

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ имени М.В.ЛОМОНОСОВА**

Научно-исследовательский институт ядерной физики  
имени Д.В.Скобельцына

**О.Е. Наний, В.Г. Волков, В.Г. Воронин, В.А. Камынин**

**Исследование распространения световых  
импульсов в оптических волокнах.**

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М.В.ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ имени Д.В.СКОБЕЛЬЦЫНА

**О.Е. Наний, В.Г. Волков, В.Г. Воронин, В.А. Камынин**

**Исследование распространения световых  
импульсов в оптических волокнах.**

Методическое и учебное пособие.

Москва

2011

УДК  
ББК  
ISBN 978-5-

О.Е. Наний, В.Г. Волков, В.Г. Воронин, В.А. Камынин  
Исследование распространения световых импульсов в  
оптических волокнах.

Теоретически и экспериментально (с помощью численного  
моделирования) рассмотрен процесс распространения  
оптических импульсов в волокне с учетом дисперсионных  
и нелинейных эффектов.

© МГУ  
© НИИЯФ МГУ  
© О.Е. Наний, В.Г. Волков,  
В.Г. Воронин, В.А. Камынин

## Содержание

<b>1. Введение .....</b>	<b>4</b>
<b>2. Теоретическая часть .....</b>	<b>5</b>
<b>3. Описание численного метода .....</b>	<b>16</b>
<b>4. Описание интерфейса программы .....</b>	<b>18</b>
<b>5. Упражнения .....</b>	<b>22</b>
<b>6. Литература.....</b>	<b>25</b>

## Введение

Изучение характера распространения световых импульсов в волокне является одной из центральных задач волоконной оптики.

Сравнение результатов численного моделирования с экспериментом позволяет оценить насколько правильно используемые физические модели описывают реальные физические процессы.

Практическая важность таких исследований связана с широким использованием оптического волокна в современных сетях связи.

Первым шагом к оптимизации систем волоконно-оптической связи является изучение искажений одиночного светового импульса при распространении в оптическом волокне.

В современных скоростных линиях связи используются, в основном, одномодовые волокна, поэтому данная работа посвящена изучению искажений одиночных импульсов при распространении в стандартном одномодовом волокне. Распространение импульсов длительностью  $T_0 \geq 1$  пс в кварцевых волокнах определяется, в первую очередь, двумя эффектами: дисперсией групповой скорости (ДГС) и фазовой самомодуляцией (ФСМ). Попытка теоретического описания совокупного действия указанных эффектов приводит к нелинейному уравнению Шредингера, которое не имеет общего решения. Таким образом, для решения задачи распространения излучения в среде с дисперсией и нелинейностью используются приближенные численные методы решения.

## Теоретическая часть

Распространение излучения в оптическом волокне с дисперсией и нелинейностью для импульсов длительностью  $> 1$  пс описывается нелинейным уравнением.

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

где  $A$  – огибающая импульса из выражения, определяющего его линейно-поляризованное поле в световоде:

$$\bar{E}(x, y, z, t) = \bar{x} \frac{1}{2} \left\{ F(x, y) \cdot A(z, t) \exp^{i(\beta z - \omega_0 t)} + \text{к.с.} \right\} \quad (2)$$

где  $\bar{x}$  – единичный вектор поляризации плоской световой волны,  $F(x, y)$  – поперечное пространственное распределение поля,  $\beta$  – постоянная распространения.  $T$  – время, измеряемое в системе отсчета, движущейся с групповой скоростью импульса  $v_g$ :  $T = (t - z/v_g)$ . Параметры  $\beta_2$  и  $\gamma$  определяют, соответственно, силу дисперсионных и нелинейных эффектов и будут рассмотрены подробнее ниже.  $\alpha$  – коэффициент потерь излучения в световоде. Второй и третий члены в правой части уравнения (1) описывают соответственно действие дисперсии и нелинейности на распространение импульсов в волокне. Приведенное выше уравнение (1) получено в предположении, что при распространении светового импульса по световоду пространственное распределение поля  $F(x, y)$  не зависит от  $z$ . Изменениям за счет дисперсии и нелинейности подвержена медленно меняющаяся (по сравнению с периодом световой волны) огибающая  $A(z, T)$ . Это предположение хорошо согласуется с экспериментом. В зависимости от начальной длительности и пиковой мощности  $P_0$  импульса в его эволюции вдоль волокна преобладают либо дисперсионные, либо нелинейные эффекты.

## Хроматическая дисперсия.

Рассмотрим передачу информации, например, способом кодово-импульсной модуляции, при котором последовательность единиц и нулей передается в виде наличия или отсутствия импульса, соответственно. Возьмем исходно одномодовый одночастотный лазер с очень узкой шириной спектра. Для передачи информации (получения единиц и нулей) используем модуляцию излучения (внешнюю или внутреннюю). Поскольку теперь мы имеем дело с импульсным излучением, то ширина спектра сигнала  $\Delta\nu$  будет определяться не исходной шириной спектра лазера, а фурье-спектром импульсного сигнала из соотношения  $\Delta\nu T_0 \approx 1$ , где  $T_0$  – длительность импульса. Это справедливо в отсутствие частотной модуляции несущей сигнала. То есть, чем короче импульс (больше скорость передачи информации), тем шире спектр.

Поскольку, как было показано выше, сигнал при кодово-импульсной модуляции характеризуется шириной спектра  $\Delta\nu$ , то на его распространение по световоду оказывает влияние дисперсия. Дисперсия заключается в том, что разные спектральные компоненты импульса имеют разную скорость распространения по световоду. Это объясняется тем, что, во-первых, показатель преломления световода зависит от частоты –  $n(\omega)$ , а отсюда от частоты зависит групповая скорость сигнала – это материальная дисперсия. Во-вторых, из-за волноводного способа распространения сигнала по световоду разные компоненты спектра также характеризуются разной скоростью распространения – это волноводная дисперсия. Материальная и волноводная дисперсии в сумме называются хроматической дисперсией. Из-за хроматической дисперсии импульс расширяется.

Кроме того, так как разные спектральные компоненты импульса имеют разную скорость, то при нормальной дисперсии ( $\lambda < 1300$  нм для стандартного одномодового волокна) на переднем фронте импульса группируются низкочастотные спектральные компоненты, а на заднем – высокочастотные. При аномальной

( $\lambda > 1300$  нм, для стандартного одномодового волокна) будет обратная картина. Неравномерность частоты на протяжении импульса называется частотной модуляцией сигнала (чирпом импульса). Появление частотной модуляции при неизменной длительности импульса приводит к расширению спектра (как в случае ФСМ – см. ниже). Однако в случае дисперсии одновременно с частотной модуляцией имеет место увеличение длительности импульса. В итоге спектр сигнала не изменяется. Это является характерным признаком линейности эффекта дисперсии. При линейных режимах спектр сигнала не меняется. Важной величиной, характеризующей влияние дисперсии на длительность импульса, является длина

$$L_D = \frac{T_0^2}{\left| \frac{d^2 \beta}{d \omega^2} \right|}, \quad (3)$$

где  $T_0$  – начальная длительность импульса,  $\frac{d^2 \beta}{d \omega^2}$  – параметр, определяющий величину дисперсии, имеющий размерность пс<sup>2</sup>/км. Дисперсионная длина  $L_D$  – это длина, на которой длительность первоначального импульса за счет дисперсии увеличивается в  $\sqrt{2}$  раз. Указанное уширение происходит с импульсом гауссовой формы с нулевым начальным чирпом, т.е. без частотной модуляции. Для других форм импульсов так можно оценивать только примерное уширение.

Параметр  $\frac{d^2 \beta}{d \omega^2}$ , также называемый  $\beta_2$ , получается при разложении постоянной распространения  $\beta(\omega)$  в ряд Тейлора.

$$\beta(\omega) = \beta(\omega_0) + \frac{d\beta}{d\omega}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{d^2 \beta}{d \omega^2} (\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (4)$$

При ограничении разложения нулевым и первыми двумя членами имеет место второе приближение теории дисперсии. Это приближение использовано при выводе уравнения (1). Для



нормальной дисперсии (при  $\lambda < 1300$  нм для кварцевого волокна)  $\frac{d^2\beta}{d\omega^2} > 0$ , а для аномальной дисперсии ( $\lambda > 1300$  нм)  $\frac{d^2\beta}{d\omega^2} < 0$ .

Параметр  $\frac{d^2\beta}{d\omega^2}$  можно связать с другим параметром дисперсии.

$$D = -\frac{2\pi c \beta_2}{\lambda^2} \text{ [пс/нм*км]}, \quad (5)$$

где  $\lambda$  – длина волны несущей световой волны,  $c$  – скорость света.

Для количественной оценки уширения импульса в линейной дисперсионной среде в уравнении (1) полагают  $\alpha, \gamma = 0$ . Получаем следующее:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} \quad (6)$$

Данное уравнение аналогично параксиальному волновому уравнению пространственной оптики, описывающему дифракцию гауссова пучка в свободном пространстве. По аналогии с уширением пространственного пучка уширение длительности гауссова пучка во временной плоскости описывается выражением:

$$T_z = T_0 [1 + (z/L_D)^2]^{1/2} \quad (7)$$

Если известна ширина спектра сигнала  $\Delta\omega$ , либо  $\Delta\lambda$ , то при длинах световода  $z/L_D \gg 1$  расширение импульса  $\Delta T$  может быть оценено по формулам

$$\Delta T = z \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \Delta\omega \quad (8)$$

$$\Delta T = z D \Delta\lambda \quad (9)$$

Таким образом, дисперсия приводит к увеличению длительности импульса, распространяющегося по световоду. Спектр сигнала не изменяется.

## Нелинейные эффекты

Одним из нелинейных эффектов, влияющих на параметры импульса, является ФСМ, возникающая вследствие нелинейного преломления – зависимости показателя преломления вещества от напряженности электромагнитного поля. В кварце наблюдается нелинейность, которую можно записать как

$$n = n_0 + \Delta n = n_0 + n_2 |E|^2 = n_0 + n_2 I \quad (10)$$

где  $n$  – суммарный показатель преломления,  $n_0$  – линейный показатель преломления,  $n_2$  и  $n_2'$  – нелинейные коэффициенты преломления,  $E$  – напряженность электрического поля волны, а  $I$  – интенсивность света.

$$I = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c n |E|^2 \quad (11)$$

Нелинейный коэффициент преломления кварца  $n_2 \approx 3 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт}$ , что на два порядка меньше чем у других нелинейных сред. Почему же нелинейные эффекты необходимо рассматривать в среде с очень малым коэффициентом нелинейности? Выясняется, что в оптическом волокне свет не только может иметь высокую интенсивность, но ещё и большую длину взаимодействия т.к. распространяется с высокой интенсивностью на большие расстояния, что способствует сильному проявлению нелинейности.

Как следует из (10) при ФСМ показатель преломления зависит от интенсивности. Рассмотрим, например, гауссовский импульс. Интенсивность будет разной в разных точках импульса. Следовательно, разным будет и показатель преломления, а значит, и разная величина фазы. Так как мгновенная частота есть производная от фазы по времени, то модуляция фазы при ФСМ приводит к модуляции частоты.

Рассмотрим математическую модель ФСМ. Введем в уравнении (1) нормированную амплитуду  $U(z, T)$  путем замены

$$A(z, \tau) = \sqrt{P_0} \exp(-\alpha z) \cdot U(z, \tau), \quad |U(0,0)| = 1 \quad (12)$$

Отсюда уравнение (1) приводится к виду

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial T^2} - \frac{\exp(-\alpha z)}{L_{нл}} |U|^2 U \quad (13)$$

$$L_{нл} = \frac{1}{\gamma P_0},$$

где  $P_0$  – пиковая мощность импульса,

$$\gamma = \frac{n_2 \omega}{cS} = \frac{2 \pi n_2 n}{\lambda S} \quad - \text{ параметр, определяющий}$$

нелинейное преломление, имеющий размерность  $\text{Вт}^{-1} \text{км}^{-1}$ ,

$n$  – показатель преломления ( $\sim 1.5$ )

$n_2$  – коэффициент нелинейности, упоминавшийся выше,

$S$  – эффективная площадь оптической моды в волокне

$\omega$  – круговая оптическая частота светового сигнала

$c$  – скорость света в вакууме.

Если пренебречь дисперсией, положив  $\beta_2 = 0$ , получим из (13):

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{i}{L_{нл}} \exp(-\alpha z) |U|^2 U. \quad (14)$$

Решение уравнения (14) имеет вид:

$$U(z, T) = U(0, T) \exp[i\Phi_{нл}(z, T)], \quad (15)$$

где  $U(0, T)$  – амплитуда поля при  $z = 0$ , и

$$\Phi_{нл}(z, T) = |U(0, T)|^2 \left( \frac{z_{эфф}}{L_{нл}} \right), \quad (16)$$

$$z_{эфф} = \frac{1}{\alpha} [1 - \exp(-\alpha z)]. \quad (17)$$

$$z_{эфф} \approx z \text{ при } \alpha z \ll 1 \text{ и } z_{эфф} \approx \frac{1}{\alpha} \text{ при } \alpha z \gg 1.$$

Из (15) видно, что при ФСМ импульс с огибающей  $U(z, T)$ , распространяясь по световоду, не меняет ни своей формы, ни длительности. Из (15) и (16) следует, что ФСМ вызывает нелинейный по интенсивности и времени набег фазы. Так как  $|U(0,0)| = 1$ , то максимальный нелинейный набег фазы

$$\Phi_{\text{макс.}} = z_{эфф} / L_{\text{нл}} = \gamma P_0 z_{эфф} \quad (18)$$

Из (18) следует, что нелинейная длина  $L_{\text{нл}}$  – это эффективная длина распространения, при которой  $\Phi_{\text{макс.}} = 1$ . Как было показано выше, форма импульса и его длительность не меняются из-за ФСМ, если ДГС можно пренебречь. При ФСМ происходит уширение спектра исходного импульса. Дело в том, что мгновенная  $\omega_{\text{мгн}}$  частота – это производная по времени от фазы импульса.

$$\omega_{\text{мгн}} = -\frac{\partial \Phi}{\partial T} = \omega_0 - \frac{\partial |U(0, T)|^2}{\partial T} \frac{z_{эфф}}{L_{\text{нл}}} \quad (19)$$

Рассмотрим гауссовый импульс

$$U(0, T) = \exp\left(-\frac{T^2}{2T_0^2}\right) \quad (20)$$

Мгновенная частота при учете ФСМ для такого импульса будет

$$\omega_{\text{мгн}} = \omega_0 + \frac{2T}{T_0^2} \frac{z_{эфф}}{L_{\text{нл}}} \exp\left(-\frac{T^2}{T_0^2}\right) \quad (21)$$

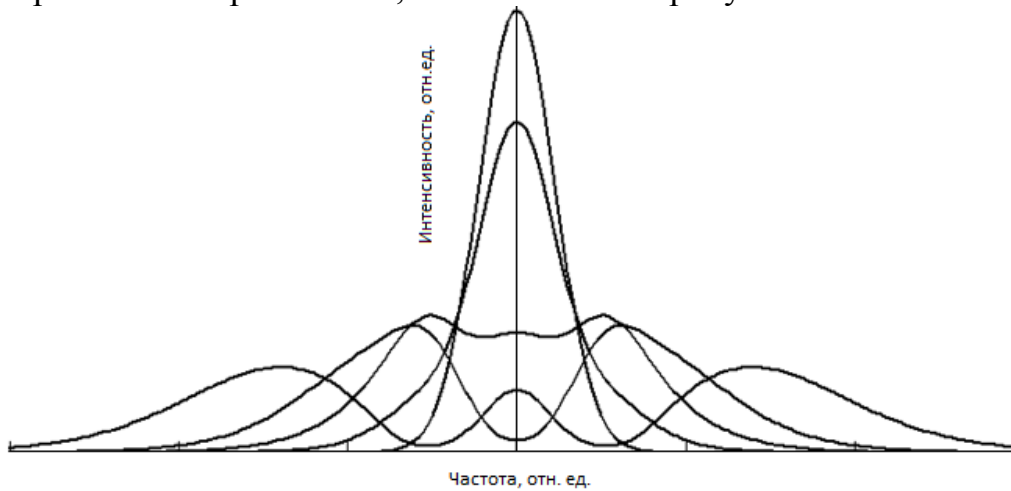
Из (21) следует, что мгновенная частота зависит от времени, то есть имеет место частотная модуляция. Из радиофизики и радиотехники известно, что импульс с частотной модуляцией несущей характеризуется большей шириной спектра по сравнению с импульсом без частотной модуляции. Для гауссового импульса уширение спектра  $\delta\omega_{\text{макс}}$  равно

$$\delta\omega_{\text{макс}} = 0,86\Delta\omega_0\Phi_{\text{макс}} \quad (22)$$

где  $\Delta\omega_0$  – ширина спектра исходного импульса.

Из (22) следует, что коэффициент расширения спектра  $\frac{\delta\omega_{\text{макс}}}{\Delta\omega_0}$  приблизительно равен максимальному набегу фазы  $\Phi_{\text{макс}}$ .

Нелинейная длина  $L_{\text{нл}}$  – это длина, на которой максимальное изменение фазы световой волны равно 1 (в случае нелинейной длины, как и в случае дисперсионной длины, приведенные соотношения верны для исходного импульса гауссовой формы с нулевой частотной модуляцией). Изменение фазы приводит к уширению спектра сигнала, как показано на рисунке 1.



**Рис 1.** Спектр сигнала гауссовой формы после воздействия нелинейного преломления с максимальным изменением фазы  $0, 0.5\pi, \pi, 1.5\pi, 2.5\pi$ . Графики можно различить по последовательному уменьшению пиковой интенсивности.

При воздействии нелинейного преломления изменяется спектр сигнала, форма же импульса остается неизменной во времени.

## Совместное действие нелинейных эффектов и дисперсии

В результате совместного действия дисперсии и нелинейных эффектов импульс может подвергаться существенной деформации как в спектральной области, так и во временном представлении.

Введем нормировку времени на начальную длительность импульса

$$\tau = \frac{T}{T_0} = \frac{t - z/v_g}{T_0}, \quad (23)$$

где  $T_0$  – начальная длительность импульса.

Тогда нормированная амплитуда  $U(z, \tau)$  на основе (13) удовлетворяет следующему уравнению распространения без учета потерь

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\text{sgn}(\beta_2)}{2L_D} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + \frac{|U|^2}{L_{нл}} U \quad (24)$$

где  $\text{sgn}(\beta_2) = +1$  для области нормальной дисперсии и  $\text{sgn}(\beta_2) = -1$  для области аномальной дисперсии.

Введем нормированную переменную длины  $\xi = z/LD$  и параметр

$N^2 = L_D/L_{нл}$  – отношение дисперсионной и нелинейной длин. Получим уравнение

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} = \frac{1}{2} \text{sgn}(\beta_2) \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + N^2 |U|^2 U \quad (25)$$

Величина  $N$  определяет относительное влияние дисперсионных и нелинейных эффектов на эволюцию импульсов в волоконном световоде.

При  $N \ll 1$  преобладает дисперсия, тогда как при  $N \gg 1$  доминирует нелинейность. Если  $N \sim 1$ , то дисперсия и нелинейность играют одинаково важную роль в процессе эволюции импульса.

Качественное поведение в этом случае сильно отличается от рассмотренных выше случаев.

Рассмотрим подробнее случай  $N \sim 1$  и импульса гауссовой формы. Поведение импульса и его спектра в этом случае различается для нормальной и аномальной дисперсий. Дело в том, что под воздействием нелинейности более высокие частоты концентрируются на заднем фронте, а более низкие в начале импульса. В случае нормальной дисперсии качественно имеет место та же самая картина. При аномальной дисперсии картина противоположная. Таким образом знаки частотной модуляции за счет нелинейности и нормальной дисперсии совпадают и оказываются противоположной при аномальной дисперсии. Отсюда и разное поведение импульса при нормальной и аномальной дисперсиях.

При нормальной дисперсии импульс уширяется значительно быстрее, чем при отсутствии нелинейности (ФСМ). Это объясняется тем, что ФСМ приводит к генерации новых частотных компонент, смещенных в длинноволновую (красную) область на переднем фронте и коротковолновую (синюю) область на заднем фронте импульса. Так как красные компоненты движутся быстрее, чем синие в области нормальной дисперсии, ФСМ ведет к увеличению скорости уширения импульса по сравнению с дисперсионным уширением. Иными словами, знаки частотной модуляции из-за ДГС и ФСМ при нормальной дисперсии одинаковы и это приводит к увеличению скорости уширения импульса. Уширение импульса, в свою очередь, замедляет спектральное уширение, поскольку оно уменьшает пиковую мощность и тем самым увеличивает нелинейную длину  $L_{нл} = \frac{1}{\gamma P_0}$ .

При аномальной дисперсии импульс вначале несколько уширяется со скоростью много меньшей, чем при только дисперсионном уширении (без ФСМ), а затем приходит к стационарному состоянию. В тоже время спектр сужается, а не расширяется. Такое поведение объясняется тем, что знаки частотных модуляций, создаваемых ДГС и ФСМ при аномальной дисперсии, противоположны. В результате компенсации этих частотных модуляций противоположного знака возникает импульс без

частотной модуляции после подстройки его длительности и спектра. Если бы начальный импульс имел форму гиперболического секанса, то при  $N=1$  и аномальной дисперсии ни форма импульса, ни его спектр не менялись бы при распространении по световоду. Это был бы солитонный режим распространения импульса.

### Частотная модуляция (чирп).

Если нелинейностью можно пренебречь ( $N=0$ ), то уширение гауссова импульса, на входе не обладавшего частотной модуляцией, не зависит от знака параметра дисперсии  $\beta_2$ . Таким образом, при заданной величине дисперсионной длины  $L_D$  импульс уширяется одинаково в волокнах, обладающих как нормальной, так и аномальной дисперсией. Поведение изменяется, однако, если гауссов импульс имеет некоторую начальную частотную модуляцию. В случае линейной частотной модуляции гауссова импульса начальное поле записывается в виде:

$$U(0, T) = \exp \left[ - \frac{(1 + iC) T^2}{2 T_0^2} \right] \quad (26)$$

где  $C$  – параметр модуляции. Используя приведенное уравнение, можно показать, что частота увеличивается линейно от переднего фронта к заднему, если  $C > 0$ , и уменьшается, если  $C < 0$ . Принято частотную модуляцию называть положительной и отрицательной в зависимости от того, положителен или отрицателен параметр  $C$ .

Знак частотной модуляции (чирпа) импульса будет влиять на скорость уширения импульса в волокне. Дело в том, что дисперсия, заключающаяся в различной скорости разных спектральных компонент, сама приводит к частотной модуляции импульса. Поэтому, если знак исходного чирпа импульса совпадает со знаком чирпа, создаваемого дисперсией, то импульс расширяется быстрее. Если знак чирпа исходного импульса противоположен знаку чирпа дисперсии, то импульс на начальном этапе даже уменьшает свою длительность.



## Описание численного метода.

Для моделирования распространения излучения в оптическом волокне с учетом дисперсионных и нелинейных эффектов необходимо решение нелинейного уравнения Шредингера – уравнение (1) без учета потерь.

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A \quad (27)$$

которое, вообще говоря, не решается аналитически. Для численного решения этого уравнения применяется Фурье-метод расщепления по физическим переменным (Split-step Fourier method - SSFM). Суть метода заключается в разделении обобщенного нелинейного уравнения Шредингера на две части таким образом, чтобы в первой из них участие принимали только дифракционные эффекты, а во второй только нелинейные эффекты.

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A \quad (28)$$

где  $D$  – дифференциальный оператор, учитывающий дисперсию и поглощение в линейной среде, а  $N$  – нелинейный оператор, описывающий действие нелинейностей световода на распространение импульса. Эти операторы можно представить в следующем виде:

$$\hat{D} = -\frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial T^2} \quad (29)$$

$$\hat{N} = i\gamma |A|^2$$

Вообще говоря, нелинейность и дисперсия действуют в световоде совместно. В предложенном методе приближенное решение получают, предполагая, что при распространении оптического поля на малое расстояние  $h$  в световоде нелинейные и дисперсионные эффекты действуют независимо, а именно распространение от точки  $z$  к  $z+h$  описывается в два уже последовательных шага. На первом действует только нелинейность и  $D = 0$  в уравнении (28). На втором шаге действует только дисперсия и  $N = 0$  в уравнении (28). Математически

$$A(z + h, T) \approx \exp(h\hat{D}) \exp(h\hat{N}) A(z, T) \quad (30)$$

Действие экспоненциального оператора  $\exp(hD)$  можно выполнить в Фурье-представлении, следуя формуле

$$\exp(h\hat{D})B(z, T) = \{F^{-1} \exp[h\hat{D}(i\omega)]F\}B(z, T) \quad (31)$$

Где  $F$  обозначает оператор Фурье-преобразования,  $\hat{D}(i\omega)$  можно получить из уравнения (29), заменяя дифференциальный оператор  $\partial/\partial t$  на  $i\omega$ , где  $\omega$  – частота в спектральном представлении. Так как  $\hat{D}(i\omega)$  в Фурье-пространстве есть просто число, уравнение (31) решается непосредственно. Использование алгоритма FFT(быстрого преобразование Фурье) делает решение уравнения (31) относительно быстрым. Именно по этой причине данный метод быстрее (вплоть до двух порядков величины) большинства разностных методов.

## Описание интерфейса программы

Основное диалоговое окно программы численного моделирования изображено на рисунке 2

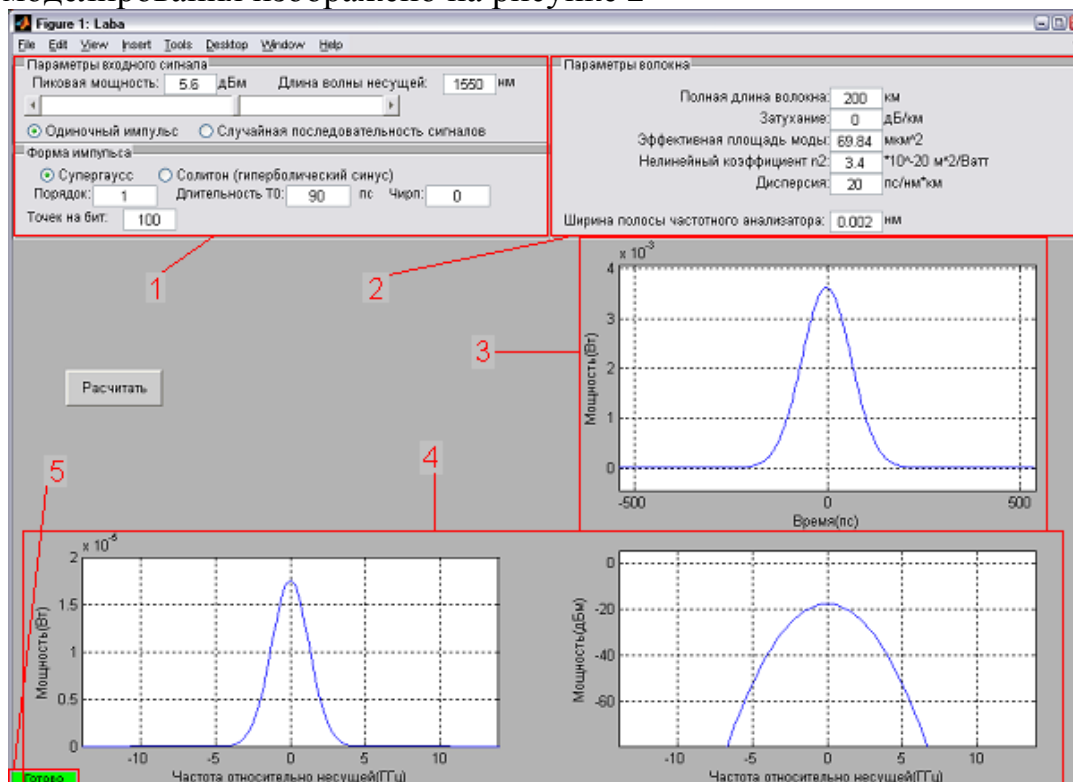


Рис 2. Основное окно программы. 1 – Область задания параметров входного сигнала; 2 – область задания параметров среды, в которой распространяется излучение; 3 – График зависимости мощности входного импульса от времени; 4 – Спектр входного импульса в линейном и логарифмическом представлении; 5 – Индикатор текущего статуса обработки.

Далее последовательно разобраны выделенные на рис 2 области:

Рис 3. Параметры входного сигнала.

В первом блоке (Рис 3) выставляется:

- 1) Пиковая мощность сигнала в дБм ( $1\text{дБм} = 10\log_{10}(P/1\text{мВт})$ ), где  $P$  – мощность в ваттах.
- 2) Длина волны несущего излучения.
- 3) Определяется, будет ли подан на вход одиночный импульс заданной формы или случайная последовательность таких импульсов с некоторым периодом следования. (В данной работе второй режим не используется)
- 4) Форма импульса – супергаусс или гиперболический синус (в работе используется только супергаусс)
- 5) Порядок супергауса. Супергаусс первого порядка есть импульс гауссовой формы.
- 6) Длительность импульса – полуширина на уровне  $1/e$  от пиковой мощности.
- 7) Частотная модуляция – параметр модуляции  $C$  из соответствующего раздела описания.
- 8) Точек на бит – технический параметр, определяющий количество контрольных точек на единицу длительности импульса. (следует оставить значение по умолчанию)

В следующий блок (Рис 4) вынесены параметры оптического волокна, в котором распространяется излучение:

- 1) Длина волокна в км.
- 2) Затухание излучения в волноводе (в данной работе не рассматривается затухание излучения т.к. оно усложняет и без того непростые эффекты, рассмотренные в данной работе, но, при этом, не вносит никаких качественных изменений)
- 3) Эффективная площадь волноводной моды – это эффективная площадь пространственного распределения поля

излучения  $F(x,y)$ , форма которого в поперечной плоскости  $XY$ , в нашем приближении, не изменяется вдоль всей длины волокна.

4) Коэффициент  $n_2$  – нелинейный коэффициент.

5) Показатель дисперсии  $D$ , выраженный в пс/нм\*км

Параметры волокна	
Полная длина волокна:	200 км
Затухание:	0 дБ/км
Эффективная площадь моды:	69.84 мкм <sup>2</sup>
Нелинейный коэффициент $n_2$ :	3.4 *10 <sup>-20</sup> м <sup>2</sup> /Ватт
Дисперсия:	20 пс/нм*км
Ширина полосы частотного анализатора:	0.002 нм

Рис. 4 Параметры волокна.

В третьей области основного окна программы отображается форма импульса во временной плоскости (т.е. зависимость мощности импульса(в ваттах) от времени).

Далее представлены спектры сигнала в обычном и логарифмическом представлении.

Последняя область – индикатор обработки данных. Красный индикатор обозначает, что программа ещё не закончила расчеты или что возникла ошибка.

Когда все параметры заданы следует начать численное моделирование с помощью кнопки «рассчитать». Продолжительность расчета зависит от нескольких параметров, в том числе от пиковой мощности импульса и длины волокна. Не следует задавать их слишком большими.

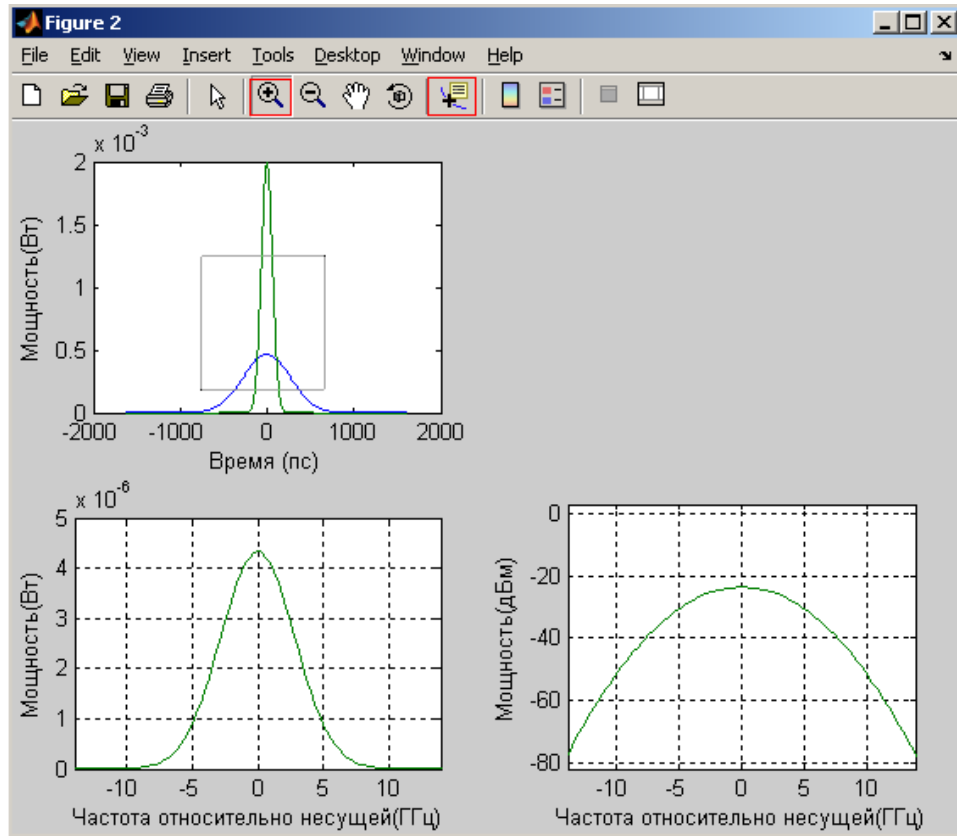


Рис 5. результаты численного моделирования

На рисунке 5 изображено окно результатов численного моделирования. В верхней части отображается форма входного и выходного импульса, а в нижней спектры этих импульсов. Измерять длительность импульса рекомендуется с помощью стандартных возможностей приближения и установки курсора (помечены на рисунке).

## Упражнения

### Упр 1. Влияние дисперсии на длительность импульса и ширину спектра импульса.

1) Область нормальной дисперсии.  $\lambda = 1200$  нм.  $\beta_2 = 25$  пс<sup>2</sup>/км,  $N=0$  (нелинейность отсутствует). Форма импульса – гаусс (супергаусс первого порядка). Длительность импульса  $t_0 = 90$  пс. Затухание излучения в волокне считаем нулевым.

- Рассчитать  $L_D$ .
- Рассчитать параметр дисперсии  $D$ .
- Провести численное моделирование для длины волокна равной  $2*L_D$ ,  $4*L_D$ ,  $6*L_D$ . Для каждой длины определить длительность импульса на выходе волокна и оценить изменения ширины спектра. Сохранить полученные длительности выходного импульса.

- Сравнить полученные длительности импульсов с теоретическими значениями, определенными по формуле

$$T_z = T_0 [1 + (z/L_D)^2]^{1/2}$$

2) Область аномальной дисперсии.  $\lambda = 1550$  нм.  $\beta_2 = -25$  пс<sup>2</sup>/км,  $N=0$  (нелинейность отсутствует). Форма импульса – гаусс (супергаусс первого порядка). Длительность импульса  $t_0 = 90$  пс. Затухание излучения в волокне считаем нулевым.

- Рассчитать  $L_D$ .
- Рассчитать параметр дисперсии  $D$ .
- Провести численное моделирование для длины волокна равной  $2*L_D$ ,  $4*L_D$ ,  $6*L_D$ . Для каждой длины определить длительность импульса на выходе волокна и оценить изменения ширины спектра.

- Сравнить полученные длительности импульсов с теоретическими значениями, определенными по формуле

$$T_z = T_0 [1 + (z/L_D)^2]^{1/2}$$

### 3) Выводы

**Упр 2. Влияние нелинейности на длительность импульса и ширину его спектра.**

1) Область нулевой дисперсии.  $\lambda = 1310$  нм.  $D = 0$ , Коэффициент нелинейности -  $n_2 = 2.8 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт}$ , Эффективная площадь моды  $S = 75 \text{ мкм}^2$ . Форма импульса – гаусс (супергаусс первого порядка). Длительность импульса  $t_0 = 90 \text{ пс}$ . Затухание излучения в волокне считаем нулевым.

- Рассчитать параметр  $\gamma$ .

- Задать пиковую мощность импульса  $P_0 = 2 \text{ мВт}$ . (2 мВт = 3 дБм; 1 дБм =  $10 \log_{10}(P/1 \text{ мВт})$ )

- Определить нелинейную длину  $L_{\text{нл}}$ .

- Провести численное моделирование распространения сигнала для длин волокна равных  $\pi \cdot L_{\text{нл}}$ ,  $1.5\pi \cdot L_{\text{нл}}$ ,  $2.5\pi \cdot L_{\text{нл}}$ .

- Сравнить спектры полученных сигналов. Оценить их уширение.

- Сравнить длительности сигналов на входе и выходе волокна.

2) Выводы.

**Упр 3. Совместное действие дисперсии и нелинейности.**

1) Область нормальной дисперсии.  $\lambda = 1200$  нм.  $\beta_2 = 25 \text{ пс}^2/\text{км}$ . Коэффициент нелинейности -  $n_2 = 2.8 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт}$ , Эффективная площадь моды  $S = 75 \text{ мкм}^2$ . Форма импульса – гаусс (супергаусс первого порядка). Длительность импульса  $t_0 = 90 \text{ пс}$ . Затухание излучения в волокне считаем нулевым.

- Воспользоваться рассчитанной в Упр. 1  $L_D$ .

- Для длины волокна равной  $2 \cdot L_D$ ,  $4 \cdot L_D$  и  $6 \cdot L_D$  измерить длительность импульса на выходе волокна и записать полученные результаты.

2) Область аномальной дисперсии.  $\lambda = 1550$  нм.  $\beta_2 = -25 \text{ пс}^2/\text{км}$ . Коэффициент нелинейности -  $n_2 = 2.8 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт}$ , Эффективная площадь моды  $S = 75 \text{ мкм}^2$ . Форма импульса – гаусс (супергаусс первого порядка). Длительность импульса  $t_0 = 90 \text{ пс}$ . Затухание излучения в волокне считаем нулевым.

- Воспользоваться рассчитанной в Упр. 1  $L_D$ .

- Для длины волокна равной  $2 \cdot L_D$ ,  $4 \cdot L_D$  и  $6 \cdot L_D$  измерить длительность импульса на выходе волокна и записать полученные результаты.



3) Построить на одном графике зависимости относительной длительности импульса ( $T/T_0$ ) на выходе волокна от соотношения длины волокна и дисперсионной длины  $L_D$  для трех случаев:

- а)  $N=0$  (результаты из Упр 1),
- б)  $N \sim 1$  и  $\beta_2 = 25$  пс<sup>2</sup>/км (пункт 1 данного упражнения),
- в)  $N \sim 1$  и  $\beta_2 = -25$  пс<sup>2</sup>/км (пункт 2 данного упражнения)

4) Провести сравнение полученных графиков и сделать выводы.

**Упр 4. Влияние частотной модуляции исходного сигнала на дисперсионное уширение импульса. (Линейный режим  $N=0$ )**

Область аномальной дисперсии.  $\lambda = 1550$  нм.  $\beta_2 = -25$  пс<sup>2</sup>/км.  $N=0$  (нелинейность отсутствует). Форма импульса – гаусс с ненулевой частотной модуляцией (чирпом). Длительность импульса  $t_0 = 90$  пс. Затухание излучения в волокне считаем нулевым.

1) Для начального импульса задать чирп равным «2». Провести численное моделирование для длин волокна равных  $0.25 \cdot L_D$ ,  $0.5 \cdot L_D$ ,  $0.75 \cdot L_D$ ,  $L_D$  и  $1.5 \cdot L_D$ . Записать полученные значения длительности импульса на выходе.

2) Для начального импульса задать чирп равным «-2». Провести численное моделирование для длин волокна равных  $0.25 \cdot L_D$ ,  $0.5 \cdot L_D$ ,  $0.75 \cdot L_D$ ,  $L_D$  и  $1.5 \cdot L_D$ . Записать полученные значения длительности импульса на выходе.

3) Для сравнения провести численное моделирование при нулевом чирпе и длинах волокна равных  $0.25 \cdot L_D$ ,  $0.5 \cdot L_D$ ,  $0.75 \cdot L_D$ ,  $L_D$  и  $1.5 \cdot L_D$ .

4) Построить на одном графике зависимости относительной длительности импульса ( $T/T_0$ ) на выходе волокна от соотношения длины волокна и дисперсионной длины  $L_D$  для трех случаев:  $C = 2$ ;  $C = -2$ ;  $C = 0$ .

5) Провести сравнение полученных графиков и сделать выводы.

## Литература

- 1) Г. Агравал. «Нелинейная волоконная оптика», М. «Мир», 1996.
- 2) G. Agraval. «Nonlinear fiber optics», Fourth edition, London, Elsevier, 2007
- 3) В.Г. Воронин, О.Е. Наний. «Основы нелинейной волоконной оптики», М., Издательство «Университетская книга», 2011.
- 4) О.Е. Наний, А.Н. Туркин. «Оптические методы в информатике», М., Издательство «Университетская книга», 2010.
- 5) О. Звелто. «Принципы лазеров», перевод с английского под редакцией Т.А. Шмаонова, Москва, «Мир» 1990.

Методическое и учебное пособие.

Олег Евгеньевич Наний  
Вадим Геннадиевич Волков  
Владимир Григорьевич Воронин  
Владимир Александрович Камынин

Исследование распространения световых импульсов в  
оптических волокнах

Редактор:

Работа поступила в ОНТИ *число, месяц, год*

Тираж      экз.