

# Временная компрессия частотно-модулированных импульсов в световодах с внутриволоконными решетками показателя преломления

А.С.Абрамов, И.О.Золотовский, В.А.Камынин, В.А.Лапин

*Рассмотрена динамика частотно-модулированных импульсов в световодах с последовательно записанными решетками показателя преломления, имеющими различный период. Показано, что предлагаемая структура световода может быть использована для генерации пикосекундных и субпикосекундных импульсов с пиковыми мощностями порядка 1 МВт.*

**Ключевые слова:** частотно-модулированный импульс, решетки показателя преломления, временная компрессия.

## 1. Введение

Важнейшим направлением физики лазеров с момента их создания является разработка генераторов ультракоротких импульсов (УКИ), обеспечивающих высокую пиковую мощность излучения. В настоящее время подобного рода лазерные комплексы востребованы во многих актуальных приложениях: это обработка и модификация материалов, технологии легирования, оптическая связь, медицина, ядерные и ускорительные технологии и др. [1–7].

Один из наиболее распространенных подходов, используемых для получения УКИ, заключается в генерации импульсов с широким спектром и линейной частотной модуляцией (чирпом) и их последующем сжатии на внешнем компрессоре при компенсации чирпа. На практике в качестве компрессора обычно используются либо пара дифракционных решеток (призм), либо оптическое волокно с аномальной дисперсией [8–10]. В работах [11–14] показано, что компрессия частотно-модулированных импульсов (ЧМИ) пикосекундной длительности особенно эффективна в волоконных световодах с экспоненциальным профилем распределения дисперсии групповых скоростей (ДГС).

Соответствующий механизм сжатия ЧМИ был рассмотрен на примере неоднородных световодов с W-профилем распределения показателя преломления (ПП) [15, 16]. Наиболее перспективным данный механизм временного сжатия импульсов может оказаться при реализации одномодового режима распространения излучения с большой площадью моды при условии сохранения модовой устойчивости. Увеличение площади поля моды световода является одним из основных способов повышения мощности и снижения негативных нелинейных искажений при распространении излучения. К числу таких

световодов относятся, например, тейперированные (конусные) волокна, которые обеспечивают устойчивость одномодового режима распространения излучения при значительном увеличении эффективной площади моды [17–22].

В последнее десятилетие получила развитие другая перспективная методика, позволяющая обеспечить генерацию одномодовых волновых пакетов (ВП) с большой площадью моды. Она заключается в механизме «самоочистки» волновых пучков в многомодовых градиентных световодах (прежде всего, в световодах с параболическим профилем ПП) [23–32]. При этом для осуществления режима сильного временного сжатия ЧМИ в градиентных световодах возникает существенное техническое препятствие: в отличие от световодов с поперечным W-профилем ПП, в указанных волокнах величина дисперсии групповых скоростей, как правило, определяется только дисперсией материала. Одним из решений этой проблемы может быть «запись» решеток ПП с плавно увеличивающимся периодом по всей длине световода. В настоящей работе предложена методика сжатия ЧМИ в световоде с последовательно размещенными решетками ПП различающихся периодов и, как следствие, с резко уменьшающимся значением ДГС. Отметим, что технология изготовления периодических решеток ПП к настоящему времени достаточно хорошо отработана [33–34]. Так, например, особенности записи решеток ПП в градиентных многомодовых световодах подробно рассмотрены в работах [35–42].

## 2. Основные соотношения

Геометрия рассматриваемой волноводной структуры с сегментами, содержащими решетки ПП различного периода, показана на рис.1. В соответствующих сегментах световода распределение показателя преломления по длине задается соотношением [33–38]

$$n_i(z) = n_0[1 - m \cos(2\pi z / \Lambda_i(z))], \quad (1)$$

где  $n_0$  – средний показатель преломления световода в отсутствие решетки;  $m$  – глубина модуляции решетки ПП;  $\Lambda_i$  – ее период.

А.С.Абрамов, И.О.Золотовский, В.А.Лапин. Ульяновский государственный университет, Россия, 432017 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; e-mail: aleksei\_abramov@mail.ru

В.А.Камынин. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38

Поступила в редакцию 6 августа 2020 г., после доработки – 27 октября 2020 г.

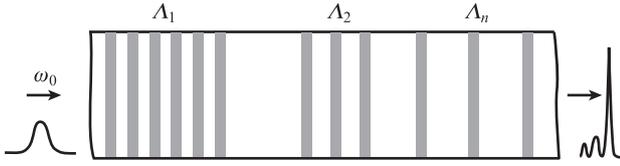


Рис.1. Геометрия рассматриваемой структуры.

Известно, что вклад в эффективную ДГС, вносимый решеткой ПП, значительно превышает вклад, вносимый материальной дисперсией световодов. При этом выражение для ДГС второго порядка принимает вид [42–45]

$$\beta_2(z) = d_2 - \frac{\text{sign}(\delta)\kappa^2}{V_g^2(\delta^2 - \kappa^2)^{3/2}} \cdot d_2 - \frac{\text{sign}(\delta)\kappa^2}{V_g^2\delta^3}, \quad (2)$$

где

$$d_2 = \frac{1}{c} \left[ \frac{\partial^2(\omega n_0(\omega))}{\partial \omega^2} \right]_{\omega=\omega_0}$$

– дисперсионный параметр второго порядка, определяемый материалом световода;  $V_g$  – групповая скорость волнового пакета в световоде без внутриволоконной решетки. Параметр  $\kappa$  определяет коэффициент связи между прямой и отраженной волнами, учитывает поперечные изменения ПП и в случае однородной решетки может быть записан как  $\kappa = 2\pi m/\lambda_0$ , где  $\lambda_0$  – центральная (несущая) длина волны импульса. Величина  $\delta$  определяет отстройку несущей частоты  $\omega_0$  от частоты брэгговского синхронизма  $\omega_B$ :

$$\delta_i(z) = \frac{\omega_0 - \omega_{B_i}(z)}{V_g} = \frac{2\pi c}{V_g} \left( \frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda_{B_i}(z)} \right) = \frac{2\pi c}{V_g \lambda_0} - \frac{\pi}{\Lambda_i(z)}. \quad (3)$$

Знак параметра  $\delta_i$  определяет знак дисперсии второго порядка  $\beta_2$  соответствующей решетки. ДГС принимает отрицательные значения в спектральной области, где несущая длина волны меньше брэгговской [43, 44]. Дальнейший анализ будем проводить при условии большой отстройки от брэгговского синхронизма:  $|\delta| \gg \kappa$ , т.е. будем считать, что несущая частота ВП находится вдали от брэгговской частоты (запрещенной зоны). Для ширины запрещенной зоны получаем соотношение  $\Delta\lambda_{\text{gap}} = m\lambda_0/2n_0 \ll 1$  нм.

Отметим, что в условиях большой отстройки от брэгговского синхронизма решетка ПП слабо влияет на величину эффективной кубической (керровской) нелинейности, которая в нашем случае определяется исключительно материальными параметрами световода. При этом использование решеток ПП в качестве диспергирующих элементов неизбежно приводит к сильному влиянию дисперсионных эффектов высших порядков. ДГС третьего порядка определяется соотношением [42–45]

$$\beta_3(z) = d_3 + \frac{3\delta\kappa^2}{V_g^3(\delta^2 - \kappa^2)^{5/2}} \approx \frac{3\text{sign}(\delta)\kappa^2}{V_g^3\delta^4}, \quad (4)$$

где

$$d_3 = \frac{1}{c} \left[ \frac{\partial^3(\omega n_0(\omega))}{\partial \omega^3} \right]_{\omega=\omega_0}.$$

Анализ показывает, что в «стандартном» одномодовом световоде значение параметра  $\beta_3(z)$  на несколько порядков превышает значение материальной дисперсии третьего порядка  $d_3$  [43, 46]. Это обстоятельство негативно сказывается на качестве компрессии ЧМИ и может

приводить к сильному искажению формы импульса, вплоть до его быстрого разрушения.

Увеличение периода  $\Lambda(z)$  записанных решеток ПП позволяет увеличить отстройку  $\delta$  и, как следствие, приводит к постепенному уменьшению абсолютной величины аномальной ДГС. При этом из соотношений (2) и (4) видно, что в случае увеличения периода условной решетки скорость спада дисперсионных параметров второго и третьего порядков происходит пропорционально  $\delta^{-3}$  и  $\delta^{-4}$  соответственно. Таким образом, быстрое увеличение по длине световода параметра  $\delta$  приводит к еще более быстрому уменьшению влияния дисперсионных параметров высших порядков (в соотношении  $\beta_n \cdot \delta^{-n}$ ). Как будет показано ниже, данное обстоятельство открывает возможность генерации слабodeформированных субпикосекундных импульсов с большой пиковой мощностью.

Рассмотрим динамику ЧМИ на примере ВП изначально секанс-гиперболической формы, задаваемого начальными условиями

$$A(\tau, z = 0) = A_0 \text{sech}(\tau/\tau_0) \exp(i\alpha_0 \tau^2), \quad (5)$$

где  $\tau_0$  – начальная длительность и  $\alpha_0$  – начальная скорость частотной модуляции (чирп) импульса.

Динамика ВП в неоднородном световоде с учетом влияния дисперсионных эффектов второго и третьего порядка описывается следующим уравнением [10, 43, 46]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i \frac{\beta_2(z)}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + \frac{\beta_3(z)}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial \tau^3} + iR(z) \left( |A|^2 - \tau_R \frac{\partial |A|^2}{\partial \tau} \right) A = 0. \quad (6)$$

Здесь  $\tau = t - \int_0^z d\xi/u(\xi)$  – время в бегущей системе координат;  $u(z)$  – групповая скорость ВП;  $R(z)$  – коэффициент кубической нелинейности;  $\tau_R$  – время нелинейного отклика среды. В работах [11–14] было показано, что для ЧМИ с начальными условиями (5) в рамках приближений  $\beta_3(z) \rightarrow 0$ ,  $\tau_R \rightarrow 0$  и  $R(z) = R_0 = \text{const}$  может быть реализован режим сильного временного сжатия в световодах с экспоненциальным профилем распределения ДГС второго порядка:

$$\beta_2(z) = -|\beta_{20}| \exp(-2\alpha_0 |\beta_{20}| z). \quad (7)$$

В этом случае длительность импульса с хорошей степенью точности определяются соотношением [13–15]

$$\tau_s(z) \approx \tau_0 \exp(-2\alpha_0 |\beta_{20}| z). \quad (8)$$

Таким образом, использование световодов с изменяющимся профилем дисперсии позволяет получать УКИ большой пиковой мощности.

В рассматриваемом нами случае резкого уменьшения ДГС можно добиться, увеличивая период  $\Lambda$  каждой последующей решетки. Как видно из соотношений (2)–(4), это приведет к увеличению отстройки  $\delta$  и, как следствие, к уменьшению соответствующих дисперсионных параметров  $\beta_n$ .

С точки зрения реализации оптимального временного сжатия ЧМИ изготовление длинных чирпированных решеток ПП (протяженностью более 1 м) с плавным изменением периода и, соответственно, с плавным изменением дисперсионных параметров представляется сложной задачей. В связи с этим в качестве диспергирующих эле-

ментов с изменяющимися по длине параметрами будем рассматривать последовательность внутриволоконных решеток с изменяемым от сегмента к сегменту периодом  $\Lambda_i$ . При этом предполагается, что с длиной световода меняется только период решетки. Средний (невозмущенный) показатель преломления  $n_0$  и глубину модуляции  $m$  во всех сегментах световода будем считать одинаковыми.

На рис.2 приведены зависимости изменения периода решеток по длине световода (вставка) и параметра отстройки  $\delta(z)$ , соответствующие профилю ДГС, аппроксимируемому экспоненциальной функцией. При этом ширина спектрального интервала между центральной длиной волны и центром запрещенной зоны (брэгговской длиной волны) оценивается как  $\Delta\lambda(z) \approx \lambda_0 |\omega_0 - \omega_B(z)|/\omega_0 \approx \lambda_0 \delta(z) V_g/\omega_0 \approx \lambda_0^2 \delta(z)/2\pi n_0$ . Зависимость  $\Delta\lambda$  от длины световода показана на рис.3. Из рисунков видно, что по мере распространения волнового пакета в световоде с записанными внутриволоконными решетками существенно увеличиваются и параметр отстройки  $\delta$ , и соответствующие отстройки между длинами волн  $\Delta$ . Подобная ситуация быстрого «отодвигания» запрещенной зоны от центральной длины волны ВП является следствием особенностей предлагаемой в работе методики.

Главное условие генерации мощных ЧМИ – обеспечение быстро спадающего экспоненциального профиля дисперсии. В нашем случае оно достигается за счет увеличения периода записанных решеток ПП, что, в свою очередь, приводит к увеличению отстройки между несущей и брэгговской частотами. При этом на выходе из световода интервал  $\Delta\lambda$  между центральной длиной волны ВП и центром запрещенной зоны составляет более 50 нм при ширине запрещенной зоны около 0.1 нм (см. рис.3). Таким образом, брэгговская решетка как диспергирующий и стабилизирующий элемент максимальную роль играет на начальном этапе распространения импульса. На финальных этапах распространения (в окрестностях точки максимального сжатия ВП) ее влияние существенно падает и

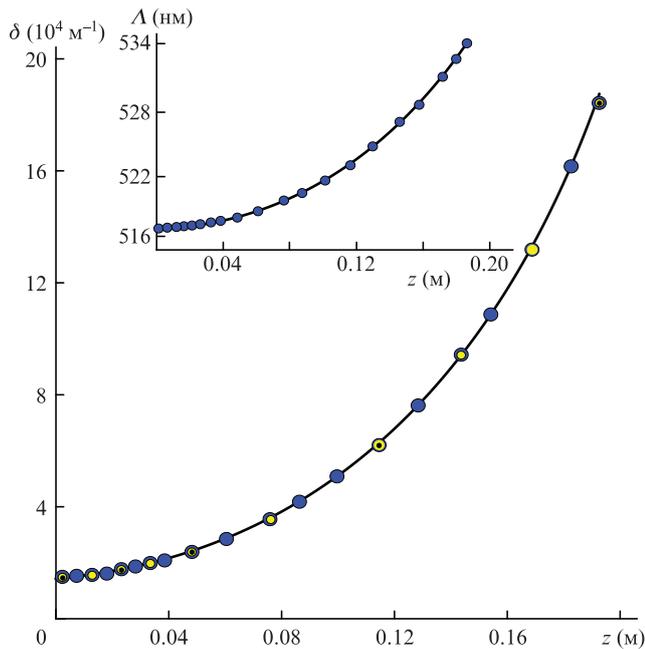


Рис.2. Зависимость параметра отстройки  $\delta$  от пройденного волновым пакетом расстояния  $z$  для световода, содержащего 5 (•), 10 (◐) и 20 (●) решеток ПП. На вставке – зависимость периода решеток ПП  $\Lambda$  от длины световода.

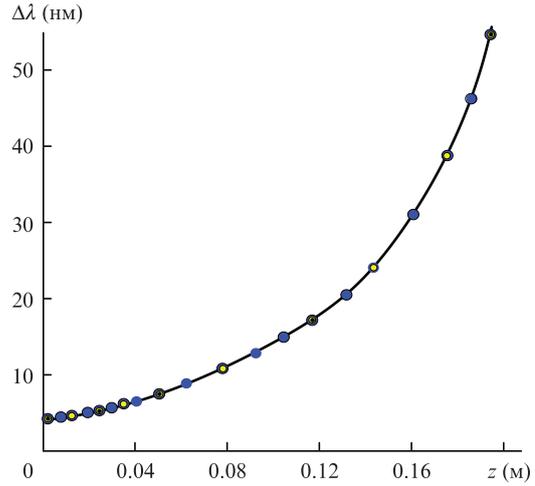


Рис.3. Зависимость спектрального интервала между центром запрещенной зоны и центральной длиной волны ЧМИ от пройденного волновым пакетом расстояния  $z$  для световода, содержащего 5 (•), 10 (◐) и 20 (●) решеток ПП.

основную стабилизирующую роль начинает играть ее линейный чирп [15, 16].

На рис.4 показано изменение дисперсии второго и третьего порядков в зависимости от пройденной импульсом длины в световоде с различным числом решеток ПП. Значения для периодов решеток выбирались в соответствии с данными, представленными на рис.2. Сплошная линия соответствует непрерывному изменению дисперсии второго и третьего порядков за счет непрерывного изменения периода решетки и параметра отстройки соответственно. Данная ситуация реализуется при размещении на всей длине световода большого числа (более 100) решеток с плавно увеличивающимся периодом. Точками обозначены значения дисперсионных параметров каждого из сегментов световода с последовательно записанными решетками ПП при разбиении световода на 5, 10 и 20

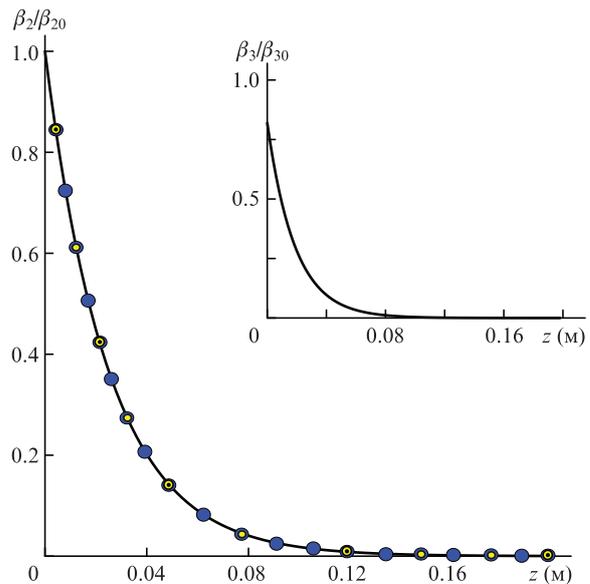


Рис.4. Нормированные зависимости ДГС второго и третьего порядков с экспоненциальным профилем от пройденного волновым пакетом расстояния  $z$  для световода, содержащего 5 (•), 10 (◐) и 20 (●) решеток ПП. Длина световода равна 0.19 м, параметры дисперсии при  $z = 0$ :  $|\beta_{20}| = 5 \times 10^{-23} \text{ с}^2/\text{м}$ ,  $|\beta_{30}| = 3.6 \times 10^{-35} \text{ с}^3/\text{м}$ .

одинаковых решеток с длиной каждого элемента 4,2 и 1 см соответственно.

### 3. Сжатие ЧМИ при прохождении световода с решетками ПП. Численный анализ

Пусть в световод с невозмущенным ПП  $n_0 = 1.5$  вводится импульс с формой огибающей (5), центральной длиной волны  $\lambda_0 = 1550$  нм, начальной длительностью  $\tau_0 = 10$  пс, скоростью частотной модуляции  $\alpha_0 = 10^{23}$  с<sup>-2</sup> и пиковой мощностью  $P_0 = |A_0|^2 = 7.7$  кВт. Брэгговская длина волны ( $\lambda_B = 2\pi c/\omega_B$ ) на входе в световод, величина отстройки и глубина модуляции решетки составляют соответственно:  $\lambda_{B1}(z=0) \equiv 2n_0\Lambda_1 = 1556$  нм,  $\delta \approx 2.5 \times 10^4$  м<sup>-1</sup> и  $m = 5 \times 10^{-4}$ . Выбранным значениям параметров соответствуют коэффициент связи  $\kappa \approx 2.5 \times 10^3$  м<sup>-1</sup> и начальные параметры дисперсии решетки второго и третьего порядков  $\beta_2(0) \approx -5 \times 10^{-23}$  с<sup>2</sup>/м и  $\beta_3(0) \approx 3.6 \times 10^{-35}$  с<sup>3</sup>/м. Значение коэффициента кубической нелинейности  $R = 10^{-3}$  (Вт·м)<sup>-1</sup> характерно для классических одномодовых волокон на длине волны  $\lambda_0 = 1550$  нм для площади моды  $S_{\text{эфф}} = 50$  мкм<sup>2</sup> и времени нелинейного отклика среды  $\tau_R \approx 5 \times 10^{-15}$  с. Значения дисперсионных параметров второго,  $d_2 = -2 \times 10^{-27}$  с<sup>2</sup>/м, и третьего,  $d_3 = 10^{-40}$  с<sup>3</sup>/м, порядка определяются материалом световода без записанных внутриволоконных решеток [43, 46]. Отметим, что влияние соответствующих параметров (особенно параметра  $d_2$ ) может оказаться значимым на финальной стадии сжатия импульса в условиях, когда ширина спектра волнового пакета достигает максимума, а влияние дисперсионных параметров, обусловленных наличием внутриволоконных решеток, становится минимальным. Как было сказано выше, период отдельных решеток подбирался таким образом, чтобы изменение ДГС можно было аппроксимировать некоторым экспоненциальным соотношением вида  $\beta_2(z) = -|\beta_{20}| \exp(-qz)$ .

На рис.5 приведены формы огибающих ЧМИ на выходе световода, содержащего решетку ПП, изменение периода которой обеспечивает получение экспоненциального профиля ДГС второго порядка с  $q = 40$  м<sup>-1</sup>. Поскольку в рассматриваемом световоде ДГС принимает значения, на порядки превышающие значения ДГС в классических волноводных структурах, импульс в такой среде, начиная с длин  $z < 0.1$  м, будет стремительно сжиматься при одновременном спектральном уширении с сохранением линейности chirpa. При выбранном значении ДГС оптимальное сжатие импульса реализуется на длине световода  $z = 0.19$  м (рис.5, кривая 1) при глубине модуляции  $m \approx 5 \times 10^{-4}$ . При больших значениях  $m$  субпикосекундный импульс с мегаваттной пиковой мощностью формируется на длине световода менее 20 см, при этом его пиковая мощность возрастает более чем в 100 раз по сравнению с первоначальной. С уменьшением  $m$  увеличивается относительный вклад дисперсии третьего порядка, это приводит к уменьшению пиковой мощности, увеличению пьедестала и, как следствие, к существенному искажению огибающей импульса. При определенных обстоятельствах становится возможным установление многоимпульсного режима (рис.5, кривая 2).

Отметим, что даже при использовании решетки ПП с малой глубиной модуляции возможно формирование импульсов с пиковыми мощностями свыше 100 кВт.

При выборе дискретного профиля ДГС, отвечающего набору решеток с существенно различными параметра-

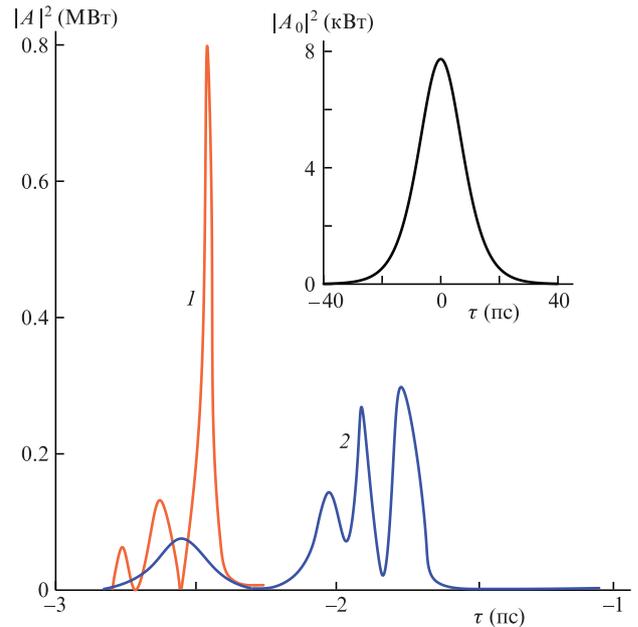


Рис.5. Временные профили импульсов после компрессии при значениях глубины модуляции  $m = 5 \times 10^{-4}$  (1) и  $10^{-4}$  (2) и экспоненциальном профиле  $\beta_2$ . На вставке – временной профиль входящего импульса. Длина световода равна 0.19 м.

ми, степень и качество временного сжатия ухудшается. На рис.6 показаны временные профили огибающей сжатых ЧМИ на выходе световода, содержащего 5, 10 и 20 решеток ПП (длина каждой отдельной решетки – кроме последнего «укороченного» элемента – составляет 4, 2 и 1 см).

Отметим, что в случае достаточно длинного световода, имеющего ДГС как с гладким профилем, так и с профилем, состоящим из отдельных сегментов, ЧМИ быстро разрушается, причем тем быстрее, чем менее гладкий профиль ДГС. Это хорошо видно при сравнении форм огибающих импульса, прошедшего световод длиной 0.19 м. Во

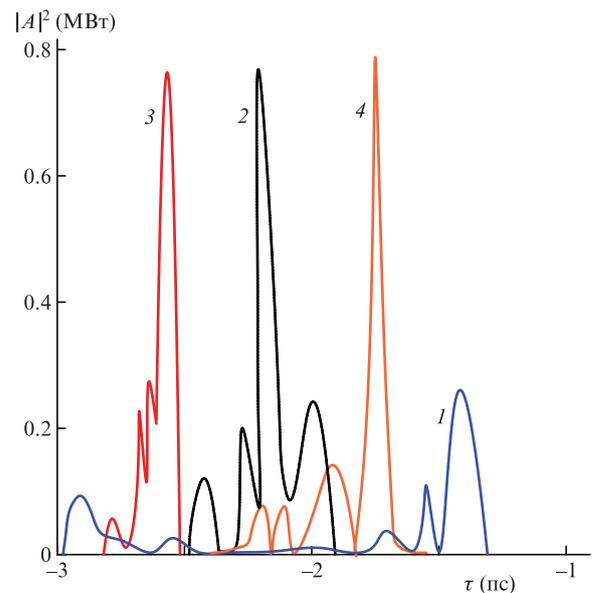


Рис.6. Временные профили огибающей импульса после компрессии в световоде, содержащем 5 (1), 10 (2) и 20 (3) решеток ПП, а также в световоде с непрерывным изменяющимся по всей длине экспоненциальным профилем  $\beta_2$  (4). Глубина модуляции  $m = 5 \times 10^{-4}$ , длина световода – 0.19 м.

всех случаях прохождение импульса световодов с периодическим сегментированным или непрерывным профилем ПП приводит к появлению на огибающей большого числа посторонних шумовых гармоник, несмотря на очень сильное повышение пиковой мощности основного импульса. При этом прохождение световода с большим числом решеток ПП обеспечивает большую концентрацию энергии в основном импульсе, а использование большего числа решеток с меньшими периодами – большую пиковую мощность и более сглаженный пьедестал импульса.

#### 4. Заключение

Рассмотрен механизм сжатия пикосекундных частотно-модулированных импульсов в световодах с последовательно записанными решетками показателя преломления с пошагово увеличивающимися периодами (и уменьшающейся ДГС). Показано, что в таких световодах возможно формирование субпикосекундных ЧМИ с пиковыми мощностями до 1 МВт на фоне длинного (относительно основного короткого импульса) шумового пьедестала. При численном моделировании сжатия ЧМИ использовались значения параметров стандартного одномодового световода с эффективной площадью моды  $S_{\text{eff}} = 50 \text{ мкм}^2$  и коэффициентом кубической нелинейности  $R = 10^{-3} \text{ (Вт} \cdot \text{м)}^{-1}$ . Для световодов с большой площадью моды ( $S_{\text{eff}} \gg 100 \text{ мкм}^2$ ), например для градиентных квазидномодовых световодов, керровская нелинейность существенно уменьшается:  $R \ll 10^{-3} \text{ (Вт} \cdot \text{м)}^{-1}$ . Это открывает возможности для получения с помощью предлагаемого метода пикосекундных импульсов с огромными (гигаваттными и сверхгигаваттными) пиковыми мощностями.

Отдельно отметим, что, несмотря на сложности изготовления световодов с решетками ПП с общей длиной свыше 1 м, данная задача выглядит вполне решаемой и очень перспективной. В рамках предлагаемой концепции использование световодов с глубиной модуляции решеток  $m < 10^{-4}$  позволит обеспечить генерацию мегаваттных (и сверхмегаваттных – для градиентных световодов) пиковых мощностей для импульсов с начальной пиковой мощностью меньше 1 кВт. К рассмотрению подобного рода структур авторы предполагают вернуться после получения первых экспериментальных результатов, демонстрирующих эффективность предложенной выше модели.

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания №0830-2020-0009, а также РФФИ (проекты №18-29-1910, 19-42-730005, 19-42-730013).

- Geddes C.G., Toth C., Tilborg J., Esarey E., Schroeder C.B., Bruhwiler D., Nieter C., Cary J., Leemans W.P. *Nature*, **431**, 538 (2004).
- Veisz L., Schmid K., Tavella F., Benavides S., et al. *Compt. Rend. Phys.*, **10**, 140 (2009).
- Buck A., Wenz J., Karsch S., Veisz L. *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 185006 (2013).
- Caldwell A. et al. *Nature Phys.*, **5**, 363 (2009).
- Большаков В.В., Воробьев А.А., Урюпина Д.С., Иванов К.А., Моршедиан Н., Волков Р.В., Савельев А.Б. *Квантовая электроника*, **39**, 669 (2009) [*Quantum Electron.*, **39**, 669 (2009)].
- Бахари А., Таранухин В.Д. *Квантовая электроника*, **34**, 129 (2004) [*Quantum Electron.*, **34**, 129 (2004)].
- Lourenco S., Kowarsch N., Scheid W., Wang P.X. *Laser Part Beams*, **28**, 195 (2010).
- Shank C.V., Fork R.L., Yen R., Stolen R.H., Tomlinson W.J. *Appl. Phys. Lett.*, **40**, 761 (1982).
- Strickland D., Mourou G. *Opt. Commun.*, **56**, 219 (1985).
- Smirnov S., Kobtsev S., Kukarin S. *Opt. Express*, **23**, 3914 (2015).
- Серкин В.Н., Беляева Т.Л. *Письма в ЖЭТФ*, **74**, 649 (2001).
- Серкин В.Н., Беляева Т.Л. *Квантовая электроника*, **31**, 1007 (2001) [*Quantum Electron.*, **31**, 1007 (2001)].
- Сысолятин А.А., Шалыгин М.Г. *Квантовая электроника*, **33**, 265 (2003) [*Quantum Electron.*, **33**, 265 (2003)].
- Золотовский И.О., Коробко Д.А., Охотников О.Г., Сысолятин А.А., Фотиади А.А. *Квантовая электроника*, **42**, 828 (2012) [*Quantum Electron.*, **42**, 828 (2012)].
- Korobko D.A., Okhotnikov O.G., Zolotovskii I.O. *J. Opt. Soc. Am. B*, **30**, 2377 (2013).
- Korobko D.A., Okhotnikov O.G., Sysolyatin A.A., Yavtushenko M.S., Zolotovskii I.O. *J. Opt. Soc. Am. B*, **30** (3), 582 (2013).
- Filippov V., Chamorovskii Yu., Kerttula J., Golant K., Pessa M., Okhotnikov O.G. *Opt. Express*, **16**, 1929 (2008).
- Trikshev A.I., Kurkov A.S., Tsvetkov V.B., Filatova S.A., Kerttula J., Filippov V., Chamorovskiy Yu.K., Okhotnikov O.G. *Laser Phys. Lett.*, **10**, 065101 (2013).
- Андрианов А.В., Коптев М.Ю., Анашкина Е.А., Муравьев С.В., Ким А.В., Липатов Д.С., Вельмискин В.В., Левченко А.Е., Бубнов М.М., Лихачев М.Е. *Квантовая электроника*, **49**, 1093 (2019) [*Quantum Electron.*, **49**, 1093 (2019)].
- Кузнецов А.Г., Харенко Д.С., Бабин С.А. *Квантовая электроника*, **48**, 1105 (2018) [*Quantum Electron.*, **48**, 1105 (2018)].
- Dong L., Peng X., Li J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **24**, 1689 (2007).
- Коптев М.Ю., Анашкина Е.А., Бобков К.К. и др. *Квантовая электроника*, **45**, 443 (2015) [*Quantum Electron.*, **45**, 443 (2015)].
- Mafi A. *J. Lightwave Technol.*, **30**, 2803 (2012).
- Renninger W.H., Wise F.W. *Nat. Commun.*, **4**, 1719 (2013).
- Krupa K., Tonello A., Barthélémy A., Couderc V., Shalaby B.M., Bendahmane A., Millot G., Wabnitz S. *Phys. Rev. Lett.*, **116**, 183901 (2016).
- Krupa K., Tonello A., Shalaby B.M., Fabert M., Barthélémy A., Millot G., Wabnitz S., Couderc V. *Nature Photon.*, **11**, 237 (2017).
- Ahsan A.S., Agrawal G.P. *Opt. Lett.*, **43**, 3345 (2018).
- Agrawal G.P. *Opt. Fiber Technol.*, **50**, 309 (2019).
- Conforti M., Arabi C.M., Mussot A., Kudlinski A. *Opt. Lett.*, **42**, 4004 (2017).
- Wright L.G., Ziegler Z.M., Lushnikov P.M., Zhu Z., Eftekhar M.A., Christodoulides D.N., Wise F.W. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **24**, 5100516 (2018).
- Wright L.G., Wabnitz S., Christodoulides D.N., Wise F.W. *Phys. Rev. Lett.*, **115**, 223902 (2015).
- Conforti M., Arabi C.M., Mussot A., Kudlinski A. *Opt. Lett.*, **42**, 4004 (2017).
- Васильев С.А., Медведков О.И., Королев И.Г., Божков А.С., Курков А.С., Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **35**, 1085 (2005) [*Quantum Electron.*, **35**, 1085 (2005)].
- Каблуков С.И., Злобин Е.А., Скворцов М.И., Немов И.Н., Вольф А.А., Достовалов А.В., Бабин С.А. *Квантовая электроника*, **46**, 1106 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 1106 (2016)].
- Zlobina E.A., Kablukov S.I., Wolf A.A., Dostovalov A.V., Babin S.A. *Opt. Lett.*, **42**, 9 (2017).
- Zlobina E.A., Kablukov S.I., Skvortsov M.I., Nemov I.N., Babin S.A. *Laser Phys. Lett.*, **13**, 035102 (2016).
- Вольф А.А., Достовалов А.В., Вабниц С., Бабин С.А. *Квантовая электроника*, **48**, 1128 (2018) [*Quantum Electron.*, **48**, 1128 (2018)].
- Wolf A., Dostovalov A., Bronnikov K., Babin S. *Opt. Express*, **27**, 13978 (2019).
- Mizunami T., Djambova T.V., Niiho T., Gupta S. *J. Lightwave Technol.*, **18**, 230 (2000).
- Sang X., Yu C., Yan B. *J. Optoelectron. Adv. Mater.*, **8**, 1616 (2006).
- Liu Y., Lit J., Gu X., Wei L. *Opt. Express*, **13**, 8513 (2005).
- Litchinitser N.M., Eggleton B.J., Patterson D.B. *J. Lightwave Technol.*, **15**, 1303 (1997).
- Agrawal G. *Nonlinear Fiber Optics* (Berlin: Springer-Verlag, 2007).
- Eggleton B.J., Slusher R.E., de Sterke C.M., Krug P.A., Sipe J.E. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 1627 (1996).
- Eggleton B.J., de Sterke C.M., Aceves A.B., Sipe J.E., Strasser T.A., Slusher R.E. *Opt. Commun.*, **149**, 267 (1998).
- Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988).