцированная филаментом

В лазерно-индуцированной эмиссионной спектроскопии (laser induced breakdown spectroscopy) используется излучение флуоресценции, которое возникает в плазме оптического пробоя, создаваемой мощным лазерным импульсом. Порог возникновения абляции мишени, сопровождающей оптический приповерхностный пробой, составляет для меди  $\sim 120 - 180$  мДж/см<sup>2</sup> [285, 286], что на порядок меньше плотности энергии в фемтосекундном филаменте, равной  $\sim 1$  Дж/см<sup>2</sup>. Таким образом, в режиме филаментации мощные фемтосекундные лазерные импульсы могут рассматриваться как перспективный спо-

соб доставки энергии для получения плазмы оптического пробоя и сигнала флуоресценции мишеней, удаленных на километровые расстояния. Этот метод получил название спектроскопии пробоя, индуцированного филаментацией (filament induced breakdown spectroscopy – FIBS). При множественной филаментации мультитераваттного лазерного излучения сигнал флуоресценции возрастает за счет суммирования вкладов источников, инициированных на мишени каждым филаментом.

Первые эксперименты по FIBS-спектроскопии удаленных металлических мишеней в атмосфере были выполнены в [29, 58] и позднее в [287, 288]. Из результатов, которые получены для мишени, удаленной на 180 м от источника импульсного излучения (795 нм, 75 фс, 350 мДж, 10 Гц), следует, что для получения максимальной флуоресценции необходимо сформировать филаменты за несколько метров до мишени [58]. Предельное расстояние зондирования для разрешения атомарных линий меди при использовании в приемной системе ICCD-камеры составило 150 м [29, 58]. Оценки, приведенные в [288], показывают, что на расстояниях  $\sim 1$  км при использовании для зондирования тераваттных лазерных систем можно получить достаточный для диагностики металлических мишеней FIBS-сигнал даже за один импульс. При переходе к лидарной схеме измерений FIBS-диагностика может быть осуществлена и на расстояниях нескольких километров [58]. При этом лимитирующим фактором выступает не приемная система, а расстояние, на котором происходит филаментация, т. е. возможность получения филаментов на больших расстояниях.

В [289] впервые с помощью филаментов, полученных с использованием импульсного УФ излучения (248 нм, 450 фс, 20 мДж), FIBS-спектроскопия реализована для дистанционной диагностики различных металлов и минералов. Применимость FIBS-схемы для удаленного детектирования аэрозолей биологического происхождения в атмосфере продемонстрирована в [290–292].

### 8.3. Управление высоковольтным разрядом

Одна из идей использования в прикладных задачах проводящих плазменных каналов филаментов заключается в создании контролируемого электрического разряда, в том числе для управления грозowymi молниями [24]. Основной мотивацией в этом случае является защита жизненно важных объектов от разряда молний.

В лабораторных экспериментах [293–295] для инициирования разряда филаментом через отверстия в центре плоских электродов, находящихся под напряжением в несколько мегавольт, в промежуток между ними, составлявший 2–4.5 м, вводилось излучение фемтосекундного лазера. При возникновении между электродами филаментов проводящий канал разряда становился регулярным и воспроизводимым, порог пробоя снижался на 30 %, время развития управляемого разряда уменьшалось. В [296] продемонстрирована возможность повышения эффективности управления с помощью «поддерживающего» второго наносекундного импульса с энергией в несколько сотен миллиджоулей.

В [30] показано, что в отличие от острой фокусировки лазерного пучка при филаментации основным «спусковым» механизмом для разряда служит джоулев нагрев воздуха в канале филамента с последующим созданием в нем пониженного давления, сопровождаемого соответствующим уменьшением порога пробоя. В [297] с по-

мощью пучка плазменных каналов получен непрерывный разряд длительностью более 1 с между двумя электродами, к которым приложено постоянное или переменное (50 Гц) напряжение. В [298] исследована временная и пространственная динамика пробоя, инициируемого филаментами, и обнаружено возникновение двух различных режимов пробоя: «медленного», с характерным временем порядка миллисекунды, и «быстрого», с характерным временем около нескольких микросекунд, при котором уменьшение порога пробоя составило 40 %.

Лабораторные эксперименты, имитирующие управление высоковольтным разрядом в плотном водяном облаке, выполнены в [299], натурные в условиях дождя – в [300]. При образовании пучка филаментов протяженностью  $\sim 100$  м излучением тераваттной лазерной системы, расположенной на высоте 3209 м над уровнем моря, зарегистрированы радиочастотные импульсы, связанные с электрическими процессами в грозowych облаках, которые были синхронизованы с образованием филаментов.

### 8.4. Динамические СВЧ волноводы

Плазменный канал филамента представляет собой тонкую токопроводящую нить с мгновенной длиной 1–3 м, которая «летит» вместе с лазерным импульсом на десятки и сотни метров. Такая динамическая нить может рассматриваться как виртуальная линия для направленной передачи электромагнитной энергии [301]. Динамика формирования виртуального цилиндрического волновода, состоящего из плазменных каналов множества филаментов, возможность увеличения его эффективной толщины за счет формирования многослойной структуры и оценки основных волновых параметров для СВЧ излучения рассмотрены в [302].

В эксперименте, подтверждающем высказанную идею, виртуальный плазменный волновод диаметром 4.5 см формировался более чем тысячей плазменных каналов, для образования которых использовалось сфокусированное гибким деформируемым зеркалом в кольцо импульсное излучение (800 нм, 27 фс, 1.5 Дж, 100 ТВт) [303]. На расстоянии 16 см зарегистрировано увеличение сигнала СВЧ излучения на длине волны 3 см в моменты формирования виртуального волновода. Возможность получения диэлектрического волновода из плазменных каналов филаментов обсуждается в [304].

## 9. Применение филаментации при создании элементов микрооптики

Высокая плотность мощности фемтосекундного излучения позволяет осуществлять фотоиндуцированную микромодификацию оптических материалов, не вызывая их термического разрушения. Впервые возможность применения излучения ближнего ИК диапазона для изменения показателя преломления оптических материалов была продемонстрирована в [31]. При фокусировке излучения вблизи поверхности образца возникал тепловой удар, вызывающий разрушение поверхности, тогда как при фокусировке в образец в фокальном пятне наблюдалось изменение показателя преломления материала без его разрушения при плотности энергии до 100 мДж/см<sup>2</sup>. Перемещением образца со скоростью 0.1–10 мм/с в перпендикулярном и параллельном распространению излучения направлениях осуществлялась запись линий микромодификации (рис.11).

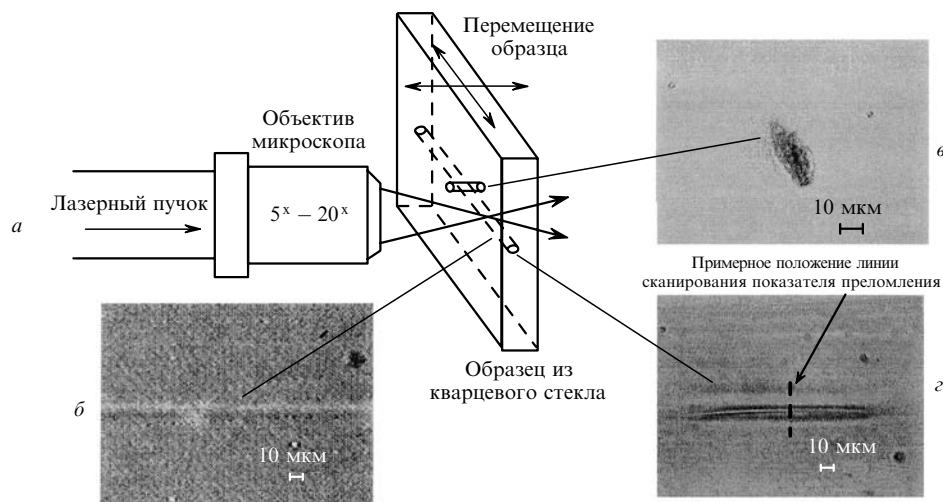


Рис.11. Схема записи микромодификаций в оптическом материале фемтосекундным лазерным излучением (а), вид сбоку волновода, полученного при перемещении образца в перпендикулярной направлению распространения импульса плоскости (б) и изображения поперечных сечений волноводов при продольном (е) и поперечном (z) перемещениях образца [31].

### 9.1. Микромодификация оптических материалов

Основные эксперименты были выполнены при сканировании образца, внутрь которого остро фокусируется излучение на длине волны 800 нм. С увеличением фотоэкспозиции при повышении энергии импульсов или снижении скорости сканирования образца приращение показателя преломления  $\Delta n$  насыщается, достигая  $3 \times 10^{-3}$  в чистом кварце и  $5 \times 10^{-3}$  в кварце, допированном бором [305]. При плотности энергии импульсов 8–10 Дж/см<sup>2</sup> приращение  $\Delta n$  составляет  $3 \times 10^{-4}$ , а приращение плотности материала – примерно 0.1 %, что эквивалентно изменению температуры кварца на 500 °С; при увеличении плотности энергии до 40 Дж/см<sup>2</sup> приращение  $\Delta n$  достигает  $500 \times 10^{-4}$ , а приращение плотности – примерно 11 %, что соответствует воздействию сильно локализованной ударной волны с амплитудой  $26 \times 10^9$  Па, возникающей при релаксации энергии лазерной плазмы в атомной решетке [306].

По изменению энергии запаздывающего пробного излучения, рассеянного на области модификации, создаваемой основным импульсным излучением (800 нм, 110 фс, 1 кГц) было определено, что время формирования плазмы и структурных изменений в материале равно  $\sim 35$  пс [307]. С помощью времязрешенных теневого и интерферометрических методов было показано [308], что концентрация электронов в лазерной плазме составляет  $5 \times 10^{19}$  см<sup>-3</sup>, а время электронных столкновений – 1.7 фс. Изменение кубической восприимчивости в наведенном канале микромодификаций исследовано в [309].

Существование различных режимов микромодификации в плавленном кварце и возникновение области двойного лучепреломления обнаружены в [310]. Первая необратимая модификация материала с  $\Delta n = 5 \times 10^{-3}$  является изотропной и может быть отождествлена при температуре 600 °С, а вторая, с  $\Delta n = 10^{-2}$ , соответствует возникновению локального двойного лучепреломления и сохраняется после отжига при температуре 900 °С в течение одного часа. Исследования, выполненные для сколов плавленного кварца, показали, что в материале возникают сдвиговые напряжения [311]. В плавленном кварце управляемое изменение показателя преломления происходит при воздействии импульсами с энергией 0.35–1.5 мкДж и длительностью от 130 до 230 фс [312]. Порог

микромодификации возрастает с уменьшением длительности импульса, образуя на плоскости энергия–длительность треугольную область допустимых параметров импульса для индуцирования в кварце приращения  $\Delta n = 2 \times 10^{-4} - 1.6 \times 10^{-3}$ . Результаты исследований, выполненных в [74, 312–314], позволяют оптимизировать параметры лазерных импульсов для формирования каналов микромодификаций в оптических материалах. Возможность использования излучения коммерческих волоконных лазеров на длине волны 1.55 мкм для микромодификаций в плавленном кварце продемонстрирована в работе [315].

В экспериментах по микромодификации материала в условиях филаментации излучения образец остается неподвижным и регистрируется трансформация наведенного канала при изменении времени экспозиции, длительности, энергии и поляризации импульсного излучения при слабой фокусировке [71, 316, 317]. Канал микромодификаций образуется в области филамента и с увеличением экспозиции растет в направлении, противоположном направлению распространения излучения [71]. Процесс роста канала насыщается, и его длина достигает 500 мкм при времени экспозиции 30 мин для импульсов с частотой повторения 1 кГц и энергией 0.7–2.3 мкДж при фокусировке излучения линзой с числовой апертурой  $NA = 0.05$ . С увеличением  $NA$  время насыщения и длина канала микромодификаций в кварце уменьшаются. При этом остаются неизменными диаметр канала, равный 1.7 мкм, и приращение в нем показателя преломления, равное  $0.8 \times 10^{-2}$ . При круговой поляризации воздействующего излучения сечение наведенного канала имеет форму круга, а при линейной – форму эллипса, у которого большая полуось совпадает с направлением поляризации [316]. В ниобий-теллуриевых стеклах изменение показателя преломления  $\Delta n = (1.1 - 4.6) \times 10^{-4}$  получено при перемещении образца параллельно направлению распространения фемтосекундного импульса [318].

Теоретические исследования изменения оптических свойств материалов при воздействии фемтосекундного излучения значительно отстают от экспериментальных. Анализ тепловой модели на примере кварца и боросиликатного стекла показал [319], что температура не является доминирующим фактором в модификации, поскольку

наблюдаемое увеличение показателя преломления  $\Delta n$  возможно лишь при таком повышении температуры, которое не достигается в рассмотренных режимах. Из оценки структурных изменений под действием ударной волны при релаксации лазерной плазмы следует, что приращение  $\Delta n$ , обусловленное изменением плотности образца, на порядок меньше измеренного. Генерация центров окраски при воздействии лазерного излучения может внести существенный вклад в изменение показателя преломления. Их концентрация достигает  $3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , что соответствует  $\Delta n \sim 10^{-3}$ . Однако температура отжига центров окраски значительно ниже температуры, соответствующей наведенному изменению показателя преломления. Общее представление о процессах в диэлектриках с широкой запрещенной зоной при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов дано в [249].

С помощью индуцированных филаментами микро-модификаций получены волноводные ответвители [320–322], гексагональные массивы связанных волноводов [323], дифракционные решетки [316], фокусирующие транспаранты [324] и другие элементы микрооптики [325].

## 10. Заключение

В настоящее время сформировалось новое направление – нелинейная оптика фемтосекундного филамента, которое охватывает широкий круг задач нелинейно-оптического взаимодействия фемтосекундного излучения со средой при его самолокализации в пространстве и во времени. Давно известное и вновь загадочное явление филаментации лазерного излучения ставит новые вопросы перед исследователями и открывает неожиданные области практического применения лазерной физики.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 08-02-00517а и 06-02-17508а.

## 11. Литература

- Кандидов В.П., Косарева О.Г., Бродюр А., Чин С.Л. *Оптика атмосферы и океана*, **10**, 966 (1997).
- Chin S.L., Hosseini S.A., Liu W., et al. *Can. J. Phys.*, **83**, 863 (2005).
- Couairon A., Mysyrowicz A. *Phys. Rep.*, **441**, 47 (2007).
- Berge L., Skupin S., Nuter R., et al. *Rep. Prog. Phys.*, **70**, 1633 (2007).
- Kasparian J., Wolf J.-P. *Opt. Express*, **16** (1), 466 (2008).
- Appl. Phys. B*, **77** (2003).
- Boyd R.W., Lukishova S.G., Shen Y.R. (Eds) *Self-focusing: Past and Present. Fundamentals and Prospects* (Topics in Applied Physics; Berlin: Springer, 2008, Vol. 114).
- Пилипешкий Н.Ф., Рустамов А.П. *Письма в ЖЭТФ*, **2** (2), 88 (1965).
- Аскаръян Г.А. *ЖЭТФ*, **42**, 1567 (1962).
- Chiao R.Y., Garmire E., Townes C.H. *Phys. Rev. Lett.*, **13**, 479 (1964).
- Hercher M. *J. Opt. Soc. Am.*, **54**, 563 (1964).
- Garmire E., Chiao R.Y., Townes C.H. *Phys. Rev. Lett.*, **16**, 347 (1966).
- Korobkin V.V., Alcock A.J. *Phys. Rev. Lett.*, **21**, 1433 (1968).
- Басов Н.Г., Крюков Н.Г., Сенатский Ю.В., Чекалин С.В. *ЖЭТФ*, **57**, 1175 (1969).
- Беспалов В.И., Таланов В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **3**, 471 (1966).
- Басов Н.Г., Зарицкий А.Р., Захаров С.Д. и др. *Квантовая электроника*, № 6 (12), 50 (1972).
- Fleck J.A. Jr., Layne C. *Appl. Phys. Lett.*, **22**, 467 (1973).
- Braun A., Korn G., Liu X., et al. *Opt. Lett.*, **20**, 73 (1995).
- Nibbering E.T.J., Gurley P.F., Grillon G., et al. *Opt. Lett.*, **21**, 62 (1996).
- Brodeur A., Kosareva O.G., Chien C.Y., et al. *Opt. Lett.*, **22**, 304 (1997).
- La Fontaine B., Vidal F., Jiang Z., et al. *Phys. Plasmas*, **6** (5), 1615 (1999).
- Wöste L., Wedekind C., Wille H., et al. *Laser und Optoelectronik*, **29** (5), 51 (1997).
- Wille H., Rodriguez M., Kasparian J., et al. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, **20**, 183 (2002).
- Kasparian J., Rodriguez M., Méjean G., et al. *Science*, **301** (5629), 61 (2003).
- Kasparian J., Sauerbrey R., Mondelain D., et al. *Opt. Lett.*, **25** (18), 1397 (2000).
- Bejot P., Bonacina L., Extermann J., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 151106 (2007).
- Luo Q., Xu H.L., Hosseini S.A., et al. *Appl. Phys. B*, **82**, 105 (2006).
- Méjean G., Kasparian J., Yu J., et al. *Appl. Phys. B*, **78**, 535 (2004).
- Stelmaszczyk K., Rohwetter Ph., Méjean G., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **85** (18), 3977 (2004).
- Tzortzakis S., Prade B.S., Franco M.A., et al. *Phys. Rev. E*, **64**, 057401 (2001).
- Davis K.M., Miura K., Sugimoto N., Hirao K. *Opt. Lett.*, **21**, 1729 (1996).
- Liu W., Hosseini S.A., Ferland B., et al. *New J. Phys.*, **6**, 1 (2004).
- Ting A., Gordon D.F., Briscoe E., et al. *Appl. Opt.*, **44**, 1474 (2005).
- Fujimoto M., Aoshima S., Hosoda M., Tsuchiya Y. *Opt. Lett.*, **24**, 850 (1999); *Phys. Rev. A*, **64**, 033813 (2001).
- Fujimoto M., Aoshima S., Tsuchiya Y. *Opt. Lett.*, **27**, 309 (2002).
- Potenza M.A.C., Minardi S., Trull J., et al. *Opt. Commun.*, **229**, 38 (2004).
- Matijošius A., Piskarskas R., Gaižauskas E., et al. *Nonlinear Anal.: Model. Control*, **9** (3), 259 (2004).
- Bragheri F., Liberale C., Degiorgio V., et al. *Opt. Commun.*, **256**, 166 (2005).
- Tzortzakis S., Franco M.A., Andre Y.-B., et al. *Phys. Rev. E*, **60**, R3505 (1999).
- Tzortzakis S., Prade B., Franco M., Mysyrowicz A. *Opt. Commun.*, **181**, 123 (2000).
- Gopal A., Minardi S., Tatarakis M. *Opt. Lett.*, **32**, 1238 (2007).
- Liu J.S., Duan Z.L., Zeng Z.N., et al. *Phys. Rev. E*, **72**, 026412 (2005).
- Deng Y.P., Zhu J.B., Ji Z.G., et al. *Opt. Lett.*, **31** (4), 546 (2006).
- Yu J., Mondelain D., Kasparian J., et al. *Appl. Opt.*, **42**, 7117 (2003).
- Proulx A., Talebpour A., Petit S., Chin S.L. *Opt. Commun.*, **174**, 305 (2000).
- Букин В.В., Гарнов С.В., Малютин А.А., Стрелков В.В. *Квантовая электроника*, **37**, 961 (2007).
- Moll K.D., Gaeta A.L. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 203902 (2003).
- Hauri C.P., Lopez-Martens R.B., Blaga C.I., et al. *Opt. Lett.*, **32**, 868 (2007).
- Prade B., Franco M., Mysyrowicz A., et al. *Opt. Lett.*, **31**, 2601 (2006).
- Chin S.L., Théberge F., Liu W. *Appl. Phys. B*, **86**, 477 (2007).
- Kasparian J., Sauerbrey R., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **71**, 877 (2000).
- Becker A., Akozbek N., Vijayalakshmi K., et al. *Appl. Phys. B*, **73**, 287 (2001).
- Liu W., Petit S., Becker A., et al. *Opt. Commun.*, **202**, 189 (2002).
- Théberge F., Liu W., Simard P.Tr., et al. *Phys. Rev. E*, **74**, 036406 (2006).
- Schillinger H., Sauerbrey R. *Appl. Phys. B*, **68**, 753 (1999).
- Talebpour A., Abdel-Fattah M., Chin S.L. *Opt. Commun.*, **183**, 479 (2000).
- Chien C.Y., La Fontaine B., Desparois A., et al. *Opt. Lett.*, **25**, 578 (2000).
- Rohwetter Ph., Stelmaszczyk K., Wöste L., et al. *Spectrochim. Acta. Pt B*, **60**, 1025 (2005).
- Yang H., Zhang J., Li Y., et al. *Phys. Rev. E*, **66**, 016406 (2002).
- Hao Z.Q., Zhang J., Li Y.T., et al. *Appl. Phys. B*, **80**, 627 (2005).
- Luo Q., Yu J., Hosseini S.A., et al. *Appl. Opt.*, **44** (3), 391 (2005).
- Hui Yang, Jie Zhang, Yingjun Li, et al. *Phys. Rev. E*, **66**, 016406 (2002).
- Mechain G., D'Amico C., Andre Y.-B., et al. *Opt. Commun.*, **247**, 171 (2005).
- Liu W., Luo Q., Chin S.L. *Chinese Opt. Lett.*, **1**, 56 (2003).
- Mikalaukas D., Dubieties A., Danielius R. *Appl. Phys. B*, **75**, 899 (2001).
- Bejot P., Bonnet C., Boutou V., Wolf J.-P. *Opt. Express*, **15**, 13295 (2007).
- Schwarz J., Rambo P., et al. *Opt. Commun.*, **180**, 383 (2000).

68. Tzortzakis S., Lamouroux B., Chiron A., et al. *Opt. Lett.*, **25**, 1270 (2000).
69. Tzortzakis S., Lamouroux B., Chiron A., et al. *Opt. Commun.*, **197**, 131 (2001).
70. Naudeau M.L., Law R.J., Luk T.S., et al. *Opt. Express*, **14** (13), 6194 (2006).
71. Yamada K., Watanabe W., Toma T., et al. *Opt. Lett.*, **26**, 19 (2001).
72. Hiroshi Kumagai, Sung-Hak Cho, Kenichi Ishikawa, et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, 597 (2003).
73. Sudrie L., Couairon A., Franco M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 186601 (2002).
74. Nguyen N.T., Salimonia A., Liu W., et al. *Opt. Lett.*, **28**, 1591 (2003).
75. Косарева О.Г., Григорьевский А.В., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **35**, 1013 (2005).
76. Gordienko V.M., Makarov I.A., Mikheev P.M., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5399**, 96 (2003).
77. Chutko E.A., Gordienko V.M., Kirillov B.A., et al. *Laser Phys.*, **13**, 1102 (2003).
78. Papazoglou D.G., Zergioti I., Tzortzakis S. *Opt. Lett.*, **32**, 2055 (2007).
79. Minardi S., Gopal A., Tatarakis M., et al. *Opt. Lett.*, **33**, 86 (2008).
80. Schroeder H., Chin S.L. *Opt. Commun.*, **234**, 399 (2004).
81. Liu W., Kosareva O., Golubtsov I.S., et al. *Appl. Phys. B*, **76**, 215 (2003).
82. Dubietis A., Tamosauskas G., Diomin I., Varanavicius A. *Opt. Lett.*, **28**, 1269 (2003).
83. Dubietis A., Couairon A., Kusinskas E., et al. *Appl. Phys. B*, **84**, 439 (2006).
84. D'Amico C., Prade B., Franco M., Mysyrowicz A. *Appl. Phys. B*, **85**, 49 (2006).
85. Келдыш Л.В. *ЖЭТФ*, **47**, 1945 (1964).
86. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. *Нелинейная ионизация атомов лазерным излучением* (М.: Физматлит, 2001).
87. Lange H.R., Grillon G., Ripoche J.-R., et al. *Opt. Lett.*, **23**, 120 (1998).
88. Kosareva O.G., Kandidov V.P., Brodeur A., Chin S.L. *J. Nonlinear Opt. Physics Mat.*, **6**, 485 (1997).
89. Луговой В.Н., Прохоров А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **7**, 153 (1968).
90. Giuliano C.R., Marburger J.H. *Phys. Rev. Lett.*, **27**, 905 (1971).
91. Коробкин В.В., Прохоров А.М., Серов Р.В., Щелев М.Я. *Письма в ЖЭТФ*, **11**, 153 (1970).
92. Loy M.T., Shen Y.R. *Phys. Rev. Lett.*, **22**, 994 (1969).
93. Голубцов И.С., Кандидов В.П., Косарева О.Г. *Оптика атмосферы и океана*, **14**, 335 (2001).
94. Chin S.L., Akozbek N., Proulx A. *Opt. Commun.*, **188**, 181 (2001).
95. Chin S.L., Petit S., Liu W., et al. *Opt. Commun.*, **210**, 329 (2002).
96. Mlejnek M., Wright E.M., Moloney J.V. *Opt. Lett.*, **23**, 382 (1998).
97. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Колтун А.А. *Квантовая электроника*, **33**, 69 (2003).
98. Dubietis A., Gaizauskas E., Tamosauskas G., Di Trapani P. *Phys. Rev. Lett.*, **29**, 253903 (2004).
99. Courvoisier F., Boutou V., Kasparian J., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **83** (2), 213 (2003).
100. Liu W., Cravel J.-F., Theberge F., et al. *Appl. Phys. B*, **80**, 857 (2005).
101. Talebpour A., Petit S., Chin S.L. *Opt. Commun.*, **171**, 285 (1999).
102. Liu W., Chin S.L., Kosareva O.G., et al. *Opt. Commun.*, **225**, 193 (2003).
103. Marburger J.H. *Prog. Quant. Electr.*, **4**, 35 (1975).
104. Fibich G., Gaeta A.L. *Opt. Lett.*, **25**, 335 (2000).
105. Fibich G., Ilan B. *J. Opt. Soc. Am. B*, **17**, 1749 (1999).
106. Кандидов В.П., Федоров В.Ю. *Квантовая электроника*, **34**, 1163 (2004).
107. Petit S., Talebpour A., Proulx A., Chin S. *Opt. Commun.*, **175**, 323 (2000).
108. Hellwarth R.W., Pennington D.M., Hennesian M.A. *Phys. Rev. A*, **41**, 2766 (1990).
109. Nibbering E.T.J., Grillon G., Franco M.A., et al. *Opt. Soc. Am. B*, **14**, 650 (1997).
110. Liu W., Chin S.L. *Opt. Express*, **13**, 5750 (2005).
111. Mizrahi V., Shelton D.P. *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 696 (1985).
112. Федоров В.Ю., Кандидов В.П. *Оптика и спектроскопия*, **105**, 291 (2008).
113. Auston D.H., in *Ultrashort Light Pulses* (Berlin: Springer, 1977).
114. Brodeur A., Chin S.L. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 4406 (1998).
115. Smith W.L., Liu P., Bloembergen N. *Phys. Rev. A*, **15**, 2396 (1977).
116. Tzortzakis S., Sudrie L., Franco M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 213902 (2001).
117. Hellwarth R., Cherlow J., Yang T.-T. *Phys. Rev. B*, **11**, 964 (1975).
118. Oleinikov P.A., Platonenko V.T. *Laser Phys.*, **3**, 618 (1993).
119. Ripoche J.-F., Grillon G., Prade B., et al. *Opt. Commun.*, **135**, 310 (1997).
120. Chiron A., Lamouroux B., Lange R., et al. *Eur. Phys. J. D*, **6**, 383 (1999).
121. Андриakov К.Ю., Кандидов В.П., Косарева О.Г. и др. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **66** (8), 1091 (2002).
122. Babin A.A., Kartashov D.V., Kiselev A.M., et al. *Appl. Phys. B*, **75**, 509 (2002).
123. Ranka J.K., Windeler R.S., Stentz A.J. *Opt. Lett.*, **25**, 25 (2000).
124. Fedotov A.B., Zheltikov A.M., Tarasevitch A.P., von der Linde D. *Appl. Phys. B*, **73**, 181 (2001).
125. Shimizu F. *Phys. Rev. Lett.*, **19**, 1097 (1967).
126. Gustafson T.K., Taran J.P., Haus H.A., et al. *Phys. Rev.*, **177**, 306 (1969).
127. Alfano R.R., Shapiro S.L. *Phys. Rev. Lett.*, **24**, 592 (1970).
128. Alfano R.R., Hope L.L., Shapiro S.L. *Phys. Rev. A*, **6**, 433 (1972).
129. Nishioka H., Odajima W., Ueda K., Takuma H. *Opt. Lett.*, **20**, 2505 (1995).
130. Trushin S.A., Panja S., Kosma K., et al. *Appl. Phys. B*, **80**, 399 (2005).
131. Bejot P., Kasparian J., Salmon E., et al. *Appl. Phys. B*, **87**, 1 (2007).
132. Hui Yang, Jie Zhang, Qiuju Zhang, et al. *Opt. Lett.*, **30**, 534 (2005).
133. Skupin S., Berge L. *Opt. Commun.*, **280**, 173 (2007).
134. Голубцов И.С., Кандидов В.П., Косарева О.Г. *Квантовая электроника*, **33**, 525 (2003).
135. Mejean G., Kasparian J., Salmon E., et al. *Appl. Phys. B*, **77**, 357 (2003).
136. Kolesik M., Katona G., Moloney J.V., Wright E.M. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 043905 (2003).
137. Chin S.L., Brodeur A., Petit S., et al. *J. Nonlinear Opt. Physics Mat.*, **8**, 121 (1999).
138. Nagura Ch., Suda A., Kawano H., et al. *Appl. Opt.*, **41**, 3735 (2002).
139. Dharmadhikari A.K., Rajgara F.A., Reddy N.C., et al. *Opt. Express*, **12**, 695 (2004).
140. Dharmadhikari A.K., Rajgara F.A., Mathur D. *Appl. Phys. B*, **80**, 61 (2005); **82**, 575 (2006).
141. Corkum P.B., Rolland C., in *Atomic and Molecular Processes with Short Intense Laser Pulses*. (NATO ASI Ser. Phys. B; New York: Plenum Press, 1987, Vol. 171, p. 157).
142. Siders C.W., Turner N.C., Downer M.C., et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **13**, 330 (1996).
143. Golub I. *Opt. Lett.*, **15**, 305 (1990).
144. Xing Q., Yoo K.M., Alfano R.R. *Appl. Opt.*, **32**, 2087 (1993).
145. Grenshaw M.E., Cantrell C.D. *Phys. Rev. A*, **39**, 126 (1989).
146. Rae S.C. *Opt. Commun.*, **104**, 330 (1994).
147. Kosareva O.G., Kandidov V.P., Brodeur A., et al. *Opt. Lett.*, **22**, 1332 (1997).
148. Голубцов И.С., Косарева О.Г. *Оптический журнал*, **69**, 21 (2002).
149. Faccio D., Porras M.A., Dubietis A., et al. *Opt. Commun.*, **265**, 672677 (2006).
150. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988).
151. Kandidov V.P., Kosareva O.G., Golubtsov I.S., et al. *Appl. Phys. B*, **77**, 149 (2003).
152. Gaeta A.L. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 3582 (2000).
153. Trushin S.A., Kosma K., Fuß W., Schmid W.E. *Opt. Lett.*, **32**, 2432 (2007).
154. Голубцов И.С., Кандидов В.П., Косарева О.Г. *Квантовая электроника*, **34**, 348 (2004).
155. Gaizauskas E., Vanagas E., Jarutis V., et al. *Opt. Lett.*, **31**, 80 (2006).
156. Компанец В.О., Чекалин С.В., Косарева О.Г. и др. *Квантовая электроника*, **36**, 821 (2006).
157. Couairon A., Gaizauskas E., Faccio D., et al. *Phys. Rev. E*, **73**, 016608 (2006).
158. Conti C., Trillo S., Di Trapani P., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 170406 (2003).
159. Faccio D., Matijusius A., Dubietis A., et al. *Phys. Rev. E*, **72**, 037601 (2005).
160. Faccio D., Averchi A., Lotti A., et al. *Opt. Express*, **16**, 1565 (2008).
161. Faccio D., Porras M., Dubietis A., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 193901 (2006).

- (2006).
162. Kolesik M., Wright E.M., Moloney J.V. *Opt. Express*, **13**, 10729 (2005).
163. Faccio D., Averchi A., Couairon A., et al. *Opt. Express*, **15**, 13077 (2007).
164. Moll K.D., Gaeta A. *Opt. Lett.*, **29**, 995 (2004).
165. Berge L., Skupin S. *Phys. Rev. E*, **71**, 065601 (2005).
166. Porras M.A., Dubietis A., Matijošius A., et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **24**, 581 (2007).
167. Fedotov A.B., Koroteev N.I., Loy M.M.T., et al. *Opt. Commun.*, **133**, 587 (1997).
168. Akozbek N., Iwasaki A., Becker A., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **89** (14), 143901 (2002).
169. Yang H., Zhang J., et al. *Phys. Rev. E*, **67** (1), 015401 (2003).
170. Peatross J., Backus S., Zhou J., et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **15**, 186 (1998).
171. Theberge F., Akozbek N., Liu W., et al. *Opt. Commun.*, **245**, 399 (2005).
172. Alexeev I., Ting A.C., Gordon D.F., et al. *Opt. Lett.*, **30** (12), 1503 (2005).
173. Lange H.R., Chiron A., Ripoche J.-F., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 1611 (1998).
174. Painter J.C., Adams M., Brimhall N., et al. *Opt. Lett.*, **31**, 3471 (2006).
175. Theberge F., Akozbek N., Liu W., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 023904 (2006).
176. Takao Fuji, Takuya Horio, Toshinori Suzuki. *Opt. Lett.*, **32**, 2481 (2007).
177. Tzortzakakis S., Mechain G., Patalano G., et al. *Opt. Lett.*, **27** (21), 1944 (2002).
178. Akturk S., D'Amico C., Franco M., et al. *Phys. Rev. A*, **76**, 063819 (2007).
179. D'Amico C., Houard A., Franco M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 235002 (2007).
180. D'Amico C., Houard A., Franco M., et al. *Opt. Express*, **15**, 15274 (2007).
181. Sprangle P., Pecano J.R., Hafizi B., Kapetanacos C.A. *Phys. Rev. E*, **69** (6), 066415 (2004).
182. Ting-Ting Xi, Xin Lu, Jie Zhang. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 025003 (2006).
183. Hauri C.P., Kornelis W., Helbing F.W., et al. *Appl. Phys. B*, **79**, 673 (2004).
184. Hauri C.P., Guandalini A., Eckle P., et al. *Opt. Express*, **13** (19), 7541 (2005).
185. Xiaowei Chen, Xiaofang Li, Jun Liu, et al. *Opt. Lett.*, **32**, 2402 (2007).
186. Koprnikov I.G., Suda A., Wang P., Midorikawa K. *Phys. Rev. Lett.*, **84** (17), 3847 (2000).
187. Li R., Chen X., Liu J., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5708**, 102 (2005).
188. Kosareva O.G., Panov N.A., Uryupina D.S., et al. *Appl. Phys. B*, **8**, 2959 (2008).
189. Couairon A., Franco M., Mysyrowicz A., et al. *Opt. Lett.*, **30** (19), 2657 (2005).
190. Tzortzakakis S., Berge L., Couairon A., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 5470 (2001).
191. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Шленов С.А. и др. *Квантовая электроника*, **35**, 59 (2005).
192. Skupin S., Peschel U., Etrich C., et al. *Opt. Lett.*, **27** (20), 1812 (2002).
193. Hosseini S.A., Luo Q., Ferland B., et al. *Phys. Rev. A*, **70**, 033802 (2004).
194. Berge L., Skupin S., Lederer F., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **92** (22), 225002 (2004).
195. Champeaux S., Berge L. *Opt. Lett.*, **31** (9), 1301 (2006).
196. Косарева О.Г., Панов Н.А., Кандидов В.П. *Оптика атмосферы и океана*, **18**, 223 (2005).
197. Luo Q., Hosseini S.A., Liu W., et al. *Appl. Phys. B*, **80**, 35 (2005).
198. Panov N.A., Kosareva O.G., Kandidov V.P., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5708**, 91 (2005).
199. Zuo-Qiang Hao, Jie Zhang, Xin Lu, et al. *Opt. Express*, **14**, 773 (2006).
200. Mlejnek M., Kolesik M., Moloney J.V., Wright E.M. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 2938 (1999).
201. Chin S.L., Petit S., Borne F., Miyazaki K. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **38**, L126 (1999).
202. Cook K., Kar A.K., Lamb R.A. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 3861 (2003).
203. Méjean G., Kasparian J., Yu J., et al. *Appl. Phys. B*, **82**, 341 (2006).
204. Ranka J.K., Schirmer R.W., Gaeta A.L. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 3783 (1996).
205. Mlejnek M., Wright E.M., Moloney J.V. *Opt. Express*, **4**, 223 (1999).
206. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Можяев Е.И., Тамаров М.П. *Оптика атмосферы и океана*, **13**, 429 (2000).
207. Mechain G., Couairon A., Andre Y.-B., et al. *Appl. Phys. B*, **79**, 379 (2004).
208. Rodrigues M., Bourayou R., Méjean G., et al. *Phys. Rev. E*, **69**, 036607 (2004).
209. Jin Z., Zhang J., Xu M.H., et al. *Opt. Express*, **13**, 10424 (2005).
210. Fibich G., Sivan Y., Ehrlich Y., et al. *Opt. Express*, **14**, 4946 (2006).
211. Кандидов В.П., Голубцов И.С., Косарева О.Г. *Квантовая электроника*, **34**, 348 (2004).
212. Kolesik M., Roskey D.E., Moloney J.V. *Opt. Lett.*, **32**, 2753 (2007).
213. Kosareva O.G., Panov N.A., Akozbek N., et al. *Appl. Phys. B*, **82**, 111 (2006).
214. Dubietis A., Tamošauskas G., Fibich G., Ilan B. *Opt. Lett.*, **29** (10), 1126 (2004).
215. Fedorov V.Yu., Kandidov V.P., Kosareva O.G., et al. *Laser Phys.*, **16**, 1 (2006).
216. Mechain G., Couairon A., Franco M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 035003 (2004).
217. Grow T.D., Ishaaya A.A., Vuong L.T., et al. *Opt. Express*, **14**, 5468 (2006).
218. Кандидов В.П., Аkozбек Н., Скалора М. и др. *Квантовая электроника*, **34**, 879 (2004).
219. Kandidov V.P., Akozbek N., Scalora M., et al. *Appl. Phys. B*, **80**, 267 (2004).
220. Kandidov V.P., Dormidonov A.E., Kosareva O.G., et al. *Appl. Phys. B*, **87**, 29 (2007).
221. Kosareva O.G., Ngyen T., Panov N.A., et al. *Opt. Commun.*, **267**, 511 (2006).
222. Rohwetter P., Queißer M., Stelmaszczyk K., et al. *Phys. Rev. A*, **77**, 013812 (2008).
223. Fisher M., Siders C., Johnson E., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6219**, 621907 (2006).
224. Fibich G., Eisenmann S., Ilan B., Zigler A. *Opt. Lett.*, **29** (15), 1772 (2004).
225. Liu J., Schroeder H., Chin S.L., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 161105 (2005).
226. Panov N.A., Kosareva O.G., Kandidov V.P., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5708**, 91 (2005).
227. Brabec T., Krausz F. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 3282 (1997).
228. Ranka J.K., Gaeta A.L. *Opt. Lett.*, **23**, 534 (1998).
229. Akozbek N., Scalora M., Bowden C.M., Chin S.L. *Opt. Commun.*, **191**, 353 (2001).
230. Sprangle P., Penano J.R., Hafizi B. *Phys. Rev. E*, **66**, 046418 (2002).
231. Kolesik M., Moloney J.V., Mlejnek M. *Phys. Rev. Lett.*, **89** (28), 283902 (2002).
232. Чжен Ц., Михайлова Ю.М., Платоненко В.Т. *Письма в ЖЭТФ*, **85**, 482 (2007).
233. Kolesik M., Moloney J.V. *Phys. Rev. E*, **70**, 036604 (2004).
234. Козлов С.А., Сазонов С.В. *ЖЭТФ*, **111**, 404 (1997).
235. Bespalov V.G., Kozlov S.A., Shpolyanskiy Y.A., Walmsley I.A. *Phys. Rev. A*, **66**, 013811 (2002).
236. Berkovsky A.N., Kozlov S.A., Shpolyanskiy Yu.A. *Phys. Rev. A*, **72**, 043821 (2005).
237. Бахтин М.А., Козлов С.А., Шполянский Ю.А. *Оптика и спектроскопия*, **74**, 24 (2007).
238. Буяновская Е.М., Козлов С.А. *Письма в ЖЭТФ*, **86**, 349 (2007).
239. Балашов А.Д., Пергамент А.Х. *Препринт ИПМ им. М.В.Келдыша РАН №40* (М., 2004).
240. Безбородов А.Е., Шленов С.А. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **70** (9), 1246 (2006).
241. Воробьев В.В. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **23**, 905 (1970).
242. Akozbek N., Bowden C.M., Talebpour A., Chin S.L. *Phys. Rev. E*, **61**, 4540 (2000).
243. Бульгин А.Д., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. *Оптика атмосферы и океана*, **20** (11), 973 (2007).
244. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда* (М.: Наука, 1992).
245. Talebpour A., Yang J., Chin S.L. *Opt. Commun.*, **163**, 29 (1999).
246. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. *ЖЭТФ*, **50**, 1393 (1966); Попов В.С. *УФН*, **174**, 921 (2004).
247. Амосов М.В., Делоне Н.Б., Крайнов В.П. *ЖЭТФ*, **91**, 2008 (1986).

248. Perry M.D., Landen O.L., Szoke A., Campbel F.M. *Phys. Rev. A*, **37**, 747 (1988).
249. Mao S.S., Quere F., Guizard S., et al. *Appl. Phys. A*, **79**, 1695 (2004).
250. Kenichi Ishikawa, Hiroshi Kumagai, Katsumi Midorikawa. *Phys. Rev. E*, **66**, 056608 (2002).
251. Couairon A., Sudrie L., Franco M., et al. *Phys. Rev. B*, **71**, 125435 (2005).
252. Rethfeld B. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 187401 (2004); *Phys. Rev. B*, **73**, 035101 (2006).
253. Chin S.L., Talebpour A., Yang J., et al. *Appl. Phys. B*, **74**, 67 (2002).
254. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Тамаров М.П. и др. *Квантовая электроника*, **29**, 73 (1999).
255. Shlenov S.A., Kandidov V.P., Kosareva O.G. *Techn. Dig. IQEC/LAT-2002* (Moscow, Russia, 2002, p. 53); *Techn. Progr. XI Conf. on Laser Optics (LO'2003)* (St.Petersburg, Russia, 2003, p. 43).
256. Ackermann R., Méjean G., Kasparian J., et al. *Opt. Lett.*, **31** (1), 86 (2006).
257. Шленов С.А., Кандидов В.П. *Оптика атмосферы и океана*, **17**, 637 (2004).
258. Salamé R., Lascoux N., Salmon E., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 171106 (2007).
259. Шленов С.А., Кандидов В.П. *Оптика атмосферы и океана*, **17**, 630 (2004).
260. Penano J.R., Sprangle P., Hafizi B., et al. *Phys. Plasmas*, **11** (5), 2865 (2004).
261. Kandidov V.P., Shlenov S.A., Kosareva O.G., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6733**, 67332M (2007).
262. Шленов С.А., Кандидов В.П. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **69** (8), 1121 (2005).
263. Mechain G., Méjean G., Ackermann R., et al. *Appl. Phys. B*, **80** (7), 785 (2005).
264. Kandidov V.P., Militsin V.O. *Appl. Phys. B*, **83**, 171 (2006); Кандидов В.П., Милицин В.О. *Оптика атмосферы и океана*, **19**, 765 (2006).
265. Милицин В.О., Кузьминский Л.С., Кандидов В.П. *Оптика атмосферы и океана*, **18**, 880 (2005).
266. Милицин В.О., Качан Е.П., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **36**, 1032 (2006).
267. Бочкарев Н.Н., Землянов А.А., Землянов А.А. и др. *Оптика атмосферы и океана*, **17** (12), 971 (2004).
268. Багаев С.Н., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. и др. *Оптика атмосферы и океана*, **20** (5), 413 (2007).
269. Méjean G., Kasparian J., Yu J., et al. *Phys. Rev. E*, **72** (2), 026611 (2005).
270. Zemlyanov A.A., Geints Yu.E. *Opt. Commun.*, **259** (2), 799 (2006).
271. Kolesik M., Moloney J.V. *Opt. Lett.*, **29** (6), 590 (2004).
272. Liu W., Théberge F., Daigle J.-F., et al. *Appl. Phys. B*, **85**, 55 (2006).
273. Nuter R., Skupin S., Berge L. *Opt. Lett.*, **30** (8), 917 (2005).
274. Nuter R., Berge L. *J. Opt. Soc. Am. B*, **23** (5), 874 (2006).
275. Couairon A., Franco M., Mechain G., et al. *Opt. Commun.*, **259**, 265 (2006).
276. Шленов С.А., Федоров В.Ю., Кандидов В.П. *Оптика атмосферы и океана*, **20**, 308 (2007).
277. Bernhardt J., Liu W., Chin S.L., Sauerbrey R. *Appl. Phys. B*, **91**, 45 (2008).
278. Mechain G., Olivier T., Franco M. *Opt. Commun.*, **261**, 322 (2006).
279. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. *Оптика атмосферы и океана*, **18**, 868 (2005).
280. Kasparian J., Bourayou R., Boutou V., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5226** (1), 238 (2003).
281. Гордиенко В.М., Холодных А.И., Прялкин В.И. *Квантовая электроника*, **30**, 839 (2000).
282. Bourayou R., Méjean G., Kasparian J., et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **22** (2), 369 (2005).
283. Rairoux P., Schillinger H., Niedermeier S., et al. *Appl. Phys. B*, **71**, 573 (2000).
284. Yu J., Mondelain D., Ange G., et al. *Opt. Lett.*, **26** (8), 533 (2001).
285. Rohwetter Ph., Yu J., Méjean G., Stelmaszczyk K. *J. Anal. Atom Spectrom.*, **19**, 437 (2004).
286. Hashida M., Semerok A.F., Gobert O., et al. *Appl. Surf. Sci.*, **197-198**, 862 (2002).
287. Liu W., Xu H.L., Méjean G., et al. *Spectrochim. Acta. Pt B*, **62**, 76 (2007).
288. Xu H.L., Bernhardt J., Mathieu P., et al. *J. Appl. Phys.*, **101**, 033124 (2007).
289. Tzortzakis S., Anglos D., Gray D. *Opt. Lett.*, **31** (8), 1139 (2006).
290. Xu H.L., Liu W., Chin S.L. *Opt. Lett.*, **31** (10), 1540 (2006).
291. Xu H.L., Méjean G., Liu W., et al. *Appl. Phys. B*, **87**, 151 (2007).
292. Daigle J.-F., Méjean G., Liu W., et al. *Appl. Phys. B*, **87** (4), 749 (2007).
293. La Fontaine B., Comtois D., Chien C.-Y., et al. *J. Appl. Phys.*, **88**, 610 (2000).
294. Rodrigues M., Sauerbrey R., Wille H., et al. *Opt. Lett.*, **27** (9), 772 (2002).
295. Ackermann R., Mechain G., Méjean G., et al. *Appl. Phys. B*, **82**, 561 (2006).
296. Mechain G., Ackermann R., Kasparian J., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 021101 (2006).
297. Houard A., D'Amico C., Liu Y., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 171501 (2007).
298. Fujii T., Miki M., Goto N., et al. *Phys. Plasmas*, **15**, 013107 (2008).
299. Ackermann R., Stelmaszczyk K., Rohwetter P., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 5781 (2004).
300. Kasparian J., Ackermann R., Andre Y.-B., et al. *Opt. Express*, **16**, 5757 (2008).
301. Валуев В.В., Кандидов В.П., Черепенин В.А. *Интеграл*, № 6, 6 (2006).
302. Dormidov A.E., Valuev V.V., Dmitriev V.L., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6733**, 67332S (2007).
303. Châteauneuf M., Payeur S., Dubois J., Kiefer J.-C. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 091104 (2008).
304. Musin R.R., Shneider M.N., Zheltikov A.M., Miles R.B. *Appl. Opt.*, **46**, 5593 (2007).
305. Homoele D., Wielandy S., Gaeta A.L., et al. *Opt. Lett.*, **24**, 1311 (1999).
306. Chan J.W., Huser T., Risbud S., Krol D.M. *Opt. Lett.*, **26**, 1726 (2001).
307. Sung-Hak Cho, Hiroshi Kumagai, Katsumi Midorikawa. *Opt. Commun.*, **207**, 243 (2002).
308. Quan Sun, Hongbing Jiang, Yi Liu, et al. *Opt. Lett.*, **30**, 320 (2005).
309. Zoubir A., Richardson M., Canioni L., et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **22**, 2138 (2005).
310. Sudrie L., Franco M., Prade B., Myzyrowicz A. *Opt. Commun.*, **171**, 279 (1999); **191**, 333 (2001).
311. Poumellec B., Sudrie L., Franco M., et al. *Opt. Express*, **11**, 1070 (2003).
312. Hengchang Guo, Hongbing Jiang, Ying Fang, et al. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **6**, 787 (2004).
313. Gattass R.R., Cerami R.L., Mazur E. *Opt. Express*, **14**, 5279 (2006).
314. Nguen N.T., Salimnia A., Chin S.L., Vallee R. *Appl. Phys. B*, **85**, 145 (2006).
315. Takayuki Tamaki, Wataru Watanabe, Hiroyuki Nagai, et al. *Opt. Express*, **14**, 6971 (2006).
316. Yamada K., Watanabe W., Nishii J., Itoh K. *J. Appl. Phys.*, **93**, 1889 (2003).
317. Onda S., Watanabe W., Yamada K., Itoh K. *J. Opt. Soc. Am. B*, **22**, 2437 (2005).
318. Tokyda Y., Saito M., Takahashi M., et al. *J. Non-Cryst. Solids*, **326-327**, 472 (2003).
319. Streltsov A.M., Borrelli N.F. *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**, 2496 (2002).
320. Watanabe W., Asano T., Yamada K., Itoh K. *Opt. Lett.*, **28**, 2491 (2003).
321. Minoshima K., Kowalevich A.M., Hartl I., et al. *Opt. Lett.*, **26**, 1516 (2001).
322. Chen H., Chen X., Xia Y., et al. *Opt. Express*, **15**, 5445 (2007).
323. Szameitt A., Blomer D., Burghoff J., et al. *Appl. Phys. B*, **82**, 507 (2006).
324. Yamada K., Watanabe W., Li Y., et al. *Opt. Lett.*, **29**, 1846 (2004).
325. Cheng Y., Sugioka K., Midorikawa K., et al. *Opt. Lett.*, **28**, 1144 (2003).