

# Модуляционная неустойчивость при распространении узкополосных наносекундных импульсов в волоконном световоде с аномальной дисперсией

А.Е.Исмагулов, С.А.Бабин, Е.В.Подвиглов, М.П.Федорук, И.С.Шелемба, О.В.Штырина

*Показано, что в присутствии шумовой составляющей амплитуда узкополосных импульсов длительностью 100 нс при их прохождении через волоконный световод длиной 6 км резко падает при превышении порога по мощности ( $\sim 0.2$  Вт). Эффект связан с развитием модуляционной неустойчивости и чувствителен к уровню шума в спектральной области  $\sim 100$  ГГц вблизи центральной частоты.*

**Ключевые слова:** модуляционная неустойчивость, наносекундный импульс, узкополосный волоконный лазер.

## 1. Введение

В последнее время в мире активно развиваются распределенные волоконно-оптические измерительные системы, в которых используются импульсные узкополосные источники зондирующего излучения [1, 2], в частности бриллюэновские датчики температуры [3, 4], датчики температуры на основе последовательности брэгговских решеток с временным разделением каналов [5], рэлеевские датчики внешних воздействий на основе фазочувствительной рефлектометрии [6, 7].

Источником излучения в таких системах обычно служит лазер с длиной волны, соответствующей окну прозрачности световода ( $\lambda \approx 1.55$  мкм), и длительностью импульса  $\tau \sim 100$  нс, обеспечивающий пространственное разрешение  $\sim 10$  м.

При селекции одной продольной моды лазера (одночастотный режим) ширина спектра излучения определяется длительностью импульса ( $\Delta\nu \approx 11.6$  МГц при  $\tau \sim 100$  нс). Для генерации мощных (не менее 1 Вт) импульсов обычно используется схема задающий генератор (полупроводниковый) – усилитель (эрбиевый). В этом случае в спектре помимо импульсов присутствует непрерывный шум, представляющий собой усиленную спонтанную эмиссию волоконного эрбиевого усилителя.

Целью данной работы является исследование нелинейных эффектов при распространении таких импульсов

в длинном волоконном световоде, в частности ограниченный на мощность, возникающих из-за модуляционной неустойчивости (МН). Отметим, что последняя хорошо изучена для случая пикосекундных импульсов [8], а в случае наносекундных импульсов отмечались только изменения амплитуды сигнала бриллюэновского рассеяния вследствие МН [9]. Исследование эффектов МН при распространении наносекундных импульсов в присутствии шума является актуальным как для понимания физики процесса, так и для выяснения ограничений, которые свойства источника излучения накладывают на параметры распределенных сенсорных систем [1–7, 9].

## 2. Эксперимент

Схема используемого источника (рис.1) аналогична описанной в [7]. Излучение импульсного лазерного диода 1, стабилизированное по частоте с помощью внешней брэгговской решетки и прошедшее двухступенчатый эрбиевый усилитель 3, заводится в одномодовый волоконный световод 5 длиной 6 км. Длина активного волокна в первом усилителе  $L_1 = 2$  м, во втором усилителе  $L_2 = 6$  м. Усилители накачиваются лазерными диодами 2 ( $\lambda_p = 980$  нм), мощность накачки первого усилителя составляет 30 мВт, а мощность накачки второго варьируется от 0 до 40 мВт. Брэгговские решетки 4 осуществля-

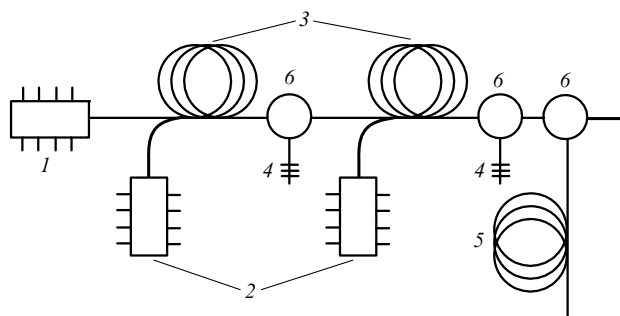


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 – импульсный лазерный диод; 2 – лазерные диоды накачки усилителей; 3 – активное эрбиевое волокно; 4 – спектральные фильтры на основе брэгговских решеток; 5 – пассивный одномодовый световод длиной 6 км; 6 – волоконные циркуляторы.

А.Е.Исмагулов, И.С.Шелемба. Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; e-mail: arsen.ismagulov@gmail.com

С.А.Бабин, Е.В.Подвиглов. Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; e-mail: babin@iae.nsk.su

М.П.Федорук. Институт вычислительных технологий СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 6; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; e-mail: mife@ict.nsc.ru

О.В.Штырина. Институт вычислительных технологий СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 6; e-mail: olya.shtyrina@gmail.com

Поступила в редакцию 24 ноября 2008 г., после доработки – 15 апреля 2009 г.

ют спектральную фильтрацию сигнала вблизи  $\sim 1550$  нм. Световой импульс имеет колоколообразную форму, длина импульса на полувысоте равна  $\sim 100$  нс, частота следования импульсов составляет  $\sim 0.5$  кГц (рис.2).

В эксперименте измеряются усредненные по времени спектры и средняя мощность как вводимого излучения, так и излучения, прошедшего через волоконный световод длиной 6 км. При прохождении через последний форма импульса практически не меняется (рис.2).

На рис.3 приведены спектры вводимого излучения при разных мощностях накачки и соответствующие им спектры излучения, прошедшего через длинный волоконный световод. Импульс состоит из узкой спектральной компоненты шириной  $\sim 0.01$  нм ( $\sim 1$  ГГц), определяемой разрешением спектроанализатора, и широкой ( $\sim 1$  нм) шумовой компоненты, которая определяется шириной брэгговского фильтра, отрезающего шумовую спонтанную эмиссию усилителя. По отношению к спектральной плотности пика уровень шума внутри этой полосы составляет порядка  $-15$  дБ, а вне ее – примерно  $-45$  дБ. Отметим, что реальная ширина пика на 2–3 порядка меньше измеренной спектроанализатором, и соответственно относительный уровень шума примерно на 25 дБ ниже.

Анализ спектров излучения показывает, что при большой вводимой мощности амплитуда пика на выходе уменьшается, относительная амплитуда шумовой подложки увеличивается, а ее спектр уширяется. При этом зависимость средней выходной мощности от средней входной мощности является линейной и описывается стандартным законом  $P(L) = \overline{P}(0)e^{-\alpha L}$ , где коэффициент  $\alpha = 0.17$  дБ/км – измеренные потери в световоде.

Для изучения поведения пиковых мощностей измеренные на входе спектры разделяются на узкополосную (пик) и широкополосную (подложка) составляющие. В спектре вводимого излучения узкополосная часть соответствует импульсному излучению, широкополосная – непрерывному шуму. Интегралы этих составляющих по спектру и по времени соответствуют их средним мощностям.

На выходе из световода наблюдаются импульсный пик и подложка, включающая в себя непрерывную и импульсную составляющие (предполагается, что последняя возникает в результате перекачки мощности в подложку из-за эффекта модуляционной неустойчивости).

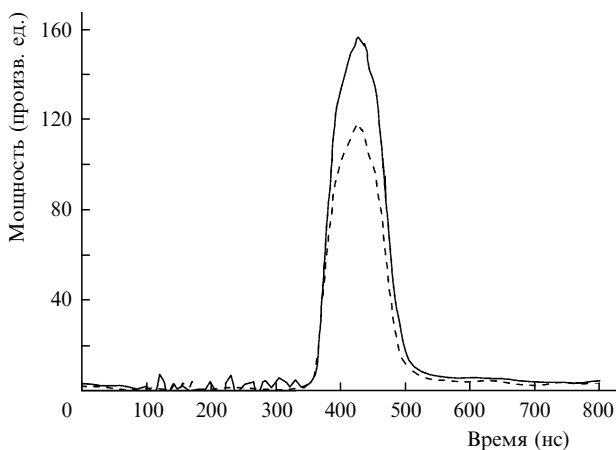


Рис.2. Формы входного (сплошная кривая) и прошедшего через световод длиной 6 км (штриховая кривая) импульсов, полученные в эксперименте.

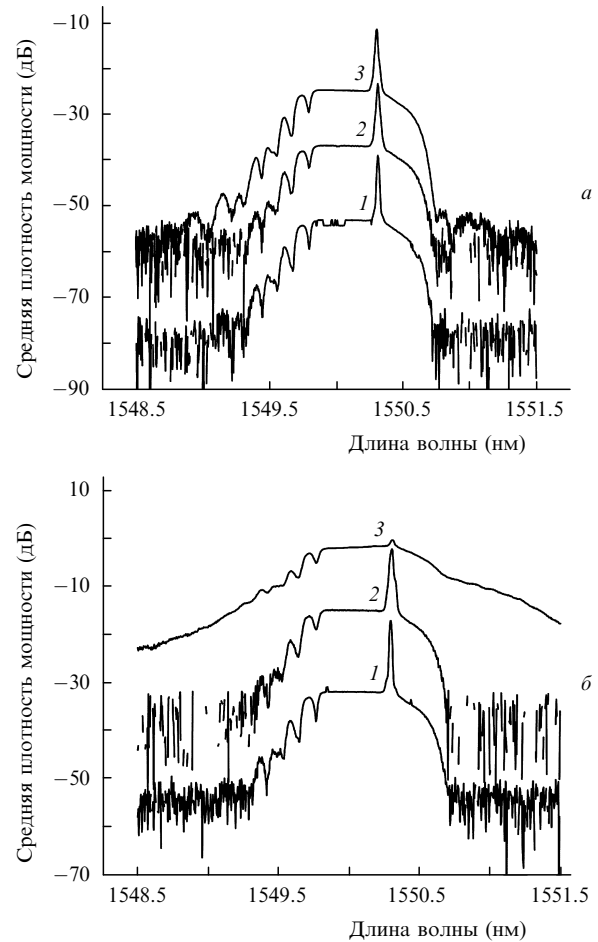


Рис.3. Спектры вводимого (а) и прошедшего (б) излучения при средних мощностях вводимого излучения  $P = 0.13$  (1), 12 (2), 204 мВт (3).

Для нахождения действительных мощностей в пике и подложке решалась система линейных уравнений; предполагалось, что непрерывная составляющая шума испытывает только поглощение в волокне. Полученные зависимости выходной мощности от входной ( $P_{out}(P_{in})$ ) для узкополосной и широкополосной частей (см. рис.4) наглядно демонстрируют, что при прохождении световода происходит перекачка мощности из узкого пика в широкую шумовую подложку.

### 3. Аналитическая модель

Распространение длинного импульса в волоконном световоде описывается нелинейным уравнением Шредингера (НУШ):

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t} = i \frac{|\beta_2|}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} A + i\gamma |A|^2 A - \alpha A, \quad (1)$$

где  $A(t, z)$  – амплитуда электромагнитного поля на несущей частоте  $\omega_0 = 2\pi n_0/\lambda_0$ , нормированная на мощность  $P = |A|^2$ ;  $c$  – скорость света в световоде с показателем преломления  $n_0$ ;  $\beta_2 = -10$  км $^{-1}$ ·нм $^{-2}$  – дисперсия (аномальная) на длине волны 1550 нм;  $\gamma = 3$  Вт $^{-1}$ ·км $^{-1}$  – коэффициент нелинейности;  $\alpha = 0.17$  дБ/км – коэффициент оптических потерь. Граничное условие на входе в световод при  $z = 0$  задается в виде суммы гауссова импульса с шириной на полувысоте  $T_0 = 100$  нс и амплитуды шума  $A_n(t)$ :

$$A(t, 0) = \sqrt{P_0} \exp\left(-\frac{t^2}{T_0^2} 2 \ln 2\right) \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi}} + A_n(t). \quad (2)$$

Здесь  $P_0 = \varepsilon_0/T_0$  – средняя мощность в импульсе с энергией  $\varepsilon_0$ . Случайный шум имеет спектральную плотность мощности  $P_n(\omega) = |A_n(\omega)|^2$ , отличную от нуля ( $P_n(\omega) = \varepsilon_n/\Delta$ ) в спектральном диапазоне  $\Delta = 1$  нм вблизи несущей частоты  $\omega_0$ ;  $\varepsilon_n$  – средняя энергия шума за период  $\tau = 2$  мс следования импульсов. Экспериментальное измеренное отношение энергий импульса и шума  $\varepsilon_0/\varepsilon_n = 0.71$ .

В световоде с аномальной дисперсией групповых скоростей импульс разрушается под действием модуляционной неустойчивости. Для описания этого явления разделим временную ось на отрезки длительностью  $\delta T \ll T_0$  так, чтобы на каждом отрезке можно было считать  $P(t_i) = \text{const}$ . Тогда на каждом отрезке амплитуда импульса в пренебрежении влиянием шумовой компоненты описывается формулой

$$A_p^{(i)}(z) = A_p(t_i, 0) \exp(i\gamma P_i z - \alpha z), \quad (3)$$

где  $P_i = |A_p^{(i)}|^2$ .

Рассмотрим случай  $\alpha L \ll 1$ , когда потерями можно пренебречь. Для шумовой компоненты сигнала на каждом  $i$ -м отрезке в спектральном представлении получаем следующие уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{dA_n^{(i)}(\omega)}{dz} &= \left(-i \frac{|\beta|}{2} \omega^2 + 2i\gamma P_i\right) A_n^{(i)}(\omega) \\ &+ i\gamma A_p^{(i)2}(z) A_n^{(i)*}(\omega), \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{dA_n^{(i)*}(\omega)}{dz} &= \left(i \frac{|\beta|}{2} \omega^2 - 2i\gamma P_i\right) A_n^{(i)*}(\omega) \\ &- i\gamma A_p^{(i)2}(z) A_n^{(i)}(\omega). \end{aligned} \quad (5)$$

Решение этого линейного уравнения ищется в виде  $A_n^{(i)}(\omega) \exp(i\gamma P_i z + \nu z)$ , для инкремента  $\nu$  получаем алгебраическое уравнение

$$\nu^2 + \left(\gamma P_i - \frac{|\beta|}{2} \omega^2\right)^2 - (\gamma P_i)^2 = 0, \quad (6)$$

откуда находим

$$\nu_{\pm}^2 = \pm \left[ \left(2\gamma P_i - \frac{|\beta|}{2} \omega^2\right) \frac{|\beta| \omega^2}{2} \right]^{1/2}. \quad (7)$$

Решения с положительным инкрементом  $\nu_+$  экспоненциально нарастают, стартуя с шумового уровня  $P_n^i(\omega) = \varepsilon_n \delta T / \Delta T$ :

$$P_n^{(i)}(\omega, z) = P_n^i(\omega) \exp[2\nu_+(\omega)z]. \quad (8)$$

Быстрее всего растут компоненты с частотами  $\omega_{MI} = \pm \sqrt{2\gamma P_i / |\beta|}$  с инкрементом  $\nu_+^{(i)} = \gamma P_i$ , пропорциональным мощности импульса на  $i$ -м отрезке.

Экспоненциальный рост шума продолжается до тех пор, пока энергия шума  $\int_{\omega} P_n^{(i)}(\omega, z) d\omega$  не сравняется с энергией  $i$ -го отрезка импульса, после чего необходимо учитывать обратное влияние шума на импульс:

$$\begin{aligned} P_n^{(i)}(z) &= \int \frac{d\omega}{2\pi} P_n^{(i)}(\omega, z) \simeq \frac{\varepsilon_n \delta T}{\Delta \tau} \\ &\times \int \frac{d\omega}{2\pi} \exp\left\{2z \left[ \left(2\gamma P_i - \frac{|\beta|}{2} \omega^2\right) \frac{|\beta| \omega^2}{2} \right]^{1/2}\right\}. \end{aligned} \quad (9)$$

Этот интеграл можно оценить методом Лапласа при  $4\gamma P_i z \gg 1$ . Основной вклад дают два максимума при  $\omega_{MI} = \pm \sqrt{2\gamma P_i / |\beta|}$ :

$$P_n^{(i)}(L) = \varepsilon_n \frac{\delta T}{\Delta \tau} \exp(2\gamma P_i L) \left(\frac{1}{4\pi|\beta|L}\right)^{1/2}. \quad (10)$$

Отметим, что вне импульса при  $|t| \ll T_0$  амплитуда шума не нарастает, т. к. взаимодействие с импульсом отсутствует. Поэтому энергия шума за период следования импульсов состоит из двух вкладов:

$$\begin{aligned} \varepsilon_n(L) &= \sum_i P_n^{(i)}(L) = \varepsilon_n \\ &+ \frac{\varepsilon_n}{(4\pi|\beta|\Delta^2 L)^{1/2}} \int_{-T_0}^{T_0} \exp(2\gamma L P(t)) \frac{dt}{\tau}. \end{aligned} \quad (11)$$

Последний интеграл также можно оценить методом Лапласа и получить энергию шума  $\varepsilon_n^p(L)$ , сосредоточенного в месте расположения импульса. Средняя мощность шума на выходе из световода состоит из непрерывной части  $\bar{P}_n = \varepsilon_n/\tau$  и импульсной части:

$$\bar{P}_n^p = \frac{\varepsilon_n^p}{\tau} = \frac{T_0 \varepsilon_n}{\tau} \frac{\sqrt{\pi} \exp[8\gamma L P_0 \ln(2)/\pi]}{[64|\beta|\Delta^2 L^2 \gamma P_0 (\ln 2)^2]^{1/2}}. \quad (12)$$

Эти решения справедливы до тех пор, пока энергия регулярного импульса  $\varepsilon_0 = P_0 T_0$  остается много больше энергии шумовой компоненты импульса  $\varepsilon_n^p(L)$ :

$$\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_n} = 0.71 \gg \frac{T_0}{\tau} \frac{\sqrt{\pi} \exp[8\gamma L P_0 \ln(2)/\pi]}{[64|\beta|\Delta^2 L^2 \gamma P_0 (\ln 2)^2]^{1/2}}. \quad (13)$$

На рис.4 штриховой и пунктирной кривыми показано поведение мощности шумовой части импульса, рассчитанное по формуле (12), и узкополосной части импульса  $P_p(L)$ , полученной из закона сохранения энергии:

$$P_p(L) = P_0 - \bar{P}_n^p(L) \tau / T_0. \quad (14)$$

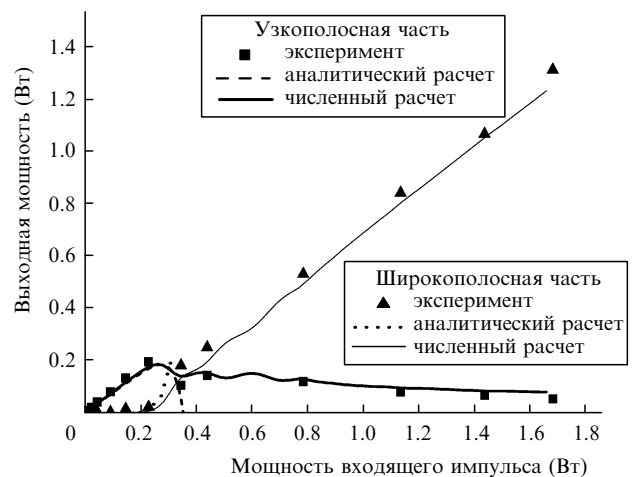


Рис.4. Зависимости выходной мощности узкополосной и широкополосной частей импульса от мощности входящего импульса.

#### 4. Численный расчет

Поскольку аналитическое решение справедливо только вблизи порога модуляционной неустойчивости, при больших мощностях необходим численный расчет.

Для численного решения уравнения (1) использовался метод расщепления по физическим процессам, согласно которому решение уравнения (1) на шаге  $\Delta z$  эволюционной переменной можно представить в следующем виде:

$$A(z + \Delta z, t) = \exp(\frac{1}{2}\Delta z \tilde{N}) \exp(\Delta z \tilde{D}) \exp(\frac{1}{2}\Delta z \tilde{N}) A(z, t), \quad (15)$$

где  $\tilde{N}$  – нелинейный оператор, а  $\tilde{D}$  – линейный оператор, учитывающий дисперсионное расплывание импульса и его затухание. В расчетах рассматривалось временное окно длительностью  $T = 1$  мкс с числом точек по временной переменной  $N = 2^{20}$ . Шаг по эволюционной переменной  $\Delta z = 5$  м. В качестве начального распределения задавался гауссов импульс с длительностью на полувысоте интенсивности 100 нс и варьируемой пиковой мощностью  $P_p$ . Таким образом на входе в волокно задавалось распределение электромагнитного поля

$$A(t, 0) = \sqrt{P_p} \exp(-t^2/2T_0^2),$$

к которому добавлялся белый гауссов шум в спектральной полосе 1 нм. Результаты численного расчета представлены на рис.4 сплошными кривыми. На рис.5 также приведено распределение интенсивности в зависимости от времени для пиковой мощности импульса  $P_p = 1.3$  Вт на входе и после прохождения им расстояния  $L = 6$  км. Вследствие развития модуляционной неустойчивости на

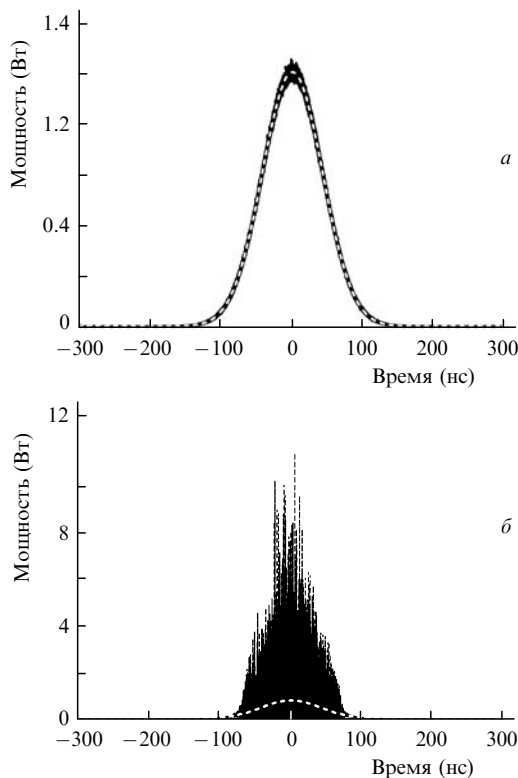


Рис.5. Форма начального импульса, задававшаяся при численном расчете (а), и полученная в результате расчета форма импульса, прошедшего через световод длиной 6 км (б). Белой штриховой линией показана огибающая импульса.

выходе световода наблюдается сильная модуляция амплитуды импульса с характерным периодом  $T_{MI} \sim 10$  пс (с выбросами на порядок больше среднего значения).

#### 5. Обсуждение результатов

Эксперимент показывает, что мощность прошедшего узкополосного излучения в присутствии широкополосного шума сначала линейно нарастает с ростом мощности на входе, а после некоторого порогового значения насыщается и начинает падать (см. рис.4). Мощность узкого спектрального пика из-за эффекта модуляционной неустойчивости перекачивается в шумовую подложку, амплитуда которой при больших мощностях растет по линейному закону.

Из рис.4 видно, что аналитическая модель достаточно хорошо определяет пороговое значение мощности вводимого импульса  $P_{th}^p$ , после достижения которого начинается спад мощности прошедшего пика. Формулу для пороговой мощности можно вывести из выражения (13), подставив в него знак равенства:

$$P_{th}^p = \frac{\pi}{8\gamma L \ln 2} \ln \left\{ \frac{\epsilon_0}{\epsilon_n} \frac{\tau}{T_0} [64|\beta|A^2 L^2 \gamma P_0 (\ln 2)^2 / \pi]^{1/2} \right\}. \quad (16)$$

Реальные потери в световоде длиной 6 км для пиковой мощности импульса составляют  $e^{-\alpha L} \sim 0.8$ . Поскольку в аналитическом приближении считается, что  $\alpha L \ll 1$ , то оценка для пороговой мощности возбуждения модуляционной неустойчивости оказывается слегка заниженной, но не более чем на 20 %.

Выражение для  $P_{th}^p$  обратно пропорционально длине и логарифмически зависит от спектральной плотности шума  $\epsilon_n$  в диапазоне частот  $\omega_{MI} = \pm \sqrt{2\gamma P_i / |\beta|}$ , следовательно, можно увеличить порог модуляционной неустойчивости, уменьшив уровень шума в пределах  $\omega_{MI}$ . При используемых в эксперименте мощностях импульсов ( $\sim 1$  Вт) частоте  $\omega_{MI}$  соответствует спектральный интервал  $\Delta\lambda \simeq 1$  нм. Таким образом, спектр непрерывного шума попадает в этот диапазон, что приводит к сильной перекачке энергии из узкой полосы пика в широкую по спектру подложку.

Уменьшение уровня шума является одним из способов подавления модуляционной неустойчивости. Так, в работе [9] уровень шума, измеренный спектроанализатором, был на 25 дБ меньше, чем у нас, и уменьшения амплитуды узкого спектрального пика не наблюдалось. При этом из-за модуляционной неустойчивости при мощности  $\sim 0.4$  Вт в спектре возникали небольшие боковые компоненты, что влияло на характеристики сдвинутого по частоте сигнала ВРМБ. Авторы [9] показали, что при использовании световода со смещенной дисперсией (когда длина волны 1550 нм соответствует режиму нормальной дисперсии) эффект модуляционной неустойчивости исчезал. Этому же следует ожидать и в нашем случае.

Кривая, полученная в результате численного расчета, как качественно, так и количественно согласуется с экспериментальными данными, при этом наблюдается совпадение в таких деталях, как осцилляции пиковой мощности в области спада.

Численный расчет также показывает, что огибающая импульса в пространстве не искажается, однако после прохождения длинного световода импульс оказывается сильно промодулированным (см. рис.5) на частоте  $\sim 100$

ГГц. В эксперименте форма импульса действительно сохраняется, но ее изрезанность не видна из-за временного усреднения в измерительном тракте (полоса частот  $\sim 100$  МГц).

## 6. Заключение

Таким образом, в работе показано, что амплитуды узкополосных импульсов длительностью 100 нс при прохождении через длинное ( $\sim 6$  км) волокно резко уменьшаются при превышении некоторой мощности из-за развития модуляционной неустойчивости, приводящей к перекачке энергии в боковые спектральные компоненты.

Порог модуляционной неустойчивости обратно пропорционален длине световода ( $P_{th}^p \approx 0.2$  Вт при  $L = 6$  км) и логарифмически падает с ростом спектральной плотности мощности шума в интервале частот  $\sim 1$  нм вблизи несущей частоты.

Эффект может существенно влиять на характеристики фазочувствительной сенсорной системы, в которой ис-

пользуется сигнал рэлеевского рассеяния [7]. Его роль можно уменьшить за счет уменьшения шумовой составляющей во входном сигнале или перехода в область нормальной дисперсии световода.

Работа выполнена при финансовой поддержке интеграционного проекта СО~РАН и гранта Министерства образования и науки РФ.

1. Barnoski M.K., Rourke M.D., Jensen S.M., Melville R.T. *Appl. Opt.*, **16**, 2375 (1977).
2. Healey P. *J. Lightwave Technol.*, **LT-3**, 876 (1985).
3. Bao X., Webb D.J., Jackson D.A. *Opt. Lett.*, **19**, 141 (1994).
4. Horiguchi T., Shimizu K., Kurashima T., Tateda M., Koyamada Y. *J. Lightwave Technol.*, **13**, 1296 (1995).
5. Wilson A., James S.W., Tatam R.P. *Opt. Fiber Sensors*, **16**, 475 (1997).
6. Juarez J.C., Maier E.W., Choi K.N., Taylor H.F. *J. Lightwave Technol.*, **23**, 2081 (2005).
7. Горшков Б.Г., Парамонов В.М., Курков А.С., Кулаков А.Т., Заирный М.В. *Квантовая электроника*, **36**, 963 (2006).
8. Tai K., Hasegawa A., Tomita A. *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 135 (1986).
9. Alahbabi M.N., Cho Y.T., Newson T.P., Wait P.C., Hartog A.H. *J. Opt. Soc. Am. B*, **21**, 1156 (2004).