

Лауреаты Ленинской премии 1964 года за фундаментальные исследования, приведшие к созданию полупроводниковых лазеров, А.П. Штогов, Ю.М. Попов, О.Н. Крохин (слева направо).

70 %, рабочий ресурс — до нескольких десятилетий. Освоенный генерируемый ими диапазон длин волн простирается от инфракрасного до ультрафиолетового. Для эффективной накачки твердотельных лазеров разработаны монолитные линейки инжекционных лазеров и матрицы на их основе. Трудно переоценить тот огромный вклад, который внесли в создание и развитие полупроводниковых лазеров учёные ФИАНа и ФТИ, работавшие под руководством Н.Г. Басова и Ж.И. Алфёрова.

Роль инжекционных лазеров в нашей жизни хорошо известна — это волоконно-оптическая связь, лазерные принтеры, высокоямкная память на оптических дисках, многочисленные приборы для медицины, технологические установки, позволяющие производить обработку лазерным лучом различных материалов. Следует ожидать, что в недалёком будущем их значение возрастёт, особенно в области производства средств освещения и дисплеев, включая высококачественное трёхмерное телевидение.

Список литературы

1. Басов Н Г, Вул Б М, Попов Ю М *ЖЭТФ* **37** 587 (1959) [Basov N G, Vul B M, Popov Yu M *Sov. Phys. JETP* **10** 416 (1960)]
2. Басов Н Г, Крохин О Н, Попов Ю М *УФН* **72** 161 (1960) [Basov N G, Krokhin O N, Popov Yu M *Sov. Phys. Usp.* **3** 702 (1961)]
3. Басов Н Г, Крохин О Н, Попов Ю М *ЖЭТФ* **40** 1879 (1961) [Basov N G, Krokhin O N, Popov Yu M *Sov. Phys. JETP* **13** 1320 (1961)]
4. Bernard M G A, Duraffourg G *Phys. Status Solidi B* **1** 699 (1961)
5. Алферов Ж И и др. *ФТП* **4** 1826 (1970) [Alferov Zh I et al. *Sov. Phys. Semicond.* **4** 1573 (1971)]
6. Burns G, Nathan M I *Proc. IEEE* **52** 770 (1964)
7. Наследов Д Н и др. *ФТТ* **4** 1062 (1962) [Nasledov D N et al. *Sov. Phys.-Solid State* **4** 2449 (1963)]
8. Hall R N et al. *Phys. Rev. Lett.* **9** 366 (1962)
9. Hall R N *IEEE J. Quantum Electron.* **23** 674 (1987)
10. Keyes R J, Quist T M *Proc. IRE* **50** 1822 (1962)
11. Pankove J I, Berkeyheiser J E *Proc. IRE* **50** 1976 (1962)
12. Nathan M I et al. *Appl. Phys. Lett.* **1** 62 (1962)
13. Holonyak N, Bevacqua S F *Appl. Phys. Lett.* **1** 82 (1962)
14. Quist T M et al. *Appl. Phys. Lett.* **1** 91 (1962)
15. Багаев В С и др. *ДАН СССР* **150** 275 (1963) [Bagaev V S et al. *Sov. Phys. Dokl.* **8** 453 (1963)]
16. Grivet P, Bloembergen N (Eds) *Quantum Electronics: Proc. of the Third Intern. Congress, Paris, 1963* (New York: Columbia Univ. Press, 1964)

PACS numbers: 01.65.+g, 42.60.-v, 42.65.-k
DOI: 10.3367/UFNr.0180.201101m.0107

Самофокусировка лазерных пучков: современное состояние и перспективы исследований

А.А. Маненков

1. Введение

Самофокусировка лазерных пучков при их распространении в нелинейных средах — одно из фундаментальных явлений нелинейной оптики. Суть этого явления заключается в изменении пространственного профиля пучка вследствие зависимости показателя преломления среды от интенсивности излучения. Характер этого изменения зависит от амплитудно-временных параметров пучка и оптических свойств среды. Важность явления самофокусировки определяется её сильным влиянием на процессы взаимодействия мощного лазерного излучения с оптическими средами (ионизация, разрушение) и другие нелинейные эффекты (вынужденное рассеяние, генерация гармоник, фазовая самомодуляция и др.). В последние годы в связи с обнаружением самофокусировки лазерных пучков с фемтосекундной (фс) длительностью импульсов в воздухе значительный интерес вызывает возможность практических применений этого явления (дистанционное зондирование атмосферы, управление электрическими разрядами и др.).

В связи с отмеченным исследование механизмов самофокусировки в различных средах и различных диапазонах частот и длительностей импульсов, выяснение адекватных моделей явления — важнейшее направление лазерной физики и нелинейной оптики.

Цель данного доклада — краткое изложение основных результатов исследований явления самофокусировки, достигнутых к настоящему времени, и анализ перспектив дальнейших исследований. Заметим, что явление самофокусировки с момента предсказания (1962 г.) исследовалось в огромном числе работ, результаты которых стали предметом обсуждения во многих обзорах, монографиях и других публикациях. Например, в 2009 г. опубликована книга [1], содержащая обширную коллекцию из 24 глав, написанных известными специалистами в этой области, по различным теоретическим и экспериментальным аспектам проблемы. Далее мы остановимся лишь на некоторых основных, принципиальных, на наш взгляд, аспектах проблемы.

А.А. Маненков. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, РФ. E-mail: manenkov@kapella.gpi.ru

2. История исследований самофокусировки: основные этапы

Можно выделить следующие основные этапы в развитии исследований явления самофокусировки лазерных пучков.

- Предсказание явления, введение термина "самофокусировка", качественный анализ модели самоканализации (распространение пучка без дифракционной расходимости) (Аскарьян [2], 1962 г.).

- Первые наблюдения самофокусировки: обнаружение нитевидных разрушений в твёрдых телах (Hercher [3], 1964 г.), самофокусировка в жидкостях (Пилипецкий, Рустамов [4], 1965 г.).

- Первое детальное исследование, введение понятия критической мощности, формулировка теоретической модели самоканализации (Chiao, Garmire, Townes [5], Таланов [6, 7], 1964 г.).

• Дальнейшие теоретические исследования:

- установление основных закономерностей явления: схлопывание пучка, определение основных характеристик: критической мощности, длины самофокусировки, фазовой самомодуляции, пространственной неустойчивости (Kelly [8], Беспалов, Таланов [9], Ахманов, Хохлов, Сухоруков [10, 11], Marburger et al. [12, 13]);

- формулировка моделей многофокусной структуры (Дышко, Луговой, Прохоров [14]) и движущихся нелинейных фокусов (Луговой, Прохоров [15]). Поскольку эти две модели оказались наиболее теоретически обоснованными и адекватными, надёжно подтверждёнными экспериментально (особенно в наносекундном диапазоне длительностей импульсов) и являются основой дальнейших исследований самофокусировки в диапазоне сверхкоротких импульсов, мы остановимся на их анализе подробнее в разделе 3.

• Новый этап: исследование самофокусировки сверхкоротких (фемтосекундных) импульсов:

- первое наблюдение самофокусировки фс-импульсов в воздухе, обнаружение "сверхдлинных" нитей (филаментов) лазерного излучения и плазменных образований (Mourou et al. [16], 1995 г.);

- дальнейшие экспериментальные исследования самофокусировки фс-импульсов в воздухе: выяснение основных характеристик явления филаментации (длина и диаметр, энергия, спектр филаментов, коническая эмиссия, суперконтинuum) (Mysyrowicz et al. [17], 1996 г., Chin et al. [18], 1997 г.);

- теоретические исследования, анализ различных моделей филаментации фс-импульсов в воздухе (Кандидов и др. [19], 1997 г., Moloney et al. [20], 1997 г.).

Исследования филаментации фс-импульсов в воздухе, других газах и конденсированных средах в последние годы являются основным направлением исследований явления самофокусировки. На некоторых результатах этих исследований мы остановимся ниже.

3. Теория Лугового – Прохорова: модели многофокусной структуры и движущихся нелинейных фокусов

В этом разделе мы кратко изложим основные результаты теоретических исследований, в которых были сформулированы модели многофокусной структуры (МФС) [14] и движущихся нелинейных фокусов (ДНФ) [15].

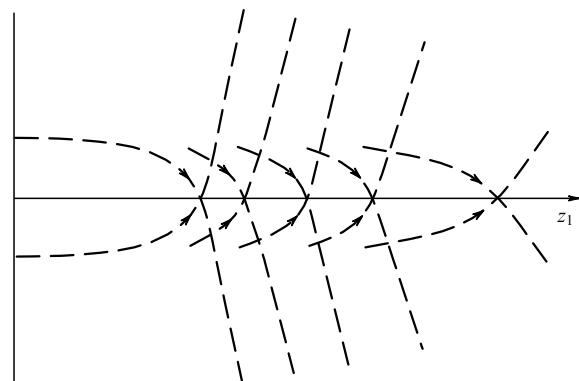


Рис. 1. Схематическое продольное сечение светового пучка, распространяющегося в керровской нелинейной среде, при $P > P_{cr}$. Здесь $z_1 = z/l_{sf}$, где l_{sf} — длина самофокусировки.

В работе [14] рассматривалось распространение светового пучка с гауссовым первоначальным профилем интенсивности в среде с безынерционной керровской нелинейностью показателя преломления. На основе численного решения волнового уравнения

$$\frac{\partial^2 E}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E}{\partial r} + 2ik \frac{\partial E}{\partial z} + n_2 k^2 |E|^2 E = 0, \quad (1)$$

где E — напряжённость электрического поля светового пучка, r и z — радиальная и продольная координаты (z совпадает с направлением распространения пучка в среде), k — волновое число, n_0 — начальный показатель преломления среды, n_2 — коэффициент нелинейности показателя преломления,

$$n = n_0 + n_2 |E|^2, \quad (2)$$

было установлено, что при мощности падающего пучка P , превышающей критическую мощность $P_{cr}^{(1)} = c n_1^2 / 8 n_2 k^2$, где c — скорость света в вакууме, N_1 — численный коэффициент, равный приблизительно 2, *волноводное распространение*, предложенное в некоторых предыдущих работах (см. обзорную статью [21] и ссылки там), не имеет места, а образуется *многофокусная структура*. Схематическое представление такой структуры для случая стационарного светового пучка (P не зависит от времени) показано на рис. 1. Механизм формирования многофокусной структуры состоит в том, что в первый фокус в приосевой области пучка "отслаивается" лишь доля первоначальной мощности пучка (близкая к критической мощности $P_{cr}^{(1)}$). Эта доля частично поглощается в нелинейном фокусе и частично дифрагирует (после прохождения фокуса) под относительно большими углами к оси пучка. В оставшейся части светового пучка, прошедшей с боков мимо первого фокуса, аналогичным образом "отслаивается" и формируется второй нелинейный фокус и т.д. Таким образом, последовательное формирование нелинейных фокусов является как бы рекуррентным.

Основными характеристиками модели МФС являются положение нелинейных фокусов и критические мощности, при которых они образуются [21]:

$$\xi_{fm} = \frac{\chi_m}{N_m} \frac{k \bar{a}_0^2}{\sqrt{P_0/P_{cr}^{(m)}} - 1}, \quad (3)$$

$$P_{cr}^{(m)} \approx m P_{cr}^{(1)}, \quad (4)$$

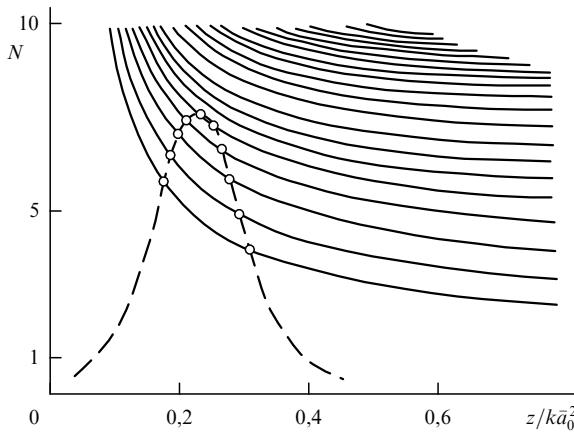


Рис. 2. Положение нелинейных фокусов на оси z/\bar{a}_0^2 (сплошные кривые) и форма импульса падающего излучения (штриховая кривая), иллюстрирующие образование структуры движущихся нелинейных фокусов в керровской нелинейной среде.

где m — номер нелинейного фокуса, $P_{\text{cr}}^{(m)}$ — критическая мощность m -го фокуса, χ_m и N_m — численные параметры, \bar{a}_0 — радиус падающего пучка. Размеры фокусов и их относительное расположение по продольной координате могут зависеть от дополнительных физических явлений (нелинейное поглощение, ионизация и т.п.), ограничивающих плотность световой энергии в нелинейных фокальных областях. Однако, как показали теоретические исследования многих из этих эффектов, многофокусная структура сохраняется, т.е. модель МФС является универсальной и может наблюдаться во многих физических условиях [21].

Очевидно, что для импульсных пучков с плавным изменением мощности во времени положение нелинейных фокусов будет изменяться в соответствии с соотношением (3), в котором ζ_{fm} и P_0 являются теперь функциями времени: $\zeta_{fm} = \zeta_{fm}(t)$, $P_0 = P_0(t)$. Из этого следует, что в случае нестационарных световых пучков должна реализовываться модель движущихся нелинейных фокусов. Полное число фокусов в этой структуре в момент времени t определяется условием $P_0(t) > P_{\text{cr}}^{(m)}$. Рисунок 2 иллюстрирует образование многофокусной структуры движущихся нелинейных фокусов в керровской среде. Положение нелинейных фокусов на оси пучка (сплошные кривые) и форма импульса падающего излучения $N(t, z)$ (штриховая кривая) изображены в координатах $(z/\bar{a}_0^2, N)$. Форма импульса $N(t)$ даётся выражением [21]

$$N(t, z) = \frac{1}{E_{\text{cr}}} \left| E_0 \left(t - \frac{k\bar{a}_0^2}{v} \frac{z}{\bar{a}_0^2} \right) \right|, \quad (5)$$

где E_{cr} — критическая напряжённость поля, соответствующая критической мощности самофокусировки P_{cr} , v — скорость света в среде. Величины z/\bar{a}_0^2 , соответствующие пересечению сплошных и штриховой кривых, определяют положение нелинейных фокусов на оси пучка в момент времени t . Впервые модель движущихся нелинейных фокусов была предложена Луговым и Прохоровым в работе [15], затем её различные характеристики (в частности, структура и скорость движения нелинейных фокусов для случая сверхкоротких лазерных импульсов) детально исследовались (см. обзор [21]).

Модели многофокусной структуры и движущихся нелинейных фокусов были достоверно подтверждены в целенаправленных экспериментальных исследованиях самофокусировки в разных средах с применением различных подходов и методов регистрации [22–24].

В работе [22] исследовалась самофокусировка пучка рубинового лазера с длительностью импульса 8 нс в толуоле и CS_2 , наблюдалась эволюция пучка внутри и на выходном торце кюветы с исследуемой жидкостью при различном превышении мощности падающего излучения над критической мощностью P_{cr} . Анализ результатов наблюдений определённо указывал на наличие движения нелинейных фокусов (детально исследовалась эволюция первого нелинейного фокуса).

В работе [23] изучалась самофокусировка пучка рубинового лазера с 15-наносекундной длительностью импульса в нитробензоле и CS_2 , наблюдалась временная эволюция пучка в среде с применением техники регистрации интенсивности с высоким времененным разрешением. При высоких значениях мощности падающего излучения, превышающих критическую мощность, авторы наблюдали движущуюся структуру нелинейных фокусов в исследуемых жидкостях.

В обеих работах [22, 23] исследования проводились с использованием лазеров, работающих в режиме модуляции добротности, в котором генерировались стандартные импульсы колоколообразной временной формы, что соответствовало случаю *нестационарной* самофокусировки.

В работе [24] исследовалась самофокусировка в стекле ТФ-105 пучка рубинового лазера с варьируемой временной формой импульсов (колоколообразной, пилюобразной и прямоугольной). Такой подход позволил исследовать характер самофокусировки как в *нестационарном* (случай двух первых форм), так и в *стационарном* (случай прямоугольных импульсов) режимах. Наблюдалось лазерное разрушение в образцах, исследовалась его морфология в зависимости от формы импульсов. Результаты этих исследований были однозначно интерпретированы в рамках моделей движущихся нелинейных фокусов и стационарной многофокусной структуры. Отметим, что подход, заключающийся в использовании лазерных импульсов с варьируемой временной формой в исследованиях явления самофокусировки, был предложен и реализован в работе [24] впервые. Развитие концепции этого подхода мы обсудим в разделе 5 при анализе перспектив дальнейших исследований самофокусировки сверхкоротких импульсов.

4. Самофокусировка фемтосекундных лазерных пучков

В этом разделе мы приведём основные результаты экспериментальных и теоретических работ, полученные к настоящему времени в исследованиях самофокусировки лазерных пучков с фс-длительностью импульсов.

4.1. Экспериментальные данные

Как отмечалось в разделе 2, самофокусировка лазерных пучков с фс-длительностью импульсов сначала была наблюдана и детально исследована в воздухе, а затем в других газах и конденсированных средах. В экспериментальных исследованиях в качестве источника излучения преимущественно использовались лазерные системы на

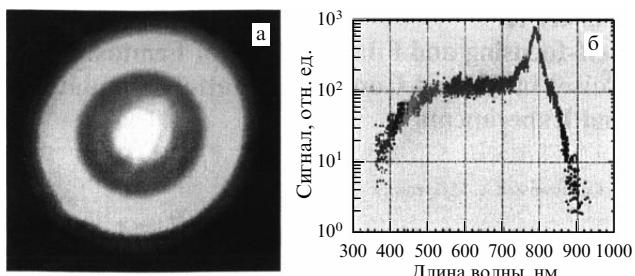


Рис. 3. (а) Коническая эмиссия, сопровождающая самофокусировку в воздухе: центральное белое пятно (филамент) окрашено ньютоновскими кольцами с расходимостью $\approx 1\text{мрад}$. (б) Спектр лазерного пучка ($\lambda_0 = 800 \text{ нм}$, $\Delta t = 70 \text{ фс}$, $P = 3 \text{ ТВт}$) после распространения на расстоянии свыше 10 м в воздухе. (Рисунок взят из статьи [25].)

основе кристалла Ti:Al₂O₃ (часто называемые титан-сапфировыми лазерами), генерирующие в области длин волн $\sim 800 \text{ нм}$ с длительностью импульсов в несколько десятков-сотен фемтосекунд.

Типичные характеристики наблюдаемых в таких экспериментах филаментов в воздухе следующие (см. [25] и ссылки там): критическая мощность $P_{\text{cr}} \approx 3 \text{ ГВт}$, длина филамента (при $P_0 \leq 10 P_{\text{cr}}$) $\approx 10 \text{ м}$, диаметр филамента $\approx 100 \text{ мкм}$, доля энергии в филаменте составляет 6–10 % от полной энергии пучка, множественная филаментация при $P_0 \geq 10 P_{\text{cr}}$, при $P_0 \gg P_{\text{cr}}$ длина филаментов может достигать 2 км, спектр излучения филаментов испытывает радикальные изменения: наблюдается сильное уширение (суперконтинуум в диапазоне 230 нм–4 мкм) и коническая эмиссия (рис. 3).

Типичные характеристики филаментов в конденсированных средах (криSTALLах, стёклАх, жидкостях) (см. [25] и приведённые там ссылки): критическая мощность P_{cr} на порядок меньше, чем в газах, длина филаментов порядка нескольких сантиметров, диаметр филамента около 2 мкм. При распространении пучка в усиливающей среде (криSTALLы Ti:Al₂O₃ и др.) происходит уменьшение диаметра филамента и увеличение его энергии.

4.2. Результаты теоретических исследований

К настоящему времени опубликовано большое число теоретических работ по самофокусировке фс-импульсов в воздухе (см. [17–20, 25–28] и приведённые там ссылки).

Все работы основаны на численном решении волнового уравнения с учётом керровской нелинейности (приводящей к самофокусировке) и образующейся вследствие многофотонного поглощения плазмы (приводящей к дефокусировке). Типичная система уравнений, используемая в таких исследованиях (см., например, [25]):

$$\begin{aligned} & 2i \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{k_0} \Delta_{\perp} E - k'' \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \\ & + k_0 n_2 \left(|E|^2 + \tau_K^{-1} \int_{-\infty}^t \exp \left(-\frac{t-t'}{\tau_K} \right) |E(t')|^2 dt' \right) E - \\ & - k_0 \frac{\omega_{pe}^2(\rho)}{\omega_0^2} E + i\beta^{(K)} |E|^{2K-2} E = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} = \frac{\beta^{(K)}}{K \hbar \omega_0} |E|^{2K} \left(1 - \frac{\rho}{\rho_{at}} \right). \quad (7)$$

В (6) первые два члена описывают распространение пучка в среде с учётом дифракции, третий член — с учётом дисперсии групповой скорости, четвёртый и пятый члены — керровской нелинейности среды (четвёртый — безынерционной нелинейности, пятый — запаздывающей части нелинейности с характеристиками времени τ_K), шестой и седьмой члены учитывают генерацию плазмы с плотностью ρ и многофотонное поглощение с вероятностью $\beta^{(K)}$ (индекс (K) здесь указывает число фотонов в многофотонном процессе).

Уравнение (7) описывает кинетику плазмы, образующейся вследствие многофотонной ионизации (ρ — плотность плазмы, ρ_{at} — плотность нейтральных атомов).

Результаты численных расчётов интерпретированы разными авторами на основе различных моделей: "dynamic spatial replenishment" [20], "moving foci and refocusing", "slice-by-slice self-focusing" [18, 27].

Анализ [29] указанных моделей показал, что они *по существу* совпадают с моделями многофокусной структуры и движущихся нелинейных фокусов и отличаются от последних лишь терминологией. Действительно, используемая авторами [20] терминология (например, "self-guided light strings") может вводить в заблуждение, создавая видимость некой новой концепции нелинейного распространения света. В действительности это лишь другое название траекторий движущихся нелинейных фокусов многофокусной структуры (с генерацией плазмы). Аналогично, нет ничего нового в "dynamic spatial replenishment" — это и есть механизм последовательного формирования нелинейных фокусов многофокусной структуры, описанный в разделе 3. То же можно сказать и о модели "slice-by-slice self-focusing" [27], которая, по существу, является переформулированной моделью движущихся нелинейных фокусов.

При анализе работ, опубликованных до настоящего времени по исследованиям самофокусировки фемтосекундных лазерных пучков в воздухе, был отмечен [29] ряд их недостатков, затрудняющих адекватное сравнение результатов компьютерных расчётов с экспериментальными данными. Так, было отмечено, что экспериментальные результаты недостаточно информативны для полного понимания механизмов и процессов, вовлечённых в филаментацию лазерного пучка и образование плазмы. В частности, наблюдения филаментов были проведены интегрально во времени и по пространству и с недостаточным, для того чтобы обнаружить структуру филаментов, разрешением. Относительно теоретических расчётов отмечено, в частности, что в них неполно учитывается дисперсия групповой скорости (неучёт вклада плазменной компоненты), неадекватно интерпретируется запаздывающий член керровской нелинейности (он необоснованно приписывается вынужденному комбинационному рассеянию).

Отмеченные недостатки экспериментальных работ и теоретических расчётов, а также сложность учёта сильного изменения спектра лазерного излучения в процессе филаментации, различие процессов на переднем и заднем фронтах лазерного импульса диктуют необходимость дальнейших исследований явления самофокусировки фемтосекундных лазерных пучков в различных средах с применением новых подходов. Один из таких подходов, предложенный в работе [30], — применение лазерных импульсов с варьируемой временной формой — мы обсудим в разделе 5.

5. Вариация временной формы лазерных импульсов — перспективный подход к исследованию самофокусировки сверхкоротких лазерных импульсов

Концепция этого подхода основана на предсказываемой теорией самофокусировки (модель движущихся нелинейных фокусов) зависимости пространственных и спектральных характеристик самофокусировки от временной формы импульсов $P_0(t)$. Так, для сред с керровской нелинейностью показателя преломления скорость движения нелинейных фокусов на оси распространения пучка определяется производной

$$V = \frac{d\xi}{dt}, \quad (8)$$

которая является функцией формы импульсов $P_0(t)$ (см. формулу (3)). Уширение спектра вследствие фазовой самомодуляции также зависит от формы импульса:

$$\Delta\omega = -\frac{d\varphi_{nl}}{dt} = -\frac{d}{dt}\left(\frac{\omega n_2 I(t)}{c L}\right). \quad (9)$$

Здесь φ_{nl} — набег фазы излучения вследствие нелинейного изменения показателя преломления $n_2 I(t)$ на длине распространения L , $I(t)$ — интенсивность.

Временные формы лазерных импульсов, представляющие интерес для исследований пространственных и спектральных характеристик самофокусировки, показаны на рис. 4.

Ожидаемые эффекты в самофокусировке при применении указанных форм импульсов:

- для прямоугольного импульса ($P_0 = \text{const}$): $\xi_m = \text{const}$, $d\xi_m/dt = 0$, $\Delta\omega = 0$ — должны наблюдаться стационарная структура нелинейных фокусов (нет филаментации) и отсутствие уширения спектра;
- для всех других форм импульсов: $d\xi_m/dt \neq 0$ — должны наблюдаться движущаяся структура нелинейных фокусов и уширение спектра, характер которого зависит от конкретной формы $P_0(t)$.

Приведённый краткий анализ указывает на перспективность предложенной концепции для дальнейших исследований самофокусировки и связанных с ней явлений взаимодействия лазерного излучения с веществом (ионизация, разрушение и др.) в области сверхкоротких длительностей импульсов. Для реализации этого похода необходимо решить ряд практических проблем, а именно разработать:

- методы получения лазерных импульсов с заданной временной формой;
- методы регистрации лазерных импульсов с высоким (фемтосекундным) временным разрешением;

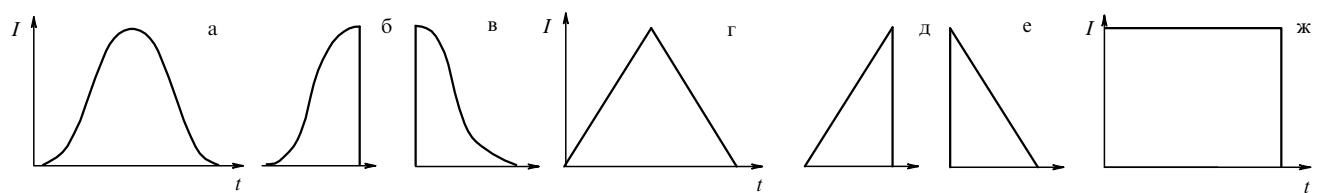


Рис. 4. Временные формы лазерных импульсов: (а) симметричная колоколообразная, (б, в) асимметричные (обрезанные) колоколообразные, (г) симметричная треугольная, (д, е) асимметричные (обрезанные) треугольные, (ж) прямоугольная.

— эффективные методы регистрации процессов самофокусировки и связанных с ними явлений с высоким временным разрешением.

Один из перспективных методов получения лазерных импульсов в диапазоне сверхкоротких длительностей с заданной временной формой — использование объёмных брэгговских дифракционных решёток — был предложен в Институте общей физики им. А.М. Прохорова РАН. Этот метод разрабатывается в настоящее время в ИОФ РАН совместно с компанией "OptiGrate" (США).

6. Заключение

Основные итоги исследований явления самофокусировки лазерных пучков, выполненных к настоящему времени, можно резюмировать следующим образом.

- В результате экспериментальных исследований (особенно, детальных исследований в наносекундном диапазоне длительностей лазерных импульсов) обнаружены разнообразные эффекты, обусловленные самофокусировкой, в оптических средах различного класса, что свидетельствует об универсальном характере явления.

- В результате теоретических исследований установлены основные закономерности и характеристики явления самофокусировки, общие для различных оптических сред. Предложены различные модели процесса самофокусировки, из которых наиболее обоснованными и адекватными являются модели многофокусной структуры (МФС) и движущихся нелинейных фокусов (ДНФ).

- Модели МФС–ДНФ надёжно подтверждены экспериментальными исследованиями.

- Обнаружено и детально исследовано явление самофокусировки сверхкоротких (фемтосекундных) импульсов в воздухе и других газах, а также в конденсированных средах, установлены особенности явления: образование длинных тонких световых и плазменных нитей (филаментов) и сильная трансформация спектра (суперконтиум и коническая эмиссия).

- На основе результатов теоретических исследований (численных расчётов) предложены различные модели филаментации сверхкоротких импульсов. Анализ этих моделей показывает, что они, по существу, соответствуют моделям МФС–ДНФ, отличаясь от них лишь терминологически.

- Для более полного объяснения особенностей самофокусировки сверхкоротких импульсов необходимы дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования. В качестве одного из перспективных экспериментальных методов исследований предложен метод вариации временной формы лазерных импульсов.

Список литературы

1. Boyd R W, Lukishova S G, Shen Y R (Eds) *Self-focusing: Past and Present. Fundamentals and Prospects* (New York: Springer, 2009)

2. Аскарьян Г А *ЖЭТФ* **42** 1567 (1962) [Askar'yan G A *Sov. Phys. JETP* **15** 1088 (1962)]
3. Hercher M J. *Opt. Soc. Am.* **54** 563 (1964)
4. Пилипецкий Н Ф, Рустамов А Р *Письма в ЖЭТФ* **2** 88 (1965) [Pilipetskii N F, Rustamov A R *JETP Lett.* **2** 55 (1965)]
5. Chiao R Y, Garmire E, Townes C H *Phys. Rev. Lett.* **13** 479 (1964)
6. Таланов В И *Изв. вузов. Радиофизика* **7** 564 (1964)
7. Таланов В И *Письма в ЖЭТФ* **2** 218 (1965) [Talanov V I *JETP Lett.* **2** 138 (1965)]
8. Kelley P L *Phys. Rev. Lett.* **15** 1005 (1965)
9. Беспалов В И, Таланов В И *Письма в ЖЭТФ* **3** 471 (1966) [Bespalov V I, Talanov V I *JETP Lett.* **3** 307 (1966)]
10. 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)]
11. 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)]
12. Wagner W G, Haus H A, Marburger J H *Phys. Rev.* **175** 256 (1968)
13. Marburger J H *Prog. Quantum Electron.* **4** 35 (1975)
14. 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)]
15. Луговой В Н, Прохоров А М *Письма в ЖЭТФ* **7** 153 (1968) [Lugovoi V N, Prokhorov A M *JETP Lett.* **7** 117 (1968)]
16. Braun A et al. *Opt. Lett.* **20** 73 (1995)
17. Nibbering E T J et al. *Opt. Lett.* **21** 62 (1996)
18. Brodeur A et al. *Opt. Lett.* **22** 304 (1997)
19. Chien C Y et al. *J. Nonlin. Opt. Phys. Mater.* **6** 485 (1998)
20. Mlejnek M, Wright E M, Moloney J V *Opt. Lett.* **23** 382 (1998)
21. Луговой В Н, Прохоров А М *УФН* **111** 203 (1973) [Lugovoi V N, Prokhorov A M *Sov. Phys. Usp.* **16** 658 (1974)]
22. Loy M M T, Shen Y R *Phys. Rev. Lett.* **22** 994 (1969)
23. Коробкин В В и др. *Письма в ЖЭТФ* **11** 153 (1970) [Korobkin V V et al. *JETP Lett.* **11** 94 (1970)]
24. Липатов Н И, Маненков А А, Прохоров А М *Письма в ЖЭТФ* **11** 444 (1970) [Lipatov N I, Manenkov A A, Prokhorov A M *JETP Lett.* **11** 300 (1970)]
25. Couairon A, Mysyrowicz A, in *Self-focusing: Past and Present* (Eds R W Boyd, S G Lukishova, Y R Shen) (New York: Springer, 2009) Ch. 12, p. 297
26. Zhang J et al., in *Self-focusing: Past and Present* (Eds R W Boyd, S G Lukishova, Y R Shen) (New York: Springer, 2009) p. 323
27. Chin S L et al., in *Self-focusing: Past and Present* (Eds R W Boyd, S G Lukishova, Y R Shen) (New York: Springer, 2009) p. 349
28. Kandidov V P et al., in *Self-focusing: Past and Present* (Eds R W Boyd, S G Lukishova, Y R Shen) (New York: Springer, 2009) p. 371
29. Lugovoi V N, Manenkov A A *Laser Phys.* **15** 1269 (2005)
30. Маненков А А, в сб. 7-я Международная конф. "Лазерная физика и оптические технологии", 17–19 июня 2008, Минск, Беларусь: Научные труды Т. 3, с. 197