

УДК 621.396

И. Л. ВИНОГРАДОВА

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА ДЛЯ ЛИНИИ С ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫМИ СВОЙСТВАМИ

Показана необходимость учета влияния многолучевой интерференции на форму chirпированного импульса, распространяющегося по оптоволоконному тракту разветвленной сети, либо сети, содержащей активные компоненты управления. Для выявления требуемых огибающей и chirпа проведено математическое моделирование динамики формы оптического импульса в случае действия многолучевой интерференции, дисперсии, нелинейного изменения показателя преломления и затухания. Установлено, что существенными факторами искажений являются многолучевая интерференция, особенно при действии высших порядков и дисперсия; нелинейное преломление и затухание проявляются слабее. *Chирпированный импульс ; волоконно-оптическая линия ; многолучевая интерференция ; символьная модуляция*

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Предметом рассмотрения является моделирование динамики формы оптического импульса (с обоснованием оптимального вида формы), распространяющегося по волоконно-оптической линии передачи, содержащей компоненты управления и разветвления, которые обладают интерференционными свойствами. Следует подчеркнуть, что с появлением активных полностью оптических устройств переключения вида «свет управляет светом», особенно построенных на основе интерферометра типа Фабри – Перо [1] (ИФП), интерференционные свойства линии становятся более выраженными. Это приводит к размытию chirпированных сигналов, длина волны которых меняется при нарастании мощности, тем в большей степени, чем более узким является спектр излучения. Последнее актуально для перспективных систем передач с плотным волновым мультиплексированием, состоящих с одной стороны из значительных требований по узости спектра излучения сигнала, с другой стороны использующих полупроводниковые лазеры, длина волны излучения которых зависит от мощности, что и приводит к наличию chirпа в сигнале. Кроме того, такие сети являются значительно разветвленными, используемыми в качестве городских или ведомственных систем передач, именуемыми как Metro WDM [2]. Появление символьно-кодовых методов уплотнения и миграция телекоммуникационных IP-систем к нейронным сетям [3]

приводит также к необходимости использования оригинальных импульсных форм, символьным образом кодирующих заданную информацию, например, сетевые адреса Ethernet-сети [4].

Итак, какова же должна быть форма рассматриваемого импульса? На первый взгляд, исходя из требования о минимальном искажении формы при передаче импульса, можно прибегнуть к использованию оптических временных солитонов [5, 6 и др.], или, хотя бы, квазисолитонного режима передачи с известными видами огибающей (косекансный, гауссов, супергауссов импульс и т. п.). Однако анализ задачи показывает, что исследование временных солитонов и получение результатов проводилось при следующих налагаемых условиях:

1) минимизация уширения импульса во временной области для протяженных волоконно-оптических систем для передачи без регенерации;

2) сохранение формы огибающей после солитон-солитонного взаимодействия.

В данной задаче представленные условия не актуальны так как, во-первых, не актуальна задача длительного распространения импульса по протяженному тракту ввиду особенностей технических приложений сетей, во-вторых, при появлении в линии нескольких посылок одновременно в цифровой системе объявляется коллизия [7] и возобновление передачи начинается в следующий случайный момент времени (свойства сетей со статистическим мультиплексированием).

Кроме того, в солитоновых задачах нет обязательной привязки (главной цели) в сохранении формы импульса, а именно – огибающей оптической мощности для, например, ее последующего сравнения с изначальной кривой с выработкой количественной меры несоответствия. Важна неизменная длительность импульса, но как именно при этом будет изменена форма кривой – не имеет существенного значения. Кстати, согласно известным решениям для солитона, при его распространении происходит периодическое изменение формы огибающей, имеет место период солитона [5, 6], что в рассматриваемом случае является негативным фактором.

Напротив, в солитоновых задачах практически не учитывается неизбежно присутствующая многолучевая интерференция<sup>1</sup>, которая, вообще говоря, приведет к искажению известных решений вследствие того, что система многолучевых интерферометров, являющаяся моделью разветвленного линейного тракта [1], обладает свойствами фильтра, который влияет на чирп передаваемого импульса, соответственно меняя его свойства. Кроме того, предполагается, что чирп линейно связан с мощностью импульса (в частности, линейно зависит от тока накачки полупроводникового лазера, излучающего импульс). Однако известны работы, например [8], в которых показано лишь частное применение данного предположения. Очевидно, что в общем случае необходимо учитывать реальные динамические свойства полупроводникового источника.

Таким образом, задача состоит в нахождении вида огибающей мощности оптического импульса при следующих условиях:

- 1) существовании ограничения на пиковую мощность импульса;
- 2) существовании ограничения на длительность импульса;
- 3) реализуемости чирпа, характеризующего зависимость вида мощность – спектр:  $\lambda(P)$ , связанную с реальными свойствами светоизлучающего устройства;
- 4) существовании таких искажающих факторов, как дисперсия оптоволоконного, нелинейное

преломление, связанное со свойствами оптоволоконной или функционированием устройства управления, многолучевая интерференция;

5) обеспечения надежной разделимости (отделимости одной от другой) форм огибающих (или видов импульсов) в зависимости от требований к кодируемой информации.

В последнем пункте разделимость можно считать надежной, если выполняется принятый в системе связи критерий помехоустойчивого приема [9], например, вероятность ошибки считывания оказывается не более задаваемой величины.

## 1. МОДЕЛЬ ЭВОЛЮЦИИ ОГИБАЮЩЕЙ ИМПУЛЬСА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИСКАЖАЮЩИХ ФАКТОРОВ ОПТОВОЛОКОННОГО ТРАКТА

Показатель преломления разветвленной оптоволоконной линии, рис. 1, вдоль направления  $z$  может быть представлен следующим образом:

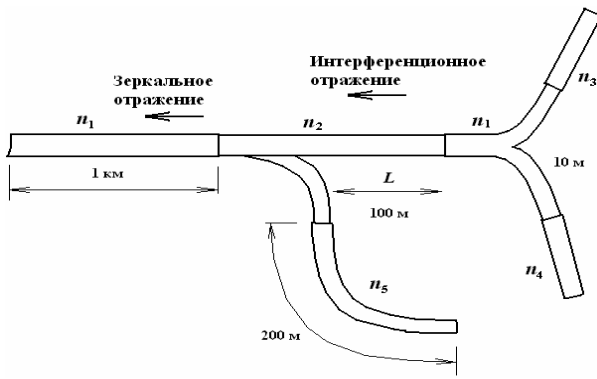
$$n(\omega, z, I) = \bar{n}(\omega) + n^{(2)}I + n_{\text{иФП}}(z) \quad (1)$$

где  $\bar{n}(\omega)$  – среднее значение показателя преломления оптоволоконной линии, определяющее хроматическую дисперсию сигнала для  $\omega_0$ , соответствующей рабочей длине волны  $\lambda_0 = 1550$  нм,  $\bar{n}(\omega_0) \cong 1,48$  для световодов типа SF [9, 10];  $n^{(2)}$  – керровский коэффициент, определяющий нелинейную составляющую коэффициента преломления, обладает слабой зависимостью от частоты излучения, для кварцевых волокон в диапазоне ближнего инфракрасного излучения  $n^{(2)} \approx 2,4 \cdot 10^{-21}$  м<sup>2</sup>/Вт<sup>2</sup> [6];  $I$  – интенсивность оптического излучения;  $n_{\text{иФП}}(z)$  – функция, определяющая флуктуации коэффициента преломления (вдоль длины оптоволоконного), связанная со стыковкой волокон, обладающих различными параметрами, ответвлениями, подсоединением компонентов управления (включая параметры самих компонентов управления), дефектами и т. п., рис. 1.

В данном случае для одного из сегментов  $n_{\text{иФП}}(z)$  может быть представлена:

$$n_{\text{иФП}}(z) = \begin{cases} n_1 - \bar{n}, & z \in [0, L_1]; \\ n_2 - \bar{n}, & z \in [L_1, L_2]; \\ n_1 - \bar{n}, & z \in [L_2, L_3]; \\ n_5 - \bar{n}, & z \in [L_3, L_4]. \end{cases}$$

<sup>1</sup> Известные решения, полученные для так называемых брэгговских солитонов [6], могут оказаться справедливыми для системы взаимодействующих и идентичных по параметрам многолучевых интерферометров. Однако реальный оптоволоконный тракт, согласно [1], представлен системой взаимодействующих и существенно неидентичных по параметрам многолучевых интерферометров.



**Рис. 1.** Схема световодного линейного тракта, собранного из световодов с отличающимися параметрами

Функция  $n_{\text{ИФП}}(z)$  может быть получена на основе анализа параметров оптоволоконной линии, либо путем расчета (пересчета) с использованием результатов измерений параметров хроматической дисперсии (вдоль линии) первого и второго порядков<sup>2</sup>. Если зависимость  $n_{\text{ИФП}}(z)$  имеет выраженные пики (перепады показателя преломления), то появляются отражения и возникает многолучевая интерференция [1, 11] (интерференция Фабри – Перо – ИФП). Так как излучение не может быть абсолютно когерентным, степень влияния многолучевой интерференции на сигнал определяется длиной сегмента  $L$ . А именно, изменение набега фаз интерферирующих лучей  $\Delta\delta$  ИФП в случае приращения  $\Delta\lambda$  имеет вид<sup>3</sup>:

$$|\Delta\delta| = \frac{4\pi n L}{\lambda_0^2} \Delta\lambda. \quad (2)$$

Видно, что эффективная величина  $\Delta\lambda$  обратно пропорциональна длине  $L$ . Если для заметного смазывания интерференционной картины необходимо [1]:  $\Delta\delta = 3/4 \pi \div \pi$ , то получаем соотношение

$$\Delta\lambda = \frac{C_\delta}{L}, \quad (3)$$

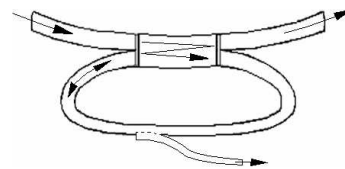
где  $C_\delta$  – константа, зависящая от коэффициента преломления сегмента  $n$ , значения рабочей дли-

<sup>2</sup> Адекватный пересчет возможен для известного поперечного распределения  $n(x, y)$ , оказывающего влияние на хроматическую дисперсию. В этом случае измерение параметров дисперсии можно произвести, например, с использованием измерительной системы типа ФТВ-400.

<sup>3</sup> Соотношение справедливо для приближения плоского фронта волны. Следует заметить, что волоконные световоды являются слабо направляющими структурами, вследствие чего для распространяющихся волн можно принять приближение плоского фронта [11].

ны волны  $\lambda_0$  и приращения разности хода лучей  $\Delta\delta$ , но не зависящая от величины отраженного излучения, или от коэффициентов отражения<sup>4</sup> зеркал(а) интерферометра Фабри – Перо.

Слагаемое  $n_{\text{ИФП}}(z)$  может также определяться конфигурацией устройства, реализующего заданную функцию в сети, например, переключение или разветвление, [12, 13]. На рис. 2 представлена оптоволоконная схема двухрезонаторного ИФП, второй резонансный контур которого может применяться как для повышения контрастности интерференционной картины, так и для обеспечения контроля (введения обратной связи через дополнительный ответвитель в контуре) работоспособности устройства. Последнее актуально с точки зрения отслеживания, например, термозависимости интерференционной картины интерференционного полностью оптического переключателя.



**Рис. 2.** Оптоволоконная схема двухрезонаторного многолучевого интерферометра

Считая, что нелинейные оптические эффекты оказывают слабый эффект, кроме того, нелинейную составляющую в (1) можно рассматривать как возмущение, тогда поле в световодной системе (прим. рис. 1) подчиняется уравнению Гельмгольца [6]. Так, для Фурье-преобразования напряженности электрической составляющей поля  $\tilde{E}$  справедливо:

$$\nabla^2 \tilde{E} + n^2(\omega, z) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{E} = 0, \quad (4)$$

где  $n(\omega, z)$  соответствует выражению (1),  $c$  – скорость света в вакууме.

Для того чтобы учесть переотражения в системе, воспользуемся методикой связанных мод [6], которая предполагает, что поле в оптоволоконном тракте может быть представлено в виде прямой и отраженной волн<sup>5</sup> с амплитудами  $\tilde{A}_f$

<sup>4</sup> Отражение происходит из-за перепада коэффициентов отражения. Для скачкообразного изменения  $n$ , представленного на рис. 1, коэффициент отражения от первого стыка будет равен:  $\rho_{12} = |n_1 - n_2| / (n_1 + n_2)$ .

<sup>5</sup> Вообще говоря, величины  $\tilde{A}_f(z, \omega)$  и  $\tilde{A}_b(z, \omega)$  в (5) могут быть вынесены из под знаков сумм и представлены в виде

и  $\tilde{A}_b$ , складывающимися из  $K$  слагаемых:

$$\tilde{E}(\mathbf{r}, \omega) = F(x, y) \cdot \left[ \sum_{k=1}^K \tilde{A}_f^{(k)}(z, \omega) \cdot \exp(j\beta_k z) + \sum_{k=1}^K \tilde{A}_b^{(k)}(z, \omega) \cdot \exp(-j\beta_k z) \right], \quad (5)$$

где  $F(x, y)$  характеризует поперечные изменения двух встречных волн, обусловлено модовыми свойствами направляющей структуры;  $K$  – количество «эффективных» ИФП в системе;  $\beta_k$  – волновое число  $k$ -го интерферометра Фабри – Перо,  $\beta_k = \pi/L_k$ ;  $j$  – мнимая единица. Полагая, что  $\tilde{A}_f$  и  $\tilde{A}_b$  медленно меняются в зависимости от  $z$ , в соответствии с методикой [6], получаем для амплитуд связанных мод в частотном представлении:

$$\begin{aligned} & \sum_{k=1}^K \frac{\partial \tilde{A}_f^{(k)}}{\partial z} = \\ & = \sum_{k=1}^K \left( j(\beta(\omega) - \beta_k + \Delta\beta) \tilde{A}_f^{(k)} + j\mathfrak{X} \cdot \tilde{A}_b^{(k)} - \frac{\alpha}{2} \tilde{A}_f^{(k)} \right) \text{ и} \\ & - \sum_{k=1}^K \frac{\partial \tilde{A}_b^{(k)}}{\partial z} = \\ & = \sum_{k=1}^K \left( j(\beta(\omega) - \beta_k + \Delta\beta) \tilde{A}_b^{(k)} + j\mathfrak{X} \tilde{A}_f^{(k)} - \frac{\alpha}{2} \tilde{A}_b^{(k)} \right) \end{aligned} \quad (6)$$

где  $\beta(\omega)$  – параметр распространения направляемой моды, который связан с коэффициентом преломления следующим образом:  $\beta(\omega) = n(\omega) \frac{2\pi}{\lambda_0}$ ;  $\Delta\beta$  – учитывает действие нелинейных

эффектов;  $\mathfrak{X}$  – коэффициент связи, определяющий взаимодействие прямой и отраженной волн;  $\alpha$  – коэффициент линейных потерь в оптоволоконном тракте, в общем случае является функцией  $z$  из-за различия параметров световодов, наличия ответвления и усиления на сегменте. Согласно [6], для случая нелинейности среды керровского типа в пренебрежении нелинейными видами рассеяния и генерации, коэффициент  $\Delta\beta$  можно представить:

усредненных значений, если считать, что для каждого ИФП они приблизительно равны. Последнее предположение основано на том, что, во-первых, отражения в линии малые, во-вторых, на результат интерференции в значительной степени влияет фаза сигнала, а не амплитуда.

$$\Delta\beta = \frac{2\pi n^{(2)} I}{\lambda_0} \cdot \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^4 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy}.$$

Коэффициент связи встречно распространяющихся волн  $\mathfrak{X}$ , согласно [11], равен:

$$\mathfrak{X} = \frac{\pi}{\lambda_0} \cdot \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |n_{\text{ИФП}}^2(z) - \langle n_{\text{ИФП}}^2(z) \rangle| \cdot |F(x, y)|^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy}.$$

Для произвольного волоконно-оптического сегмента система уравнений (6) с переменными коэффициентами может быть решена численными методами. Для случая единственного ИФП, образованного торцами оптоволоконного сегмента, когда  $\mathfrak{X}$  перестает зависеть от  $z$  (при однородном поперечном распределении и ступенчатом изменении  $n$  в области отражения для  $\mathfrak{X}$  справедливо:  $\mathfrak{X} = 3\pi|n_2 - n_1|^2/4\lambda_0$ ;  $\beta_k = \beta_{\text{ИФП}} = \pi/L_{\text{ИФП}}$ ). При неизменном и малом затухании  $\alpha$  вдоль линии, малом вкладе нелинейных эффектов, абсолютной когерентности излучения, а также при допустимости представления параметра распространения  $\beta(\omega)$  в виде ряда Тейлора вблизи  $\omega_0$ , соответствующей  $\lambda_0$ , когда существенный вклад в искажение сигнала вносят лишь дисперсионные эффекты второго порядка (с параметром  $\beta_2$ ), решение системы (6), состоящей из двух уравнений, можно искать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \tilde{A}_f(z, \omega) &= \tilde{A}_f(0, \omega) (A_1 \exp(jqz) + A_2 \exp(-jqz)), \\ \tilde{A}_b(z, \omega) &= \tilde{A}_b(0, \omega) (B_1 \exp(jqz) + B_2 \exp(-jqz)). \end{aligned} \quad (7)$$

В (7)  $\tilde{A}_f(0, \omega)$  характеризует Фурье-преобразование импульса, входящего в ИФП<sup>6</sup>; коэффициенты  $A_1, A_2, B_1$  и  $B_2$ , согласно [6], равны:

$$\begin{aligned} (q - \delta) \cdot A_1 &= \mathfrak{X} \cdot B_1, & (q + \delta) \cdot B_1 &= -\mathfrak{X} \cdot A_1 \\ (q - \delta) \cdot B_2 &= \mathfrak{X} \cdot A_1, & (q + \delta) \cdot A_2 &= -\mathfrak{X} \cdot B_2, \end{aligned}$$

а  $q = \pm \sqrt{\delta^2 - \mathfrak{X}^2}$ , причем знак следует выбирать так, чтобы модуль эффективного коэффициента отражения  $r(q)$  оставался меньше 1;  $r(q) = \frac{q - \delta}{\mathfrak{X}} = -\frac{\mathfrak{X}}{q + \delta}$ . Величина  $\delta$  для рассматриваемого случая может быть представлена в

<sup>6</sup> В рассматриваемой задаче интерес представляет волна, распространяющаяся в прямом направлении.

виде:  $\delta = \beta(\omega) - \beta_{\text{ИФП}} = \beta_0 + \frac{\beta_2}{2}(\omega - \omega_0)^2 - \beta_{\text{ИФП}}$ , где

$\beta_0$  – линейная постоянная распространения световодной моды. Для того чтобы получить функцию  $A_f$  во временной области, следует записать соотношение:

$$A_f(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}_f(0, \omega) (A_1 \exp(jqz - j\omega t) + A_2 \exp(-jqz - j\omega t)) d\omega, \quad (8)$$

где  $\tilde{A}_f(0, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} A_f(0, t) \exp(j\omega t) dt$ ;  $A_f(0, t)$  – начальная форма входного импульса, которая подлежит определению.

## 2. ЗАДАЧА ПОИСКА ПАРАМЕТРОВ ОПТИМАЛЬНОГО ИМПУЛЬСА, ФОРМА ОГИБАЮЩЕЙ МОЩНОСТИ КОТОРОГО НАИМЕНЕЕ ИСКАЖАЕТСЯ В ОПТОВОЛОКОННОМ ТРАКТЕ

По смыслу решаемой задачи представляет интерес определение формы огибающей мощности и формы чирпа начального импульса таким образом, чтобы искажения со стороны оптоволоконного тракта в меньшей степени суммарно искажали форму огибающей мощности. Иными словами, решение будет считаться найденным, если форма переданного импульса будет в основном<sup>7</sup> соответствовать форме входного импульса, что позволит говорить об оптимальности и использовать параметры рассматриваемой формы для передачи информации. Введем функциональную меру искажений следующим образом:

$$\mu(z, t) = \text{СКО}(A_f(z, t) - A_f(0, t)), \quad (9)$$

где СКО – функция среднеквадратического отклонения. Исследуем динамику функции  $\mu$ , а также найдем условия, в частности, форму входного импульса  $A_f(0, t)$ , обеспечивающие минимум функции  $\mu$ , устремив ее полный дифференциал к нулю:  $\Delta\mu \rightarrow 0$ . Расчеты показывают, что минимальное значение функции  $\mu$  обеспечивается в случае:

$$A_f(0, t) = a_+ \cdot \tanh\left(\frac{\zeta}{3}\right) e^{j\theta} + a_- \cdot \text{sech}(\zeta) e^{-j\theta} \quad (10)$$

для  $z$ , кратного  $\lambda_0 \cdot \frac{\theta}{3}$ , где

$$a_+ = P_{0,5} \sqrt{\frac{2}{3r(q_0)}} \left( \frac{\Re L_{\text{ИФП}}(2 - r^2(q_0))}{3\pi(1 + r^3(q_0))} \right)^{1/4} \sin \psi;$$

$$a_- = P_{0,5} \left( 1 - \sqrt{\frac{2}{3r(q_0)}} \left( \frac{\Re L_{\text{ИФП}}(2 - r^2(q_0))}{3\pi(1 + r^3(q_0))} \right)^{1/4} \sin \psi \right);$$

$$\zeta = \frac{t}{T_0} \sqrt{\frac{\lambda_0 \cdot \text{ИФП}}{1 - r^3(q_0)}} \Re \sin \psi,$$

$$\theta = \frac{4\pi L_{\text{ИФП}}}{\lambda_0} \frac{\delta_0}{\Re \sqrt{1 - r^3(q_0)}} \cos \psi - \frac{4\delta_0}{\Re(5 + r^3(q_0))} \text{arctg} \left[ \frac{\text{ctg}(\psi)}{\text{cth}(\zeta/2)} \right],$$

$q_0$  соответствует  $\lambda_0$ ,  $P_{0,5}$  и  $T_0$  – половинная мощность и длительность<sup>8</sup> импульса, а  $\psi$  можно выбрать в любой точке диапазона  $0, \dots, \pi/2$ . Для того чтобы получить графическое изображение формы (10), например, с целью проведения последующей аппроксимации для технических приложений, а также форму начального чирпа, который требуется задать на стадии модуляции лазера, представим соотношение (10) в виде:

$$A_f(0, t) = \text{Re}(A_f(0, t)) \cdot \exp(j \cdot \text{Im}(A_f(0, t))). \quad (11)$$

Так как частотный начальный чирп импульса<sup>9</sup>  $C_\omega(t)$  можно получить в виде производной по времени от фазы:

$$C_\omega(t) = \frac{\partial \text{Im}(A_f(0, t))}{\partial t}, \quad (12)$$

то с учетом известной взаимосвязи длины волны и круговой частоты  $\lambda = 2\pi c/\omega$ , откуда следует  $\Delta\lambda = -\lambda_0^2 \cdot \Delta\omega/2\pi c$ , представим

$$C_\lambda(t) = -\frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \cdot \frac{\partial \text{Im}(A_f(0, t))}{\partial t}. \quad (13)$$

Формы огибающей мощности  $\text{Re}(A_f(0, t))$  и начального чирпа  $C_\lambda(t)$  приведены на рис. 3 и рис. 4. Расчеты показывают, что импульс (пунктирная кривая на рис. 3) состоит из двух характерных частей – короткой и широкой. Опреде-

<sup>8</sup> Под  $T_0$  понимается интервал времени, в течение которого полностью укладывается импульс по уровню пороговой мощности.

<sup>9</sup> Начальный чирп импульса – это смещение длины волны, генерируемой лазером, по мере нарастания/спада оптической мощности импульса  $P(t)$ , который можно представить в виде  $\lambda(t)$  либо  $\omega(t)$ , соответственно:  $C_\lambda(t)$  или  $C_\omega(t)$  в нашем случае.

<sup>7</sup> Более правильным должен считаться подход фрактальных оценок рассматриваемых форм, что является предметом дальнейшего исследования.

ленной физической интерпретацией данного тезиса может служить следующее. С одной стороны, импульс должен быть достаточно узким для того, чтобы укладываться в единственный интерференционный порядок. Так, интерференционные искажения первого порядка начальной (широкой) части импульса должны фактически складываться в данную кривую – верхнюю (узкую) часть импульса, тогда они окажутся вырожденными. В связи с этим рассматриваемый импульс имеет фронты, отличающиеся от известных для временных светлых солитонов [6], описываемых соотношением:

$$u(0, \tau) = N \cdot \operatorname{sech}(\tau) \cdot \exp(-j \cdot f(\tau)),$$

где  $N$  определяет порядок солитона,  $\tau$  – параметр времени,  $f(\tau)$  – непериодическая гладкая функция  $\tau$ . С другой стороны, согласно [6], чем более узким является распространяющийся по волоконно-оптической линии импульс, тем в большей степени он подвергается дисперсионным искажениям. Отсюда импульс должен быть достаточно широким для уменьшения дисперсионных искажений.

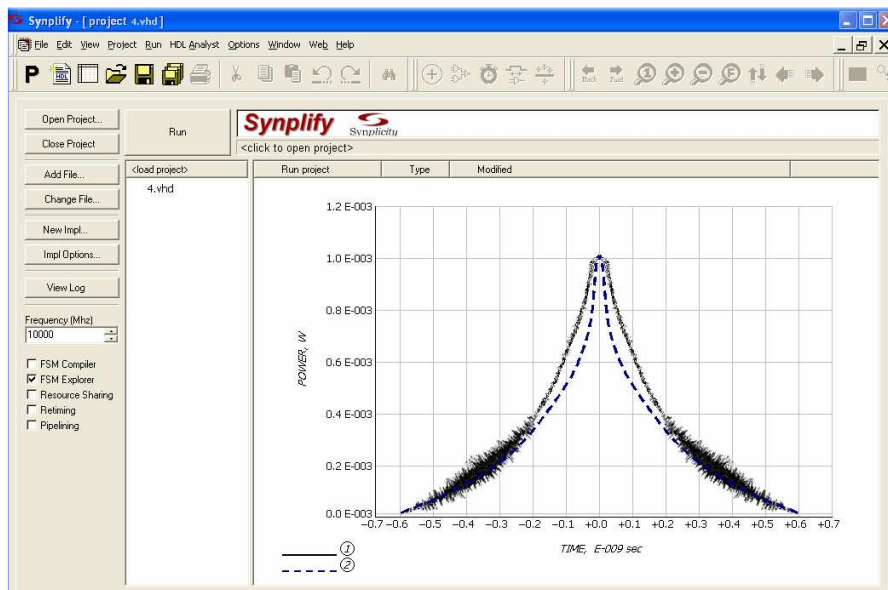
Полученные численно-аналитическим методом входной и переданный импульсы (рис. 3) представляют достаточно ограниченный технический интерес из-за частных требований к параметрам оптоволоконного сегмента. В общем случае уравнения (6) содержат переменные коэффициенты, а также слагаемые, характеризующие нелинейные эффекты и затухание. Численное решение такой системы уравнений для сегмента сети (прим. сеть ОАО МГУ «Кристалл», г. Уфа), содержащей 5 эффективных элементов ИФП, образованных световодными соединениями, для начального импульса вида рис. 3, кривая 2, показало следующее. Учет линейного затухания в оптоволоконной системе приводит к незначительному уменьшению мощности, и им в последствие можно пренебречь. Учет нелинейного изменения показателя преломления приводит к заметному изменению формы импульса (рис. 5, кривая 1), вследствие чего параметром  $\Delta\beta$  не следует пренебрегать при разработке алфавита форм, использующихся при кодировании.

Физическая интерпретация видимых изменений формы может быть представлена следующим образом. Появление столбообразной формы вершины импульса связано с действием нелинейного изменения показателя преломления, приводящего к фазовой само- и кросс-модуляции (ФСМ и ФКМ) для прямой и отра-

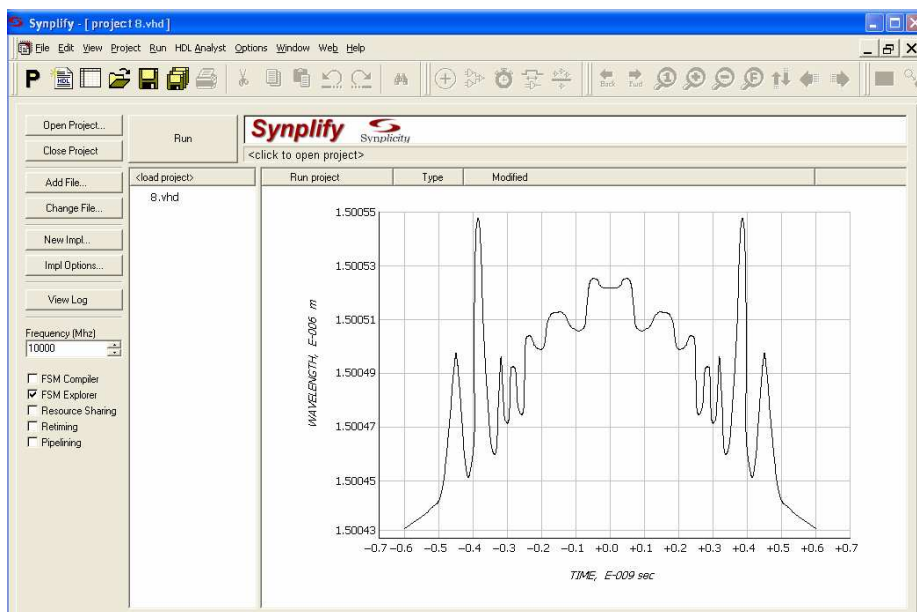
женной волн, распространяющихся в оптоволоконной системе. С точки зрения преобразования спектра сигнала, эффекты ФСМ и ФКМ приводят к потере основной частоты несущей и появлению вместо нее двух близких боковых составляющих, так называемый сигнал с потерянной несущей [9]. Это, в свою очередь, приводит к значительному влиянию дисперсии, продолжающей «раздвигать» узкую верхнюю часть импульса.

По отношению к предыдущему случаю наблюдается также задержка распространения фронта импульса. Последнее является как результатом нелинейного изменения показателя преломления, так и многолучевой интерференции. Известно [6], что брэгговская решетка, являющаяся интерференционным волоконно-оптическим элементом, приводит к существенной задержке распространяющегося через нее сигнала и к значительной дисперсии. Колебательные искажения фронтов широкой части импульса типа джиттера (также как и в отсутствие влияния нелинейных эффектов) связаны с действием многолучевой интерференции первого и высших порядков. В данном случае порядок интерференционной картины не ограничен, так как не принималась в рассмотрение реальная когерентность излучения. Для конечнокогерентного излучения и с учетом того, что многолучевые интерферометры образованы световодными сегментами значительной длины (десятки и сотни метров), в искажениях будет принимать участие первый (максимум – второй) порядок интерференции, что приведет к синусоидальному изменению рассматриваемых фронтов, но исчезнет эффект смешивания (джиттер).

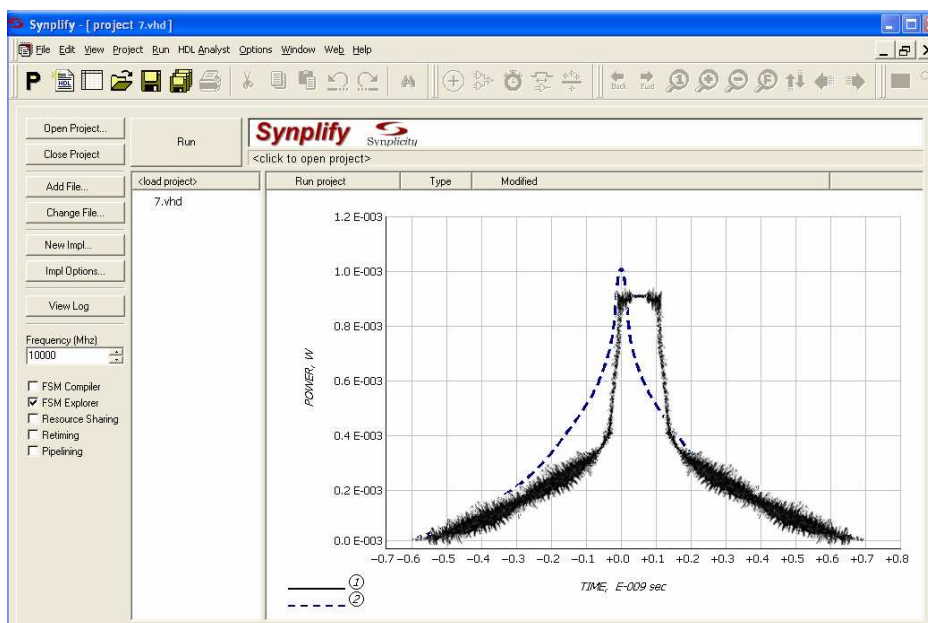
С точки зрения передачи информации, связанной с формой огибающей мощности импульса видно, что положение узкой части импульса остается неизменным по отношению к начальному/конечному моменту следования импульса. В небольшой степени меняется крутизна фронтов широкой части импульса. Вычислительный эксперимент с несимметрично расположенной вершиной импульса показал следующее. Дополнительно к представленным искажениям происходит перекося фронтов, который особенно заметно для узкой части. Передний фронт становится более крутым, задний – более пологим, импульс начинает напоминать ударную волну. Представленный результат согласуется с известным [6], полученным для светлых временных солитонов, распространяющихся с учетом ФСМ и ФКМ.



**Рис. 3.** Формы огибающей мощности переданного (1) и входного (2) импульса, наименее поддающегося искажениям действием дисперсии второго порядка ( $\beta_2 = -20 \text{ пс}^2/\text{км}$ ) и многолучевой интерференции в ИФП, образованного торцами световода типа SF с показателем преломления  $n_2 = 1,485$ . Показатель преломления внешней по отношению к ИФП оптоволоконной системы равен  $n_1 = 1,47$ . Параметр  $\psi$  выбран равным  $\pi/2$ ;  $L_{\text{ИФП}} = 100 \text{ м}$



**Рис. 4.** Форма чирпа импульса, наименее поддающегося искажениям действием дисперсии второго порядка ( $\beta_2 = -20 \text{ пс}^2/\text{км}$ ) и многолучевой интерференции в ИФП, образованного торцами световода типа SF с показателем преломления  $n_2 = 1,485$ . Показатель преломления внешней по отношению к ИФП оптоволоконной системы равен  $n_1 = 1,47$



**Рис. 5.** Формы огибающей мощности переданного (1) и входного (2) импульса, наименее поддающегося искажениям действием дисперсии второго порядка ( $\beta_2 = -20 \text{ пс}^2/\text{км}$ ), нелинейным изменением показателя преломления, затухания и многолучевой интерференции в многих ИФП, образованных местами стыковки световодов строительных длин и ответвительными элементами сегмента сети ОАО МТУ «Кристалл». Всего эффективных 5 элементов ИФП. Линейный показатель преломления колеблется в пределах 1,4684 ... 1,4871 вдоль линии

## ВЫВОДЫ

Для увеличения информационной емкости волоконно-оптической системы связи посредством использования символично-кодированных сигналов, а также расширения функциональности на основе применения активных переключателей, предложено осуществлять подбор параметров сигналов в зависимости от физических свойств системы передачи.

Так как анализ корректности работы цифровых систем определенным образом зависит от правильности считывания формы огибающей мощности символично-кодированного импульса, исследовалась задача нахождения параметров такого импульса, которые обеспечивали бы его наименьшие искажения. В рамках поставленной задачи было проведено моделирование динамики формы импульса, подвергающегося действию дисперсии, многолучевой интерференции, нелинейного изменения показателя преломления и затухания. Из условия минимизации среднеквадратического отклонения формы переданного от формы отправленного импульсов, путем вычислений найдена оптимальная начальная форма. Установлено, что многолучевая интерференция приводит к размытию сигнала действием высших порядков интерференции,

влияние которых неограниченно из-за допущения об абсолютно когерентном излучении. Совместное действие дисперсии и нелинейных эффектов типа ФСМ и ФКМ приводит к расширению средней узкой части импульса, сохраняя при этом симметрию формы и увеличивая крутизну фронтов. Линейное затухание оптоволоконного тракта сказывается слабо.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Султанов, А. Х. Волоконно-оптические системы передачи: вопросы оценки работоспособности / А. Х. Султанов, Р. Г. Усманов, И. А. Шарифгалиев, И. Л. Виноградова. М. : Радио и связь, 2005. 374 с.
2. Жирар, А. Руководство по технологии и тестированию систем WDM / А. Жирар. М. : EXFO, 2001. 252с.
3. Оссовский, С. С. Нейронные сети для обработки информации / С. С. Оссовский. М. : Финансы и статистика, 2004. 344 с.
4. Султанов, А. Х. Метод коррекции работоспособности сетей связи типа Ethernet и PON на основе применения сложного оптического сигнала / А. Х. Султанов, Р. Р. Гайфуллин, И. Л. Виноградова. Уфа : Гилем, 2007. 150 с.
5. Agrawal, G. P. Nonlinear fiber optics / G. P. Agrawal. Boston : Academic Press, 2001. 466 p.
6. Кившарь, Ю. С. Оптические солитоны. От волоконных световодов до фотонных кристаллов /



Ю. С. Кившарь, Г. П. Агравал. М. : ФИЗМАТЛИТ, 2005. 648 с.

7. **Олифер, В. Г.** Компьютерные сети. Принципы, технологии, протоколы : учеб. для вузов / В. Г. Олифер, Н. А. Олифер. СПб. : Питер, 2003. 864 с.

8. **Ржевский, С. П.** Интерференционные волоконно-оптические устройства вычислительной техники и систем управления : дис... канд. техн. наук / С. П. Ржевский. Уфа, 1989. 197 с.

9. **Гордиенко, В. Н.** Многоканальные телекоммуникационные системы : учеб. для вузов / В. Н. Гордиенко, М. С. Тверецкий. М. : Горячая линия-Телеком, 2005. 416 с.

10. ОСТ 45.104-97. Стыки оптические систем передачи синхронной цифровой иерархии. Стандарт отрасли. М. : ЦНТИ «Информсвязь», 1997. 27 с.

11. **Снайдер, А.** Теория оптических волноводов / А. Снайдер, Дж. Лав. М. : Радио и связь, 1987. 656 с.

12. **Виноградова, И. Л.** Характеристики двухрезонаторного интерферометра Фабри-Перо /

И. Л. Виноградова // Радиотехника. 2002. № 6. С. 33–37.

13. **Тухватуллин, Р. А.** А.с. 1697035 СССР, МКИ<sup>5</sup> G 02 B 6/28. Волоконно-оптический разветвитель / Р. А. Тухватуллин, Л. Е. Виноградова, И. Л. Виноградова, С. П. Ржевский, Бюлл. № 45. 1991.

## ОБ АВТОРАХ



**Виноградова Ирина Леонидовна**, преп. каф. телекоммуникац. систем. Дипл. инженер (УГАТУ, 1992). Канд. техн. наук (УГАТУ, 2000). Иссл. в обл. оптики, волоконно-оптической связи, теории передачи и обработки сигналов.