

Эксперименты по генерации параболических импульсов в световодах с изменяющейся по длине нормальной хроматической дисперсией

А. Ю. Плоцкий¹⁾, А. А. Сысолятин, А. И. Латкин⁺, В. Ф. Хопин*, П. Харпер[△], Дж. Харрисон[△], С. К. Турицын[△]

Научный центр волоконной оптики РАН, 119333 Москва, Россия

⁺ Институт автоматизации и электрометрии Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия

* Институт химии высокочистых веществ РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

[△] Photonics Research Group, Aston University, Birmingham B4 7ET, UK

Поступила в редакцию 26 января 2007 г.

После переработки 5 марта 2007 г.

Представлены результаты экспериментального исследования распространения импульсов высокой мощности в световодах с изменяющейся по длине хроматической дисперсией.

PACS: 07.60.Vg, 42.65.-k, 42.81.-i

Распространение мощных лазерных импульсов в волоконных световодах подвержено сильному влиянию нелинейных эффектов, управление которыми дает ключ к развитию новых методов генерации оптических импульсов, а также расширению диапазона их возможных применений. В области нормальной дисперсии нелинейность приводит к возникновению волновой неустойчивости, которая проявляется в развитии тонкой структуры вблизи краев прямоугольного импульса [1]. Однако существует интересный класс импульсов, не подверженных этой неустойчивости. Они имеют параболический профиль зависимости интенсивности от времени и могут распространяться по волноводу в автомоделном режиме, сохраняя определенные соотношения между энергией, шириной и величиной параметра фазовой модуляции (чирпа) [2]. Такие импульсы представляют собой асимптотическое решение обобщенного уравнения Шредингера, описывающего распространение импульса в среде с усилением в области нормальной дисперсии [3]. Параболические импульсы привлекли в последнее время большое внимание из-за возможных потенциальных применений в области фемтосекундных и пикосекундных лазеров [4, 5], для спектрального уширения импульсов и генерации стабильного суперконтинуума, устойчивого к шумам спонтанной эмиссии [6], а также для оптической обработки информации [7, 8]. Следует отметить, что генерация параболических импульсов имеет особое значение для мощных волоконных систем. В настоящее

время волоконные лазеры позволяют получить энергию в импульсе $\simeq 1$ мДж и $P_{\text{peak}} \simeq 10$ кВт. Успешная реализация концепции генерации параболических импульсов позволит создавать эффективные волоконные усилители и лазеры с пиковой мощностью 5 МВт и выше [9].

Экспериментально генерация параболических импульсов в активных световодах и схемах с накачкой основанной на вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР) была продемонстрирована в ряде работ (см., например, [10] и ссылки в ней). Однако использование усилителей приводит к появлению шумов спонтанной эмиссии, нежелательных в таких приложениях, как, например, оптическая обработка информации, поэтому интерес представляет генерация параболических импульсов в пассивных световодах без внешней накачки. Известно, что световоды DDF (dispersion decreasing fiber) с изменяющейся по длине аномальной дисперсией успешно применяются для эффективного сжатия пикосекундных и субпикосекундных импульсов и генерации стабильного суперконтинуума [11, 12]. В теоретической работе [13] было показано, что распространение импульса в световоде с изменяющейся по длине нормальной хроматической дисперсией формально эквивалентно распространению импульса в волоконном усилителе, с некоторым эффективным коэффициентом усиления. С физической точки зрения этот эффект основан на том факте, что в DDF световоде влияние нелинейности увеличивается по сравнению с дисперсионными эффектами при распространении по световоду. В случае обратного направления распространения, на-

¹⁾e-mail: alexp@fo.gpi.ru

оборот, имеет место нарастание относительной роли дисперсионных эффектов и образуется волновая неустойчивость. Таким образом, для такого световода характерно два различных режима распространения: образование параболических импульсов в случае прямого направления распространения и волновая неустойчивость в случае обратного направления. Первые эксперименты показывают потенциальную возможность генерации параболических импульсов в пассивных световодах [14, 15]. В этой работе мы приводим результаты экспериментального исследования распространения импульсов по коническому световоду, изменение дисперсии в котором достигается за счет изменения диаметра. Процесс изготовления световода описан в работе [16].

Для формирования параболического импульса в пассивном световоде с изменяющейся по длине хроматической дисперсией необходимо соблюдение двух условий. Поскольку генерация параболических импульсов – это нелинейный процесс, то для ее эффективного проявления необходим нелинейный фазовый сдвиг. Следовательно, первое условие можно сформулировать так: нелинейная длина должна быть гораздо меньше, чем дисперсионная длина, то есть необходимо минимизировать отношение нелинейной длины и дисперсионной длины световода:

$$\varepsilon = L_{NL}/L_D \ll 1.$$

Здесь $L_{NL}[\text{км}] = 1/\gamma[\text{Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}]P[\text{Вт}]$, $L_D[\text{км}] = T[\text{пс}]^2/\beta_2[\text{пс}^2/\text{км}]$. Малое значение ε при $z = 0$ будет приводить к более быстрой сходимости начального импульса к параболической форме. В простейшем случае постоянного усиления Γ_0 для значения пиковой мощности и ширины импульса $\sqrt{2}\tau(z)$ можно получить

$$P(z) = P(0) \exp(2\Gamma_0 z/3), \\ \sqrt{2}\tau(z) = \sqrt{2}\tau(0) \exp(\Gamma_0 z/3).$$

Второе условие связано со скоростью сходимости начального гауссового импульса к параболической форме: начальная ширина импульса на полувысоте (ТWHM) асимптотически должна приближаться к величине $\sqrt{2}\tau(0)$:

$$T_0 = \sqrt{2}\tau(0) = 3\sqrt{2} \left(\frac{\beta_2 \gamma}{2\Gamma_0^2} \right)^{1/3} E_0^{1/3};$$

здесь E_0 – начальная энергия импульса, $E_0 \propto P_0 T_0$. Можно найти баланс между двумя условиями. В случае световода с изменяющейся по длине хроматической дисперсией с гиперболическим профилем дисперсии

$$D(z) = \frac{D(0)}{1 + \Gamma_0 z}$$

величину z можно заменить на $\ln(1 + \Gamma_0 z)/\Gamma_0$ и таким образом уравнение можно преобразовать к виду $P(z) = P(0)/(1 + \Gamma_0 z)^{1/3}$ и $\tau(z) = \tau(0)(1 + \Gamma_0 z)^{1/3}$. Также необходимо принять во внимание два дополнительных условия. Из-за наличия потерь в световоде мы вынуждены ограничить реальную длину световода: $L \ll L_\alpha = 1/\alpha$, где α соответствует линейным потерям. В экспериментальных световодах потери составили $\alpha \simeq 0.5$ дБ/км ($\simeq 0.12$ км⁻¹), $L_\alpha \simeq 8$ км. Мы используем световоды с длиной около 1 км. Таким образом, мы выполняем первое дополнительное условие. Последним условием является необходимость учета влияния величины дисперсии третьего порядка. Дисперсия третьего порядка (third order dispersion, TOD) искажает параболическую форму импульса и ведет к распаду световой волны. Поэтому необходимо выполнить условие $\beta_3 \ll \beta_2 T_0$. В связи с этим, предпочтительно использовать в качестве начального более широкий импульс. И выбор центральной длины волны должен быть сделан с учетом минимизации дисперсии третьего порядка.

Для численного моделирования используется зависимость дисперсии по длине световода в виде гиперболы $D(z) = D(0)/(1 + \Gamma_0 z)$, где $D(0)$ и Γ_0 связаны через среднюю дисперсию

$$\langle D \rangle = \frac{D(0)}{\Gamma_0} \ln(1 + \Gamma_0 L),$$

где L – это длина световода.

Экспериментальная установка включала источник импульсов – лазер PRITEL с длительностью импульсов 3 пс, частотой повторения 10 ГГц, световод DCF (dispersion compensating fiber), используемый для уширения начальных импульсов до длительности 10 пс, волоконный усилитель с усилением до 40 дБм. DDF световод имеет два нуля дисперсии в области 1550 нм и, соответственно, параболический профиль зависимости дисперсии от длины волны. Для анализа распространения импульса используются спектроанализатор, автокоррелятор и измеритель мощности. Все данные снимались для двух направлений распространения импульса. Длина волны 1553 нм была выбрана, исходя из того, чтобы минимизировать влияние дисперсии третьего порядка. Это необходимо делать потому, что в DDF световоде дисперсионные эффекты высших порядков оказывают существенно большее влияние на генерацию параболических импульсов, чем в активных световодах [15].

Зависимость дисперсии от длины в данном DDF световоде описывается гиперболой $D(z) = D(0)/(1 + \Gamma_0 z)$ со средним значением дисперсии -1.6 пс/нм/км и $\Gamma_0 = 4$ км⁻¹. На рис.1 показан

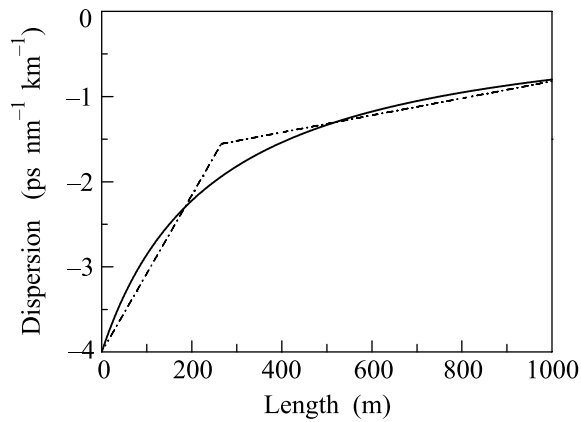


Рис.1. Характерная зависимость профиля дисперсии в световоде

характерный профиль зависимости дисперсии от длины световода, который имеет гиперболическую зависимость. При этом на графике также приведена аппроксимационная кривая, с помощью которой зависимость дисперсии от длины световода можно представить в виде двух отрезков штрихпунктирной линии. Данное приближение удобно при создании реального световода. Значение коэффициента нелинейности составляет $\gamma \simeq 3-4 \text{ (Вт} \cdot \text{км)}^{-1}$. Характер распространения импульса определяется относительным влиянием нелинейных и дисперсионных эффектов, которое описывается соотношением нелинейной и дисперсионной длин $L_{NL}/L_D \ll 1$, где $L_D \simeq T^2/\beta_2$, $L_{NL} \simeq 1/\gamma P$. Здесь T – ширина импульса, β_2 – дисперсия групповой скорости, P – пиковая мощность. На рис.2 представлены форма начального импульса и его спектр.

Из-за малой длины световода и малого значения дисперсии импульсы в линейном режиме слабо уширяются при распространении по световоду. При увеличении мощности возрастает роль нелинейных эффектов. При относительно небольшой мощности импульса мы наблюдали характерное для эффекта фазовой самомодуляции разделение спектра на два пика, рис.3а) (пиковая мощность 1 Вт соответствует $L_{NL} \simeq 250 \text{ (Вт} \cdot \text{км)}^{-1}$, $L_D \simeq T^2/\beta_2 \simeq 62700 \text{ км}$, $L_{NL}/L_D \simeq 10^{-3}$). Данные представлены для прямого направления распространения (сплошная кривая) и для обратного (штриховая кривая). Видно, что в данном случае спектр импульса после DDF практически не зависит от направления распространения, влияние оказывает только средняя дисперсия в световоде.

Ситуация резко изменяется, когда мы переходим к существенно нелинейному режиму, то есть увеличиваем пиковую мощность импульсов. На рис.3б

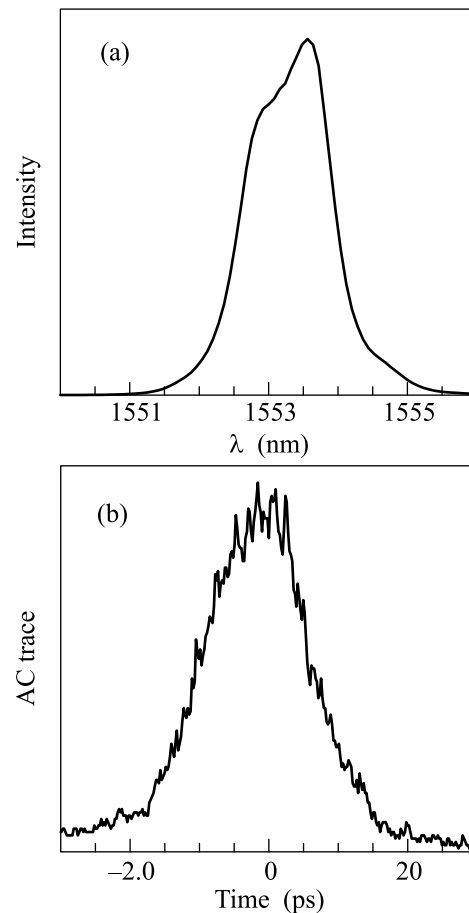


Рис.2. Форма начального импульса и его спектр

представлены экспериментальные данные для значения пиковой мощности 22 Вт ($L_{NL} \simeq 11 \text{ (Вт} \cdot \text{км)}^{-1}$, $L_D \simeq T^2/\beta_2 \simeq 62700 \text{ км}$, $L_{NL}/L_D \simeq 5 \cdot 10^{-4}$). Здесь уже существенную роль играет распределение дисперсии по длине световода. В случае обратного направления (штриховая кривая) в спектре присутствуют резкие пики на краях, также на краях спектра имеются характерные крылья, соответствующие эффекту распада огибающей оптической волны [1] и отсутствующие в случае прямого направления распространения (сплошная кривая).

Автокорреляционная функция существенно зависит от направления распространения. На рис.4а представлена корреляционная функция для слабонелинейного режима (мощность 1 Вт), сплошная линия – прямое направление распространения импульса (уменьшение дисперсии по длине), штриховая линия – обратное распространение импульса (увеличение дисперсии по длине). На рис.4б представлена корреляционная функция для существенно нелинейного режима (мощность 22 Вт). Для прямого направления форма автокорреляционной функции треуголь-

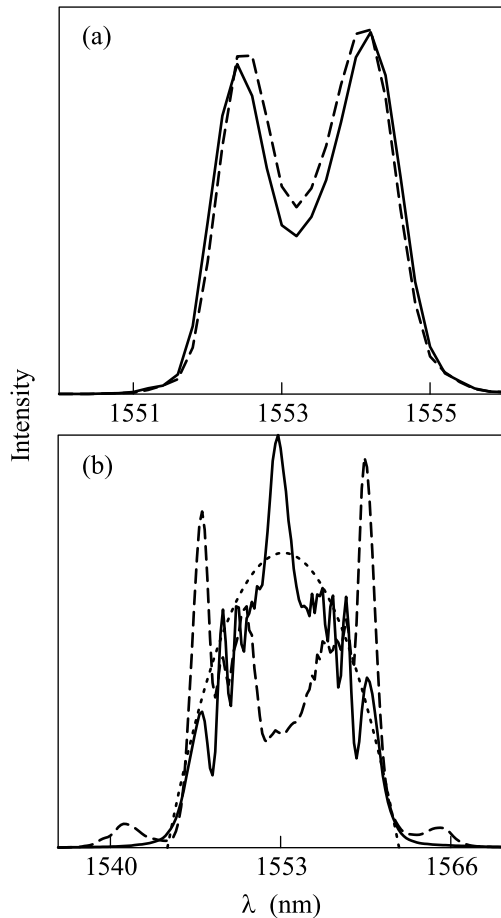


Рис.3. Экспериментально наблюдавшийся спектр на выходе километрового DDF световода для прямого (сплошная кривая) и обратного (штриховая кривая) направления распространения для пиковой мощности (а) 1 Вт и (б) 22 Вт. Пунктиром показана параболическая асимптотика

неподобная, что в значительной степени соответствует идеальному параболическому импульсу. Для точного параболического профиля $I(t) = 1 - t^2/T^2$, $|\tau| < T$, автокорреляционная функция выглядит так:

$$R(\tau) = \frac{4}{3}T - |\tau| + \frac{|\tau|^3}{12T^2}, \quad |\tau| < 2T.$$

На основании проведенных экспериментов можно сделать следующие выводы. Результаты численного моделирования и экспериментальные данные показывают, что имеет место принципиальное различие в прямом и обратном направлениях распространения импульсов по DDF световоду. Тем самым подтверждается, что распространение импульсов с высокой пиковой мощностью в DDF с нормальной дисперсией адекватно характеризуется моделью с эффективным усилением [15, 13]. При распространении импульсов по световоду получен режим распространения с

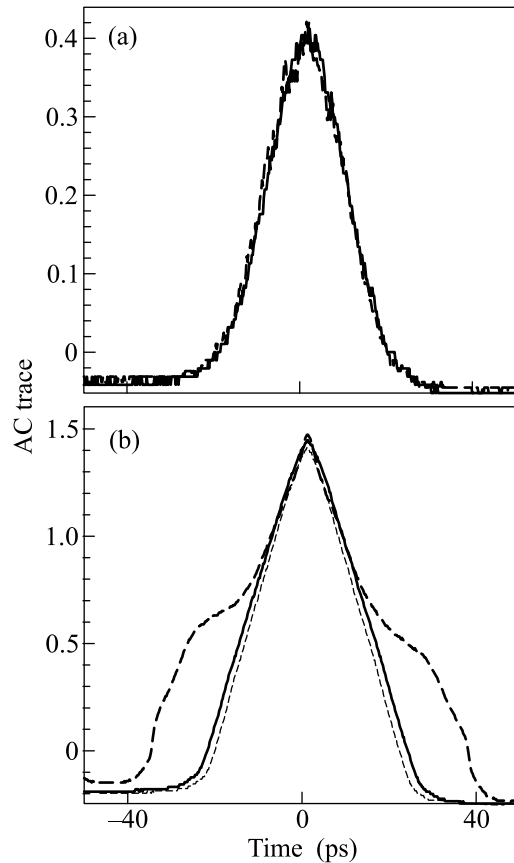


Рис.4. Экспериментально наблюдавшаяся автокорреляционная функция на выходе километрового DDF световода для прямого (сплошная кривая) и обратного (штриховая кривая) направления распространения для пиковой мощности (а) 1 Вт и (б) 22 Вт. Пунктиром показана автокорреляционная функция для параболического импульса

высокой нелинейностью. Показано принципиальное различие в прямом и обратном направлениях распространения импульсов по световоду. Отсутствие характерных крыльев в спектре для прямого направления распространения указывает на то, что в этом случае импульс распространяется без распада огибающей оптической волны. В конкретной экспериментальной сессии мы были ограничены уровнем максимальной мощности, $P_{\text{peak}} \simeq 22$ Вт. Мы полагаем, что при увеличении P_{peak} в соответствии с моделью [15, 13] на выходе DDF могут быть получены импульсы, в максимальной степени соответствующие параболическим импульсам.

1. W. J. Tomlinson, R. H. Stolen, and A. M. Johnson, *Opt. Lett.* **10**, 457 (1985).
2. D. Anderson, M. Desaix, M. Karlson et al., *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 1185 (1993).

3. M. E. Fermann, V. I. Kruglov, B. C. Thomsen et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 6010 (2000).
4. J. Limpert, T. Schreiber, T. Clausnitzer et al., *Opt. Express* **10**, 628 (2002).
5. F. Ilday, F. Wise, and F. Kartner, *Opt. Express* **12**, 2731 (2004).
6. K. Tamura, H. Kubota, and M. Nakazawa, *IEEE J. Quantum Electron.* **36**, 773 (2000).
7. F. Parmigiani, *IEEE Phot. Techn. Lett.* **18**, 7 (2006).
8. K. Kikuchi, K. Taira, T. Sakamoto, and T. Tanemura, in *29th European Conf. on Optical Communication* (IEEE, 2003).
9. David N. Payne, *Photonics 2006*, Hyderabad, India 2006.
10. C. Finot, F. Parmigiani, P. Petropoulos, and D. Richardson, *Opt. Express* **14**, 3161 (2006).
11. G. Agrawal, *Applications of nonlinear fiber optics*, Academic Press, 2001.
12. C. X. Yu, H. A. Haus, E. P. Ippen et al., *Opt. Lett.* **25**, 1418 (2000).
13. T. Hirooka and M. Nakazawa, *Opt. Lett.* **29**, 1114 (2004).
14. B. Kibler, C. Billet, P. A. Lacourt et al., *El. Lett.* **42**, 965 (2006).
15. A. Latkin, A. Sysoliatin, A. Plocky et al., in *32th European Conf. on Optical Communication* (IEEE, 2006).
16. V. A. Bogatyryov, M. M. Bubnov, E. M. Dianov, and A. A. Sysoliatin, *Pure Appl. Opt.* **4**, 345 (1995).