

И. Л. Виноградова, Ш. Б. Янышев

## ОБ ИСКАЖЕНИИ ЦИФРОВОГО СИГНАЛА ДЕЙСТВИЕМ ХРОМАТИЧЕСКОЙ ДИСПЕРСИИ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧ

Статья посвящена определению параметров искажения, вызванного действием хроматической дисперсии (ХД) в волоконно-оптических линиях передач (ВОЛП). Показано, что действие ХД существенно зависит от длительности импульса и от крутизны его фронтов, что не учитывается в известной модели рассматриваемого эффекта. Получено изменение длительности и формы импульса на выходе ВОЛП в зависимости от входных параметров импульса. *Цифровой сигнал; хроматическая дисперсия; уширение импульса; форма импульса; чирп импульса; волоконно-оптические линии передач*

В настоящее время повышение битовой скорости систем передач является одной из актуальных составляющих, определяющих их прогресс. Но если до 1÷10 Гбит/с основным фактором искажений являлось нарушение светопропускания оптоволоконна (ОВ), то для сетей со скоростями 40 Гбит/с (STM-256) и даже 100 Гбит/с (Metro Ethernet) на канал [1, 2] на линиях протяженностью 100 км и более на первый план выходит дисперсия и ее основная составляющая – хроматическая дисперсия [3].

Для снижения влияния ХД применяют специализированные типы ОВ, устройства-компенсаторы, устанавливаемые на ВОЛП [4], а также способ электронной компенсации ХД. Но для того, чтобы эффективно скомпенсировать действие указанного эффекта, необходимо провести моделирование вызываемых им искажений. Причем точность моделирования должна быть тем выше, чем более высокую битовую скорость предполагается запускать на исследуемой ВОЛП.

### 1. СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА

Традиционная модель искажений, связанных с ХД [3, 5 и др.], основана на эмпирическом соотношении для так называемого *параметра уширения*  $\tau$ , на значение которого увеличивается длительность прямоугольного импульса в результате его распространения через ОВ:  $\tau = \Delta\lambda \cdot L \cdot D(\lambda)$ . Здесь  $\Delta\lambda$  – ширина спектра излучения,  $L$  – длина ОВ и  $D(\lambda)$  – удельный коэффициент ХД, зависящий от длины волны излучения  $\lambda$ . Существуют инструментальные средства измерений [6], позволяющие получить значения  $D(\lambda)$  в интересующем операторе диапазоне длин

волн для рассматриваемой ВОЛП. Если известны  $\Delta\lambda$ ,  $L$  и длительность импульса на входе  $T_{вх}$ , то несложно получить и длительность выходного импульса:  $T_{вых} = T_{вх} + \tau$ . А, как известно [7], именно нарушение в длительности тактового интервала является наиболее существенным фактором, приводящим к ошибкам на приеме.

Но практика эксплуатации современных телекоммуникационных систем показывает, что влияние ХД зависит как от длительности импульса  $T_{вх}$ , так и от его *формы* (огигающей оптической мощности), главным образом – от крутизны фронтов, что в известной модели не принимается во внимание.

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Представляется актуальной задача уточнения модели искажения цифровых импульсов, связанного с действием ХД на ВОЛП. Причем под искажением из-за ХД следует понимать не только увеличение длительности импульса (параметр 1), но и изменение его формы (параметр 2), оцениваемое, например, по среднеквадратическому отклонению входной и выходной форм.

### 3. МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для моделирования рассматриваемых искажений представим электрическую напряженность электромагнитного поля в световоде  $\dot{\mathbf{E}}(t, \mathbf{r}, z)$  в виде поперечной  $\dot{\mathbf{F}}(t, \mathbf{r})$  и продольной  $\dot{A}(t, z)$  составляющих [8]:

$$\dot{\mathbf{E}}(t, \mathbf{r}, z) = \dot{\mathbf{F}}(t, \mathbf{r}) \cdot \dot{A}(t, z) \cdot \exp(j\beta_{вх} z), \quad (1)$$

где  $\dot{A}$  является комплекснозначной, а  $\dot{\mathbf{F}}$  и  $\dot{\mathbf{E}}$  еще и векторными величинами,  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор в поперечном сечении световода, ось  $z$

расположена вдоль световода,  $t$  – текущее время,  $j$  – мнимая единица и  $\beta_{\text{вх}}$  – коэффициент распространения волны [1/м] входного излучения.

В предположении об отсутствии магнитооптических свойств и электрических зарядов, расположенных на ВОЛП, а также приближении о слабонаправляющих свойствах ОВ [4], что соответствует большинству ВОЛП, система уравнений Максвелла упрощается до уравнения второго порядка относительно функции  $\dot{\mathbf{E}}(t, \mathbf{r}, z)$ , которое зачастую записывается относительно Фурье-образа  $\tilde{\mathbf{E}}(\omega, \mathbf{r}, z)$  [9]. Подстановка в него выражения (1) позволяет разделить его на систему уравнений относительно  $\tilde{\mathbf{F}}(\omega, \mathbf{r})$  и  $\tilde{A}(\omega, z)$ , а с учетом того, что в одномодовом световоде модовое распределение поля  $\tilde{\mathbf{F}}(\omega, \mathbf{r})$  является однородным, то дальнейшее рассмотрение следует проводить лишь относительно  $\tilde{A}(\omega, z)$  [10]. Дальнейшее предположение о медленном изменении амплитуды  $\tilde{A}(\omega, z)$  на протяжении распространения импульса вдоль ВОЛП, что соответствует большинству применяемых сегодня типов ОВ, позволяет упростить оставшееся уравнение до следующего вида:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{A}(\omega, z)}{\partial z} &\equiv \frac{d\tilde{A}(\omega, z)}{dz} = \\ &= j[\tilde{\beta} - \beta_{\text{вх}}] \cdot \tilde{A}(\omega, z) - \frac{\alpha}{2} \tilde{A}(\omega, z), \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\omega$  – круговая частота [рад/с],  $\tilde{\beta}$  – параметр распространения, характеризующий преломляющие свойства материала,  $\alpha$  – коэффициент затухания ОВ. С учетом того, что материал обладает как линейным, так и нелинейным откликом, то для большинства технических задач справедливо представление [11]:  $\tilde{\beta} = \beta(\omega) + \Delta\beta$ , где  $\beta(\omega)$  – «отвечает» за линейные спектрально зависимые свойства, а  $\Delta\beta$  – за нелинейные.

Если в первом приближении пренебречь действием нелинейных эффектов, положив  $\Delta\beta = 0$ , принять во внимание известное разложение для  $\beta(\omega)$  по степеням  $\omega$  [9, 11] и подстановку [10]  $A(T_{\text{прив}}, z) = \sqrt{P_0} \cdot \exp\left(-\frac{\alpha z}{2}\right) U(T_{\text{прив}}, z)$ , где  $P_0$  –

пиковая мощность импульса на входе ОВ, экспоненциальный множитель «отвечает» за убывание амплитуды вдоль ОВ под действием затухания (что позволяет не использовать последний член в уравнении (2)) и  $U$  – «нормирован-

ная амплитуда» или то, что «осталось» от  $A$ , то уравнение (2) относительно  $U$  принимает вид:

$$j \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{1}{2} \cdot \beta_2 \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial T_{\text{прив}}^2} \text{ или для Фурье-образа}^1:$$

$$j \frac{\partial \tilde{U}}{\partial z} = -\frac{1}{2} \cdot \beta_2 \cdot \omega^2 \cdot \tilde{U}.$$

Для получения (3) использовано так называемое *приведенное время* [10]:

$$T_{\text{прив}} = \frac{T_{\text{соб}}}{T_{\text{вх}}} = \frac{t - z/v_g}{T_{\text{вх}}} \approx \frac{t - z \cdot \beta_1}{T_{\text{вх}}},$$

позволяющее уйти от текущего  $t$  с учетом времени в системе отсчета, связанной с импульсом  $T_{\text{соб}}$ . Здесь  $v_g$  – групповая скорость,  $\beta_1$  и  $\beta_2$  – коэффициенты разложения функции  $\beta(\omega)$ , определяющие дисперсию.

Решением результирующего уравнения (3) является:

$$\tilde{U}(z, \omega) = \tilde{U}(0, \omega) \cdot \exp\left(\frac{j}{2} \beta_2 \omega^2 z\right), \quad (4)$$

где  $\tilde{U}(0, \omega)$  – начальное условие, связанное с огибающей входного импульса. Что бы вернуться от Фурье-образа во временную область, запишем:

$$\begin{aligned} U(z, T_{\text{прив}}) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{U}(0, \omega) \times \\ &\times \exp\left(\frac{j}{2} \beta_2 \omega^2 z - j\omega T_{\text{прив}}\right) d\omega, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\tilde{U}(0, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} U(0, T_{\text{прив}}) \cdot \exp(j\omega T_{\text{прив}}) dT_{\text{прив}},$$

а  $U(0, T_{\text{прив}})$  – огибающая входного импульса во временной области.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Рассмотрим простой случай гауссовского входного импульса:

$$U(0, T_{\text{соб}}) = \exp\left(-\frac{T_{\text{соб}}^2}{T_{\text{вх}}^2}\right), \quad (6)$$

где  $T_{\text{вх}} \cong 100$  пс для Ethernet 10 Гбит/с.

<sup>1</sup> При переходе к Фурье-образу оператор дифференцирования по времени приводит к появлению частоты и убирает данный оператор дифференцирования [9], что и позволяет от уравнения в частных производных перейти к обыкновенному дифференциальному уравнению.

Тогда после выполнения интегрирования полученных соотношений (5) можно записать для амплитуды импульса на любой длине  $z$  ОВ:

$$U(z, T) = \frac{T_{\text{вх}}^2}{T_{\text{вх}}^2 - j\beta_2 z} \cdot \exp\left(-\frac{T_{\text{собр}}^2}{T_{\text{вх}}^2 - j\beta_2 z}\right). \quad (7)$$

Из (7) ясно, что гауссовский импульс сохраняет свою форму (полученный импульс также является гауссовским), но увеличивает длительность. После математических преобразований получаем для длительности импульса на произвольной длине световода  $z$ :

$$T_1 = (T_{\text{вх}} + z \cdot \beta_1) \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z \cdot \beta_2}{T_{\text{вх}}}\right)^2}$$

или

$$T_{\text{вых}} = (T_{\text{вх}} + L \cdot \beta_1) \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{L \cdot \beta_2}{T_{\text{вх}}}\right)^2}. \quad (8)$$

Видно, что степень уширения, реально приобретаемая импульсом из-за ХД, определяемая как  $\tau = T_{\text{вых}} - T_{\text{вх}}$ , зависит не только от свойств материала, характеризуемых коэффициентами  $\beta_1$  и  $\beta_2$ , но и от длительности входного импульса, т. е. один и тот же световод на короткие импульсы действует сильнее, чем на длинные. Иными словами, чем короче импульс, тем больше он будет уширен, так как  $T_{\text{вых}}$  обратно пропорционален  $T_{\text{вх}}$ .

Здесь предполагалось, что входной импульс (6) не является чирпированным [11], т. е. подается строго на частоте  $\omega_0$ . Но даже и для него появляется частотная модуляция на выходе, т. е. расширяется спектр. Для того чтобы получить это количественно, представим заведомо комплекснозначное выражение для  $U(z, T)$  (7) через модуль  $|U|$  и фазу  $\phi$  в общем виде:

$$U(z, T) = |U(z, T)| \cdot \exp(j\phi(z, T)). \quad (9)$$

Преобразуем получившееся соотношение, тогда фаза будет иметь вид:

$$\phi(z, T_{\text{собр}}) = -\frac{sh(\beta_2)}{1 + \frac{z\beta_2}{T_{\text{вх}}}} \cdot \frac{z\beta_2}{T_{\text{вх}}^2} \cdot \frac{T_{\text{собр}}^2}{T_{\text{вх}}^2} + \frac{1}{\text{tg}\left(\frac{z\beta_2}{T_{\text{вх}}}\right)},$$

а мгновенная частота вдоль импульса, которую можно найти как  $\omega = \omega_0 + \frac{\partial\phi}{\partial T_{\text{собр}}}$ , получится равной:

$$\omega = \omega_0 + \frac{2sh(\beta_2)}{1 + \frac{z\beta_2}{T_{\text{вх}}}} \cdot \frac{z\beta_2}{T_{\text{вх}}^2} \cdot \frac{T_{\text{собр}}}{T_{\text{вх}}^2}. \quad (10)$$

Здесь  $sh(\beta_2)$  – синус гиперболический. Соотношение (10) показывает, что частота изменяется линейно вдоль выходного импульса как от  $z$ , так и от  $T_{\text{собр}}$ . Можно сказать, что появилась линейная частотная модуляция, зависящая от знака  $\beta_2$ , чего вовсе не было присуще входному импульсу. Рассмотрим импульс, больше похожий на тот, что используется в цифровых системах передачи, т. е. имеющий *линейный чирп*, а также достаточно длинный во времени по отношению к длительности фронтов. Чтобы не выполнять кусочную аппроксимацию классического трапециидального меандра, воспользуемся *супергауссовой формой* [11], похожей на меандровый импульс:

$$U(0, T_{\text{собр}}) = \exp\left(-\frac{1+j \cdot C}{2} \cdot \left(\frac{T_{\text{собр}}}{T_{\text{вх}}}\right)^{2\ell}\right), \quad (11)$$

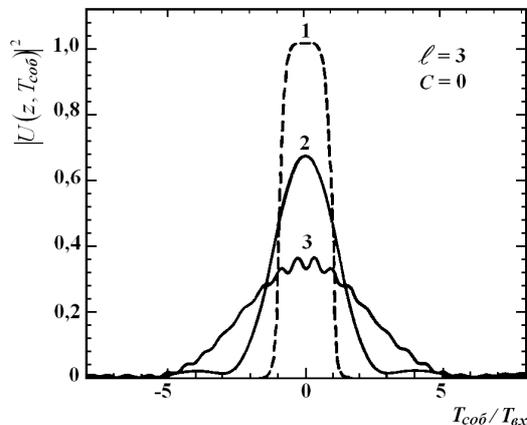
где  $C$  – параметр модуляции, определяющий линейный<sup>2</sup> чирп [11];  $\ell$  – степень крутизны фронтов. Случай  $\ell = 1$  соответствует простому гауссовскому импульсу с линейным чирпом. При больших  $\ell \geq 3$  форма импульса приближается к прямоугольной с резким передним и задним фронтами.

На рис. 1 показано изменение формы импульса (11) с параметрами  $\ell = 3$  и  $C = 0$ , оцениваемое по мощности, полученное путем численного решения уравнения (3) с применением пакета Mathematica – 6. По оси ординат отложен квадрат модуля функции  $U$ . Расчеты проведены для  $L_1 = 100$  км,  $L_2 = 200$  км,  $\lambda_0 = 1550$  нм ( $\beta_2(\lambda_0) \cong 20$  пс<sup>2</sup>/км).

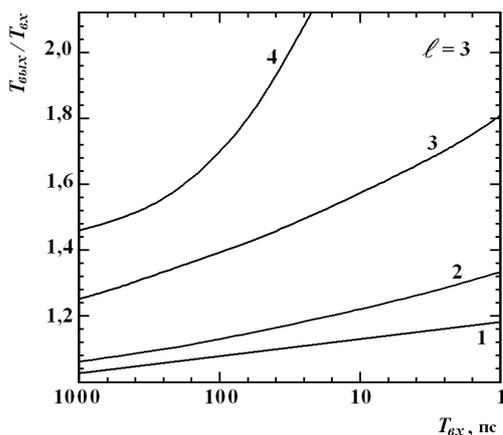
В случае еще большего увеличения крутизны фронтов ( $\ell \geq 5$ ) импульс искажается быстрее – при прохождении меньшего расстояния. Если принять во внимание начальное чирпирование (для  $C \neq 0$ ), то фронты импульса начинают искажаться неравномерно, характерные пики появляются не только на вершине (рис. 1, кривая 3), но и на фронтах. На рис. 2 представлены результаты расчета приведенной длительности выходного импульса  $T_{\text{вых}} / T_{\text{вх}}$  по уровню относительной мощности 0,05, а на рис. 3 – функция  $\eta = \frac{CKO(|U(0, T_{\text{собр}})|, |U(L, T_{\text{собр}})|)}{|U(0, T_{\text{собр}})|^2}$  приведенного среднеквадратического отклонения

<sup>2</sup> В подавляющем большинстве случаев телекоммуникационному импульсу присущ линейный чирп.

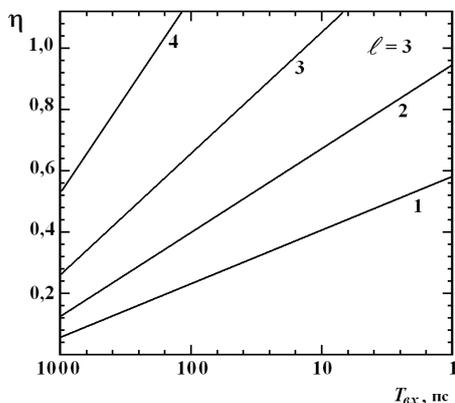
форм импульсов для различных случаев chirpирования при прохождении импульсами стандартной длины регенерационного участка  $L = 100$  км.



**Рис. 1.** Иллюстрация процесса искажения формы супергауссового входного импульса (1) – пройдено расстояние  $L_1$  и 3 –  $L_2$



**Рис. 2.** Иллюстрация процесса уширения супергауссового импульса: 1 –  $C = 0,1$ ; 2 –  $C = 0,5$ ; 3 –  $C = 1$  и 4 –  $C = 2$



**Рис. 3.** Иллюстрация степени отличия форм выходного и входного импульсов: 1 –  $C = 0,1$ ; 2 –  $C = 0,5$ ; 3 –  $C = 1$  и 4 –  $C = 2$

Из этого следует, что одно и то же оптоволокно с неизменными параметрами  $\beta_1$  и  $\beta_2$  по-разному действует на длинный и на короткий импульс, не говоря уже об их фронтах. А используемое сегодня соотношение для определения степени уширения импульса под действием ХД является приближенным и может использоваться лишь для первичных оценок. Кроме того, при выявлении в эксплуатации значительного дисперсионного уширения импульсов сначала надо понять – какой именно причиной вызвано данное уширение: широким спектром излучения передатчика (большое  $\Delta\lambda$ , что, возможно, связано с повышенным chirпированием), очень короткими импульсами (малое  $T_{вх}$ ) или чрезвычайно крутыми их фронтами. Вполне возможно, что, с одной стороны, существуют и другие причины повышения дисперсионных искажений, и, с другой стороны, возможности подстройки импульса под параметры ВОЛП с целью уменьшения их искажений.

## ВЫВОДЫ

Эффективное внедрение высокоскоростных систем каналообразующего тракта требует детального анализа искажений сигнала на линиях передач, что позволяет разрабатывать план мероприятий по их адекватной компенсации.

С целью уточнения видов искажений импульса под действием материальных свойств оптоволокон выполнено моделирование процесса его распространения. Установлено, что уширение импульса и изменение его формы по сравнению со входными параметрами зависят не только от свойств материала и спектральных свойств входного излучения (в том числе chirпирования), но и от длительности и крутизны фронтов импульса. Следовательно, для высокоскоростных систем передач необходимо не только проводить компенсацию ХД, но и, возможно, подстраивать параметры импульса под свойства канала, что позволит эффективнее компенсировать искажения, а значит – и модернизацию существующего аппаратного парка телекоммуникационных систем.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nortel – спрос на полосу пропускания [Электронный документ] – Режим доступа <http://nag.ru/news/newslines/14952/nortel-na-konferencii-ofc-nfoec-spros-na-polosu-propuskaniya.html> (дата обращения: 04.04.2011).
2. Требования к оптическим волокнам связи с развитием 100 Гбит/с систем передачи / С. Тен [и др.] // Фотон-экспресс. № 7. 2010. С. 22–26.

3. **Убайдуллаев Р. Р.** Волоконно-оптические сети. М.: ЭКО-ТРЕНДЗ, 2000. 267 с.
4. Технология строительства ВОЛП: Учебное пособие для ВУЗов / В. А. Андреев [и др.] / под ред. В. А. Андреева. Самара, СРТГЦ ПГАТИ, 2006. 274 с.
5. **Иванов А. Б.** Волоконная оптика: компоненты, системы передачи, измерения. М.: Компания Сайрус-Системс, 1999. 670 с.
6. Портативная приборная платформа FTB-400 [Электронный документ]. Режим доступа <http://www.exfo.com/en/products/ProductsView?Product=145> (дата обращения: 04.04.2011).
7. **Гордиенко В. Н., Тверецкий М. С.** Многоканальные телекоммуникационные системы. М.: Горячая линия-Телеком, 2007. 416 с.
8. Волоконно-оптические системы передачи: вопросы оценки работоспособности / А. Х. Султанов [и др]. М.: Радио и связь, 2005. 372 с.
9. **Снайдер А., Лав Дж.** Теория оптических волноводов. М.: Радио и связь, 1987. 656 с.
10. **Виноградова И. Л.** Моделирование процессов в многоканальных волоконно-оптических сетях и их компонентах на основе алгебраических объектов матричного типа: Дис... д-ра техн. наук: 05.13.18. – Защищена 19.12.2009; Утв. 25.05.2010. Уфа, 2009. 296 с.
11. **Agrawal G. P.** Nonlinear fiber optics. Boston: Academic Press, 2001. 466 p.

#### ОБ АВТОРАХ

**Виноградова Ирина Леонидовна**, проф. каф. телекоммуникационных систем. Д-р техн. наук. Иссл. в обл. волоконной оптики, устройств и систем телекоммуникаций.

**Янышев Шавкат Бариевич**, техн. директор Регионального узла междугородних связей ОАО «Башинформсвязь». Исслед. в обл. волоконно-оптической связи и мультисервисных систем телекоммуникаций.