

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

От самофокусировки световых пучков — к филаментации лазерных импульсов

С.В. Чекалин, В.П. Кандидов

В 2012 г. исполнилось 50 лет со дня первой публикации, в которой было предсказано явление самофокусировки световых пучков. Возрождение интереса к явлению самофокусировки света в последнее десятилетие связано с прогрессом в создании мощных фемтосекундных лазерных установок, что позволило получать в газах и конденсированных средах протяжённые филаменты лазерного излучения с высокой плотностью энергии. Проведён ретроспективный анализ развития представлений о самовоздействии света — от самофокусировки лазерных пучков в 1960-х годах до филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в настоящее время. Представлено описание современного состояния этого быстро прогрессирующего направления нелинейной оптики и лазерной физики. Обсуждается единство и различие основных закономерностей явлений самофокусировки и филаментации лазерного излучения.

PACS numbers: 42.65.-k, 42.65.Jx, 42.65.Ky, 42.65.Re, 52.38.Hb

DOI: 10.3367/UFNr.0183.201302b.0133

Содержание

1. Введение. Эффекты самовоздействия лазерного излучения (133).
1.1. Самофокусировка света. Ранние работы. 1.2. Трансформация спектра при самофокусировке.
2. Самофокусировка в усиливающих средах (138).
2.1. Эффекты самовоздействия в генераторах ультракоротких импульсов и фемтосекундные лазеры (KLM-лазеры). 2.2. Эффекты самовоздействия в усилителях ультракоротких импульсов и выходные усилители мощных фемтосекундных лазерных систем (СРА-усилители).
3. Филаментация фемтосекундного излучения (144).
3.1. Первые работы и современные обзоры. 3.2. Филаментация и модель движущихся фокусов. 3.3. Множественная филаментация и мелкомасштабная самофокусировка. 3.4. Нелинейная оптика филамента. 3.5. Применения фемтосекундной филаментации.
4. Заключение (150).

Список литературы (150).

1. Введение. Эффекты самовоздействия лазерного излучения

В 2012 г. исполнилось 50 лет со времени опубликования в ЖЭТФ работы [1], в которой было предсказано явление самофокусировки световых пучков. Этот юбилей нераз-

рывно связан с 50-летиями изобретения лазера и рождения нелинейной оптики, которые отмечались в предыдущие годы. Только с созданием лазера стали возможными наблюдение и использование многих нелинейных явлений в оптике, среди которых самофокусировка света занимает особое место, поскольку вызывает возникновение множества других нелинейных эффектов благодаря лавинообразному увеличению концентрации световой энергии. В открытие явления самофокусировки и его исследование большой вклад внесли российские учёные, представляющие московские научные школы А.М. Прохорова, Н.Г. Басова, Р.В. Хохлова и нижегородскую школу В.И. Таланова.

Возрождение интереса к самофокусировке света в последнее десятилетие непосредственно связано с созданием мощных фемтосекундных лазерных установок, что позволило получать в газах и конденсированных средах протяжённые филаменты лазерного излучения с высокой плотностью энергии. Локализация лазерной энергии в объёме среды без каких-либо направляющих систем, образование плазменных каналов, генерация широкополосного излучения суперконтинуума и конической эмиссии в лазерном филаменте вновь привлекли внимание исследователей к изучению филаментации оптического излучения. В настоящее время опубликованы несколько обзоров, специальные выпуски научных журналов и монографии, посвящённые филаментации фемтосекундного лазерного излучения в различных средах и её применению. Особенно приятно отметить, что и на этом этапе заметная роль принадлежит российским исследователям. Эффекты фемтосекундной филаментации стали основой для развития новых лазерных технологий в экологии, биофизике, атмосферной оптике, микрооптике и других областях.

Эффекты самовоздействия мощных световых волн [2, 3] возникают вследствие того, что в сильном световом

С.В. Чекалин. Институт спектроскопии РАН,
142190 Троицк, Москва, Российская Федерация
Тел. (495) 851-02-37. Факс (495) 851-08-86

E-mail: schekalin@yandex.ru

В.П. Кандидов. Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова, физический факультет,
Ленинские горы, 119992 Москва, Российской Федерации
Тел. (495) 939-30-91. E-mail: kandidov@physics.msu.ru

Статья поступила 14 февраля 2012 г.,
после доработки 30 марта 2012 г.

поле значительный вклад в отклик среды, наряду с линейной поляризацией, вносит нелинейная поляризация, которая пропорциональна нечётным степеням электрической напряжённости. Физические причины возникновения нелинейного отклика среды весьма разнообразны. Степень проявления того или иного механизма оптической нелинейности определяется как свойствами среды, так и характеристиками излучения, такими как длительность импульса, поперечный размер пучка, интенсивность, поляризация и длина волны. Все механизмы возникновения нелинейности можно разбить на три категории, соответствующие различным физическим процессам:

- 1) эффекты Керра, электронный и ориентационный;
- 2) нелинейная поляризуемость, связанная с макроскопической трансформацией среды, которая вызвана изменением её плотности при электрострикции, адиабатическом и изобарическом процессах термализации поглощённой энергии излучения, а также при изменении концентрации свободных носителей в среде под действием интенсивного светового поля;
- 3) резонансные эффекты в усиливающих или поглощающих средах, связанные с насыщением.

Кратко остановимся на каждом из основных механизмов в отдельности.

• Электронный эффект Керра, обусловленный нелинейностью электронной поляризуемости атомов или молекул среды, связан с деформацией их оболочки световым полем. При этом наиболее значимым в нелинейной поляризации является её кубическая зависимость от поля. В последнее время обсуждается вклад нелинейности пятой и более высоких степеней при самовоздействии лазерного излучения в газах [4]. Однако в прямых измерениях нелинейного отклика в аргоне и азоте при интенсивности, близкой к пороговой интенсивности ионизации, не обнаружено отрицательного вклада высших порядков керровской нелинейности [5]. Согласно [6], нелинейность высокого порядка может остановить самофокусировку пучка при интенсивности, меньшей пороговой интенсивности генерации лазерной плазмы, что должно качественно изменить характер конической эмиссии суперконтинуума. Вместе с тем наличие пятой и более высоких степеней керровской нелинейности расширяет возможности интерпретации генерации суперконтинуума при самофокусировке света [7]. Характерное время установления нелинейной поляризации при электронном эффекте Керра составляет $10^{-15} - 10^{-16}$ с. Ориентационный эффект Керра проявляется в жидкостях, состоящих из молекул с анизотропной поляризуемостью или статическим дипольным моментом, где нелинейная поляризуемость возникает вследствие так называемого высокочастотного керр-эффекта. Изменение показателя преломления в этом случае, как и в хорошо известном статическом эффекте Керра, происходит в результате "выстраивания" молекул по вектору поля. Сильное световое поле приводит к ориентации анизотропно поляризующихся молекул, вследствие чего среда становится анизотропной и показатель преломления для ориентирующего поля возрастает. Наведённая анизотропия пропорциональна квадрату напряжённости светового поля. Характерное время установления упорядоченной ориентации молекул составляет $10^{-8} - 10^{-9}$ с. Для импульсов длительностью менее 10^{-9} с этот механизм не даёт заметного вклада. Указанные нелинейности

являются локальными по пространству, и нелинейное приращение показателя преломления в среде пропорционально интенсивности. Для излучения, длительность которого превышает время установления нелинейности, приращение показателя преломления выражается как $\Delta n_{\text{Kerr}} = n_2 E^2$, где n_2 — коэффициент нелинейности среды, E — амплитуда электрического поля в световой волне.

• Макроскопическое изменение плотности в среде под действием давления, возникающего в сильном световом поле, может быть вызвано эффектом электрострикции или адиабатическим расширением при релаксации поглощённой энергии излучения. При такой деформации изменяются плотность среды ρ , а следовательно, её диэлектрическая проницаемость и показатель преломления в области, занятой световым пучком, $\Delta n_\rho \approx \approx (\partial n / \partial \rho) \delta \rho (E^2)$. Нелинейный отклик среды является нелокальным в пространстве, так как он связан с распространением звуковой волны в сечении пучка, и характерное время установления нелинейной поляризации равно отношению поперечного размера пучка к скорости звука. Указанные эффекты существенны при самовоздействии излучения, длительность которого порядка этого характерного времени. Вклад изобарического процесса расширения среды в нелинейное приращение показателя преломления $\Delta n_T \approx (\partial n / \partial T) \delta T (E^2)$ определяется его зависимостью от температуры T . В этом случае характерное время нелинейного отклика определяется установлением температуры в сечении пучка вследствие процессов теплопроводности и массопереноса в среде. Стрикционная, адиабатическая и изобарическая нелинейности в первом приближении являются кубичными по полю. Приращение показателя преломления при генерации лазерной плазмы или переходе электронов в зону проводимости под действием интенсивного светового поля отрицательно и пропорционально концентрации N_e свободных носителей, $\Delta n_{\text{pl}} = -4\pi e^2 N_e / (2m_e \omega^2)$, где e и m_e — заряд и масса электрона, ω — частота оптических колебаний. При многофотонной ионизации в газах и лавинной ионизации в конденсированных средах изменение показателя преломления определяется степенной и экспоненциальной зависимостями от интенсивности. Поэтому генерация свободных носителей при высоком порядке многофотонности носит пороговый характер. Для коротких импульсов при пренебрежении диффузией носителей нелинейность можно считать локальной. Время её установления определяется интенсивностью при конкретном процессе генерации носителей.

• В средах с резонансным усилением или поглощением эффект насыщения приводит, как известно, к изменению показателя преломления в области аномальной дисперсии. Существенно, что знак приращения показателя преломления зависит в этом случае от того, выше или ниже частота излучения частоты резонансного перехода в среде.

1.1. Самофокусировка света. Ранние работы

Самофокусировка света связана с искажением волнового фронта лазерного пучка вследствие нелинейной добавки к показателю преломления среды в световом поле высокой интенсивности. Если в среде эта добавка положительна ($\Delta n > 0$), то для гауссова пучка показатель преломления в приосевой его части больше, чем на периферии, что обуславливает меньшую фазовую ско-

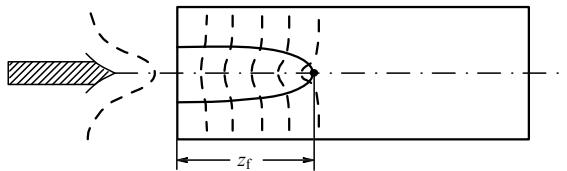


Рис. 1. Искривление волнового фронта в нелинейной среде, приводящее к самофокусировке [2].

рость излучения в окрестности оси. Поскольку оптические лучи распространяются по нормали к волновому фронту, они сходятся к оси и пучок при такой рефракции испытывает самофокусировку, в результате которой интенсивность на оси лавинообразно возрастает (рис. 1). Действительно, даже слабое увеличение интенсивности в некоторой области поперечного сечения светового пучка в среде с $\Delta n > 0$ приводит к концентрации лучей в этой области, а следовательно, к дополнительному возрастанию интенсивности, что усиливает эффект нелинейной рефракции. Если действие самофокусировки в точности компенсирует дифракционное расплывание пучка, то такой режим называют самоканализированием [2].

Термин "самофокусировка" введён в 1962 г. Г.А. Аскарьяном в работе "Воздействие градиента поля интенсивного электромагнитного луча на электроны и атомы" [1], которая посвящена эффекту выталкивания плазмы из светового луча градиентными силами, возникающими в интенсивном электромагнитном поле, и использованию этого эффекта для объёмного нагрева плазмы, её удержания в луче и создания "радиационных пробок". Явление самофокусировки в [1] предсказано всего двумя фразами: "Таким образом, луч будет вытеснять плазму из объёма своего поля, что может уменьшить дифракционную расходимость луча". И в конце статьи: "Интересно отметить, что ионизующее, тепловое и разделяющее воздействие луча интенсивной радиации на среду может быть настолько сильным, что создаётся перепад свойств среды в луче и вне луча, что вызовет волноводное распространение луча и устранит геометрическую и дифракционную расходимости — это интересное явление можно назвать *самофокусировкой* электромагнитного луча". Тем не менее это предсказание было зарегистрировано как открытие № 67 с приоритетом от 22.12.1961 г., которое имеет следующую формулу: "Установлено неизвестное ранее явление самофокусировки электромагнитных и звуковых лучей, заключающееся в уменьшении расходимости (или увеличении сходимости) лучей из-за появления поперечного градиента нелинейного показателя преломления и возникновения нелинейного волновода, уменьшающего сечение пучка". Заметим, что приоритет Г.А. Аскарьяна, несмотря на регистрацию открытия, долгое время признавался не всеми. Особенно ярко это непризнание проявилось, как ни странно, в российской (тогда ещё советской) науке. Причины и все перипетии этого достаточно подробно описаны Б.М. Болотовским [8]. В настоящее время ситуация изменилась и открытие самофокусировки Г.А. Аскарьяном включено в классические книги по теоретической физике, а само явление описано в монографиях и учебных пособиях по оптике и нелинейной волновой физике [2, 9–16].

В более поздних работах Г.А. Аскарьян определил самофокусировку как "уменьшение расходимости (или

увеличение сходимости) мощного излучения из-за различных нелинейных эффектов, возникающих под действием самого луча". Эта формулировка была дана после того, как были предприняты поиски такого самосогласованного распределения интенсивности светового пучка в нелинейной среде, которое не изменялось бы на достаточно большом расстоянии. Такие распределения для электромагнитных волн в плазме получены в 1964 г. В.И. Талановым [17] и одновременно для светового пучка — Р. ЧАО, Е. Гармайр и Ч. Таунсом [18]. В теоретической работе [18] рассмотрены механизмы нелинейной поляризации с различными временами установления и исследован режим "самозахвата" (self-trapping) светового пучка в кубичной прозрачной среде в создаваемый самим излучением нелинейный волновод, в котором дифракционная расходимость пучка полностью компенсируется возникающей нелинейной линзой. На основе этих представлений введено ключевое для явления самофокусировки понятие критической мощности светового пучка

$$P_{\text{cr}} = \frac{1,86}{32\pi^2} \frac{\lambda^2 c}{n_2} \quad (1)$$

(здесь λ — длина волны излучения, c — скорость света в вакууме) и сделаны оценки P_{cr} для различных сред¹. В случае кубичной нелинейности с мгновенным откликом найдено квазистационарное решение нелинейного волнового уравнения и численно определён для самоканализующегося пучка стационарный профиль амплитуды, впоследствии названный "модой Таунса". В [23] показано, что самофокусировка "таунсова" пучка является безабберационной. Осесимметричный пучок с профилем моды Таунса лежит в основе физической интерпретации многих экспериментов, связанных с самофокусировкой световых пучков и филаментацией фемтосекундного лазерного излучения. В работе [18] получен ряд очень важных результатов и сформулировано несколько утверждений, не замеченных вначале должным образом, но целиком подтверждавшихся впоследствии. Так, высказано предположение о распаде пучка с мощностью выше критической на несколько более мелких пучков с пороговой мощностью, т.е. впервые предсказано явление мелкомасштабной самофокусировки. Указано на то, что низкая критическая мощность самофокусировки для жидкостей может объяснить наблюдавшиеся аномалии в вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР).

Интересно отметить, что, в отличие от исследований В.И. Таланова [17], исследования Ч. Таунса с сотрудниками [18] были стимулированы не работой Г. Аскарьяна [1], предсказавшей самофокусировку, о которой авторы [18] в то время ещё не знали, а экспериментом [24] по наблюдению нитевидных повреждений в стёклах при фокусировке мощного пучка рубинового лазера. Однако упомянутый эксперимент, представленный на конферен-

¹ Величина критической мощности введена в [18] с точностью до числового коэффициента. Неточности, имевшие место в истории её определения, подробно обсуждаются в [11]. Величина, P_{cr} (1) [11, 19] является критической мощностью самофокусировки для коллимированного пучка гауссова профиля. Для пучков другого профиля, в частности асимметричного, критическая мощность больше. Пучок с профилем моды Таунса имеет наименьшую критическую мощность [11, 20–22].

ции в 1964 г., был далёк от наблюдения самофокусировки; более того, его автор даже не подозревал о самой возможности такого явления. И наконец, как выяснилось позднее, наблюдавшиеся в [24] нити вряд ли можно связать с самофокусировкой, так как при наличии светового пробоя в среде происходит своеобразная пространственно-временная селекция нитевидного излучения лазера [3]. Тем не менее в ряде работ, особенно зарубежных, эксперимент [24] упоминается как первое наблюдение самофокусировки. Так, в недавно вышедшем сборнике [25] перепечатаны первые посвящённые самофокусировке света оригинальные публикации, среди которых впервые приведена статья по эксперименту [24], ранее существовавшая лишь в виде аннотации доклада на конференции.

В действительности самофокусировка света впервые была зарегистрирована Н.Ф. Пилипецким и А.Р. Рустамовым [26] в экспериментах по распространению сфокусированного пучка рубинового лазера мощностью 20 МВт в органических жидкостях. В работе [26] дана ясная физическая интерпретация самосфокусированного в узкую нить излучения лазера как явления самофокусировки света, предсказанного в [1] и теоретически исследованного в [17, 18]. Наряду с [26], указываются также эксперименты П. Лаллемана и Н. Бломбергена [27], опубликованные в том же 1965 году, по наблюдению аномального усиления при ВКР. В этих экспериментах сквозь скрещённые поляризаторы наблюдались яркие пятна микронного размера на торце кюветы, появление которых авторы [26] объясняют самофокусировкой, теоретически рассмотренной в [1, 17, 18].

В настоящее время не вызывает сомнения, что эффект самофокусировки проявлялся в большинстве экспериментов по распространению в жидкостях мощных световых пучков, генерируемых лазерами с модулируемой добротностью. Хотя из этих опытов удалось получить определённую информацию об эффекте самофокусировки как таковом, в частности экспериментально оценена критическая мощность P_{cr} , но в них, в отличие от [26], наблюдались только последствия самофокусировки, а не сами нити с высокой интенсивностью света.

В 1965 г. П. Келли [28] ввёл понятие длины самофокусировки (рис. 1). Двумя годами позднее на основе обобщения результатов численного расчёта для длины самофокусировки было получено выражение [29]

$$z_f = \frac{0,366 k a_0^2}{[(\sqrt{P/P_{cr}} - 0,825)^2 - 0,03]^{1/2}}, \quad (2)$$

где a_0 — радиус пучка, $k = (\omega/c) n$ — величина волнового вектора в среде, n — линейный показатель преломления. Интересно отметить, что в 1975 г. выражение (2) было повторено с незначительными изменениями в [30] и не вполне обоснованно получило название формулы Марбургера², которое широко используется в англоязычной литературе. В [28] численно определено изменение профиля лазерного пучка при самофокусировке и показано, что в квазиоптическом приближении пучок с мощностью, превышающей критическую, испытывает бесконечное сжатие с неограниченным возрастанием интенсивности в центре и трансформацией его профиля в

² Формула Марбургера $z_{fil} = 0,367 k a_0^2 / \{[(P_{peak}/P_{cr})^{1/2} - 0,852]^2 - 0,0219\}^{1/2}$.

профиль моды Таунса³. В этой же работе дано объяснение наблюдавшихся в экспериментах с жидкостями аномалий ВКР. В работе Е. Гармайр, Р. Чао и Ч. Таунса (1966) [33] по наблюдению эволюции лазерного пучка при самофокусировке в сероуглероде измерена длина самофокусировки и получено хорошее согласие с формулой, выведенной в [28]. Однако сжатие пучка наблюдалось только до тех пор, пока диаметр пучка не становился менее 50 мкм, после чего происходил распад пучка на филаменты диаметром 10 мкм при мощностях, существенно превосходящих P_{cr} . В работе [33] наблюдались кольца в распределении интенсивности вокруг нелинейного фокуса, что объясняется интерференцией захваченного и не захваченного в филаменты излучения либо высшими модами нелинейного волновода. В [33] измерены критическая мощность и нелинейная добавка к показателю преломления, а также определено, что сдвиг фазы светового поля, вызванный нелинейностью, плавно изменяется от центра к краю пучка, достигая $\pi/2$.

Определяющая роль в теоретическом исследовании самофокусировки световых пучков принадлежит работам С.А. Ахманова, А.П. Сухорукова, Р.В. Хохлова [3, 34], в которых получены решения уравнения квазиоптики в безабберационном приближении, даны оценки критической мощности и расстояния самофокусировки гауссовых пучков.

Следует подчеркнуть, что в первых работах, посвящённых самофокусировке, начиная с приоритетной работы Г.А. Аскарьяна, рассматривался волноводный режим распространения и наиболее перспективным его приложением представлялась транспортировка световой энергии на большие расстояния без дифракционных потерь. Однако уже в вышеописанных первых экспериментальных и теоретических работах обсуждалась ограниченность таких представлений. Во-первых, в рамках квазиоптического приближения не удавалось объяснить не только наблюдаемые в эксперименте размеры нитей, но и их разбиение на более мелкие при достаточно больших мощностях (мелкомасштабную самофокусировку). Во-вторых, из того же приближения следовало, что волноводный режим распространения реальных световых пучков крайне неустойчив. В-третьих, требуемые для керровской самофокусировки мощности могли быть достигнуты только в импульсном режиме, а все теоретические расчёты были проведены для стационарного случая.

На неустойчивость плоской волны в нелинейном диэлектрике впервые указал Р.В. Хохлов в докладе на первом Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике в Минске (июнь 1965 г.) [35]. Пространственная неустойчивость светового поля с достаточно большой интенсивностью к малым амплитудным и фазовым возмущениям, а также к малым возмущениям среды и, как следствие, распад пучка на множество отдельных фрагментов, т.е. мелкомасштабная самофокусировка, теоретически обоснованы В.И. Беспаловым и В.И. Талановым (1966) в работе [36], где впервые было показано, что

³ Как показано в [31], при более корректном описании дифракции пучка, которое учитывает продольную "диффузию" комплексной амплитуды и продольную компоненту светового поля, радиус пучка и интенсивность в нелинейном фокусе конечны. Это подтверждается непосредственным решением уравнений Максвелла для задачи о самофокусировке светового пучка [32].

существует характерный, наиболее быстро фокусирующийся, поперечный масштаб возмущения оптического излучения

$$\Delta x = 1,22\lambda \left(\frac{c}{32\pi n_2 I} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

определенный интенсивностью излучения I и коэффициентом нелинейности среды n_2 .

В лазерных импульсах напряжённость поля и, следовательно, длина самофокусировки (2) изменяются в течение времени излучения импульсов. Изменение во времени положения нелинейного фокуса лазерного импульса отмечалось П.Д. Мак-Вейном [37] в 1966 г., а также Дж. Марбургером и В.Г. Вагнером [38] в 1967 г.

В 1967–1968 гг. А.Л. Дышко, В.Н. Луговым и А.М. Прохоровым для объяснения наблюдаемых в эксперименте нитей самофокусировки в лазерных импульсах предложена модель движущихся фокусов [39, 40]. Суть этой модели достаточно проста и физически прозрачна. Мощность пучка при импульсном излучении изменяется во времени в соответствии с огибающей лазерного импульса. Поскольку положение нелинейного фокуса на оси пучка зависит от его мощности, то это приводит к перемещению фокуса вдоль оси пучка в течение длительности импульса. Для гигантских лазерных импульсов в типичных условиях скорости движения фокусов порядка 10^9 см s^{-1} . В результате движения фокусов при регистрации картины распространения пучка сбоку от него должны наблюдаться тонкие нити — следы движения фокусов. В модели движущихся фокусов поперечные размеры наблюдаемых нитей определяются поперечными размерами фокусов, а "время жизни" этих нитей определяется временем прохождения фокусов через плоскость наблюдения. Рассчитанное значение указанного времени прохождения в типичных условиях оказалось порядка 10^{-10} с, что находилось в полном согласии с экспериментально измеренными значениями времени жизни нитей. Следует отметить, что расчёты проводились для случая безынерционной нелинейности, что вполне справедливо для наносекундного диапазона длительности импульсов.

В первых экспериментах подтверждение модели движущихся фокусов было получено на основе анализа пространственно-временной картины треков разрушения в сапфире при самофокусировке излучения наносекундной длительности [41] и прямого наблюдения движения нелинейных фокусов пикосекундных импульсов в органических жидкостях [42, 43]. Очевидно, что модель движущихся фокусов противоречит концепции волноводного режима распространения, которая доминировала первоначально.

Теория нестационарной самофокусировки импульсного излучения, длительность которого сравнима с характерным временем установления нелинейной поляризации в керровской среде, развита в [2, 34]. В этих работах показано, что вследствие запаздывания нелинейного отклика самофокусировку испытывает "хвост" импульса, что приводит к нарушению его симметрии и модуляции огибающей.

Теоретические исследования самофокусировки пучков поляризованного света, впервые проведённые в [44], в дальнейшем показали, что возможны режимы как с монотонным, так и с немонотонным изменением ши-

рины парциальных пучков с круговой поляризацией [45]. Критические мощности, определяющие различные режимы самофокусировки циркулярно поляризованного света, определены в [46]. В изотропной среде с пространственной дисперсией кубической нелинейности возможна фокусировка одного из парциальных пучков и дефокусировка другого, вследствие чего распределение суммарной интенсивности теряет гауссову форму и поляризация становится неоднородной в плоскости поперечного сечения пучка [47]. В среде, где компоненты тензора локальной нелинейной восприимчивости имеют разные знаки, возможно появление нескольких кольцеобразных областей с правым и левым направлениями вращения вектора напряжённости электрического поля [48]. В условиях аномальной частотной дисперсии импульсное излучение распадается на фрагменты с противоположными направлениями вращения вектора напряжённости электрического поля, каждый из которых имеет почти циркулярную поляризацию [49–51].

1.2. Трансформация спектра при самофокусировке

В 1966–1970-х годах был выполнен ряд работ по экспериментальному и теоретическому исследованию трансформации спектра импульса и, следовательно, его временной формы вследствие эффектов самовоздействия. Симметричное уширение спектра в несколько десятков ангстрёмов при самофокусировке гигантского импульса в сероуглероде наблюдали Н. Бломберген и П. Лаллеманд (1966) [52], объяснившие этот эффект вынужденным комбинационным рассеянием и рэлеевским рассеянием. Несколько позднее Ф. Шимицу (1967) наблюдал в сероуглероде асимметричное уширение спектра при самофокусировке гигантских импульсов с пикосекундной модуляцией огибающей [53]. Основным механизмом уширения Шимицу считал эффект самомодуляции, приводящий к появлению периодической структуры спектра. При этом существенно большее уширение в стоксову область связывалось с конечным временем "жизни" нелинейности, т.е. инерционностью отклика. Расчёты Р. Джонка и Р. Ландауэра (1967) [54] указали на ещё одно следствие конечного времени установления нелинейности в среде — искажение формы импульса: удлинение его переднего фронта и увеличение крутизны заднего, при котором образуются так называемые ударные волны огибающей (self-steepening)⁴.

В первых экспериментах с пикосекундными импульсами, сфокусированными в образцы оптических кристаллов и стекла, Н.Г. Бондаренко, И.В. Ерёмина и В.И. Таланов (1970) [57], а также Р. Альфано и С. Шапиро (1970) [58, 59] зарегистрировали сверхуширение спектра, так называемую генерацию суперконтинума. Увеличение ширины спектра для боросиликатного стекла в стоксовой области достигало 4000 см $^{-1}$, а в антистоксовой области — 7000 см $^{-1}$ [57] и более октавы [58, 59] при отсутствии нитевидных повреждений в образцах. Наблюданное асимметричное уширение частотного спектра импульса и появление в нём периодической структуры интерпретировались как следствие фазовой самомодуляции [53], вызванной электронной компонентой керровской нели-

⁴ Впервые обратил внимание на образование ударных волн огибающей в нелинейной среде с запаздыванием отклика Л.А. Островский в работах [55, 56].

нейности [60]. В этих же экспериментах обнаружены угловая расходимость излучения суперконтинуума и её возрастание с увеличением сдвига спектральных компонент в голубую область (гало конической эмиссии).

Определяющая роль самофокусировки излучения в уширении спектров отмечалась ещё в экспериментах [53] 1967 г. В работе [61] обнаружена однозначная корреляция между появлением нитей самофокусировки и сверхуширением спектра ультракоротких импульсов в жидкостях и стёклах. Последующие эксперименты [62] с пикосекундными импульсами на длинах волн 1,06 и 0,53 мкм, сфокусированными в ячейки с водой и тяжёлой водой, также показали, что генерация суперконтинуума возможна, если пиковая мощность импульса превышает критическую мощность самофокусировки. Влияние наведённой лазерной плазмы на спектральное уширение импульса в газах, согласно [63, 64], невелико, и оно проявляется в антистоксовом сдвиге спектра.

Широкополосное излучение суперконтинуума, частотная полоса которого простирается от ультрафиолетовой до ближней инфракрасной области, а длительность имеет тот же порядок, что и у возбуждающего импульса, впервые было использовано Р. Альфано и С. Шапиро [65] (1971) в экспериментах по схеме возбуждение – зондирование, получившей в настоящее время широкое распространение. Суперконтинуум является перспективным источником для систем передачи информации, лазерного зондирования и других лазерных технологий.

2. Самофокусировка в усиливающих средах

Помимо изучения явления самофокусировки как такого, особое место занимало исследование влияния самофокусировки на характеристики лазерных импульсов при их усилении. Эта проблема неизбежно возникала в такой фундаментальной и практически важной задаче, как увеличение мощности лазерных систем. Несмотря на исключительно важную роль самофокусировки при усилении мощных импульсов, экспериментов на эту тему было проведено сравнительно немного, что отмечалось, в частности, в известной книге И.Р. Шена [2]: "Как ни странно, до сих пор выполнено мало исследований самофокусировки в усиливающей среде". Правда, к этой фразе имеется примечание редактора перевода С.А. Ахманова, в котором даны ссылки на работы 1971–1979 гг., выполненные в Физическом институте им. П.Н. Лебедева (ФИАН) и Государственном оптическом институте (ГОИ).

Очевидно, что специфика проявления эффектов самовоздействия в усиливающих средах должна обнаруживаться, в первую очередь, при достаточно высоких интенсивностях лазерного излучения. Поэтому совершенно естественно, что влияние этих процессов особенно велико при генерации и усилении ультракоротких импульсов (УКИ).

2.1. Эффекты самовоздействия в генераторах ультракоротких импульсов и фемтосекундные лазеры (KLM-лазеры)

На первом этапе развития техники генерации мощных УКИ практически единственным их источником являлись лазеры с нелинейным поглотителем на неодимовом стекле. Процесс генерации УКИ в таких лазерах наибо-

лее адекватно объясняла развитая в работах В.С. Летохова [66], Т.И. Кузнецовой [67] и Дж. Флека [68] флуктуационная теория, согласно которой генерация УКИ является вероятностным процессом выделения максимального импульса из случайной реализации излучения, содержащей множество флуктуационных выбросов. Теоретические расчёты показывали, что в результате сильной дискриминации нелинейным поглотителем на выходе генератора должна появляться регулярная последовательность одиночных УКИ, следующих через аксиальный период (время прохода светом резонатора). При этом отношение амплитуды основного импульса к амплитуде малоинтенсивных фоновых УКИ (контраст излучения) для генератора, работающего на основной поперечной моде, должно составлять величину порядка 10^6 [66]. Однако результаты различных многочисленных экспериментов показывали, что величина контраста не превышает 10^2 – 10^4 даже при использовании генератора с одной поперечной модой. Главной причиной столь существенного расхождения оказались нелинейные эффекты взаимодействия мощных УКИ с оптическими элементами генератора, не учтённые в теории.

По-видимому, первым, кто наблюдал следствие эффектов самовоздействия в генераторах УКИ на неодимовом стекле, был Е.Б. Триси (1968 г.), зарегистрировавший возникновение положительного сдвига частоты (chirp) в процессе генерации, объясняемое им эффектом фазовой модуляции. Триси также удалось компенсировать наблюдаемый chirp с помощью пары дифракционных решёток и сократить таким образом длительность импульса [69]. Эта техника сейчас используется во всех установках по усилению фемтосекундных импульсов.

В более ранних экспериментах У. Гленн и М. Бриенца обнаружили уменьшение коэффициента преобразования во вторую гармонику импульсов цуга УКИ по мере их развития в генераторе на неодимовом стекле [70]. Авторы работы [70] связали наблюдаемый эффект с постепенным удлинением импульсов в цуге без какого-либо объяснения причины. В работах [71, 72] такое уменьшение коэффициента преобразования объяснено появлением дополнительных импульсов, не разрешаемых фотоэлементом и осциллографом, которые использовались в [70] для регистрации пикосекундных импульсов. В экспериментах с пикосекундным временным разрешением появление дополнительных импульсов по мере развития цуга УКИ, необъяснимое в рамках флуктуационного механизма, действительно наблюдалось В.В. Коробкиным, А.А. Малютиным и М.Я. Щелёвым [73, 74]. В работе [75] это явление связывалось с увеличением роли нелинейных потерь (НП) из-за самофокусировки в оптических элементах генератора с возрастанием интенсивности УКИ в процессе их развития. Вследствие НП наиболее интенсивные импульсы перестают усиливаться и сжиматься быстрее остальных, т.е. происходит процесс, обратный действию нелинейного поглотителя. При этом возрастает амплитуда фона и слабых спутников, в особенности следующих непосредственно за основным импульсом, просветляющим нелинейный поглотитель. Наблюдаемая на осциллографе амплитуда пика пропорциональна суммарной энергии основного и всех дополнительных импульсов в пределах временного разрешения аппарата. Очевидно, что из-за нелинейности процесса эффективность преобразования во вторую гармонику для одиночного импульса выше, чем для

группы импульсов с той же суммарной энергией. В [72] для оценки степени влияния НП на процесс генерации предложили измерять изменение коэффициента преобразования во вторую гармонику вдоль цуга УКИ, что и было осуществлено в экспериментах при разной плотности энергии в резонаторе.

В ряде последующих работ обнаружено, что УКИ в процессе своего развития приобретают сложную форму, которая меняется от импульса к импульсу в последовательности. В работе [76] в результате прямой регистрации временной структуры излучения генератора УКИ на неодимовом стекле с помощью электронно-оптической камеры "Пикохрон" с субпикосекундным времененным разрешением показано, что в начале цуга генерируются гладкие импульсы полуширины 5 пс. В процессе развития цуга наблюдалось изменение формы импульсов вследствие эффектов самовоздействия, предсказанное в теоретических работах, а именно "завал" переднего фронта и укручение заднего (self-steepening). Кроме того, импульсы приобретают сложную временную структуру — возникают провалы в огибающей (рис. 2), причём сам импульс существенно растягивается по основанию (о полуширине импульса при наличии такой субструктуры говорить уже трудно). Основной вывод из экспериментов [76] состоял в том, что наблюдаемую картину трансформации импульсов невозможно объяснить их флуктуационной природой, поскольку наблюдаемая структура большей частью не связана с проявлением "фона", присутствовавшего в излучении на начальном этапе, — она возникает из первоначально гладких импульсов в результате каких-то нелинейных эффектов.

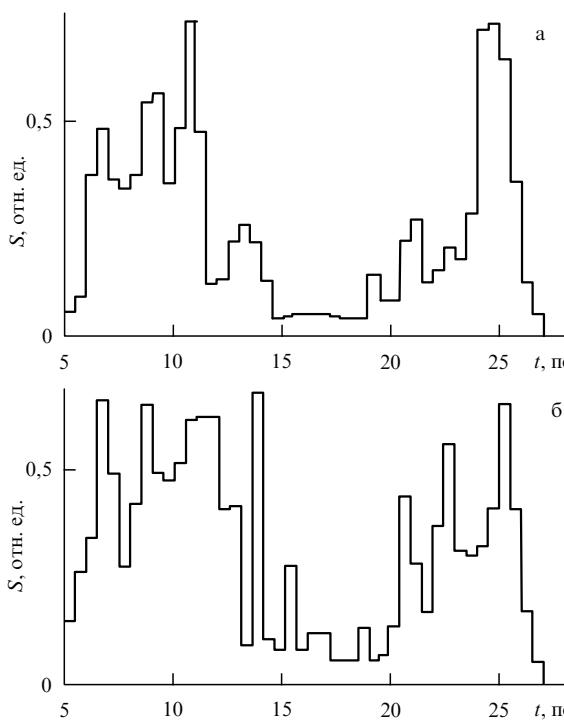


Рис. 2. Результаты фотометрирования УКИ, наблюдаемых в конце цуга с помощью "Пикохрона" [76]. Показан один и тот же импульс, зарегистрированный в двух разных каналах (в случае рис. б — с небольшой задержкой). S — оптическая плотность покернения при фотометрировании.

В работе В.В. Коробкина, А.А. Малютина и А.М. Прохорова [77] выяснены две главные причины возникновения НП в генераторах УКИ — самофокусировка и самомодуляция усиливаемого излучения в активных элементах. Первый эффект приводит к геометрическим потерям излучения в результате увеличения его расходности, а второй — к потерям, обусловленным уширением спектра за пределы полосы усиления. В эксперименте с помощью электронно-оптического преобразователя зарегистрировано изменение как пространственной структуры лазерного пучка, так и спектра импульса в процессе развития генерации. При этом спектр импульса приобретал регулярную структуру, характерную для самомодуляции в стекле активных элементов.

Но по-прежнему оставался неясным механизм образования тонкой структуры временного профиля УКИ, развивающейся из гладкого импульса в процессе генерации.

В работах [78, 79] предложен следующий механизм возникновения сложной временной структуры УКИ вследствие нелинейных эффектов самовоздействия излучения в активной среде. По мере возрастания мощности УКИ в активной среде (матрица стекла) появляется нелинейная добавка к показателю преломления, приводящая к самофокусировке излучения. Механизм её возникновения практически безынерционен, и сначала происходит самофокусировка только центральной части импульса, в которой интенсивность максимальна. Самофокусировка приводит к рассеянию излучения в широкий угол, выводя его таким образом из апертуры резонатора, определяемой внутристеклянной диафрагмой. При рассеянии наиболее интенсивной части УКИ в огибающей импульса образуется провал (рис. 3). Повторение такого процесса при последовательных проходах УКИ через резонатор генератора приводит к возникновению сложной временной структуры УКИ. Аналогичный процесс распада импульса происходит и вследствие самомодуляции, при которой ширина спектра оказывается больше полосы усиления. Однако в этом случае не может быть провала огибающей импульса до нуля, имеющегося в случае самофокусировки.

На основе предложенной модели выполнен расчёт трансформации временной структуры УКИ как в генераторе, так и в устойчивой двухкомпонентной среде [78, 79]. На первом этапе предполагалось, что форма импульса в генераторе изменяется из-за самофокусировки в активном элементе, которая вызывает увеличение расходности и, следовательно, потерю при ограничении светового пучка на диафрагме внутри резонатора. При этом не учитывалось влияние нелинейного поглотителя, дисперсии активной среды, конечной полосы усиления и дифракционные эффекты на диафрагме. Активная среда заменялась тонкой линзой с фокусным расстоянием, за-

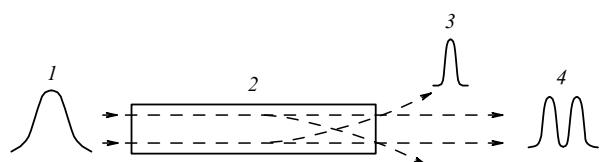


Рис. 3. Изменение формы УКИ в результате самофокусировки в активной среде. 1 — входной импульс, 2 — усиливающая среда, 3 — рассеянный импульс, 4 — выходной импульс [78].

висящим от величины поля излучения в соответствии с (2). Несмотря на довольно грубые допущения, сделанные при расчёте, характер изменения формы УКИ, огибающей цуга и коэффициента преобразования во вторую гармонику соответствовали наблюдаемым в эксперименте. На втором этапе численно получена трансформация временного распределения амплитуды светового поля в активной среде кольцевого генератора, использовавшегося в экспериментах [79].

Анализ проводился в приближении метода медленно меняющейся амплитуды с учётом самофокусировки и самомодуляции излучения в активной среде, а также влияния дисперсии активной среды и профиля линии усиления;

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{i \omega n_2 |E|^2 E}{2 cn} - \frac{i}{2} \frac{d^2 k}{d \omega^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{g}{\Delta \omega^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \left(g - \frac{\beta(z)}{b(z)} \right) E, \quad (4)$$

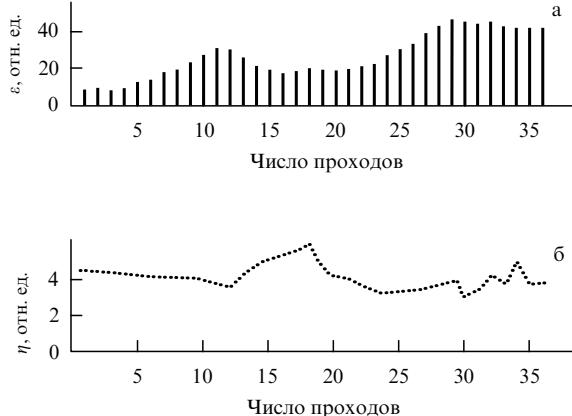
$$\frac{db}{dz} = \beta(z), \quad (5)$$

$$\frac{d\beta}{dz} = \frac{4n_2 |E|^2}{nb(z)}, \quad (6)$$

где E — комплексная амплитуда светового поля, ω — частота излучения лазера, n — показатель преломления активной среды, $n_2 |E|^2$ — нелинейная добавка к показателю преломления, $\Delta\omega$ — ширина полосы усиления активной среды, g — коэффициент усиления в максимуме линии, $\beta(z)$ — угловая расходимость пучка, $b(z)$ — апертура пучка, t — время, k — величина волнового вектора. Уравнение (5) описывает изменение апертуры пучка из-за его расходимости, уравнение (6) — изменение расходимости $\beta(z)$ под действием самофокусировки.

Решением системы уравнений (4)–(6) определялись форма импульса, его суммарная энергия и параметр η , который с точностью до постоянного множителя совпадает с коэффициентом преобразования во вторую гармонику:

$$\eta = \frac{\int_T P^2(t) dt}{\left| \int_T P(t) dt \right|^2},$$



где $P(t)$ — мгновенная мощность импульса, T — аксиальный период. Для сравнения расчёт проводился как с учётом самофокусировки (система (4)–(6)), так и без её учёта (система (4), (5)) при одинаковых начальных условиях. В первом случае (рис. 4) огибающая цуга УКИ имеет немонотонный характер, причём их амплитуда ε изменяется в противофазе с коэффициентом преобразования во вторую гармонику η в согласии с данными эксперимента. С возрастанием числа проходов в импульсе появляется временная структура, изменяющаяся от прохода к проходу. Форма импульса при этом хорошо согласуется с наблюдавшейся с помощью "Пикохрон" (см. рис. 3). Без учёта самофокусировки (рис. 5) огибающая цуга и параметр η изменяются монотонно, форма импульса с увеличением числа проходов изменяется гораздо медленнее, а сам импульс не распадается на более короткие фрагменты. Это сравнение подтвердило преобладающую роль самофокусировки в процессе разбиения импульса на фрагменты, а согласие результатов расчёта и эксперимента — справедливость предложенной модели.

Параллельно с этим расчётом были проведены эксперименты по наблюдению огибающей цуга УКИ по направлению вдоль оси резонатора и рассеянного вперед в интервале углов к этой оси от $2,5^\circ$ до 8° . Обе огибающие были немонотонными, причём "провалы" в огибающей направленного излучения соответствовали максимумам огибающей излучения, наблюдавшегося под углом к оси. Это являлось прямым доказательством потерь вследствие рассеяния из-за самофокусировки излучения в активном элементе. Оценки на основе данных эксперимента показали, что в указанный интервал углов рассеивается до 10 % основного излучения. Рассеяние в телесный угол $2,5^\circ$ почти на порядок интенсивнее, по-видимому, из-за усиления рассеянного излучения в активной среде. Рассеяние назад оказалось в 20 раз менее интенсивным. Специальные эксперименты показали также, что спектр рассеянного излучения сильно уширен.

Главный вывод проведённых исследований состоял в том, что в процессе генерации УКИ самофокусировка в активной среде не только ухудшает контраст излучения, но и приводит к распаду УКИ на короткие фрагменты,

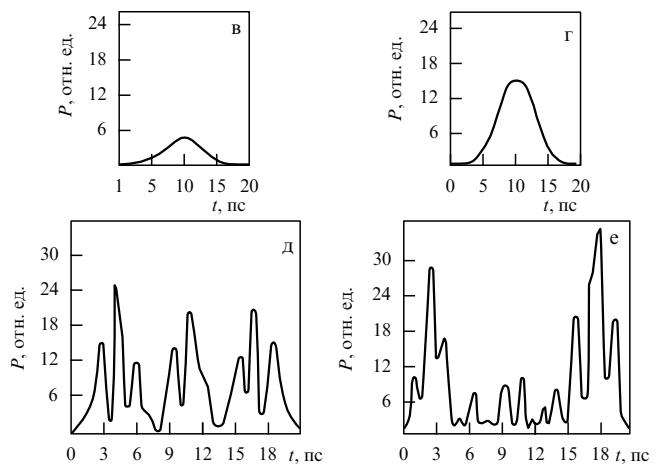


Рис. 4. Результаты решения системы (4)–(6). Рассчитанные зависимости энергии УКИ ε (а) и зависимость коэффициента преобразования во вторую гармонику η (б) от числа проходов резонатора. Изменение формы начального импульса (в) после 10-го (г), 25-го (д) и 35-го (е) проходов [79].

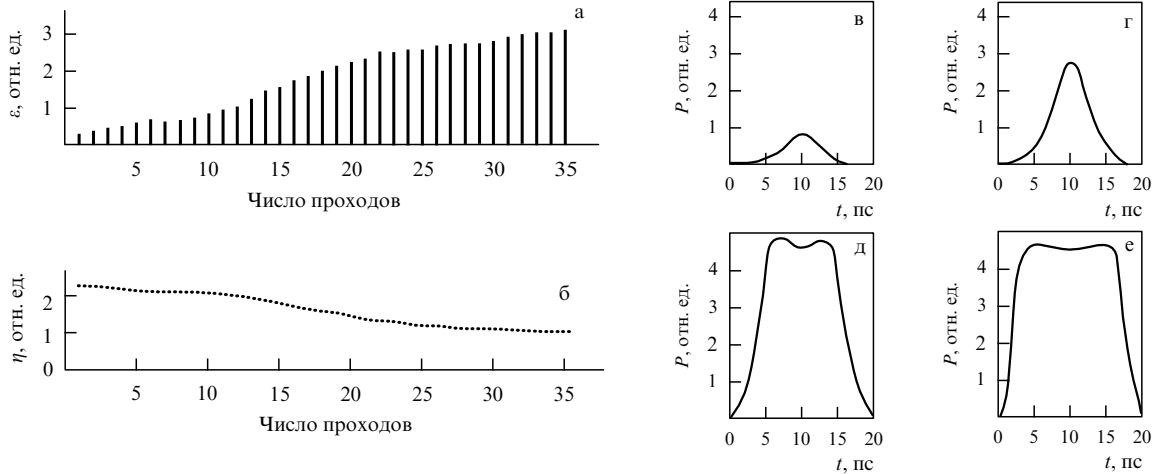


Рис. 5. То же, что на рис. 4, но для решений системы уравнений (4), (5).

длительность которых лежит в фемтосекундном диапазоне. Было предложено пропустить такой импульс со сложной временной структурой через устойчивую двухкомпонентную среду, состоящую из усилителя и нелинейного поглотителя, для выделения одиночного импульса и дальнейшего сокращения его длительности. Это удалось осуществить экспериментально и получить одиночный УКИ длительностью в несколько сотен фемтосекунд [78]. Однако такая система оказалась довольно громоздкой и не очень стабильной.

В другом методе предполагалось использовать импульс, вырезанный из центральной части за счёт самофокусировки в активном элементе и получивший вследствие этого большую расходимость, т.е. фактически то излучение, которое в обычной схеме генератора терялось, выходя за пределы апертуры резонатора (см. рис. 3). В этом случае резонатор должен иметь такую конструкцию, которая бы обеспечила значительно меньшие потери для излучения, расходящегося в результате самофокусировки, по сравнению с потерями для излучения, не испытавшего самофокусировки. Очевидно, что в таком резонаторе будет развиваться только один импульс, который в дальнейшем будет укорачиваться в результате повторения процесса самофокусировки при последовательных проходах через резонатор генератора.

Почти через два десятилетия, в 1991 г., лазер такого типа на титанате сапфира был запущен в США У. Сиббеттом с сотрудниками. При этом в первой публикации [80] механизм генерации фемтосекундных импульсов никак не обсуждался. У. Сиббетт использовал стандартную заводскую схему, применяемую для генерации широкополосного непрерывного излучения на титанате сапфира, имеющем очень широкую полосу усиления, и, видимо, наткнулся на фемтосекундный режим. Существенное преимущество такой системы состояло в том, что в ней, как и во всех фемтосекундных генераторах, использовалась накачка непрерывным излучением, поэтому генерировался не гигантский импульс, а квазинепрерывная последовательность УКИ в стационарном режиме. Надо отметить, что генерация регулярной последовательности УКИ в лазере на рубине без какой-либо модуляции добротности наблюдалась и ранее.

Методика генерации фемтосекундных импульсов с помощью самофокусировки в активном элементе, ис-

пользованная У. Сиббеттом, в последующих работах была названа KLM (Kerr Lens Mode-locking — синхронизация мод керровской линзой) [81]. В настоящее время KLM-лазер на титанате сапфира стал "рабочей лошадкой" для генерации фемтосекундных импульсов во всех современных лазерных установках (иногда их называют лазерами третьего поколения [82]), в том числе в сверхмощных петаваттных лазерах [83]. Таким образом, явление самофокусировки сыграло в конечном итоге определяющую положительную роль в создании современных генераторов фемтосекундного излучения. Что касается её роли в процессе усиления УКИ для получения предельных мощностей, то здесь развитие событий оказалось более драматическим.

2.2. Эффекты самовоздействия в усилителях ультракоротких импульсов и выходные усилители мощных фемтосекундных лазерных систем (СРА-усилители)

Первые эксперименты по исследованию влияния нелинейных потерь, связанных с самофокусировкой, на усиление УКИ проводились одновременно с созданием мощных многокаскадных лазерных установок. Интересно отметить, что в этих исследованиях впервые наблюдалась самофокусировка в воздухе лазерного пучка с выхода многокаскадного усилителя на неодимовом стекле, зарегистрированная как аномально малая расходимость пучка на открытой трассе протяжённостью 25 м [75]. Впоследствии были обнаружены многочисленные нитевидные повреждения в самих активных элементах. Эксперимент показал, что за один выстрел в выходном каскаде мощного усилителя образуется сразу несколько нитей, расположенных нерегулярно, что было следствием значительного превышения порога самофокусировки и свидетельствовало о возникновении мелкомасштабной самофокусировки (MMC) слаборасходящегося лазерного пучка в стекле активных элементов [75].

В последующих экспериментах [84, 85] наблюдались ореолы в выходном излучении с расходимостью на 3–4 порядка выше, чем у основного луча. Доля энергии в ореоле резко возрастала с увеличением мощности излучения и становилась сравнимой с энергией направленного лазерного пучка. При измерении на входе и выходе усилительных каскадов энергии, заключённой в лазер-

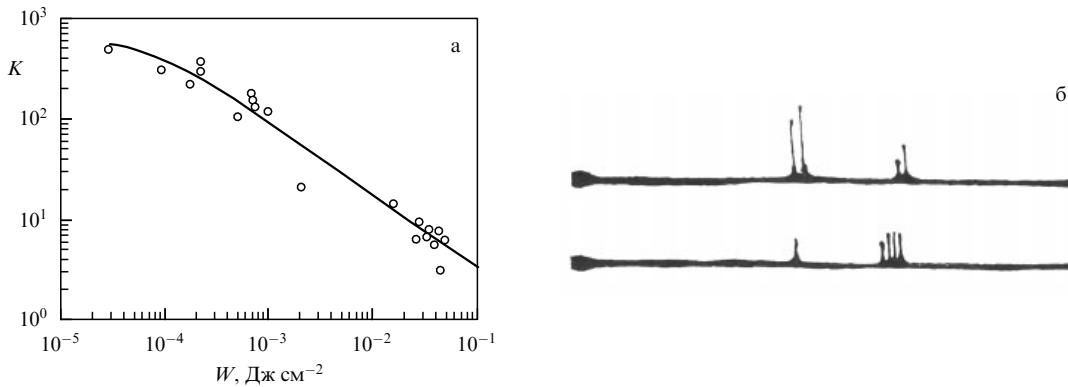


Рис. 6. (а) Зависимость коэффициента усиления K от плотности энергии входного сигнала W . (б) Появление дополнительных импульсов во временной структуре усиленного излучения из-за НП (нижняя осциллограмма). На верхней осциллограмме — входной и выходной сигналы при малой плотности энергии на входе. Временной интервал между импульсами пары 8 нс [71, 85].

ном пучке с расходностью не хуже 5×10^{-4} рад, наблюдалось уменьшение усиления более чем на два порядка при увеличении плотности энергии на входе от 10^{-4} до 10^{-1} Дж см^{-2} (рис. 6а).

Естественным следствием обнаруженной нелинейности усиления явились ухудшение контраста излучения и возникновение на выходе усилителя дополнительных импульсов, не наблюдавшихся на входе, при повышении энергии (рис. 6б). Дополнительные импульсы присутствовали и в излучении генератора, но там их интенсивность была очень мала. Стоит подчеркнуть, что плотность энергии на выходе усилителя ($\sim 1 \text{ Дж см}^{-2}$) была существенно меньше пороговой плотности энергии насыщения усиления неодимового стекла, и, следовательно, наблюдаемая нелинейность имела другую природу. Ограничение мощности в усилителях УКИ связывалось с потерями и повреждениями в оптических материалах, вызванными самофокусировкой в усиливающей среде. Из этого следовал практически важный вывод: поскольку для развития самофокусировки необходимо иметь среду с достаточно большой протяжённостью, надо стремиться получить требуемый коэффициент усиления на возможно меньшей длине активной среды.

Попытка ослабить влияние самофокусировки на ограничение мощности в усилительных каскадах была предпринята в [84, 85]. Во-первых, в генераторе УКИ в качестве активной среды использовался алмомиттриевый гранат. Благодаря высокому коэффициенту усиления, $0,1 - 0,2 \text{ см}^{-1}$, примерно на порядок большему, чем у неодимового стекла, процесс генерации развивается за значительно меньшее число проходов резонатора, чем в подобном генераторе на стекле. Кроме того, гранат имеет малую ширину линии усиления ($\approx 1,5 \text{ см}^{-1}$), обеспечивающую стабильную генерацию более длинного (25–30 пс) и, следовательно, менее мощного импульса, что в сочетании с малой длиной активного элемента приводит к тому, что эффект самофокусировки не успевает существенно сказаться на структуре УКИ за время его развития. В результате на выходе генератора наблюдался гладкий импульс с однородным по поперечному сечению распределением поля. Отсутствие влияния НП на структуру генерируемых УКИ подтверждалось неизменностью коэффициента преобразования во вторую гармонику для всех импульсов пуга.

Во-вторых, благодаря дополнительной селекции мод резонатора длительность импульса генератора была увеличена до 100 пс, чтобы уменьшить его мощность в экспериментах по усиливанию. В качестве первого каскада усиления использовался активный элемент из алмомиттриевого граната диаметром 11 мм и длиной 90 мм, имеющий очень высокое усиление (≈ 500 на проход). ММС в этом элементе практически не развивалась, поскольку при большом коэффициенте усиления и, соответственно, быстром возрастании интенсивности импульса по мере усиления масштаб возмущений с наибольшим инкрементом, определяемый интенсивностью излучения (3), изменяется настолько быстро, что самофокусировка возмущения не успевает развиваться.

В такой системе действительно удалось избавиться от ММС как в усилительном каскаде на гранате, так и после двукратного прохождения следующего каскада из неодимового стекла длиной 630 мм [84, 85]. Однако масштабная самофокусировка пучка как целого, которая наблюдалась в обоих каскадах, приводила к полному исчезновению сигнала на выходе. В этом случае очень действенной мерой предотвращения крупномасштабной самофокусировки оказалось использование расходящегося пучка, для которого длина самофокусировки при заданных радиусе a и мощности P зависит от угловой расходности $\beta(z)$:

$$z_{f'} = \frac{ka^2}{(P/P_{cr} - 1)^{1/2} - ka\beta(z)}. \quad (7)$$

Для того чтобы подавить крупномасштабную самофокусировку, расходность пучка должна превышать величину

$$\beta(z) \geq \frac{(P/P_{cr} - 1)^{1/2}}{ka}. \quad (8)$$

На практике оказалось, что наибольшей энергии можно достичь в усилителе без искажения волнового фронта, если диаметр лазерного пучка на выходе вдвое больше входного диаметра. Исходя из этих соображений перед гранатом помещалась отрицательная линза с фокусным расстоянием 30 см. Усилитель на гранате увеличивал энергию импульса до $(2-4) \times 10^{-2}$ Дж, т.е. в 200–400 раз. Затем импульс дважды проходил через

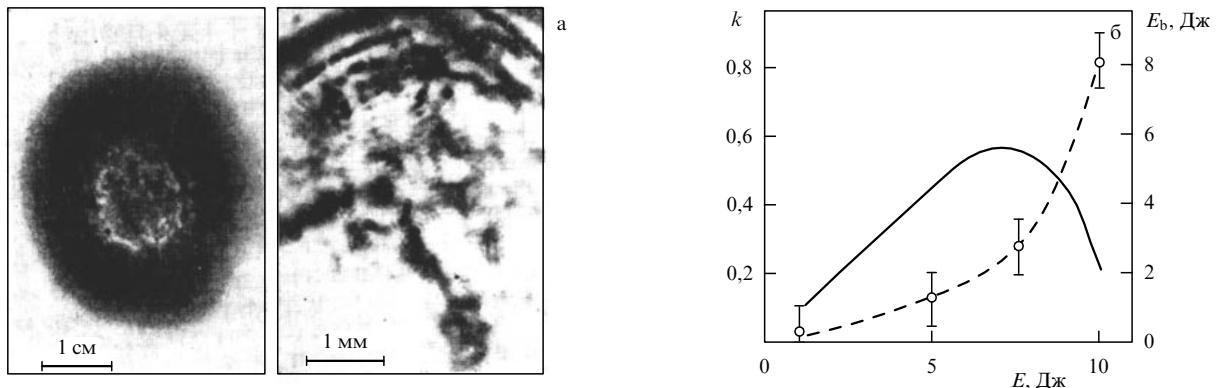


Рис. 7. (а) Отпечатки на фотобумаге лазерного пучка на выходе установки. (б) Относительная энергия излучения в ореоле $k = E_h/E$ (штриховая кривая) и величина энергии в направленном пучке $E_b = E - E_h$ (сплошная кривая) в зависимости от полной энергии импульса E на выходе установки [84, 85].

усилитель из неодимового стекла, в котором диаметр пучка увеличивался от 6 мм на входе до 12 мм на выходе, а энергия возрастила до 0,5 Дж. При этом не наблюдалось каких-либо искажений лазерного пучка при интенсивностях вплоть до $3-5 \text{ ГВт см}^{-2}$.

При дальнейшем возрастании интенсивности в следующих усилительных каскадах в поперечной структуре лазерного пучка появлялась мелкая рябь, при дальнейшем усилении превращающаяся во множество "горячих точек", в каждой из которых содержалась мощность, равная трём-пяти критическим мощностям самофокусировки. Возникновение многочисленных неоднородностей в поперечном сечении выходного пучка сопровождалось появлением ореола рассеянного излучения с расходностью, значительно превышающей расходность исходного пучка, которая составляла 5×10^{-4} рад. С возрастанием полной энергии выходного излучения число неоднородностей и доля энергии в ореоле увеличивались (рис. 7). При этом в направленном излучении энергия и интенсивность на выходе усилителя изменялись немонотонно, достигая в максимуме 5,6 Дж и $10^{10} \text{ Вт см}^{-2}$ соответственно. Описанные явления не сопровождались повреждениями активной среды, которые возникали лишь при плотностях энергии, превышающих 1 Дж см^{-2} , когда яркость усиливаемого излучения уже значительно уменьшилась.

Распад пучка на множество горячих точек является типичным проявлением мелкомасштабной самофокусировки, "затравкой" для развития которой служат неоднородности активной среды. Механизм возрастания потерь при ММС, по-видимому, следующий. С увеличением энергии импульса сокращаются размер неоднородностей с наибольшим инкрементом нарастания в условиях керровской нелинейности активной среды и расстояние развития инициированной ими ММС. На выходе усилителя число горячих точек, возникающих вследствие ММС, и содержащаяся в них энергия возрастают, поэтому сильно увеличивается энергия излучения, которое становится расходящимся после самофокусировки в активной среде.

Выходную энергию лазера можно условно разделить на две части: одна из них, направленная, основная, с расходностью 5×10^{-4} рад проходит через усилители без искажения волнового фронта, а другая часть, испытавшая ММС, образует ореол. Расходность ореола опре-

деляется геометрией усилителей, так как основной вклад в его энергию даёт только та часть излучения, которая подверглась ММС и стала сильно расходящейся после прохождения нелинейных фокусов и затем усилилась активным элементом. Возрастание яркости пучка при усилении продолжается до тех пор, пока увеличение за-ключённой в мелкомасштабных неоднородностях энергии, уходящей затем в ореол, не превысит общего увеличения энергии пучка. Применение расходящегося пучка для предотвращения ММС оказалось малоэффективным, так как величина интенсивности, при которой начинается ММС, та же, что и при использовании коллимированного пучка.

Эксперимент показал также, что при ММС пучок перестаёт склоняться как целое. Таким образом, мелкомасштабные неоднородности в среде аналогичны расфокусирующему растрю, предложенному Г. Аскарьяном для устранения крупномасштабной самофокусировки [86].

Отметим, что самофокусировка приводит не только к уменьшению яркости, но и к изменению пространственно-временной формы излучения, так как периферийные области в сечении пучка испытывают гораздо меньшие искажения, чем наиболее интенсивная приосевая область, а передний и задний фронты импульса также гораздо меньше искажаются по сравнению с его центральной частью, поскольку, вследствие малой инерционности керровской нелинейности в стекле, приращение показателя преломления пропорционально интенсивности, которая в центре импульса на оси пучка максимальна [12, 85, 87].

С фатальной ролью самофокусировки столкнулись все создатели и пользователи сверхмощных лазерных установок. В усилителях всегда наблюдалось, наряду с искажениями волнового фронта, очень большое уширение спектра усиленного излучения за пределы полосы усиления вследствие самомодуляции в активных средах, которое приводило к существенным потерям. Но эти потери не идут ни в какое сравнение с геометрическими потерями из-за ММС, ставшими подлинным проклятием для всех исследователей, пытавшихся "разогнать" мощность лазерного импульса до рекордно высоких пределов. Этот эффект всегда устанавливал предел мощности, которую можно было получить в данной установке, — дальнейшее возрастание усиления становится бес-

смысленным и вредным. Для количественного описания самофокусировки в реальных лазерных системах, где интенсивность пучка I изменяется вдоль оптического тракта и меняются свойства самой оптической среды, использовали так называемый интеграл распада, или B -интеграл [12, 87]:

$$B = \frac{8\pi^2}{\lambda c} \int_0^L \frac{n_2}{n_0} I dz,$$

где L — длина среды. Величина B является важнейшей характеристикой конкретной установки — для нормального режима работы она не должна превышать нескольких единиц.

Жаркие дискуссии первых лет о том, какая картина самофокусировки определяет процессы в усилителях — волноводная или бегущих фокусов, оказались напрочь забытыми лет на двадцать. Оба сценария приводят к рассеянию лазерного излучения в широкие углы после прохождения нелинейного фокуса, вызывают сильное спектральное уширение вследствие нелинейных эффектов в фокальной области и радикально влияют на процесс усиления мощных импульсов. Так что роль самофокусировки в усиливающих средах в задаче о получении максимальной мощности в лазерном импульсе оказалась резко отрицательной, и все исследования 1970–1980-х годов проводились под флагом борьбы с ней.

Для предотвращения вредного влияния ММС предлагались различные подходы [12, 84, 86], такие как использование аподизирующих диафрагм для уменьшения возмущений, вызванных дифракцией, расходящихся пучков для подавления самофокусировки в целом, круговой поляризации для уменьшения коэффициента нелинейности в среде, разбиения усиливающей среды на короткие отрезки с воздушными промежутками между ними для фильтрации излучения, пространственных фильтров для подавления мелкомасштабных флуктуаций интенсивности в сечении пучка и, наконец, активных сред с большим коэффициентом усиления. Наиболее эффективным оказалось применение дисковых широкоапертурных усилителей, в которых интенсивность в пучке уменьшалась перед усилителем с помощью увеличения телескопом усилителя диаметра пучка до нескольких десятков сантиметров, что позволяло подавить ММС в активной среде [88]. При этом между каскадами дискового усилителя осуществлялась пространственная фильтрация мелкомасштабных возмущений светового поля в сечении пучка⁵.

Наиболее серьёзной оказалась проблема борьбы с самофокусировкой для фемтосекундных систем, имеющих шанс достигнуть рекордно высоких мощностей без разрушения активных сред. Было понятно, что наиболее радикальным методом подавления ММС является значительное уменьшение мощности усиливаемого импульса за счёт увеличения его длительности. Путь к этому был указан ещё в работах Е.Б. Триси [69], который предложил использовать фазовую модуляцию для удлинения импульса до его поступления в усилители и сокращение его длительности посредством компенсации введённой мо-

дуляции после усиления. Практически этот метод усиления продемонстрировали в 1985 г. Д. Стрикланд и Ж. Муру в работе [90], ставшей с того времени классической. А сам метод усиления с помощью стретчера, осуществляющего фазовую модуляцию перед усилителем, и компрессора, сжимающего импульс после усилителя, назван усилением импульса с линейной частотной модуляцией (Chirped Pulse Amplification — CPA).

Следует заметить, что метод стретчера – компрессор в фемтосекундных лазерных системах является, по сути, распространением на временнюю координату идеи расширения области локализации излучения, которая применяется в дисковых усилителях для уменьшения интенсивности в нано- и пикосекундных лазерных системах.

3. Филаментация фемтосекундного излучения

3.1. Первые работы и современные обзоры

Возрождение интереса к явлению самофокусировки лазерного излучения, называемому теперь филаментацией⁶, непосредственно связано с прогрессом в создании мощных фемтосекундных лазерных установок, что сделало доступным эксперименты с излучением, мощность которого значительно превышает критическую мощность самофокусировки в воздухе при атмосферном давлении.

В 1995 г. при распространении в воздухе коллимированного излучения титан-сапфирового лазера мощностью в несколько десятков гигаватт и длительностью 100–250 фс в лабораторных условиях наблюдалась локализация энергии в тонких, толщиной 80 мкм, нитях протяжённостью в несколько десятков метров и генерация широкополосного излучения конической эмиссии [91]. Этот эффект, зарегистрированный в США в лаборатории Ж. Муру, оказался довольно неожиданным, несмотря на то что самофокусировка в воздухе пучка мощного пикосекундного лазера впервые была отмечена в конце 1960-х годов в эксперименте со сходящимся пучком [92] и при распространении на расстояние 25 м коллимированного излучения на длине волны 1,06 мкм [74].

Вслед за Ж. Муру лабораторные эксперименты по филаментации в воздухе коллимированного фемтосекундного излучения были проведены французской группой А. Мизировича [93] и канадской С. Чина [94, 95]. При распространении на открытой атмосферной трассе импульса мощностью 300 ГВт впервые был зарегистрирован в [96] филамент протяжённостью более 200 м.

В настоящее время опубликовано несколько сотен оригинальных работ, обзоров [13, 14, 97–101], сборник репринтных и современных статей [15], посвящённых явлению самофокусировки и филаментации фемтосекундного лазерного излучения и анализу его возможного применения.

3.2. Филаментация и модель движущихся фокусов

Авторы первых экспериментов по филаментации, отмечая существенную роль наведённой лазерной плазмы в формировании многометровой нити с высокой концент-

⁵ В настоящее время широкоапертурные усилители используются в установках лазерного термоядерного синтеза, в которых наносекундными импульсами мегаваттной мощности инициируется реакция синтеза в дейтерий-тритиевой мишени [89].

⁶ Термин "филаментация" использовался ещё в первых работах по самофокусировке, например в [26].

рацией энергии, давали различную интерпретацию наблюдаемым эффектам. В [91] образование протяжённого филамента объяснялось самоканализированием излучения вследствие динамического баланса между керровской самофокусировкой в газовых компонентах воздушной среды, с одной стороны, и дефокусировкой в лазерной плазме и дифракционной расходимостью, с другой. На основе анализа Джавана – Келли [102], модифицированного для такого баланса, получены первые оценки для пиковой интенсивности в филаменте и концентрации электронов в лазерной плазме. В [93] использовано представление об антиволноводной структуре с отрицательным приращением показателя преломления на оси, которое создаёт лазерная плазма, и оболочкой с положительным приращением, вызванным керровской нелинейностью воздуха. Филамент в этом случае является слабо утекающей модой антиволновода, которая при определённых условиях может сохраняться на расстояниях в несколько десятков метров.

Наиболее полно воспроизводит процесс образования протяжённого филамента с высокой плотностью энергии предложенная в [94, 103] модель, которая является обобщением для нестационарной самофокусировки фемтосекундного излучения в условиях нелинейной рефракции в наведённой лазерной плазме модели движущихся фокусов, развитой ранее [39, 40] для импульсов пико- и наносекундной длительности. Согласно обобщённой модели движущихся фокусов, филамент представляет собой непрерывное множество нелинейных фокусов во временных слоях импульса, начиная с наиболее мощного. При этом временные слои импульса, в отличие от таковых в классической модели [39], при филаментации не являются независимыми и перераспределение интенсивности в них определяется процессами генерации лазерной плазмы в предыдущих слоях, в которых интенсивность в результате самофокусировки достигла порога фотоионизации. При филаментации на переднем фронте импульса преобладает керровская нелинейность, на его хвосте — плазменная нелинейность, которая вызывает дефокусировку во временных слоях, следующих за сфокусировавшимися.

Начало филаментации определяется самофокусировкой временного слоя с пиковой мощностью импульса P_{peak} , и расстояние до старта филамента можно рассчитать по (2) или формуле Марбургера⁷.

При филаментации возрастание интенсивности светового поля в нелинейном фокусе ограничивает не двухфотонное поглощение в среде, как предполагает классическая модель движущихся фокусов [39], а дефокусировка в лазерной плазме [104]⁸. В результате динамического баланса оптической силы фокусирующей керровской и дефокусирующей плазменной линз происходит насыщение интенсивности в филаменте [106].

Первые оценки пиковой интенсивности фемтосекундного излучения при филаментации в воздухе, полученные в [107] из условия равенства приращений показателя преломления, обусловленных керровской и плазменной нелинейностями, в дальнейшем получили подтвержде-

⁷ Указанные формулы применимы, когда влияние дисперсии групповой скорости на филаментацию излучения пренебрежимо мало.

⁸ Об ограничении возрастания интенсивности при самофокусировке, вызванного лавинной ионизацией в конденсированных средах, сообщалось ранее, например, в работе [105].

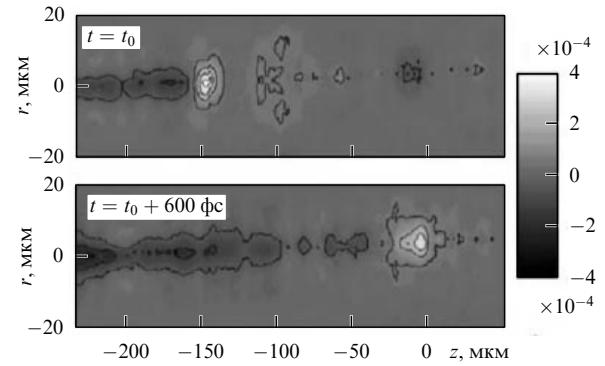


Рис. 8. Тоновые изображения сбоку изменений показателя преломления в воде, вызванных керровской (светлый тон) и плазменной (тёмный тон) нелинейностями при филаментации импульса длительностью 120 фс. Два изображения, сдвинутые по времени на 600 фс, получены теневым методом с пространственным разрешением 1,5 мкм и времененным разрешением 23 фс [103].

ние в экспериментах и теоретических расчётах. Для излучения на длине волн 800 нм пиковые значения интенсивности в филаменте составляют около $10^{13} - 10^{14} \text{ Вт см}^{-2}$, плотность энергии $\sim 0,6 \text{ Дж см}^{-2}$, диаметр филамента $\sim 100 \text{ мкм}$, пиковая концентрация свободных электронов наведённой лазерной плазмы $\sim 10^{14} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$, диаметр плазменного канала $\sim 50 \text{ мкм}$. При этом интенсивность практически не зависит от длины волны λ , тогда как поперечные размеры филамента и плазменного канала изменяются пропорционально λ , концентрация электронов $\propto \lambda^{-2}$ [108]. В конденсированных средах диаметр филамента и плазменного канала при длине волны 800 нм лежат в диапазоне 10–20 мкм и 2–5 мкм соответственно (рис. 8).

Излучение, расходящееся от оси филамента вследствие дефокусировки в плазме, интерферирует со световым полем вблизи филамента, образуя вокруг него кольцевые структуры в распределении интенсивности (рис. 9), подобно наблюдаемым при стационарной самофокусировке в сероуглероде [33]. Образование в воздухе вокруг фемтосекундного филамента колец в распределении плотности энергии впервые было зарегистрировано в [109] и интерпретировано в [110].

Потери энергии лазерного излучения при филаментации невелики, они определяются только фотоионизацией воздуха. Поэтому дефокусированное в плазме излучение может вновь стянуться к оси вследствие керровской самофокусировки, увеличивая плотность энергии на оси филамента. Эффект рефокусировки в филаменте, обнаруженный в [94] как немонотонное изменение плотности энергии вдоль филамента, существенно влияет на пространственно-временную эволюцию излучения при его распространении. Как показано в [111], при пиковой мощности импульса, незначительно превышающей критическую мощность самофокусировки, распространение излучения близко к режиму самоканализации, обсуждавшегося на заре исследования самофокусировки пучков Г.А. Аскарьяном [112]. В этом режиме формируется протяжённая непрерывная область с высокой плотностью энергии и концентрацией электронов, тогда как в импульсе с высокой пиковой мощностью филамент вследствие многократных процессов плазменной дефокусировки и последующей рефокусировки распадается на

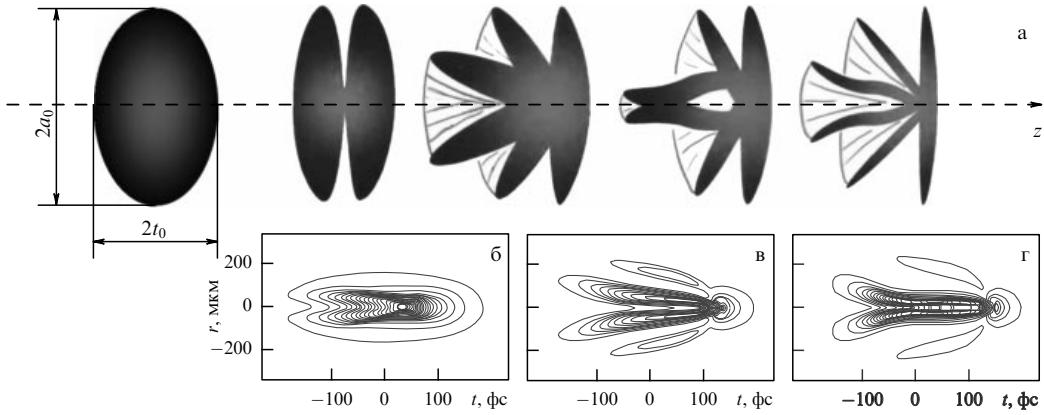


Рис. 9. (а) Качественная картина изменения распределения интенсивности в плоскости, параллельной направлению распространения импульса. Рассчитанные на компьютере линии равной интенсивности на расстояниях $z = 27$ м (б), 33 м (в), 40 м (г) в плоскости (r, t) , параллельной направлению распространения импульса, иллюстрирующие формирование колец вокруг филамента и эффект рефокусировки. Пиковая мощность $P_{\text{peak}} = 5P_{\text{cr}}$, где $P_{\text{cr}} = 6 \text{ ГВт}$ — критическая мощность самофокусировки в воздухе, радиус пучка 3,5 мм. Интервал между линиями равной интенсивности на плоскости (r, t) равен $0,25 \times 10^{13} \text{ Вт см}^{-2}$ [104].

последовательность изолированных очагов плазмы и областей с высокой концентрацией светового поля.

Обобщённая модель движущихся фокусов вначале не получила поддержки, и в целях её опровержения группой А. Мизировича был поставлен специальный эксперимент по филаментации сфокусированного фемтосекундного излучения [113]. В этом эксперименте зарегистрирован филамент за перетяжкой сфокусированного пучка, которая соответствует бесконечному расстоянию для коллимированного излучения, и за ней, согласно классической модели движущихся фокусов, не должно быть самофокусировки излучения. Однако существование филамента за перетяжкой пучка не опровергает обобщённую модель движущихся фокусов, а является следствием эффекта рефокусировки излучения, расходящегося после перетяжки. В настоящее время филаментация сфокусированного фемтосекундного излучения детально исследована экспериментально и теоретически [114–116].

С моделью движущихся фокусов тесно связано понятие резервуара энергии на периферии пучка, которое позволяет объяснить формирование филамента большой протяжённости как результат непрерывного множества нелинейных фокусов, образующихся при схлопывании светового поля во всём поперечном сечении пучка во временных слоях на переднем фронте импульса. В экспериментах [117, 118] с диафрагмой, которая пропускала тонкий филамент и перекрывала периферию пучка, зарегистрировано отсутствие филаментации за диафрагмой, что подтверждает определяющую роль резервуара энергии для протяжённого филамента. Близким к модели движущихся фокусов является механизм динамического восполнения при филаментации, предложенный в [119].

3.3. Множественная филаментация и мелкомасштабная самофокусировка

В импульсах, пиковая мощность которых в несколько десятков раз превышает критическую мощность самофокусировки, образуется множество филаментов, возникновение которых является следствием мелкомасштабной самофокусировки светового поля высокой интенсивности (рис. 10). При этом протяжённые узкие области с высокой плотностью энергии не являются непрерыв-

ными по всей длине филаментации. Вокруг филаментов, зародившихся на возмущениях выходного излучения лазерной системы, образуются расходящиеся кольцевые структуры, интерференция которых создаёт возмущения для образования "дочерних" филаментов (рис. 11). Вследствие энергетической конкуренции между филаментами часть из них исчезает, а оставшиеся вновь порождают следующее поколение филаментов [120, 121]. В результате при множественной филаментации образуется динамическое множество протяжённых областей с высокой плотностью энергии и плазменных каналов, расположение которых в сечении пучка, как правило, хаотически изменяется при распространении излучения. Согласно последним исследованиям филаментации в воздухе излучения мощностью 100 ТВт [122], плотность числа филаментов в сечении пучка насыщается с увеличением мощности вследствие сильного взаимодействия между филаментами.

3.4. Нелинейная оптика филамента

Филамент фемтосекундного импульса формирует в объёме прозрачного диэлектрика динамическую направляющую структуру, в которой происходит пространственная фильтрация излучения и выделение фундаментальной моды самофокусировки — моды Таунса [18]. Большая протяжённость филамента, высокая концентрация энергии и фемтосекундное время взаимодействия излучения со средой создают условия для эффективного нелинейно-оптического преобразования излучения без использования специальных оптических систем. "Нелинейная оптика филаментации" [123] — это сверхширеение частотно-углового спектра импульса, генерация высших гармоник и терагерцевого излучения, компрессия импульса, оптическая анизотропия, индуцируемая филаментом, и другие нелинейно-оптические эффекты, сопровождающие явление фемтосекундной филаментации.

В воздухе частотный спектр суперконтинуума, который генерируется при фемтосекундной филаментации, охватывает ультрафиолетовый и ближний инфракрасный диапазоны. Его полоса для тераваттного импульса длительностью 35 фс простирается от 0,5 мкм до 4,5 мкм [124]. Коническая эмиссия в антистоксовой области

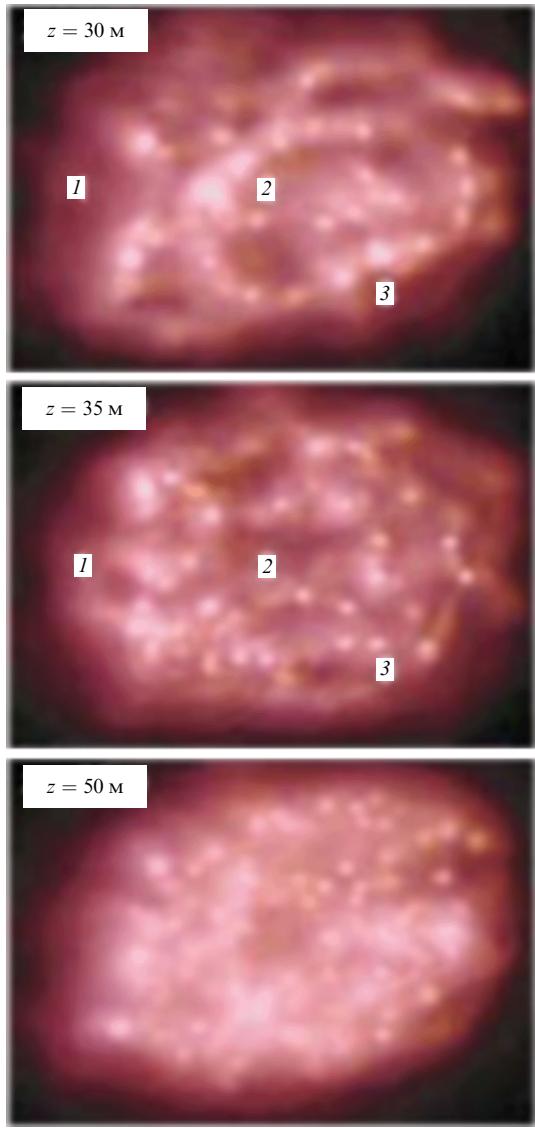


Рис. 10. Распределение плотности энергии в сечении пучка импульсного излучения 800 нм с длительностью 85 фс, энергией 230 мДж и пиковой мощностью 2,3 ТВт ($\approx 700 P_{cr}$) при филаментации в воздухе. "Горячие точки" 1–3, определяющие филаменты на расстоянии $z = 30$ м, обусловлены начальными возмущениями, на расстоянии 35 м — вторичными филаментами, число которых возрастает на расстоянии $z = 50$ м [120].

суперконтинуума зарегистрирована в первых экспериментах по филаментации фемтосекундного излучения в воздухе [90, 92, 94], подобно тому как это ранее наблюдалось при самофокусировке в конденсированных средах, например в [60].

Как установлено в результате обобщения экспериментальных результатов, в конденсированных средах уширение спектра в антистоксову область зависит только от отношения ширины запрещённой зоны E_g материала к энергии кванта $h\nu$ излучения, возрастая с увеличением этого отношения [125]. Порог генерации антистоксовых компонент суперконтинуума определяется условием $E_g/(h\nu) \geq 2$ [126]. При филаментации сверхуширение спектра происходит в результате фазовой самомодуляции излучения и определяется как керровской, так и плазменной нелинейностями, отклики которых являются существенно нестационарными для фем-

тосекундного диапазона длительности. Уширение частотного спектра излучения определяется времененным градиентом нелинейной фазы светового поля, уширение углового спектра — её пространственным градиентом⁹ [127]. 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 [16, 54] в условиях его сжатия в пространстве и времени. 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 конической эмиссии.

Излучение суперконтинуума когерентно [128], и его интерференция является причиной появления тонкой структуры спектра при распаде импульса на субимпульсы и при образовании распределённого источника суперконтинуума в протяжённом филаменте [129]. При рефокусировке импульса в филаменте формируется последовательность источников суперконтинуума, в результате интерференции излучения которых непрерывный спектр конической эмиссии расщепляется на множество дискретных колец [130] (рис. 12).

Сверхуширение частотного спектра фемтосекундного импульса при филаментации открывает возможности для получения сверхкоротких импульсов непосредственно в объёме среды. Использование ячеек с аргоном для уширения спектра излучения в условиях филаментации и зеркал для последующей его компрессии позволило сжать импульсы, уменьшив их длительность от 42 фс на длине волны 800 нм до 5,7 фс с эффективностью преобразования по энергии 45 % [131]. В филаменте существует область, в которой импульс в условиях нормальной дисперсии испытывает наибольшее сжатие. На основе этого свойства в воздухе при оптимальном выборе длины филамента возможно сокращение длительности импульса на длине волны 800 нм от 55 фс до 9 фс [132].

Для интерпретации явления филаментации развита концепция X-волн (см., например, [133]), согласно которой фемтосекундное излучение представляется в виде пакета конических волн. Интенсивность в ближнем поле в переменных (радиальная координата, время) и дальнем поле в переменных (угол расходимости, длина волны) при филаментации в среде с нормальной дисперсией имеет характерную X-образную форму.

При филаментации осуществляется нелинейная синхронизация фаз излучений на третьей гармонике и на основной частоте, благодаря чему длина когерентного преобразования значительно больше, чем в воздухе [134]. Однако эффективность преобразования невелика (0,1–0,2 %) вследствие ограничения в филаменте интенсивности излучения, являющегося накачкой в этом преобразовании. Возможность генерации высших гармоник в лазерной плазме фемтосекундного филамента продемонстрирована в ряде экспериментов. В ксеноне при давлении 50 мбар зарегистрирована генерация гармоник излучения на длине волны 800 нм вплоть до 15-й

⁹ В [93] коническая эмиссия интерпретируется как излучение Черенкова, которое возникает в динамической волноводной структуре протяжённого филамента.

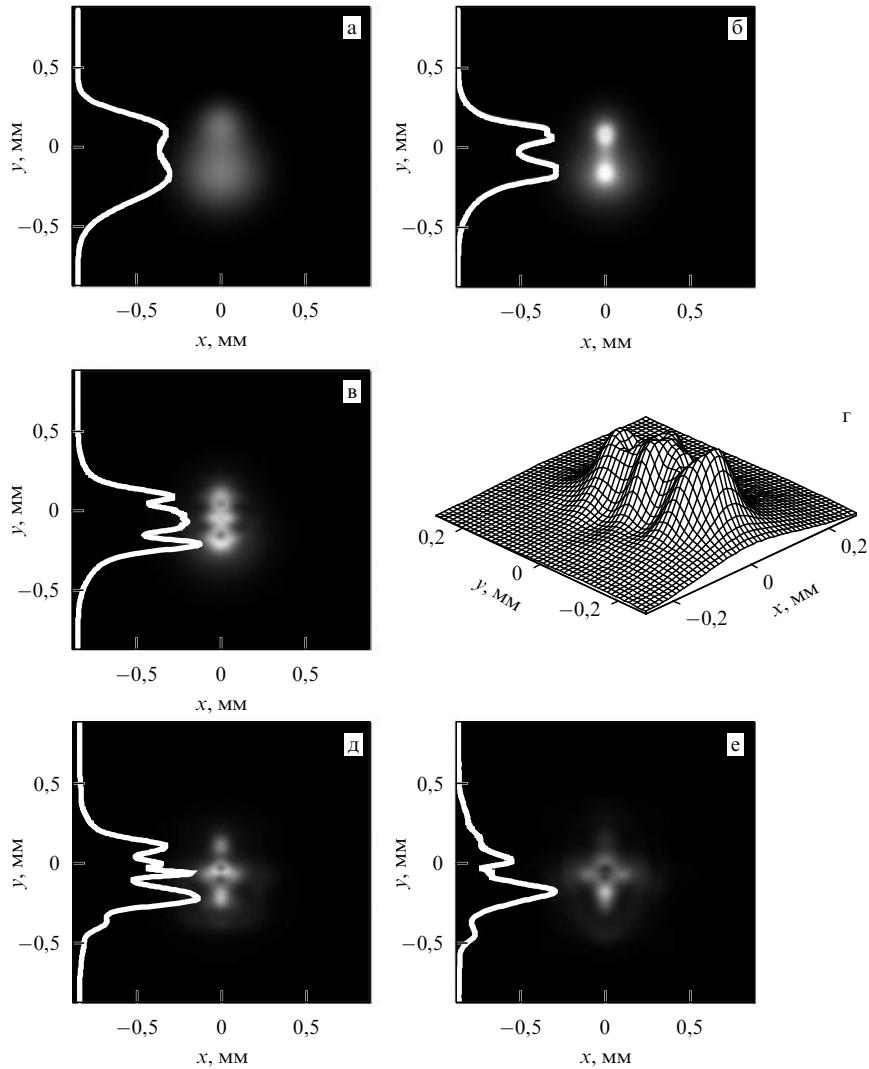


Рис. 11. Картина формирования множественной филаментации в излучении длительностью 42 фс, пиковой мощностью $P_{\text{peak}}/P_{\text{cr}} = 4$ при распространении в воде: зарождение (а) и образование (б) первичных филаментов, появление "дочерних" филаментов (в, г), возникновение конкуренции между филаментами (д, е) [121].

гармоники [135], в гелии при давлении 100 мбар — от 45-й до 91-й гармоники [136].

Генерация излучения терагерцевого диапазона частот в плазменном канале филамента впервые была зарегистрирована в воздухе [137]. В дальнейшем было обнаружено, что более интенсивное терагерцевое излучение распространяется вперёд с малым углом отклонения от оси филамента и имеет радиальную поляризацию, вне зависимости от поляризации лазерного импульса [138]. Согласно наиболее распространённой модели, источниками излучения терагерцевой частоты являются токи наведённой лазерной плазмы, которые возникают под действием пондеромоторных сил и распространяются вместе с импульсом [139]. При "двуцветной" схеме воздействия на плазму лазерными импульсами на основной частоте и второй гармонике эффективность генерации терагерцевого излучения существенно возрастает при определённом соотношении фаз воздействующих гармоник [140, 141].

3.5. Применения фемтосекундной филаментации

Концентрация энергии лазерного излучения в протяжённом филаменте, генерация суперконтинуума, терагерце-

вого излучения, плазменных каналов и другие эффекты, сопровождающие фемтосекундную филаментацию, сразу привлекли внимание специалистов возможными практическими применениями. В качестве примеров можно упомянуть доставку энергии на километровые расстояния для получения плазмы оптического пробоя и сигнала флуоресценции, удалённую диагностику загрязняющих веществ, широкополосное лазерное зондирование окружающей среды, использование плазменных каналов фемтосекундных филаментов для направленной передачи сверхвысокочастотного (СВЧ) излучения, создание элементов микрооптики.

Наибольшие успехи в исследовании практического применения явления фемтосекундной филаментации в атмосферной оптике достигнуты во французско-германском проекте "Teramobile" (www.teramobile.org), первые публикации о котором относятся к 2000 г. [142].

Мобильный комплекс "Teramobile", размещённый в стандартном грузовом контейнере, содержит тераваттный лазер со следующими параметрами излучения: длина волнны 793 нм, ширина спектральной полосы 16 нм, длительность импульса 70 фс, энергия 350 мДж, пиковая мощность 5 ТВт, частота повторения 10 Гц, диаметр

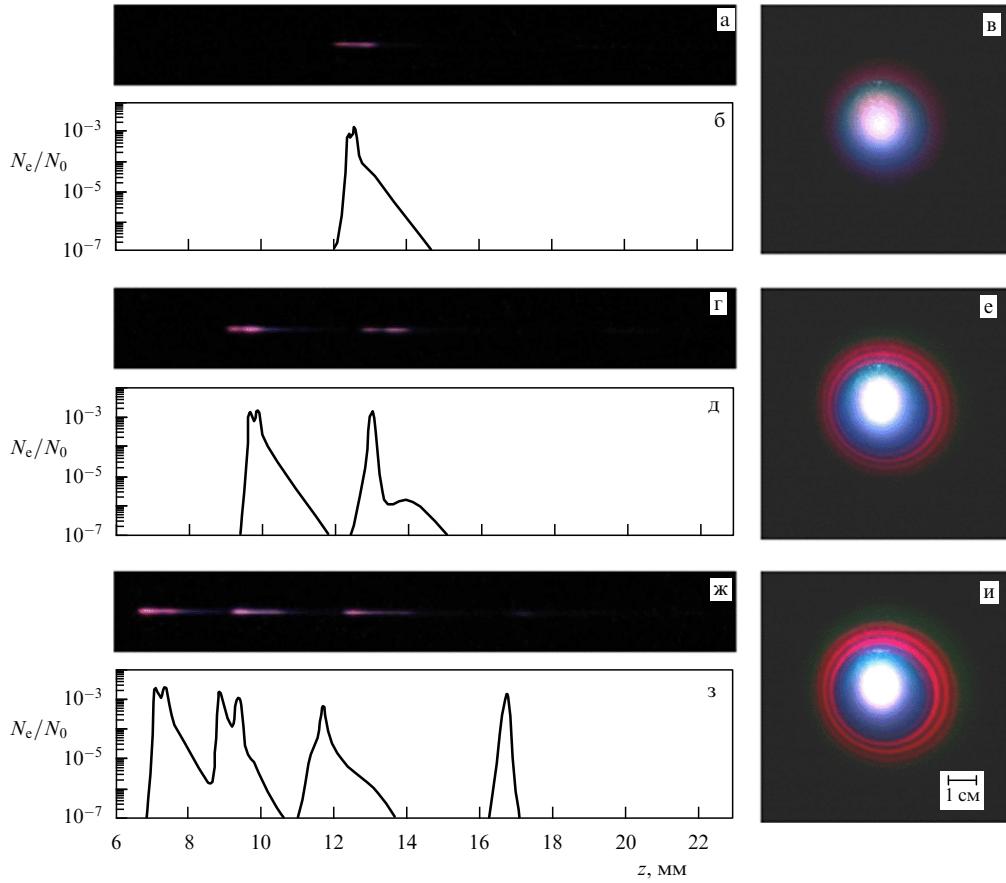


Рис. 12. Расщепление колец конической эмиссии в образце плавленого кварца при филаментации импульса на длине волны 800 нм длительностью 35 фс (ширина на полувысоте). (а, г, ж) Плазменные каналы, зарегистрированные фотокамерой через боковую грань образца. (б, д, з) Концентрация электронов N_e/N_0 (где $N_0 = 2,2 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$) на оси плазменных каналов, полученная численно. (в, е, и) Изображения конической эмиссии, зарегистрированные фотокамерой. Энергия импульсов: (а–в) 1,5 мкДж, (г–е) 1,9 мкДж, (ж–и) 2,4 мкДж [130].

выходного пучка 50 мм. Комплекс включает в себя телескопы для вывода излучения на горизонтальные и вертикальные трассы, приёмный телескоп с апертурой 40 см, систему регистрации со спектрометрами общей полосой от 190 нм до 2,5 мкм.

Мобильность мощного фемтосекундного комплекса позволила осуществить ряд уникальных натурных и крупномасштабных лабораторных экспериментов по всестороннему исследованию как явления филаментации мощного лазерного излучения в реальных условиях на протяжённых атмосферных трассах, так и прикладных аспектов этого явления. В этих экспериментах зарегистрированы "горячие точки" с высокой плотностью энергии на расстоянии свыше 2 км, плазменные каналы протяжённостью до 400 м; продемонстрирована возможность использования излучения суперконтиума фемтосекундного филамента для широкополосного лазерного зондирования на примере спектров поглощения воды, полученных с высоты 4,5 км. Кроме того, осуществлена дистанционная диагностика биоаэрозоля, получены спектры флуоресценции при пробое, инициированном филаментом на поверхности мишени, удалённой на расстояние до 180 м, установлено, что плазма филамента снижает порог высоковольтного электрического разряда и оказывает на него направляющее воздействие.

В эксперименте, выполненном на базе Ленгмюровской лаборатории атмосферных исследований (США),

зарегистрирована корреляция между радиочастотными импульсами, связанными с грозовыми разрядами, и образованием фемтосекундных филаментов в атмосфере [13, 14, 98–101, 124].

В обзорах [143, 144] на основе анализа экспериментальных данных сделан прогноз о реальной возможности применения флуоресценции, инициированной фемтосекундным филаментом, для дистанционного обнаружения и идентификации химических и биологических загрязняющих веществ в атмосфере, спектрального анализа удалённых мишеней.

Идея об использовании лазерной плазмы для передачи СВЧ-излучения, высказанная в [145], получила развитие в [146], где предложено формирование в воздухе виртуального СВЧ-волновода из пучка плазменных каналов, образующихся при филаментации фемтосекундных лазерных импульсов. Оптимальные конфигурации пучка плазменных каналов, которые при множественной фемтосекундной филаментации образуют цилиндрический волновод для СВЧ-излучения, теоретически исследованы в [147]. Направленная передача СВЧ-излучения по плазменному цилиндрическому волноводу экспериментально реализована в [148] на лазерном комплексе, оснащённом адаптивным зеркалом для формирования кольцевого пучка из плазменных каналов, которые создавали более 1000 филаментов при распространении в воздухе импульсного излучения на

длине волны 800 нм с энергией 1,5 Дж и длительностью 27 фс.

Впервые использование импульсного лазерного излучения ближнего инфракрасного диапазона для микромодификации оптических материалов продемонстрировано в [149]. С помощью фемтосекундных филаментов в объёме оптических стёкол сформированы волноводы, оптические ответвители, объёмные дифракционные решётки, фазовые транспаранты и другие элементы микропрототипики.

С развитием лазерных технологий на основе филаментации важное значение приобрела проблема управления процессом филаментации для получения оптимальных параметров лазерного излучения и наведённой лазерной плазмы в конкретных условиях. Такое управление можно осуществить только варьированием параметров исходного лазерного излучения, что влияет на начальную стадию филаментации, которая определяется процессом нестационарной самофокусировки импульсного излучения. Таким образом, управление филаментацией и нестационарной самофокусировкой импульсного излучения является единой задачей нелинейной оптики.

4. Заключение

Общие закономерности явлений самофокусировки световых пучков и филаментации лазерного излучения отражают единую физическую природу этих явлений. Успехи в изучении самофокусировки пучков в 1960–1970-х годах (см. обзоры [3, 112, 150–152], а также [2, 15, 85, 153–163]) стали основой для стремительного развития исследований филаментации лазерного излучения начиная с 1990-х годов. После открытия самофокусировки надежды первых лет на эффективное решение проблемы передачи лазерной энергии на большие расстояния сменились разочарованием. Пожалуй, только формирование УКИ в процессе рассеяния излучения при самофокусировке в усиливающей среде нашло практическое применение в генераторах фемтосекундных импульсов. В настоящее время становится реальностью развитие фемтосекундных лазерных технологий на основе явления филаментации лазерного излучения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 11-02-00556а). С.В.Ч. благодарит за поддержку научную школу Е.А. Виноградова НШ-1049.2012.2. В.П.К. благодарит за поддержку грантом Президента РФ НШ-6897.2012.2.

Список литературы

1. Аскарьян Г А *ЖЭТФ* **42** 1567 (1962) [Askar'yan G A *Sov. Phys. JETP* **15** 1088 (1962)]
2. Shen Y R *The Principles of Nonlinear Optics* (New York: J. Wiley, 1984) [Шен И Р *Принципы нелинейной оптики* (М.: Наука, 1989)]
3. Ахманов С А, Сухоруков А П, Хохлов Р В *УФН* **93** 19 (1967) [Akhmanov S A, Sukhorukov A P, Khokhlov R V *Sov. Phys. Usp.* **10** 609 (1968)]
4. Kasparian J, Béjot P, Wolf J-P *Opt. Lett.* **35** 2795 (2010)
5. Wahlstrand J K et al. *Phys. Rev. Lett.* **107** 103901 (2011)
6. Kosareva O et al. *Opt. Lett.* **36** 1035 (2011)
7. Власов С Н, Копосова Е В *Изв. вузов Радиофизика* **54** 207 (2011) [Vlasov S N, Koposova E V *Radiophys. Quantum Electron.* **54** 185 (2011)]
8. Болотовский Б М, в сб. *Памяти Г.А. Аскарьяна* (Сост. Г М Батанов и др.) (М.: Физматлит, 2000)
9. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982) [Landau L D, Lifshits E M *Electrodynamics of Continuous Media* (Oxford: Pergamon Press, 1984)]
10. Виноградова М Б, Руденко О В, Сухоруков А П *Теория волн* (М.: Наука, 1979)
11. Власов С Н, Таланов В И *Самофокусировка волн* (Н. Новгород: Институт прикладной физики РАН, 1997)
12. Мак А А и др. *Лазеры на неодимовом стекле* (М.: Наука, 1990)
13. Chin S L *Femtosecond Laser Filamentation* (New York: Springer, 2010)
14. Кандидов В П, Шленов С А, в сб. *Глубокое канализование и филаментация мощного лазерного излучения в веществе* (Под ред. В Я Панченко) (М.: Интерконтакт Наука, 2009) с. 185
15. Boyd R W, Lukishova S G, Shen Y R (Eds) *Self-focusing. Past and Present. Fundamentals and Prospects* (Topics in Applied Physics, Vol. 114) (New York: Springer, 2009)
16. Ахманов С А, Высоухов В А, Чиркин А С *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988) [Akhmanov S A, Vysloukh V A, Chirkin A S *Optics of Femtosecond Laser Pulses* (New York: American Institute of Physics, 1992)]
17. Таланов В И *Изв. вузов Радиофизика* **7** 564 (1964) [Talanov V I *Sov. Radiophys.* **7** 254 (1964)]
18. Chiao R Y, Garmire E, Townes C H *Phys. Rev. Lett.* **13** 479 (1964)
19. Сухоруков А П, в кн. *Физическая энциклопедия* Т. 4 (Под ред. А М Прохорова) (М.: Большая Российская энциклопедия, 1994) с. 415
20. Власов С Н, Петрищев В А, Таланов В И *Изв. вузов Радиофизика* **14** 1353 (1971) [Vlasov S N, Petrishchev V A, Talanov V I *Radiophys. Quantum Electron.* **14** 1062 (1974)]
21. Fibich G, Gaeta A L *Opt. Lett.* **25** 335 (2000)
22. Кандидов В П, Федоров В Ю *Квантовая электроника* **34** 1163 (2004) [Kandidov V P, Fedorov V Yu *Quantum Electron.* **34** 1163 (2004)]
23. Таланов В И *Изв. вузов Радиофизика* **9** 410 (1966) [Talanov V I *Sov. Radiophys.* **9** 260 (1966)]
24. Hercher M J. *Opt. Soc. Am.* **54** 563 (1964)
25. Chiao R Y, Gustafson T K, Kelley P L, in *Self-focusing. Past and Present. Fundamentals and Prospects* (Topics in Applied Physics, Vol. 114, Eds R W Boyd, S G Lukishova, Y R Shen) (New York: Springer, 2009) p. 129
26. Пилипецкий Н Ф, Рустамов А Р *Письма в ЖЭТФ* **2** 88 (1965) [Pilipetskii N F, Rustamov A R *JETP Lett.* **2** 55 (1965)]
27. Lallemand P, Bloembergen N *Phys. Rev. Lett.* **15** 1010 (1965)
28. Kelley P L *Phys. Rev. Lett.* **15** 1005 (1965)
29. Гольдберг В Н, Таланов В И, Эрм Р Э *Изв. вузов Радиофизика* **10** 674 (1967) [Gol'dberg V N, Talanov V I, Erm R E *Radiophys. Quantum Electron.* **14** 368 (1967)]
30. Marburger J H *Prog. Quantum Electron.* **4** 35 (1975)
31. Власов С Н *Квантовая электроника* **14** 1868 (1987) [Vlasov S N *Sov. J. Quantum Electron.* **17** 1191 (1987)]
32. Высотина Н В и др. *Оптика и спектроскопия* **98** 976 (2005) [Vysotina N V et al. *Opt. Spectrosc.* **98** 895 (2005)]
33. Garmire E, Chiao R Y, Townes C H *Phys. Rev. Lett.* **16** 347 (1966)
34. Ахманов С А, Сухоруков А П, Хохлов Р В *ЖЭТФ* **50** 1537 (1966) [Akhmanov S A, Sukhorukov A P, Khokhlov R V *Sov. Phys. JETP* **23** 1025 (1966)]
35. Хохлов Р В, в сб. *Тезисы докладов I Всесоюз. симпозиума по нелинейной оптике* (Минск, 1966)
36. Беспалов В И, Таланов В И *Письма в ЖЭТФ* **3** 471 (1966) [Bespakov V I, Talanov V I *JETP Lett.* **3** 307 (1966)]
37. McWane P D *Nature* **211** 1081 (1966)
38. Marburger J H, Wagner W G *IEEE J. Quantum Electron.* **3** 415 (1967)
39. Дышко А Л, Луговой В Н, Прохоров А М *Письма в ЖЭТФ* **6** 655 (1967) [Dyshko A L, Lugovoi V N, Prokhorov A M *JETP Lett.* **6** 146 (1967)]
40. Луговой В Н, Прохоров А М *Письма в ЖЭТФ* **7** 153 (1968) [Lugovoi V N, Prokhorov A M *JETP Lett.* **7** 117 (1968)]
41. Giuliano C R, Marburger J H *Phys. Rev. Lett.* **27** 905 (1971)
42. Коробкин В В и др. *Письма в ЖЭТФ* **11** 153 (1970) [Korobkin V V et al. *JETP Lett.* **11** 94 (1970)]
43. Loy M M T, Shen Y R *Phys. Rev. Lett.* **22** 994 (1969)
44. Чабан А А *Письма в ЖЭТФ* **5** 61 (1967) [Chaban A A *JETP Lett.* **5** 48 (1967)]
45. Nayyar V P, Kumar A *Opt. Commun.* **73** 501 (1989)

46. Власов С Н и др. *Изв. вузов Радиофизика* **21** 521 (1978) [Vlasov S N et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **21** 358 (1978)]
47. Голубков А А, Макаров В А *Изв. вузов Радиофизика* **31** 1042 (1988) [Golubkov A A, Makarov V A *Radiophys. Quantum Electron.* **31** 737 (1988)]
48. Голубков А А, Макаров В А, Пережогин И А *Вестн. МГУ Сер. 3 Физ. Астрон.* (1) 49 (2009) [Golubkov A A, Makarov V A, Perezhogin I A *Moscow Univ. Phys. Bull.* **64** (1) 54 (2009)]
49. Makarov V A, Perezhogin I A, Potravkin N N *Laser Phys.* **19** 322 (2009)
50. Голубков А А, Макаров В А, Рахматуллина И Г *Квантовая электроника* **19** 1195 (1992) [Golubkov A A, Makarov V A, Rakhamtullina I G *Sov. J. Quantum Electron.* **22** 1117 (1992)]
51. Макаров В А, Пережогин И А, Потравкин Н Н *Оптика и спектроскопия* **109** 839 (2010) [Makarov V A, Perezhogin I A, Potravkin N N *Opt. Spectrosc.* **109** 778 (2010)]
52. Bloembergen N, Lallemand P *Phys. Rev. Lett.* **16** 81 (1966)
53. Shimizu F *Phys. Rev. Lett.* **19** 1097 (1967)
54. Joenl R J, Landauer R *Phys. Lett. A* **24** 228 (1967)
55. Островский Л А *ЖТФ* **33** 905 (1963) [Ostrovskii L A *Sov. Phys. Tech. Phys.* **8** 679 (1964)]
56. Островский Л А *ЖТФ* **51** 1189 (1966) [Ostrovskii L A *Sov. Phys. JETP* **24** 797 (1967)]
57. Бондаренко Н Г, Еремина И В, Таланов В И *Письма в ЖЭТФ* **12** 125 (1970) [Bondarenko N G, Eremina I V, Talanov V I *JETP Lett.* **12** 85 (1970)]
58. Alfano R R, Shapiro S L *Phys. Rev. Lett.* **24** 592 (1970)
59. Alfano R R, Shapiro S L *Phys. Rev. Lett.* **24** 584 (1970)
60. Alfano R R, Hope L L, Shapiro S L *Phys. Rev. A* **6** 433 (1972)
61. Ильинев Н Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **15** 191 (1972) [Il'ichev N N et al. *JETP Lett.* **15** 133 (1972)]
62. Smith W L, Liu P, Bloembergen N *Phys. Rev. A* **15** 2396 (1977)
63. Bloembergen N *Opt. Commun.* **8** 285 (1973)
64. Corkum P B, Rolland C, Srinivasan-Rao T *Phys. Rev. Lett.* **57** 2268 (1986)
65. Alfano R R, Shapiro S L *Chem. Phys. Lett.* **8** 631 (1971)
66. Летохов В С *ЖЭТФ* **55** 1943 (1968) [Letokhov V S *Sov. Phys. JETP* **28** 1026 (1969)]
67. Кузнецова Т И *ЖЭТФ* **57** 1673 (1969) [Kuznetsova T I *Sov. Phys. JETP* **30** 904 (1970)]
68. Fleck J A *Appl. Phys. Lett.* **12** 178 (1968)
69. Treacy E B *Phys. Lett. A* **28** 34 (1968)
70. Glenn W H, Brienza M J *Appl. Phys. Lett.* **10** 221 (1967)
71. Басов Н Г и др. *ЖЭТФ* **60** 533 (1971) [Basov N G et al. *Sov. Phys. JETP* **33** 289 (1971)]
72. Быковский Н Е и др. *Квантовая электроника* **7** 68 (1972) [Bykovskii N E et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **2** 56 (1972)]
73. Малютин А А, Щелев М Я *Письма в ЖЭТФ* **9** 445 (1969) [Malyutin A A, Sheleev M Ya *JETP Lett.* **9** 266 (1969)]
74. Коробкин В В, Малютин А А, Щелев М Я *Письма в ЖЭТФ* **11** 168 (1970) [Korobkin V V, Malyutin A A, Shchelev M Ya *JETP Lett.* **11** 103 (1970)]
75. Басов Н Г и др. *ЖЭТФ* **57** 1175 (1969) [Basov N G et al. *Sov. Phys. JETP* **30** 641 (1970)]
76. Басов Н Г и др. *ЖЭТФ* **65** 907 (1973) [Basov N G et al. *Sov. Phys. JETP* **38** 449 (1974)]
77. Коробкин В В, Малютин А А, Прохоров А М *Письма в ЖЭТФ* **12** 216 (1970) [Korobkin V V, Malyutin A A, Prokhorov A M *JETP Lett.* **12** 150 (1970)]
78. Жерихин А Н и др. *ЖЭТФ* **66** 116 (1974) [Zherikhin A N et al. *Sov. Phys. JETP* **39** 52 (1974)]
79. Жерихин А Н и др. *Квантовая электроника* **1** 956 (1974) [Zherikhin A N et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **4** 525 (1974)]
80. Spence D E, Kean P N, Sibbett W *Opt. Lett.* **16** 42 (1991)
81. Brabec T et al. *Opt. Lett.* **17** 1292 (1992)
82. Крюков П Г *Квантовая электроника* **31** 95 (2001) [Kryukov P G *Quantum Electron.* **31** 95 (2001)]
83. Lozhkarev V V et al. *Laser Phys. Lett.* **4** 421 (2007)
84. Жерихин А Н, Матвеец Ю А, Чекалин С В *Квантовая электроника* **3** 1585 (1976) [Zherikhin A N, Matveets Yu A, Chekalina S V *Sov. J. Quantum Electron.* **6** 858 (1976)]
85. Баранова Н Б и др. *Труды ФИАН* **103** 84 (1978) [Translated into English: Baranova N B et al. *J. Sov. Laser Res.* **1** 62 (1980)]
86. Аскарьян Г А, Дианов Х А, Мухамаджанов М *Письма в ЖЭТФ* **16** 211 (1972) [Askar'yan G A, Diyanov Kh A, Mukhamadzhanov M *JETP Lett.* **16** 149 (1972)]
87. Lukishova S G, in *Self-focusing. Past and Present. Fundamentals and Prospects* (Topics in Applied Physics, Vol. 114, Eds R W Boyd, S G Lukishova, Y R Shen) (New York: Springer, 2009) p. 191
88. Баранова Н Б и др. *Квантовая электроника* **1** 2450 (1974) [Baranova N G et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **4** 1362 (1975)]
89. Moses E I *Nucl. Fusion* **49** 104022 (2009)
90. Strickland D, Mourou G *Opt. Commun.* **56** 219 (1985)
91. Braun A et al. *Opt. Lett.* **20** 73 (1995)
92. Korobkin V V, Alcock A J *Phys. Rev. Lett.* **21** 1433 (1968)
93. Nibbering E T J et al. *Opt. Lett.* **21** 62 (1996)
94. Brodeur A et al. *Opt. Lett.* **22** 304 (1997)
95. Kosareva O G et al. *Opt. Lett.* **22** 1332 (1997)
96. La Fontaine B et al. *Phys. Plasmas* **6** 1615 (1999)
97. Chin S L et al. *Can. J. Phys.* **83** 863 (2005)
98. Couairon A, Mysyrowicz A *Phys. Rep.* **441** 47 (2007)
99. Bergé L et al. *Rep. Prog. Phys.* **70** 1633 (2007)
100. Kasparian J, Wolf J-P *Opt. Express* **16** 466 (2008)
101. Кандидов В П, Шленов С А, Косарева О Г *Квантовая электроника* **39** 205 (2009) [Kandidov V P, Shlenov S A, Kosareva O G *Quantum Electron.* **39** 205 (2009)]
102. Javan A, Kelley P *IEEE J. Quantum Electron.* **2** 470 (1966)
103. Minardi S et al. *Opt. Lett.* **33** 86 (2008)
104. Kosareva O G et al. *J. Nonlin. Opt. Phys. Mater.* **6** 485 (1997)
105. Yablonovitch E, Bloembergen N *Phys. Rev. Lett.* **29** 907 (1972)
106. Кандидов В П и др. *Квантовая электроника* **41** 382 (2011) [Kandidov V P et al. *Quantum Electron.* **41** 382 (2011)]
107. Kasparian J, Sauerbrey R, Chin S L *Appl. Phys. B* **71** 877 (2000)
108. Fedorov V Yu, Kandidov V P *Laser Phys.* **18** 1530 (2008)
109. Chin S L et al. *Opt. Commun.* **188** 181 (2001)
110. Chin S L et al. *Opt. Commun.* **210** 329 (2002)
111. Fedorov V Y, Tverskoy O V, Kandidov V P *Appl. Phys. B* **99** 299 (2010)
112. Аскарьян Г А *УФН* **111** 249 (1973) [Askar'yan G A *Sov. Phys. Usp.* **16** 680 (1974)]
113. Lange H R et al. *Opt. Lett.* **23** 120 (1998)
114. Théberge F et al. *Phys. Rev. E* **74** 036406 (2006)
115. Ионин А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **90** 467 (2009) [Ionin A A et al. *JETP Lett.* **90** 423 (2009)]
116. Гейнц Ю Э, Землянов А А *Оптика атмосферы и океана* **23** 274 (2010) [Geints Yu E, Zemlyanov A A *Atmos. Ocean. Opt.* **23** 270 (2010)]
117. Dubietis A et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 253903 (2004)
118. Liu W et al. *Appl. Phys. B* **80** 857 (2005)
119. Mlejnek M, Wright E M, Moloney J V *Opt. Lett.* **23** 382 (1998)
120. Bergé L et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 225002 (2004)
121. Hosseini S A et al. *Phys. Rev. A* **70** 033802 (2004)
122. Henin S et al. *Appl. Phys. B* **100** 77 (2010)
123. Chin S L, Théberge F, Liu W *Appl. Phys. B* **86** 477 (2007)
124. Kasparian J et al. *Science* **301** 61 (2003)
125. Nagura Ch et al. *Appl. Opt.* **41** 3735 (2002)
126. Brodeur A, Chin S L *Phys. Rev. Lett.* **80** 4406 (1998)
127. Kandidov V P et al. *Appl. Phys. B* **77** 149 (2003)
128. Chin S L et al. *J. Nonlin. Opt. Phys. Mater.* **8** 121 (1999)
129. Dormidonov A E, Kandidov V P *Laser Phys.* **19** 1993 (2009)
130. Дормидонов А Е и др. *Квантовая электроника* **39** 653 (2009) [Dormidonov A E et al. *Quantum Electron.* **39** 653 (2009)]
131. Hauri C P et al. *Appl. Phys. B* **79** 673 (2004)
132. Kosareva O G et al. *Appl. Phys. B* **91** 35 (2008)
133. Faccio D et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 193901 (2006)
134. Aközbek N et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 143901 (2002)
135. Lange H R et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 1611 (1998)
136. Painter J C et al. *Opt. Lett.* **31** 3471 (2006)
137. Tzortzakis S et al. *Opt. Lett.* **27** 1944 (2002)
138. D'Amico C et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 235002 (2007)
139. Sprangle P et al. *Phys. Rev. E* **69** 066415 (2004)
140. Balakin A V et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **27** 16 (2010)
141. Bodrov S B et al. *Opt. Express* **19** 6829 (2011)
142. Wille H et al. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **20** 183 (2002)
143. Chin S L et al. *Appl. Phys. B* **95** 1 (2009)
144. Xu H L, Chin S L *Sensors* **11** 32 (2011)

145. Аскарьян Г А *ЖЭТФ* **55** 1400 (1968) [Askaryan G A *Sov. Phys. JETP* **28** 732 (1969)]
146. Валуев В В, Кандидов В П, Черепенин В А *Интеграл* (6) 6 (2006)
147. Dormidonov A E et al. *Proc. SPIE* **6733** 67332S (2007)
148. Châteauneuf M et al. *Appl. Phys. Lett.* **92** 091104 (2008)
149. Davis K M et al. *Opt. Lett.* **21** 1729 (1996)
150. Akhmanov S A, Khokhlov R V, Sukhorukov A P, in *Laser Handbook* Vol. 2 (Eds F T Arecchi, E O Schulz-Dubois) (Amsterdam: North-Holland, 1972) p. 1151
151. Луговой В Н, Прохоров А М *УФН* **111** 203 (1973) [Lugovoi V N, Prokhorov A M *Sov. Phys. Usp.* **16** 658 (1974)]
152. Беспалов В И, Литвак А Г, Таланов В И, в сб. *Нелинейная оптика. Труды 2-го Всесоюз. симпозиума по нелинейной оптике* (Гл. ред. Р В Хохлов) (Новосибирск: Наука, 1968) с. 428
153. Сухоруков А П *УФН* **101** 81 (1970) [Sukhorukov A P *Sov. Phys. Usp.* **13** 410 (1970)]
154. Аскарьян Г А *УФН* **107** 507 (1972) [Askaryan G A *Sov. Phys. Usp.* **15** 517 (1973)]
155. Захаров В Е *УФН* **107** 509 (1972) [Zakharov V E *Sov. Phys. Usp.* **15** 518 (1973)]
156. Луговой В Н *УФН* **107** 510 (1972) [Lugovoi V N *Sov. Phys. Usp.* **15** 519 (1973)]
157. Коробкин В В *УФН* **107** 512 (1972) [Korobkin V V *Sov. Phys. Usp.* **15** 520 (1973)]
158. Таланов В И *УФН* **107** 514 (1972) [Talanov V I *Sov. Phys. Usp.* **15** 521 (1973)]
159. Литвак А Г *УФН* **107** 515 (1972) [Litvak A G *Sov. Phys. Usp.* **15** 523 (1973)]
160. Svelto O *Prog. Opt.* **12** 1 (1974)
161. Shen Y R *Prog. Quantum Electron.* **4** 1 (1975)
162. Fleck J A (Jr.), Morris J R, Feit M D *Appl. Phys.* **10** 129 (1976)
163. Маненков А А *УФН* **181** 107 (2011) [Manenkov A A *Phys. Usp.* **54** 100 (2011)]

From self-focusing light beams to femtosecond laser pulse filamentation

S.V. Chekalin

*Institute of Spectroscopy, Russian Academy of Sciences,
142190 Troitsk, Moscow, Russian Federation*

Tel. + 7 (495) 851 02 37

Fax + 7 (495) 851 08 86

E-mail: schekalin@yandex.ru

V.P. Kandidov

*Physics Department, M.V. Lomonosov Moscow State University,
Leninskie gory, 119992 Moscow, Russian Federation*

Tel. + 7 (495) 939 30 91

E-mail: kandidov@physics.msu.ru

2012 marked the 50th anniversary of the first published prediction of the self-focusing phenomenon in light beams. The recent revived interest in the subject is due to advances in high power femtosecond laser technology and due to the possibility they provided of creating extended filaments of high light field intensity in gases and condensed media. This review shows in retrospect how our understanding of the self-action of light evolved from the self-focusing of laser beams in the 1960s to the filamentation of femtosecond laser pulses at present. It also describes the current status of this rapidly growing area of nonlinear optics and laser physics. Finally, it assesses, in general terms, what is common and what is different in the phenomenon of laser beam self-focusing and that of laser pulse filamentation.

PACS numbers: **42.65.-k**, 42.65.Jx, 42.65.Ky, 42.65.Re, 52.38.Hb

DOI: 10.3367/UFNr.0183.201302b.0133

Bibliography — 163 references

Received 14 February 2012, revised 30 March 2012

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **183** (2) 133–152 (2013)

Physics – Uspekhi **56** (2) (2013)