

Физический факультет

Отчет по использованию кластера ИВЦ НГУ

Кафедра _____ **Квантовой оптики**

(название кафедры)

Федотенко Тимофей Михайлович

(фамилия, имя, отчество студента)

Название работы:

**Моделирование переноса шумов в волоконных усилителях на основе
вынужденного комбинационного рассеяния.**

Научный руководитель:

Профессор, д. ф-м. н. Федорук Михаил Петрович

Новосибирск – 2015 год

Одним из основных преимуществ распределённых рамановских усилителей по сравнению с традиционными эрбиевыми усилителями является низкий уровень шума - возможность уменьшения шум-фактора в линиях связи, что позволяет передавать сигнал на большие расстояния без его деградации. При исследовании распределённых рамановских усилителей необходимо учитывать различные источники шума, оказывающие влияние на сигнал при его распространении в линии связи. Шум, источниками которого являются обратное рэлеевское рассеяние и спонтанное рамановское рассеяние, накапливается в длинных (десятки и сотни километров) распределённых усилителях и приводит к ухудшению качества передачи сигнала.

Однако, стоит отметить ещё один источник шумов в усилителях - шум источника накачки вследствие спонтанной эмиссии фотонов. Данные шумы могут передаваться от рамановского источника накачки к сигналу на длине волны стоксова сдвига, приводя к ухудшению качества передачи сигнала и необходимости уменьшения длины световода. Эти шумы характеризуются относительной интенсивностью шумов – RIN (Relative Intensity Noise). Так, использование распределённых рамановских усилителей с двунаправленной накачкой позволяет значительно увеличить расстояние между усилителями в линии связи, но они практически не используются в современных линиях связи из-за высокой эффективности переноса шумов из накачки в сигнал. Для схем усиления с сонаправленной накачкой процесс переноса шумов становится значимым при относительной интенсивности шума в накачке на уровне -120 дБ/Гц. Данная работа посвящена исследованию переноса шумов в распределённых рамановских усилителях с помощью методов математического моделирования.

Для описания распространения сигнала в волоконном световоде были рассмотрены две модели – стандартная квазимонохроматическая модель (1) и обобщенное стохастическое нелинейное уравнение Шрёдингера (2).

В квазимонохроматической модели усиления учтены такие эффекты как спонтанная эмиссия и обратное рэлеевское рассеяние. Эволюцию мощности излучения на длине волны λ_i описывает уравнение:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial P_i^\pm}{\partial t} + \frac{\partial P_i^\pm}{\partial z} = \pm(\alpha_i^{eff}(z)P_i^\pm(z) + \varepsilon_i P_i^\mp(z) + 2h\nu_i \Delta\nu_i \sum_{j<i} \frac{g_{ji}}{A_j} (P_j^+(z) + P_j^-(z)) \left(1 + \frac{1}{e^{h(\nu_2 - \nu_s)k_B T} - 1}\right)) \quad (1)$$

Где эффективный коэффициент затухания α_i^{eff} имеет вид:

$$\alpha_i^{eff}(z) = \alpha_i - \sum_{j<i} \frac{g_{ij}}{A_i} (P_j^+(z) + P_j^-(z)) + \sum_{j>i} \frac{i g_{ij}}{j A_i} (P_j^+(z) + P_j^-(z)) + 4h\nu_i \sum_{j>i} \frac{g_{ij}}{A_i} \left(1 + \frac{1}{e^{h(\nu_j - \nu_i)k_B T} - 1}\right) \Delta\nu_j$$

Основным недостатком квазимонохроматической модели является то, что она не описывает влияние дисперсионных и нелинейных эффектов на сигнал при его распространении в световоде. В уравнениях на среднюю мощность не учитывается фаза сигнала, что накладывает ограничение на моделирование сигнала с фазовыми форматами модуляции. Стоит отметить, что квазимонохроматическая модель применима только в случае, когда длина волны излучения намного больше диаметра сердцевины световода $\lambda \gg d$. Для описания влияния дисперсии, нелинейности и спонтанного шума на распространение сигнала необходимо использовать более полную модель - стохастическое обобщённое нелинейное уравнение Шрёдингера:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t}\right) \left(A(z, t) \int_0^\infty R(t') |A(z, t - t')|^2 dt'\right) + iN(z, t) \quad (2)$$

где $A(z, t)$ - медленно - меняющаяся огибающая электромагнитного поля, β_2 и β_3 коэффициенты дисперсии второго и третьего порядков в окрестности несущей частоты ω_0 , $\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c \cdot A_{eff}}$ — коэффициент нелинейности волокна с нелинейным показателем преломления n_2 и эффективной площадью моды A_{eff} . Функция электромагнитного отклика среды $R(t)$, содержит мгновенный электронный и запаздывающий рамановский отклик:

$$R(t) = (1 - f_R) \delta(t) + f_R h_R(t)$$

Здесь $\delta(t)$ — дельта - функция, f_R — относительный вклад запаздывающего рамановского отклика в нелинейную поляризацию. Функция рамановского отклика $h_R(t)$ — определяет спектр ВКР – усиления $g_R(\Delta\omega)$:

$$g_R(\Delta\omega) = 2\gamma f_R \text{Im}[\tilde{h}_R(\Delta\omega)]$$

где $\Delta\omega = \omega - \omega_0$, Im обозначает мнимую часть комплексного числа.

Квазимонохроматическая модель

Квазимонохроматическая модель использовалась для решения задачи об усилении сигнала в двунаправленном рамановском волоконном усилителе (рис. 1.)

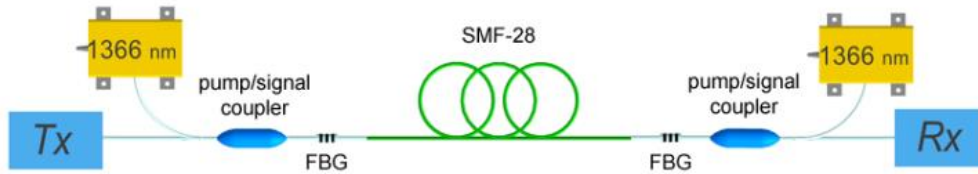


Рис. 1. Схема исследуемого усилителя

На основе модели (1) была построена система уравнений описывающих эволюцию сигнала в усилителе:

$$\pm \frac{1}{c} \frac{\partial P_{p1}^{\pm}}{\partial t} + \frac{\partial P_{p1}^{\pm}}{\partial z} =$$

$$\mp \alpha_1 P_{p1}^{\pm} \pm \varepsilon_1 P_{p1}^{\mp} \mp g_1 \frac{\nu_1}{\nu_2} P_{p1}^{\pm} \left(P_{p2}^{+} + P_{p2}^{-} + 4h\nu_2 \Delta\nu_2 \left(1 + \frac{1}{e^{h(\nu_1 - \nu_2)K_B T} - 1} \right) \right)$$

$$\pm \frac{1}{c} \frac{\partial P_{p2}^{\pm}}{\partial t} + \frac{\partial P_{p2}^{\pm}}{\partial z} =$$

$$\mp \alpha_2 P_{p2}^{\pm} \pm \varepsilon_2 P_{p2}^{\mp} \pm g_1 \left(P_{p2}^{\pm} + 2h\nu_2 \Delta\nu_2 \left(1 + \frac{1}{e^{h(\nu_1 - \nu_2)K_B T} - 1} \right) \right) (P_{p1}^{+} + P_{p1}^{-})$$

$$\mp g_2 \frac{\nu_2}{\nu_s} P_{p2}^{\pm} \left(P_s + N_s^{+} + N_s^{-} - 4h\nu_s \Delta\nu_s \left(1 + \frac{1}{e^{h(\nu_2 - \nu_s)K_B T} - 1} \right) \right)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial P_s}{\partial t} + \frac{\partial P_s}{\partial z} = g_2 P_s (P_{p2}^{+} + P_{p2}^{-})$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial N_s^{+}}{\partial t} + \frac{\partial N_s^{+}}{\partial z} = -\alpha_s N_s^{+} \pm \varepsilon_s N_s^{-} + g_2 \left(N_s^{+} + 2h\nu_s \Delta\nu_s \left(1 + \frac{1}{e^{h(\nu_2 - \nu_s)K_B T} - 1} \right) \right) (P_{p2}^{+} + P_{p2}^{-})$$

$$-\frac{1}{c} \frac{\partial N_s^{-}}{\partial t} + \frac{\partial N_s^{-}}{\partial z} =$$

$$+\alpha_s N_s^{-} - \varepsilon_s (P_s + N_s^{+}) - g_2 \left(N_s^{-} + 2h\nu_s \Delta\nu_s \left(1 + \frac{1}{e^{h(\nu_2 - \nu_s)K_B T} - 1} \right) \right) (P_{p2}^{+} + P_{p2}^{-})$$

Результаты Граничные условия, описывающие отражение от волоконных брэгговских решёток и ввод накачки в резонатор, имеют вид:

$$P_{p1}^+(0, t) = P_{p1}^-(L, t) = P_0(t)$$

$$P_{p2}^+(0, t) = R_1 P_{p2}^-(0, t)$$

$$P_{p2}^-(L, t) = R_2 P_{p2}^+(L, t)$$

$$P_s(0, t) = P_{in}(t)$$

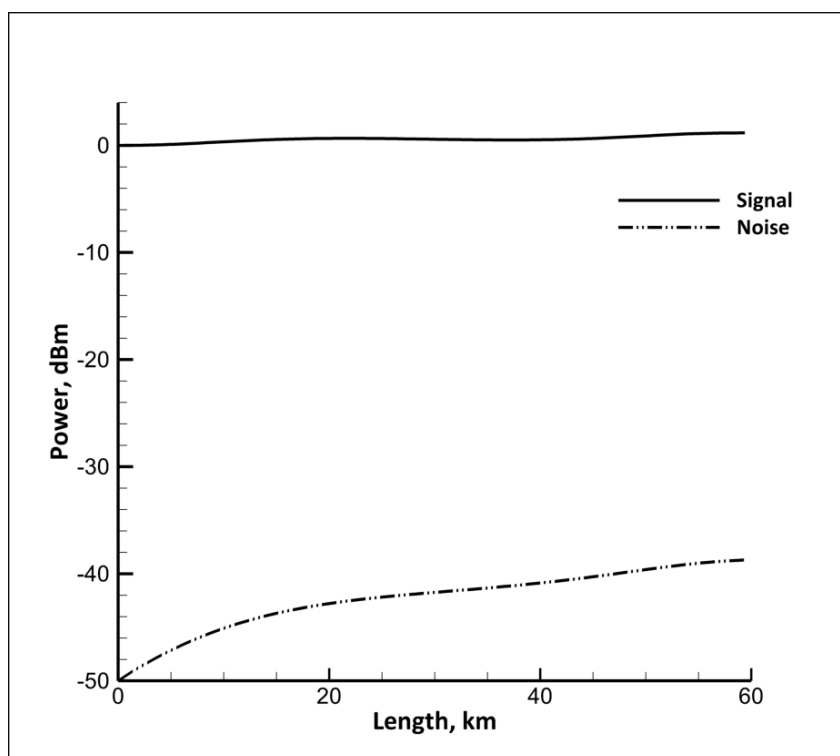
$$N_s^+(0, t) = N_0(t)$$

$$N_s^-(L, t) = 0$$

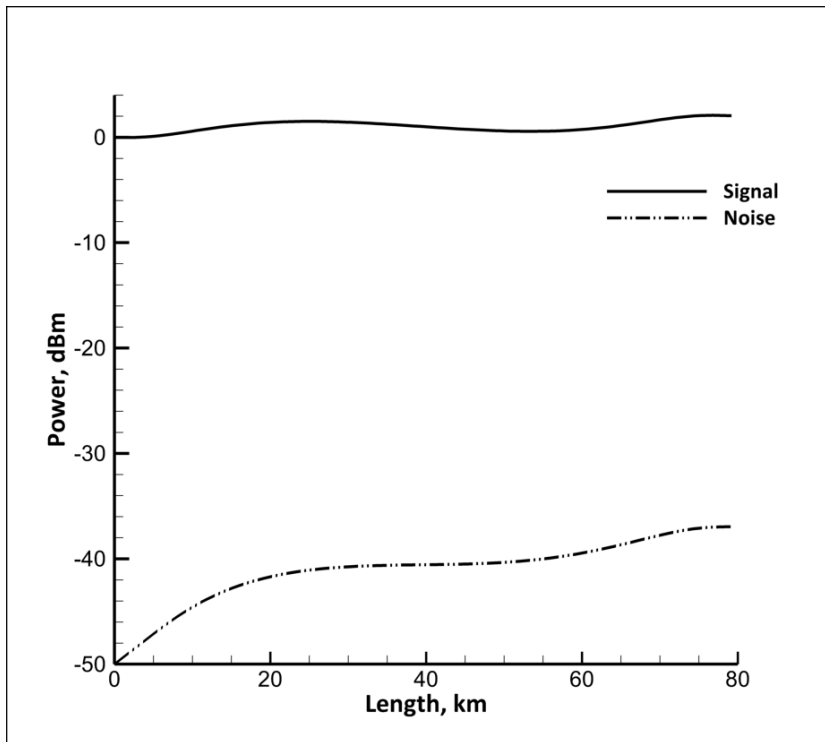
где нижние индексы “p1”, “p2” и “s” соответствуют волне накачки первого порядка на длине волны 1366 нм, волне накачки второго порядка на длине волны 1455 нм и сигналу на длине волны 1550 нм. P_{pi} — мощность излучения накачки на соответствующей длине волны, P_s — мощность сигнала на длине волны 1550 нм. N_s — мощность шума на длине волны сигнала.

Данная система уравнений решалась двумя численными методами, методом линий и конечно – разностной схемой с бегущим счетом.

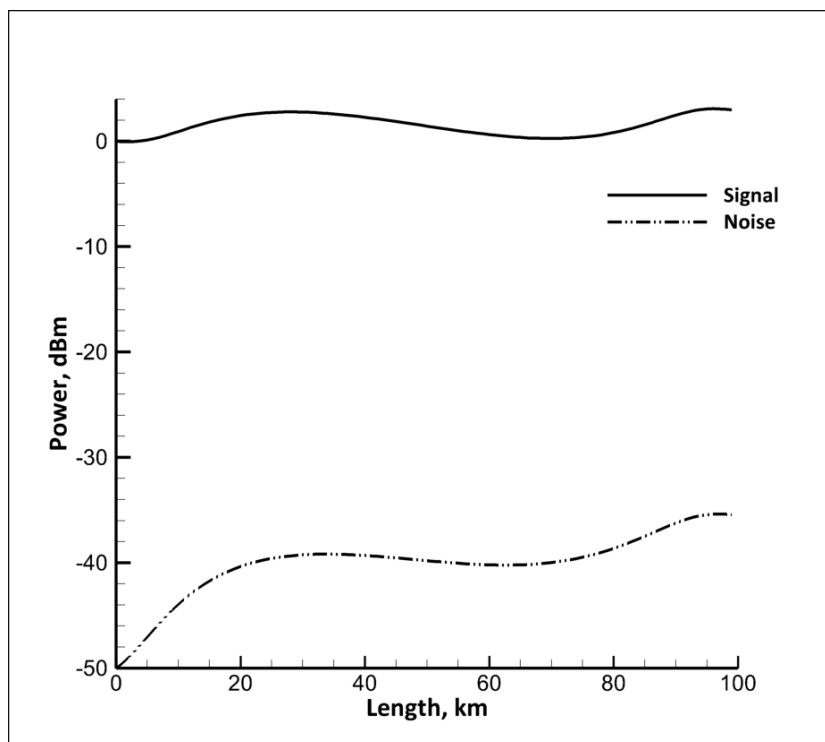
На рис. 2 представлено распределение мощности сигнала и шума в стационарном режиме усиления для различных длин волоконного усилителя.



(a)



(b)



(c)

Рис. 2. Распределение мощностей сигнала и шума для усилителей различной длины L : (a) $L = 60$ км; (b) $L = 80$ км; (c) $L = 100$ км.

Эволюция сигнала вдоль пространственной и временной координат представлена на Рисунке 3. Как видно из рисунка, при $t > 2.5$ мс система переходит в стационарный режим усиления сигнала.

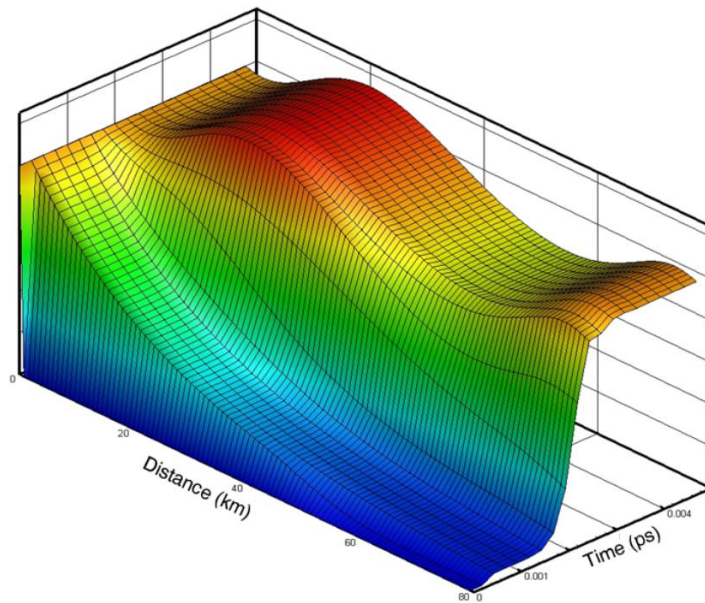


Рис. 3. Эволюция сигнала вдоль пространственной и временной координат.

Амплитудная модель

Тестирование модели, представляющей собой обобщённое стохастическое нелинейное уравнение Шрёдингера, было выполнено на примере задачи о генерации суперконтинуума в волокне с высокой нелинейностью γ . Схема эксперимента представлена на рис.4:

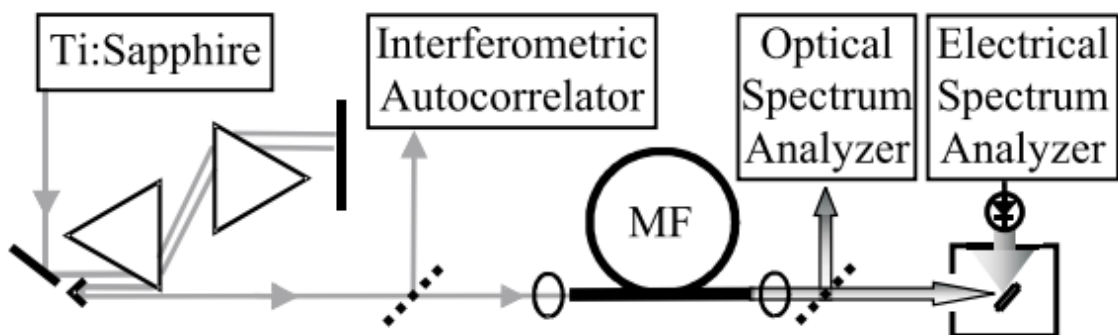


Рис. 4. Схема экспериментальной установки для исследования эволюции сигнала в волокне с высокой нелинейностью.

Фемтосекундные солитонные импульсы генерируются титан – сапфировым лазером на длине волны $\lambda = 810\text{нм}$ с частотой следования $\omega_r = 100\text{ МГц}$. Далее импульсы распространяются в участке микроструктурированного волокна длиной $L = 15\text{см}$ с

высокой нелинейностью $\gamma = 100 \frac{1}{\text{Вт см}}$. На выходе измеряется спектр полученного суперконтинуума. Математическое моделирование проводилось с помощью обобщенного стохастического нелинейного уравнения Шрёдингера с учетом дисперсионных членов до шестого порядка включительно:

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = i \sum_{k \geq 2} \frac{i^k \beta_k}{k!} \frac{\partial^k A}{\partial t^k} +$$

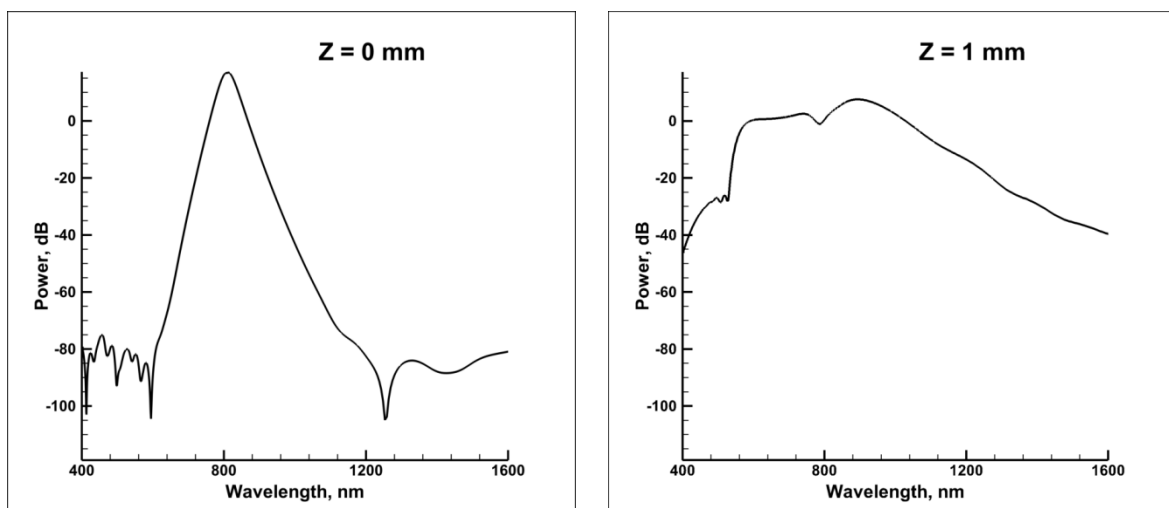
$$+ i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left(A(z, t) \int_0^\infty R(t') |A(z, t - t')| dt' + iN(z, t) \right)$$

$$A(0, t) = A_0(t)$$

$A(z, t)$ – огибающая электрического поля, β_k – дисперсия порядка k . $R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t)$ – функция отклика, $f_R = 0.18$, $h_R(t)$ – рамановская функция отклика. $A_0(t)$ – огибающая электромагнитного поля импульса на входе в волокно.

Численное решение краевой задачи было найдено с помощью Фурье-метода с расщеплением по физическим процессам. Фурье-метод с расщеплением по физическим процессам был реализован на языке программирования C++ с использованием библиотеки быстрого преобразования Фурье FFTW 3.3.

На рис. 5 представлена эволюция спектра сигнала как функции расстояния вдоль волоконной линии.



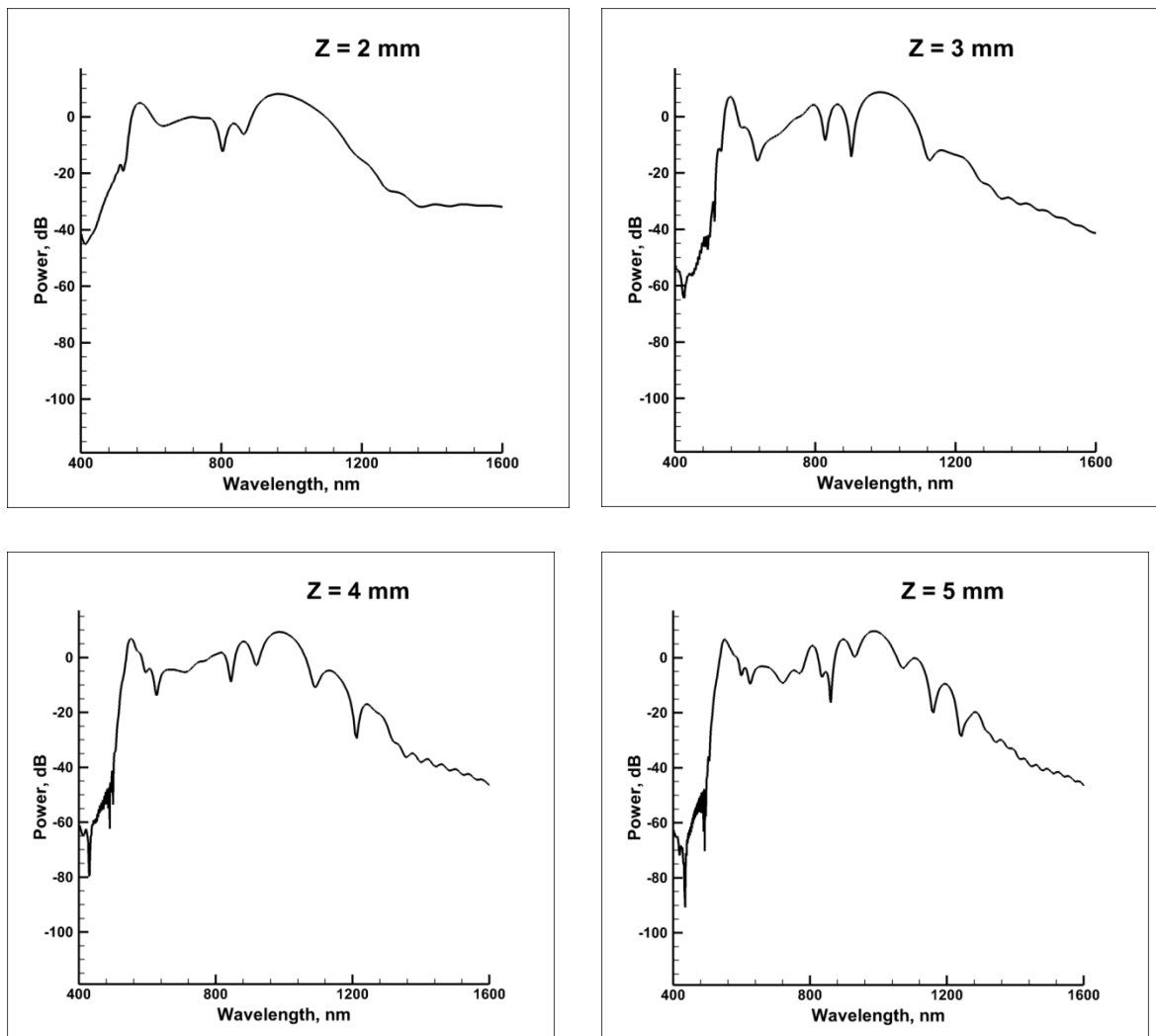


Рис. 5. Эволюция спектра сигнала вдоль световода. Длительность импульса равна 18фс, пиковая мощность равна 44кВт.

Перспективы

Планируется исследование деградации сигнала в экспериментальной когерентной линии связи с распределенным рамановским усилением (рис. 6.). Имеется линия связи, образованная участком стандартного одномодового волокна SMF с сонаправленным рамановским усилением и непрерывным источником накачки на длине волны $\lambda_p = 1276$ nm. Сигнал имеет длину волны $\lambda_s = 1366, 1455, 1550$ nm, отстоящую на несколько

СТОКСОВЫХ СДВИГОВ ОТ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ИСТОЧНИКА НАКАЧКИ.

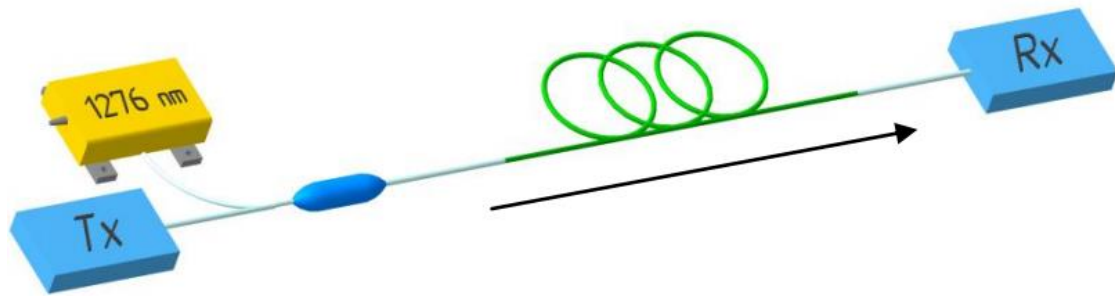


Рис.6. Исследуемая линия связи с распределенным рамановским усилением.

В эксперименте было продемонстрировано, что при распространении сигнала в линии связи (рис. 6) происходит его полная деградация независимо от формата модуляции сигнала. Предполагается, что деградация сигнала происходит из-за переноса шумов из накачки в сигнал, который имеет максимальную эффективность в сонаправленных схемах усиления. Особое внимание стоит уделить моделированию различных источников шума. Планируется разработка модели, основанной на обобщенном стохастическом нелинейном уравнении Шредингера которая позволит построить функцию переноса шумов и шум – фактор усилителя. Целью работы будет являться поиск методов подавления процесса переноса шумов из накачки в сигнал.

Использование вычислительных мощностей кластера ИВЦ НГУ позволило существенно сократить время вычислений, что увеличило скорость получения результатов.