

# Застосування методу активної компенсації хроматичної дисперсії для підвищення пропускної здатності волоконно-оптичного лінійного тракту

Сергієнко І.-В. О., ORCID [0000-0003-2054-1667](https://orcid.org/0000-0003-2054-1667)

e-mail [ivan.sergijenko@gmail.com](mailto:ivan.sergijenko@gmail.com)

Державний університет телекомунікацій  
Київ, Україна

**Реферат**—Запропоновано метод активної компенсації хроматичної дисперсії у волоконно-оптичному лінійному тракту. Метод оснований на використанні особливостей динамічного розширення спектру генерованого оптичним передавачем імпульсу безпосередньо на вході у волокно. Це дозволяє використати граничні можливості системи передачі для досягнення максимальної довжини регенераційної ділянки без застосування пасивних пристроїв компенсації дисперсії, які потребують додаткових оптичних підсилювачів. Для математичного моделювання використано імпульси супергаусової форми.

Бібл. 7, рис. 5.

**Ключові слова** — волоконно-оптичний лінійний тракт; супер-Гаусів імпульс; хроматична дисперсія; привнесена передавачем частотна модуляція імпульсу.

## I. ВСТУП

Зростаючі потреби користувачів телекомунікаційних мереж висувають проблему підвищення пропускної здатності волоконно-оптичних ліній зв'язку (ВОЛЗ).

При передаванні по оптичному волокну (ОВ) високошвидкісного цифрового сигналу у вигляді послідовності оптичних імпульсів останні зазнають спотворення: змінення форми, ширини тощо. Це ускладнює відновлення імпульсів на приймальному кінці і призводить до обмеження можливої швидкості передачі бітів та довжини волоконно-оптичного лінійного тракту (ВОЛТ) між оптичним передавачем і приймачем (або регенератором/ретранслятором).

Поряд з основними чинниками, що викликають спотворення оптичних імпульсів при високошвидкісній передачі цифрових даних, таких як згасання потужності оптичного сигналу у волокні, поляризаційна дисперсія моди, нелінійні ефекти, вагомим чинником є хроматична дисперсія. Причина її виникнення – відмінність групових швидкостей спектральних складових імпульсу (хвильового пакету з ненульовою шириною спектра) у передавальному середовищі одномодового оптичного волокна (ООВ). Це призводить до розширення імпульсу в часі, величина якого на приймальному кінці не повинна перевищувати дозволеного системою передачі допуску. В першому наближенні розширення імпульсу пропорційне коефіцієнту  $D$  [пс/(нм·км)] хроматичної дисперсії лінійного волокна, тому в діапазоні робочих довжин хвиль значення

$D$  має бути якомога меншим. З іншого боку, хроматична дисперсія у волокні лінійного тракту необхідна для мінімізації нелінійних впливів, котрі починають проявлятися, коли оптичні потужності сигналу підвищують для досягнення великих довжин регенераційних ділянок і високої швидкості передачі як однохвильового оптичного каналу, організованого за технологією TDM розділення різних сигналів в часі, так і при збільшенні потужності сигналу у WDM-системах передачі із розділенням каналів за довжиною хвилі. Отже, абсолютна величина коефіцієнта хроматичної дисперсії волокна має бути достатньо малою в робочому діапазоні довжин хвиль, але більшою від значення, розрахованого у відповідності до вимог системи передачі зі спектральним розділенням каналів. Для прикладу, відповідно до Рекомендації ІТУ: ІТУ-T Rec.G.655, волокна категорій G.655.B, G.655.C в діапазоні довжин хвиль 1530...1565 нм їхнього можливого використання повинні мати ненульову хроматичну дисперсію, її знак не змінюється; вимоги на дисперсію впливають із проектування WDM-системи, яке повинне збалансувати дисперсію з нелінійними ефектами:

$$\begin{aligned} |D|_{min} &\geq 1,0 \text{ пс}/(\text{нм}\cdot\text{км}); \\ |D|_{max} &\leq 10,0 \text{ пс}/(\text{нм}\cdot\text{км}); \\ |D|_{max} - |D|_{min} &\leq 5 \text{ пс}/(\text{нм}\cdot\text{км}). \end{aligned}$$

Спричинене хроматичною дисперсією розширення імпульсу може бути зменшеним чи навіть повністю усуненим локальними пристроями пасивної компенсації дисперсії, які однак суттєво збільшують



втрати потужності оптичного сигналу і через це потребують застосування додаткових оптичних підсилювачів. Тому актуальною задачею є розробка активних методів компенсації дисперсії, які використовують граничні можливості системи передачі для досягнення максимальної довжини обмеженої хроматичною дисперсією регенераційної ділянки високошвидкісної ВОЛЗ. Ідеї низки активних методів компенсації дисперсії описано в Рекомендації ІТУ: ІТУ–Т Rec.G.691 та в Доповненні ІТУ–Т до рекомендацій ІТУ серії G: Supplement 39. Далі пропонується математична модель для одного з цих методів, в якому використовується явище динамічного розширення спектра генерованого оптичним передавачем імпульсу, що супроводжується перетворенням фази імпульсу (привнесенням в імпульс попередньої частотної модуляції – чірпу). На відміну від публікацій [1-3], де розрахункові алгоритми отримано в припущенні вхідного імпульсу гаусової форми, автором розглядаються імпульси супергаусової форми, це надає можливість математичного моделювання впливу крутизни фронтів вхідного імпульсу на величину розширення імпульсу при русі у волокні.

II. ГЕНЕРОВАНИЙ ОПТИЧНИМ ПЕРЕДАВАЧЕМ ІМПУЛЬС НА ВХОДІ У ВОЛОКНО СУПЕРГАУСОВОЇ ФОРМИ.

Електричне поле імпульсу на вході в ООВ подамо змінною в часі проекцією вектора напруженості на напрямок  $x_0$  лінійної поляризації поля:

$$\tilde{E}(z, T) \Big|_{z=0} = \exp \left( -\frac{1-i\alpha}{2} \left( \frac{T}{T_0} \right)^{2m} \right) \times e^{\pm i\omega_0 T}; \quad a(T) = \exp \left( -\frac{1-i\alpha}{2} \left( \frac{T}{T_0} \right)^{2m} \right) \quad (1)$$

де  $z$  – поздовжня вісь волокна, в напрямку якої поширюється імпульс у волокні, значенню просторової координати  $z = 0$  відповідає вхідний торець волокна;  $a(T)$  – обвідна імпульсу, яка враховує амплітудну модуляцію випромінювання оптичного джерела (носіїної хвилі з частотою  $\omega_0$ ) інформаційним сигналом і є комплексно-значною величиною у випадку привнесення чірпу імпульсу від передавача – достатньо малого, порівняно з частотою  $\omega_0$ , рад/с, змінення миттєвої частоти  $\omega(t)$  протягом тривалості імпульсу;  $\alpha = \text{const}$ , рад, – параметр частотної модуляції (ЧМ), привнесеної в імпульс оптичним передавачем (параметр чірпу);  $m$  – параметр крутизни фронтів супергаусового імпульсу (одне з натуральних чисел);  $T$  – внутрішній час імпульсу з початком відліку такому, що при  $T = 0$  величина  $|a(t)|$  амплітуди імпульсу досягає максимуму, відповідно для переднього фронту імпульсу  $T < 0$ , а для заднього –  $T > 0$ ;  $T_0$  – напівширина імпульсу (напів-тривалість) на рівні  $1/e^{1/2}$  вниз від максимуму розподілу в часі величини амплітуди  $|a(T)|$ , що відповідає рівню  $1/e$  за розподілом миттєвої потужності.

На рис. 1 зображено розподіл потужності  $P^*$  вдовж супергаусових імпульсів, при різних значеннях параметра  $m$  крутизни їхніх фронтів.

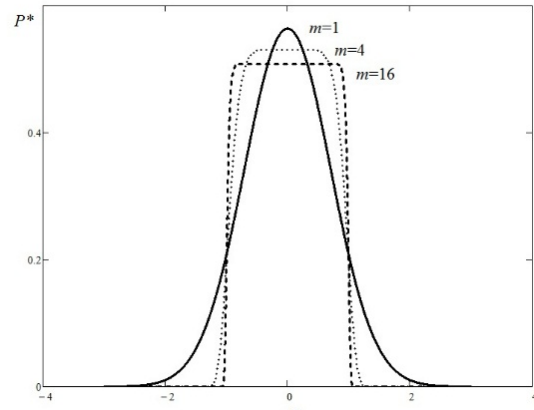


Рис. 1 Розподіл нормованої потужності  $P^*$  вдовж початкового супергаусового імпульсу в залежності від безрозмірної величини  $T/T_0$  часу, при різних значеннях параметра  $m$  крутизни фронтів

Повна енергія  $\Phi_0$  імпульсів однакова і розрахована відповідно до наступних формул, для отримання яких використано інтегральне представлення гамма-функції  $\Gamma$ :

$$\Phi_0 = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-(T/T_0)^{2m}} dT = \frac{T_0 \Gamma \left( 1 + \frac{1}{2m} \right)}{m}, \quad (2)$$

$$\Phi_0 = 1 \rightarrow P^* = \frac{m \cdot e^{-(T/T_0)^{2m}}}{\Gamma(1 + 1/(2m))}.$$

При значенні  $m = 1$  параметра крутизни фронтів формула (1) описує гаусів імпульс. Якщо параметр  $m$  збільшується, форма супергаусового імпульсу наближається до прямокутної з крутими переднім та заднім фронтами, рис. 1.

Відхилення  $\Delta\omega(T)$  миттєвої частоти імпульсу (1) від частоти  $\omega_0$  носійної хвилі дорівнює значенню похідної по  $T$  від відносної фази  $\varphi$ , що змінюється вдовж імпульсу:

$$\frac{d\varphi}{dT} = -\frac{d}{dT} \left( \left( \omega_0 T + \frac{\alpha}{2} \left( \frac{T}{T_0} \right)^{2m} \right) - \omega_0 T \right) \quad (3)$$

$$\rightarrow \Delta\omega(T) = \frac{d\varphi}{dT} = -\frac{\alpha \cdot m}{T_0} (T/T_0)^{2m-1}$$

III. ВВЕДЕННЯ НОВОГО ПАРАМЕТРА ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ ВІДСОТКА ЕНЕРГІЇ ВХІДНОГО ІМПУЛЬСУ НА ЧАСОВОМУ ПРОМІЖКУ ТРИВАЛОСТІ РОБОЧОГО ЦИКЛУ СИСТЕМИ ПЕРЕДАЧІ.

При русі у волокні супергаусів імпульс втрачає свою початкову форму, [4, 5]. Але, в окремому випадку вхідного гаусового імпульсу (відповідно у виразах (1) параметр крутизни фронтів має значення  $m=1$ ) при поширенні у волокні імпульс залишається гаусовим, змінюються лише параметри його тривалості та чірпу – значення  $T_0(z)$  та  $\alpha(z)$  залежать від довжини  $z$  пройденної імпульсом ділянки волокна, [1, 2]. Спектр гаусового імпульсу так само має гаусову форму. Реальні імпульси відрізняються від імпульсів гаусової

форми, і в інженерних розрахунках розглядають еквівалентні гаусові імпульси, вводючи корегувальні параметри для поширення розрахункових алгоритмів, точних для гаусових імпульсів, на імпульси довільної форми.

Нехай послідовність оптичних імпульсів передається зі швидкістю  $B$ , біт/с. Обернена величина  $1/B$ , складає значення тактового інтервалу  $T_0$  (тривалість біта). За лінійного кодування RZ (з поверненням до нуля) тривалість робочого циклу складає певну частину тривалості тактового інтервалу і дорівнює значенню  $f/B$ , де величина  $f < 1$  є імпульсним коефіцієнтом. Для NRZ-імпульсу (без повернення до нуля на тактовому інтервалі)  $f = 1$ .

Для супергаусового імпульсу введемо безрозмірний параметр  $N_p$ , що дорівнює відношенню значення тривалості робочого циклу ( $f \cdot T_0$ ) до характерного проміжку часу  $2T_0$ :

$$N_p = (f \cdot T_0) / (2T_0). \quad (4)$$

Величина нового параметра наглядно трактується: якщо  $N_p \geq 1$ , то часовий проміжок  $2T_0$  вхідного імпульсу належить часовому проміжку робочого циклу, співпадаючи з ним при  $N_p = 1$ , і навпаки, при  $N_p < 1$  кінці часового інтервалу  $[-T_0; T_0]$  знаходяться зовні проміжку  $[-f \cdot (T_0/2); f \cdot (T_0/2)]$  робочого циклу. Отже, параметр  $N_p$  є коефіцієнтом стискання (чи розтягу) супергаусового імпульсу вдовж часової осі.

Відносне значення  $P_{відн}$  енергії імпульсу, яка міститься на часовому проміжку  $f/B = f \cdot T_0$  тривалості робочого циклу системи передачі:

$$P_{відн} = \frac{\int_{-f \cdot (T_0/2)}^{f \cdot (T_0/2)} |a(T)|^2 dT}{\int_{-\infty}^{\infty} |a(T)|^2 dT} = \Phi_0(-f \cdot (T_0/2); f \cdot (T_0/2)) / \Phi_0(-\infty; \infty)$$

де інтеграл береться від розподілу миттєвої потужності, що пропорційна величині  $|a(t)|^2$  квадрата амплітуди імпульсу; через  $\Phi_0(T_1; T_2)$  позначено величину енергії імпульсу на часовому проміжку  $(T_1; T_2)$ . Для супергаусового імпульсу, з урахуванням формул (2), виразивши межі проміжку інтегрування  $[-f \cdot T_0/2; f \cdot T_0/2]$  через новий параметр,  $[-N_p T_0; N_p T_0]$ , дістанемо вираз:

$$P_{відн} = \Phi_0(-N_p T_0; N_p T_0) / \Phi_0(-\infty; \infty) = \frac{2m}{\Gamma(1+1/(2m))} \int_0^{N_p} \exp(-z^{2m}) dz \quad (5)$$

У окремому випадку гаусового імпульсу при  $m = 1$  інтеграл в (5) обчислюється через відому функцію Лапласа  $\Phi$  (інтеграл ймовірності):

$$P_{відн} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{N_p} \exp(-z^2) dz = 2\Phi(\sqrt{2}N_p). \quad (6)$$

Розрахунки згідно з формулами (5 - 6) дають такі результати: при  $N_p = 1$  та  $m = 1$  часовий проміжок  $f/B$  робочого циклу включає лише 84% повної потужності вхідного гаусового імпульсу, а при  $N_p = \sqrt{2} = 1,414$

потужності; при  $N_p = 1$  та  $m = 4$  супергаусів імпульс майже прямокутної форми і робочий цикл включає 96,3% потужності вхідного імпульсу.

Новий параметр  $N_p$  супергаусового імпульсу пов'язаний з величиною  $N_\phi$ , який застосовується в інженерних розрахунках формфактора, що вводиться у такий спосіб: середньоквадратичне значення  $\sigma_{t0}$  тривалості вхідного імпульсу розміщується  $N_\phi$  разів на часовому проміжку робочого циклу системи передачі,

$$N_\phi = (f \cdot T_0) / \sigma_{t0}. \quad (7)$$

Згідно з формулами (4), (7) має місце рівність  $N_\phi / N_p = 2T_0 / \sigma_{t0}$ , і, з урахуванням приведенного в [5] аналітичного виразу для середньоквадратичного значення  $\sigma_{t0}$  тривалості супергаусового імпульсу, дістанемо:

$$\frac{N_\phi}{N_p} = \frac{(2T_0)}{\sigma_{t0}} = \left( \frac{4\Gamma(1/(2m))}{\Gamma(1/(3m))} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Отже, величина  $N_\phi$  параметра форми пропорційна величині  $N_p$  нового параметра й тому характеризує відсоток енергії супергаусового імпульсу, яка міститься на часовому проміжку  $f/B = f \cdot T_0$  тривалості робочого циклу системи передачі.

#### IV. ОСОБЛИВОСТІ ДИНАМІЧНОГО РОЗШИРЕННЯ СПЕКТРА ГЕНЕРОВАНОГО ОПТИЧНИМ ПЕРЕДАВАЧЕМ ІМПУЛЬСУ ТА ОЦІНКА ВЕЛИЧИН РОЗШИРЕННЯ.

Явище динамічного розширення спектра генерованого оптичним передавачем імпульсу, що супроводжується незначним відхиленням миттєвої частоти протягом тривалості імпульсу від частоти носійної хвилі джерела оптичного випромінювання, називають чірпуванням імпульсу (привнесенням в імпульс частотної модуляції). Кількісно міру чірпування імпульсу описують  $\alpha$ -параметром чірпу оптичного передавача:

$$\alpha = (d\phi / dt) / ((dP / dt) / (2P)), \text{ рад}, \quad (8)$$

де  $d\phi/dt$  – відхилення миттєвої частоти  $\omega(t)$  від частоти  $\omega_0$  носійної хвилі джерела оптичного випромінювання, рад/с;  $\phi$  – миттєва величина відносної фази імпульсу;  $P$  – миттєва потужність.

Застосувавши формули (1), (3), неважко переконатися, що розрахована за формулою (8) величина  $\alpha$ -параметра чірпу оптичного передавача збігається зі значенням параметра частотної модуляції супергаусового імпульсу (1). Отже, у відповідності до формули (3), що описує відхилення  $\Delta\omega(T)$  миттєвої частоти імпульсу від частоти  $\omega_0$ , якщо  $\alpha$ -параметр чірпу оптичного передавача має додатний знак, то миттєва частота вдовж генерованого імпульсу зменшується від його переднього фронту ( $T < 0$ ) до заднього ( $T > 0$ ), і на передньому фронті знаходяться високочастотні складові імпульсу. Навпаки, у випадку від'ємного  $\alpha$ -параметра чірпу оптичного передавача має місце зсув низькочастотних складових до переднього фронту імпульсу, а високочастотних – до заднього.



Величина змінення частоти  $\omega(t)$  генерованого оптичним передавачем імпульсу на протязі його тривалості може бути оціненою за формулою (3). Для  $T_0 = T_6 / 2 = 1 / (2B)$  дістанемо:

$$(\Delta\omega/\omega_0)_{T=\pm T_0} = (\pm 2m\alpha B / (2\pi\nu_0)).$$

При значенні  $\nu_0 \approx 200$  ТГц частоти носійної хвилі імпульсу (що відповідає довжині хвилі у вакуумі  $\lambda_0 \approx 1,55$  мкм із С-діапазону довжин хвиль 1530...1565 нм – одного із оптичних діапазонів для волоконно-оптичного зв'язку), маємо:

$$(\Delta\omega/\omega_0)_{T=\pm T_0} \approx (\pm m\alpha B / 6) \cdot 10^{-5},$$

де значення  $B$  швидкості передачі бітів в Гбіт/с. Звідси для  $|\alpha| \approx 1$  рад,  $B = 40$  Гбіт/с:  $(\Delta\omega/\omega_0)_{T=\pm T_0} \approx m(\pm 10^{-4})$ .

У випадку гаусового імпульсу:  $(\Delta\omega/\omega_0)_{T=\pm T_0} \approx (\pm 10^{-4}) \rightarrow 0,01\%$ .

Як відомо, спектральна функція гаусового імпульсу має гаусову форму, і величина  $\Omega$  напівширини спектра на рівні  $1/e^{1/2}$  пов'язана з напівтривалістю  $T_0$  імпульсу співвідношенням:  $\Omega = (1 + \alpha^2)^{1/2} / T_0$ .

Отже, при відносно малій величині  $(\Delta\omega/\omega_0)$  змінення миттєвої частоти  $\omega(t)$  імпульсу, відбувається суттєве зростання ширини спектра імпульсу з чірпом, яка для гаусового імпульсу в  $(1 + \alpha^2)^{1/2}$  разів більша порівняно з шириною спектра за відсутності чірпу ( $\alpha = 0$ ).

У випадку лазерів з внутрішньою модуляцією  $\alpha$ -параметр чірпу може сягати великих і лише додатних значень (до 100 рад). При високих швидкостях передачі застосовують оптичні передавачі із зовнішньою модуляцією лазерного випромінювання. Для них динамічне розширення спектра генерованого імпульсу є значно меншим за величиною. Знак і величина  $\alpha$ -параметра чірпу можуть бути регульованими, а можливі значення  $\alpha$ -параметра належать діапазону від  $-1$  до  $1$  рад, [6].

V. ЧАСТОТНА МОДУЛЯЦІЯ, ЯКОЇ НАБУВАЄ ІМПУЛЬС ПРИ РУСІ В ОПТИЧНОМУ ВОЛОКНІ З НЕНУЛЬОВИМ ЗНАЧЕННЯМ КОЕФІЦІЄНТА ХРОМАТИЧНОЇ ДИСПЕРСІЇ.

Вхідний гаусів імпульс без початкової частотної модуляції, при його русі у волокні з ненульовим значенням величини  $D$  коефіцієнта хроматичної дисперсії, зазнає не лише розширення в часі, але й набуває частотної модуляції, особливості якої визначаються знаком коефіцієнта  $D$ :

$$D = [\omega_0^2 / (2\pi c v_{gp}^2)] \cdot (dv_{gp} / d\omega),$$

а саме: за додатного знаку  $D$ , оскільки  $dv_{gp} / d\omega > 0$ , високочастотні складові імпульсу (хвильового пакету) рухаються з більшими груповими швидкостями порівняно з низькочастотними (аномальна дисперсія групових швидкостей) і пробігають відстань  $z_1$  у волокні першими, заповнюючи передній фронт імпульсу; натомість, низькочастотні складові зосереджуються на задньому фронті. Таким чином, миттєва частота спадатиме в часі від переднього фронту імпульсу до його заднього фронту, рис. 2. І навпаки, імпульс, уведений у волокно з від'ємним значенням коефіцієнта  $D$ , зазнає нормальної дисперсії. Цей результат загалом справджується для вхідного імпульсу довільної форми (не лише гаусової).

VI. САМОКОМПЕНСАЦІЯ ДИСПЕРСІЇ ДЛЯ ВОЛТ, ПОБУДОВАНОГО З ЧЕРГУВАННЯМ ВІДРІЗКІВ ВОЛОКОН, ЩО МАЮТЬ КОЕФІЦІЄНТИ ДИСПЕРСІЇ ПРОТИЛЕЖНИХ ЗНАКІВ; АКТИВНА КОМПЕНСАЦІЯ ДИСПЕРСІЇ У ВОЛТ З ЛІНІЙНИМ ВОЛОКНОМ, КОЕФІЦІЄНТ ДИСПЕРСІЇ ЯКОГО МАЄ ПОСТІЙНИЙ ЗНАК.

В публікаціях [1, 2], на базі точних аналітичних виразів, що описують змінення форми і фази імпульсу гаусової форми при його русі в оптичному волокні, обґрунтовано умови самокомпенсації дисперсії в оптичному лінійному тракту, побудованому з чергуванням відрізків волокон, що мають коефіцієнти дисперсії протилежних знаків, рис. 3. Зокрема: довжини  $L_1$  і  $L_2$  та коефіцієнти дисперсії двох послідовних волокон лінійного тракту із повною самокомпенсацією дисперсії (відновленням початкової форми і фази імпульсу) мають задовольняти умові  $D_1 L_1 = -D_2 L_2$ .

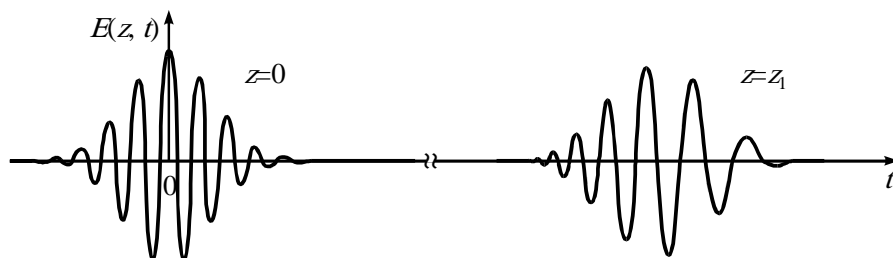


Рис. 2 Схематичне зображення імпульсу гаусової форми без початкової частотної модуляції, який розширився та набув частотної модуляції після проходження відстані  $z_1$  у волокні з додатним коефіцієнтом  $D$  хроматичної дисперсії



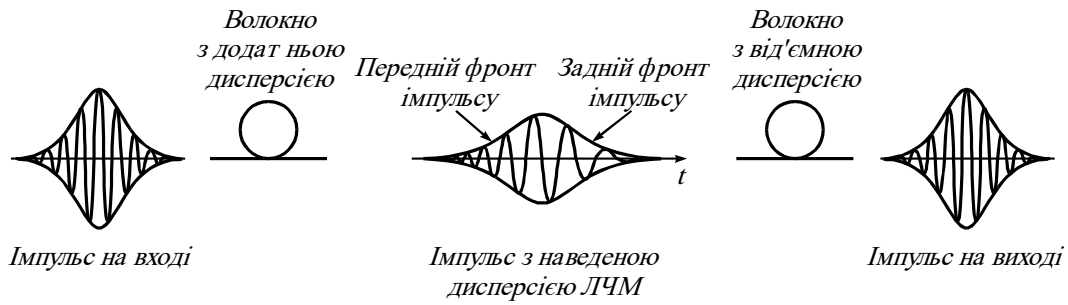


Рис. 3 Проходження імпульсу в оптичному лінійному тракті з двох волокон, довжини та коефіцієнти дисперсії яких задовольняють умові повної самокомпенсації дисперсії (ЛЧМ – лінійна частотна модуляція у випадку гаусового імпульсу)

Компенсація дисперсії у ВОЛТ з лінійним волокном, коефіцієнт дисперсії якого має постійний знак, може бути здійсненою з використанням чіпування імпульсу в оптичному передавачі. Сумісний вплив попередньої частотної модуляції імпульсу в оптичному передавачі та ЧМ, якої набуває імпульс при русі в оптичному волокні з ненульовим значенням коефіцієнта хроматичної дисперсії, може призвести до зменшення або й цілковитого усунення спричиненого хроматичною дисперсією розширення імпульсу у лінійному волокні (чи навіть його стиснення), подібно тому, як це відбувається при проходженні імпульсу через послідовні ділянки волокон з дисперсією протилежних знаків.

Це може бути наглядно проілюстровано рисунком 3, за умови відсутності першого з двох волокон, якщо імпульс на вході у лінійне волокно з від'ємним значенням коефіцієнта  $D$  генерується оптичним передавачем з додатним значенням  $\alpha$ -параметра чіпу; при цьому має місце зсув високочастотних складових імпульсу до його переднього фронту, а низькочастотних – до заднього. Отже, відбудеться активна компенсація дисперсії у ВОЛТ, на базі попередньої частотної модуляції імпульсу в оптичному передавачі.

## VII. МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ АКТИВНОГО МЕТОДУ КОМПЕНСАЦІЇ ХРОМАТИЧНОЇ ДИСПЕРСІЇ У ВОЛОКОННО-ОПТИЧНОМУ ЛІНІЙНОМУ ТРАКТІ.

При розробці математичної моделі активного методу компенсації хроматичної дисперсії, з використанням попереднього чіпування імпульсу в оптичному передавачі, можуть бути застосовані точні аналітичні вирази для опису динаміки гаусового імпульсу в оптичному волокні, [1, 2]. Якщо для математичного моделювання генерованих оптичним передавачем імпульсів обрати імпульси супергаусової форми, які при окремому значенні параметра крутизни фронтів є гаусовими імпульсами, це дозволить урахувати вплив крутизни фронтів імпульсу. Але при русі у волокні супергаусів імпульс втрачає свою початкову форму, тому для оцінки величини змінення тривалості імпульсу застосовуються середньоквадратичні значення відповідних величин. Приведений в монографії [10] аналітичний вираз для коефіцієнта  $k$ , що описує відносно величину змінення тривалості імпульсу при його русі у волокні, перетворимо до безрозмірної форми:

$$k^2 = \left( \frac{\sigma_t}{\sigma_{t0}} \right)^2 = 1 + \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2m}\right) \alpha \cdot \text{sign}D}{\Gamma(3/(2m))} Z + \frac{m^2 \Gamma(2 - 1/(2m)) (1 + \alpha^2) Z^2}{\Gamma(3/(2m))} \quad (9)$$

де  $\sigma_{t0}$  – середньоквадратичне значення тривалості вхідного імпульсу супергаусової форми;  $\sigma_t$  – середньоквадратичне значення тривалості імпульсу після проходження ним ділянки волокна довжиною  $z$ ;  $D$  і  $\text{sign}D$  – коефіцієнт хроматичної дисперсії волокна при значенні  $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$  довжини носійної хвилі і знак коефіцієнта  $D$ ;  $Z = z/L_D$  – безрозмірна довжина шляху  $z$ , пройденого імпульсом у волокні;  $L_D$ , км, – дисперсійна довжина, значення якої обчислюється за формулою

$$L_D = 2\pi c T_0^2 / (\lambda_0^2 |D|); \quad (10)$$

$\Gamma$  – гамма-функція, яка тут набуває додатних значень.

Аналізуючи вираз (9), дійдемо висновку: за умови  $\alpha \cdot \text{sign}D > 0$ , як і при відсутності чіпу імпульсу від передавача ( $\alpha = 0$ ), імпульс розширюється при його русі у волокні і навпаки, у разі протилежних знаків  $\alpha$ -параметра чіпу вхідного імпульсу та коефіцієнта  $D$ , імпульс спочатку звужується (стискається в часі) до деякої мінімальної величини його тривалості, а при подальшому русі у волокні – розширюється. Зменшення тривалості імпульсу може бути використаним для досягнення максимальної довжини обмеженої хроматичною дисперсією регенераційної ділянки. Системою передачі допускається спричинене хроматичною дисперсією розширення імпульсу на приймальному кінці, середньоквадратичне значення  $\Delta t$  якого складає  $\epsilon$ -частину тривалості біта,  $\Delta t = \epsilon \cdot T_b$ . Отже, величина коефіцієнта допустимого розширення імпульсу  $k > 1$ , і пов'язана з величиною  $\epsilon$ -допуску співвідношенням:

$$k = \sigma_t / \sigma_{t0} = \sqrt{1 + (\epsilon T_b)^2 / \sigma_{t0}^2}.$$

Після підставлення величини  $k$  у вираз (9) отримаємо рівняння відносно значення  $Z = z_0/L_D$  для допустимої величини  $z_0$  відстані передачі, розв'язавши яке, дістанемо:

$$Z = -\frac{M(\alpha \cdot \text{sign}D)}{1+\alpha^2} + \sqrt{\frac{M^2\alpha^2}{(1+\alpha^2)^2} + \frac{E}{N(1+\alpha^2)}}, \quad (11)$$

де

$$M = \frac{\Gamma(1/(2m))}{2m^2\Gamma\left(2-\frac{1}{2m}\right)}, \quad N = \frac{m^2\Gamma\left(2-\frac{1}{2m}\right)}{\Gamma(3/(2m))},$$

$$E = \varepsilon^2 \frac{T_0^2}{\sigma_0^2} = \varepsilon^2 \left(\frac{T_0}{2T_0}\right)^2 \frac{12\Gamma(1+1/(2m))}{\Gamma(1+3/(2m))} = \left(\frac{\varepsilon}{f} \cdot N_p\right)^2 \cdot \frac{12\Gamma(1+1/(2m))}{\Gamma(1+3/(2m))}.$$

За умови  $\alpha \cdot \text{sign}D < 0$  і при заданому значенні параметра  $m$  крутизни фронтів імпульсу, величина  $Z = z_0/L_D$ , (11), для допустимої величини  $z_0$  відстані передачі, досягає локального максимуму при оптимальному значенні  $\alpha$ -параметра чірпу:

$$\alpha_{\text{опт}} = \left(\frac{-1 + \sqrt{1 + 4x(1+x)}}{2(1+x)}\right)^{1/2}, \quad x = \frac{M^2 N}{E}. \quad (12)$$

#### VIII. АНАЛІЗ ЗДОБУТИХ РЕЗУЛЬТАТІВ; ВПЛИВ ВЕЛИЧИНИ СИСТЕМНОГО ПАРАМЕТРА $\varepsilon$ -ДОПУСКУ.

На рис. 4 подано графіки розрахованих згідно з формулою (12) залежностей оптимальних значень

$\alpha$ -параметра чірпу від параметра  $m$ . Графіки розрахованих за формулою (11) безрозмірних значень  $Z = z_0/L_D$  для допустимої величини  $z_0$  відстані передачі приведено на рис. 5 для лінійного волокна з додатним коефіцієнтом хроматичної дисперсії (при  $D < 0$  слід розглядати графіки за умови протилежного напрямку відліку значень  $\alpha$  на числовій осі).

Результати розрахунків обмеженої дисперсією довжини регенераційної ділянки за різних значень  $\alpha$ -параметра чірпу для вхідних імпульсів гаусової та майже прямокутної форми, при значенні системного параметра  $\varepsilon = 0,306$  подано в табл. 1 (величина  $P$  - відсоток енергії вхідного імпульсу, яка міститься на часовому проміжку  $f/B = f \cdot T_0$  тривалості робочого циклу системи передачі); відповідні розрахункові дані при різних значеннях  $\varepsilon$ -допуску приведено в табл. 2. Величину  $z_0(\alpha)$  допустимої відстані передачі в км розраховано для значень:  $\lambda_0 = 1,55$  мкм;  $|D| = 17$  пс/(нм·км);  $B = 10$  Гбіт/с. При інших значеннях  $\lambda_1$ ,  $|D_1|$ ,  $B_1$ , відповідна відстань може бути одержана операцією множення вказаних в таблицях значень  $z_0(\alpha)$  на величину  $[(\lambda_0 B)^2 |D|] / [(\lambda_1 B_1)^2 |D_1|]$ .

В результаті аналізу розроблених формул та відповідних розрахунків з'ясовано, що оптимальні значення  $\alpha_{\text{опт}}$  параметра чірпу за абсолютною величиною не перевищують 0,756 рад. Значення  $\alpha_{\text{опт}}$  та величина  $z_0(\alpha_{\text{опт}})/z_0(\alpha)$ , яка характеризує "відносний вигреш" для допустимої величини  $z_0$  відстані передачі, за фіксованої величини параметрів  $m$ ,  $N_p$ , не залежать від значень  $D$ ,  $\lambda$ ,  $B$ .

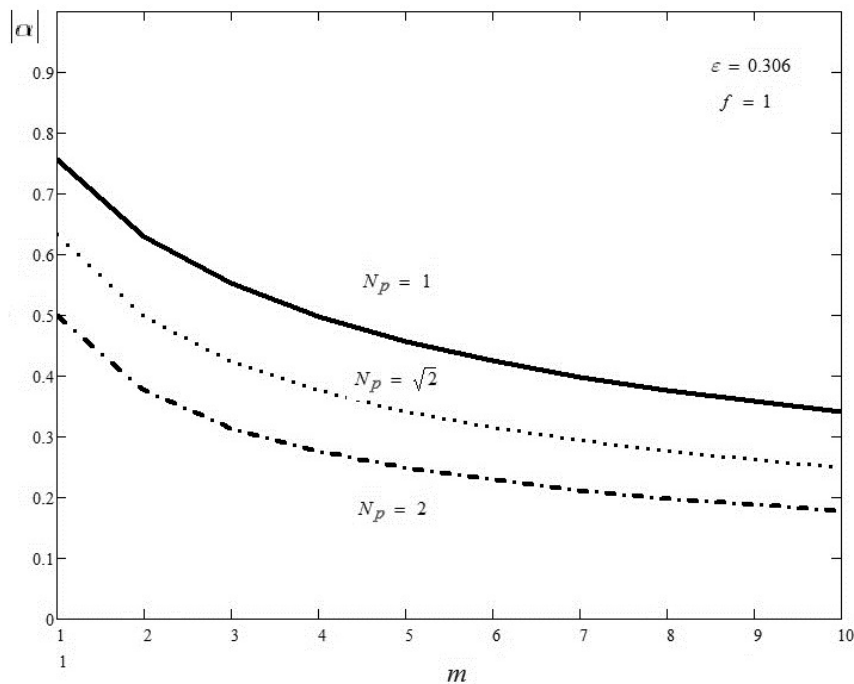


Рис. 4 Оптимальні значення  $\alpha$ -параметра чірпу в залежності від параметра  $m$  крутизни фронтів початкового супергаусового імпульсу, при фіксованих значеннях параметра  $N_p$

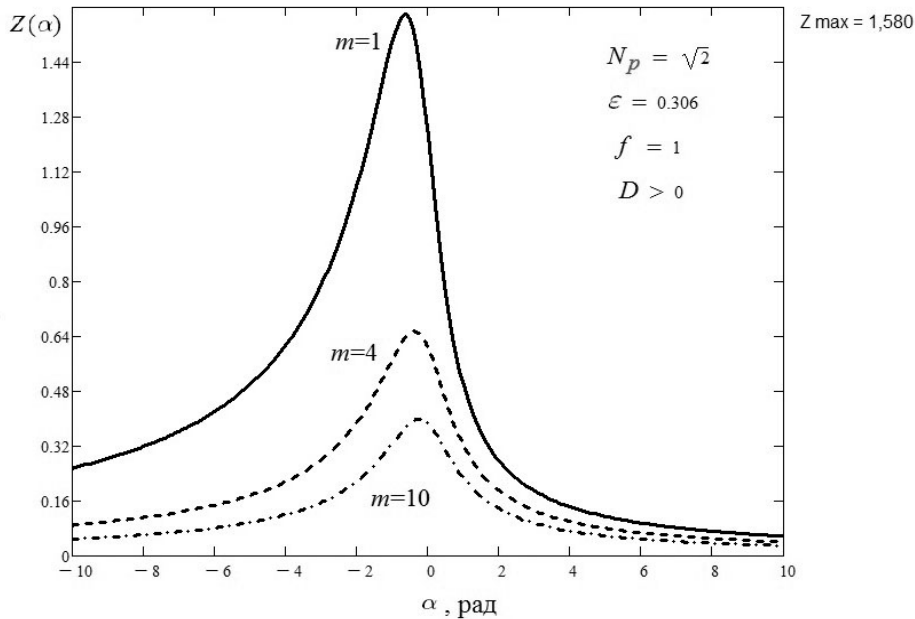


Рис. 5 Величина  $Z = z_d/L_D$  для допустимої довжини  $z_d$  лінійного тракту між передавачем і приймачем в залежності від величини  $\alpha$ -параметра чіру початкового супергаусового імпульсу, при різних значеннях параметра  $m$  крутизни фронтів імпульсу

Таблиця 1. Розраховані значення обмеженої дисперсією довжини регенераційної ділянки  $z_0(\alpha)$ , км, за різних значень  $\alpha$ -параметра чіру супергаусового імпульсу та параметра  $N_p$  ( $\varepsilon=0,306$ ;  $f=1$ )

$m$	1 (імпульс гаусової форми)				4 (супергаусів імпульс майже прямокутної форми)			
$N_p$ ( $N_p = fT_0/(2T_0)$ )	1; $\sqrt{2}$ (формфактор $N_p = 2\sqrt{2}$ ; 4)				1 (формфактор $N_p = 3,25$ )			
P, %	84; 95,5				96,3			
$L_D$ , км	115,3; 57,65				57,65			
$\alpha \cdot \text{sign}D$ , рад	-1	-0,756; -0,633	0	1	-1	-0,498	0	1
$Z(\alpha) = z_d/L_D$	1,290; 1,500	1,323; 1,581	0,865; 1,224	0,290; 0,500	0,452	0,496	0,430	0,205
$z_0(\alpha_{\text{opt}})/z_0(\alpha)$	1,026; 1,054	1,0; 1,0	1,529; 1,292	4,562; 3,162	1,097	1,0	1,153	2,420
$z_0(\alpha)$ , км	148,7; 86,5	152,5; 91,2	99,8; 70,6	33,4; 28,8	52,1	57,2	49,6	23,6

Таблиця 2. Розраховані значення обмеженої дисперсією довжини регенераційної ділянки  $z_0(\alpha)$ , км, за різних значень  $\alpha$ -параметра чіру гаусового імпульсу, для двох величин  $\varepsilon$ -допуску ( $f=1$ )

$\varepsilon$ -допуск	0,306				0,491			
$\alpha \cdot \text{sign}D$ , рад	-1	-0,633	0	1	-1	-0,454	0	1
$z_0(\alpha_{\text{opt}})/z_0(\alpha)$	1,054	1,0	1,29	3,2	1,083	1,0	1,035	2,34
$z_0(\alpha)$ , км	86,5	<b>91,2</b>	70,6	28,8	108	<b>117</b>	113	50

При виборі оптичного передавача з оптимальним значенням параметра чіру суттєво зростає довжина регенераційної ділянки, а саме: приблизно в 1,3 рази порівняно з випадком нульового значення  $\alpha$ , та приблизно в 3,2 рази порівняно з випадком найбільш можливого відхилення параметра чіру від оптимального, коли  $\alpha \cdot \text{sign}D = 1$  рад, ( $m = 1$ ;  $N_p = \sqrt{2}$ ;  $\varepsilon = 0,306$ ). Пропускна здатність ВОЛТ, побудованого на лінійному одномодовому волокну, може бути оціненою величиною добутку швидкості передачі бітів,  $B$ , і довжини  $L$  регенераційної ділянки, км $\times$ Гбіт/с. Для прикладу, за швидкості передавання 10 Гбіт/с, довжину регенераційної ділянки (лінійне одномодове волокно категорії G.652 з типовим значенням

$D=17$  пс/(нм $\cdot$ км),  $\lambda = 1550$  нм), обмежену за дисперсією при  $\alpha=0$  величиною близько 71 км, використанням оптичного передавача з від'ємним значенням параметра чіру,  $\alpha \approx -0,633$  рад, близьким до оптимального, можна збільшити до 91 км. Отже, пропускна здатність каналу передавання даних, з застосуванням запропонованого підходу до активної компенсації дисперсії, може бути збільшена приблизно в 1,3 рази, а саме: від 710 до 910 км $\times$ Гбіт/с.

Для  $N_p = 1$ , коли в розрахунковій моделі часовий проміжок  $f/B$  робочого циклу включає лише 84% потужності вхідного імпульсу, а не 95,5% як у попередньому випадку при  $N_p = \sqrt{2}$ , відповідні значення  $z_0(\alpha)$  є більшими.

У випадку параметра крутизни  $m = 4$ , що відповідає вхідному імпульсу майже прямокутної форми, розрахункова величина  $z_0$  обмеженої хроматичною дисперсією відстані передачі складає значно менші значення порівняно з приведеними вище числовими значеннями. Для імпульсів з більшою крутизною фронтів величина  $2T_0$  характерного проміжку часу є меншою, і відповідно ширина спектра – більшою. Отже, такі імпульси при русі у волокні зазнають більшого дисперсійного розширення.

Згідно з приведеними в табл. 2 розрахунковими даними, зі зростанням значення  $\epsilon$ -допуску для величини розширення імпульсів на приймальній кінці, величина  $z_0(\alpha)$  допустимої відстані передачі зростає, але не пропорційно величині  $\epsilon$ , як це має місце при нульовому значенні  $\alpha$ -параметра чірпу.

#### ВИСНОВКИ

Метод активної компенсації хроматичної дисперсії у високошвидкісному волоконно-оптичному лінійному тракті, реалізований у вигляді математичної моделі, дозволяє суттєво збільшити довжину обмеженої дисперсією регенераційної ділянки ВОЛЗ, і на відміну від локальних пристроїв пасивної компенсації дисперсії, що істотно збільшують втрати потужності оптичного сигналу, не потребує застосування додаткових оптичних підсилювачів. В рамках пропонуваної математичної моделі отримано аналітичний вираз для оптимальної величини  $\alpha$ -параметра попередньої частотної модуляції імпульсу на вході в оптичне волокно, при значенні якої досягається максимальна відстань передачі, і здобуто науково-практичні результати: оптимальна величина  $\alpha$ -параметра належить діапазону від  $-1$  до  $+1$  рад можливих значень параметра чірпу оптичних передавачів із зовнішньою модуляцією, що застосовуються при високих швидкостях передачі і для яких знак та величина  $\alpha$ -параметра можуть бути регульованими; неврахування ЧМ, привнесеної у вхідний імпульс оптичним передавачем, може призвести до суттєвого помилкового перевищення (зниження) розрахункових значень довжини регенераційної ділянки; вибір величини параметра чірпу оптичного передавача, близької до оптимальної, дозволяє досягти суттєвого збільшення

Надійшла до редакції 15 січня 2017 р.

пропускної здатності ВОЛТ (величини добутку швидкості передачі цифрових даних однохвильового каналу і довжини регенераційної ділянки, км $\times$ Гбіт/с), а саме: приблизно в 1,3 рази порівняно з випадком нульового значення  $\alpha$ .

Здобуті результати щодо підвищення пропускної здатності лінійних оптичних трактів на одномодовому волокні, можуть бути використані при модернізації існуючих та проектуванні нових ВОЛЗ для високошвидкісної передачі інформації на велику відстань.

#### ЛІТЕРАТУРА

- [1] Vlasov, O. M.; Ometsynska, N. V.; Serhienko I.-V. V., «PIdvyschennia propusknoi spromozhnosti volokonno-optichnykh lInIlinikh traktiv na odnomodovykh svItlovodakh [Increasing the bandwidth of fiber-optic linear paths on single-mode fiber optics],» in *Materials of the VII scientific conference DUKT "Modern trends in technology development in infocommunications and education"*, Kharkiv, 2010.
- [2] Katok, V. B.; Ometsynska, N. V., «Novi pIdhody do kompensatsii hromatichnoi dispersii v lInIlinykh traktah VOLZ [New approaches to the compensation of chromatic dispersion in the linear paths of fiber optics],» *Electronics and Communications*, vol. 13, no. 1, pp. 185-188, 2008.
- [3] Sergijenko, I.-V.; Ometsynska, N. V., "Optimal values of chirp parameter of optical transmitters to compensation of the chromatic dispersion in tracts," in *Materials of the 6th International Youth Scientific and Technical Conference "Modern Problems of Radio Engineering and Telecommunications "RT-2010"*, Sevastopol, 2010.
- [4] D. Marcuse, "Pulse distortion in single-mode fibers. 3: Chirped pulses," *Applied Optics*, vol. 20, no. 20, pp. 3573-3579, 1981. DOI: [10.1364/AO.20.003573](https://doi.org/10.1364/AO.20.003573)
- [5] D. Anderson; M. Lisak, "Propagation characteristics of frequency-chirped super-Gaussian optical pulses," *Optics Letters*, vol. 11, no. 9, pp. 569-571, 1986. DOI: [10.1364/OL.11.000569](https://doi.org/10.1364/OL.11.000569)
- [6] Yonggyoo Kim; Hanlim Lee; Jaehoon Lee; Jaeho Han; T. W. Oh; Jichai Jeong, "Chirp characteristics of 10-Gb/s electroabsorption modulator integrated DFB lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 36, no. 8, pp. 900-908, 2000. DOI: [10.1109/3.853536](https://doi.org/10.1109/3.853536)
- [7] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, 2nd Edition ed., John Wiley & Sons, Inc., 1997.

УДК 681.7.068.4

## Применение активного метода компенсации хроматической дисперсии для повышения пропускной способности волоконно-оптического тракта





Сергиенко И.-В. А., ORCID [0000-0003-2054-1667](https://orcid.org/0000-0003-2054-1667)  
e-mail [ivan.sergijenko@gmail.com](mailto:ivan.sergijenko@gmail.com)

Государственный университет телекоммуникаций  
Киев, Украина

**Реферат**—Метод основан на применении свойств динамического расширения спектра импульса, сгенерированного оптическим передатчиком непосредственно на входе в волокно. Последнее позволяет использовать граничные возможности системы передачи для достижения максимальной длины регенерационного участка без применения пассивных устройств компенсации дисперсии, нуждающихся в дополнительных оптических усилителях. Для математического моделирования использованы импульсы супергауссовой формы.

Библ. 7 рис. 5.

*Ключевые слова* — волоконно-оптический линейный тракт; супергауссов импульс; хроматическая дисперсия; привнесенная передатчиком частотная модуляция импульса.

UDC 681.7.068.4

## An active method application for the chromatic dispersion compensation aimed to increase the transmission capabilities of the fiber-optical linear path

I.-V. O. Serhiienko, ORCID [0000-0003-2054-1667](https://orcid.org/0000-0003-2054-1667)  
e-mail [ivan.sergijenko@gmail.com](mailto:ivan.sergijenko@gmail.com)

The state University of Telecommunications  
Kyiv, Ukraine

**Abstract**—Suggested an active method for the compensation of the chromatic dispersion in fiber-optical linear path. The method is based on using the features of the dynamic expansion of the spectrum of optical transmitter generated pulse at the fiber input. This allows to apply the extreme capabilities of the transmission system for achieving the maximal length of regeneration path, non-using of any passive devices, dispersion compensators, which requires the additional optical amplifiers. For the mathematical modeling was applied the super-gaussian pulse.

Ref. 7, fig. 5.

*Keywords* — fiber-optic linear path; Super-Gaussian pulse; chromatic dispersion; transmitter frequency pulse pre-modulation.

