

КОМПЕНСАЦІЯ ДИСПЕРСІЇ СИГНАЛУ ЗА ДОПОМОГОЮ ОПТИЧНОГО ВОЛОКНА З АНІЗОТРОПНИМИ ВЛАСТИВОСТЯМИ

Розроблено спосіб компенсації хроматичної дисперсії сигналу у волоконно-оптичному тракті шляхом використання штучно створеної різниці фазових швидкостей розповсюдження основних звичайної та незвичайної хвиль в анізотропному оптичному волокні з впорядкованою обертальною мікроструктурою скла. Це досягається за рахунок дії на оптичне волокно, в процесі його виготовлення, електромагнітного поля, силові лінії якого направлені по колу.

Ключові слова: оптичне волокно, анізотропія, хроматична дисперсія, поляризаційна дисперсія, компенсація дисперсії.

O.V.BONDARENKO, O.O.MANKO, O.M.STASCHUK, D.M.STEPANOV, D.G.BAGACHUK
Odessa National Academy of Telecommunication named after A.S. Popov

SIGNAL DISPERSION COMPENSATION USING AN OPTICAL FIBER WITH ANISOTROPIC PROPERTIES

In this work shown a compensation method for the signal negative chromatic dispersion in a fiber optical linear tract using anisotropic properties of optical fibers with an ordered rotational microstructure of glass.

To create an anisotropic structure it is necessary to provide the orientation axes of the structural elements of the substance in a particular direction which are oriented randomly in an isotropic medium and microscopic anisotropy in them can be mitigated only statistically. This orientation is achieved by acting on the optical fiber in the manufacturing process, when it is hot in the vertical drawing, with electromagnetic field, the force lines of which are directed in a circle.

Using optical fibers with anisotropy induced ordered glass microstructure artificially creates polarization mode dispersion due to group difference times distribution of basic ordinary HE_{11}^o and extraordinary HE_{11}^e waves. If over the entire length of the route of the fiber optic transmission line simultaneously achieved equality in magnitude and opposite in sign to chromatic and polarization mode dispersions, then we have the full dispersion compensation and information pulse duration of an optical signal will be unchanged.

Keywords: optical fiber anisotropy, chromatic dispersion, polarization dispersion, dispersion compensation.

Вступ

Науково-технічний прогрес в створенні інновацій в галузі зв'язку, а також зростання попиту на сучасні телекомунікаційні послуги, вимагають впровадження систем передавання інформації, які б задовольняли ряду пред'явлених вимог, в першу чергу таких як: забезпечення заданої відстані, швидкості та якості передавання, надійності роботи, економічних показників та ін. На сьогодні волоконно-оптичні системи передавання (ВОСП) відповідають більшості даних вимог та широко використовуються як на транспортних телекомунікаційних лініях зв'язку, так і при організації розподільних, корпоративних та внутрішньо об'єктових мереж [1, 2]. Однак, мають місце фізичні явища в оптичному волокні (ОВ), які обмежують, в першу чергу, швидкість та дальність передавання інформації по ОВ. До даних явищ відносяться: загасання оптичного сигналу, хроматична і поляризаційна модова дисперсія оптичного сигналу, нелінійні ефекти [3, 4].

Постановка задачі

З провадженням волоконно-оптичних підсилювачів на лініях зв'язку наступною актуальною задачею є мінімізація дисперсії сигналу в оптичному волокні [5, 6].

В роботі запропоновано використання ОВ в режимі анізотропії, викликаної впорядкованою обертальністю мікроструктури скла ОВ, з метою штучного створення поляризаційної модової дисперсії внаслідок різниці групових часів розповсюдження основних звичайної HE_{11}^o та незвичайної HE_{11}^e хвиль. У разі, якщо вздовж усієї довжини траси пролягання волоконно-оптичної лінії передавання (ВОЛП) одночасно досягається рівність за модулем та протилежність за знаком хроматичної та поляризаційної модової дисперсій, тоді виконується повна компенсація дисперсії і тривалість інформаційного імпульсу оптичного сигналу є незмінною.

Таким чином, науковий та практичний інтерес представляє розробка анізотропного оптичного волокна з впорядкованою обертальною мікроструктурою скла, в якому буде забезпечуватися мінімальна дисперсія оптичного імпульсного сигналу.

Аналіз досліджень та публікацій

Як показали дослідження, проведені в [7, 8], представляється можливість досягти компенсації хроматичної дисперсії за рахунок поляризаційної в одномодовому спіральні вигнутому ОВ та отримати волокно з нульовою дисперсією сигналу в четвертому вікні прозорості (1,565...1,625 мкм). Розрахунковий вираз та аналіз залежності поляризаційної дисперсії від кроку обертальності мікроструктури скла отримано в [9, 10]. Але в перерахованих джерелах не наведено методу розрахунку параметрів обертальності мікроструктури скла (кроку та радіусу спіралі, вздовж якої необхідно здійснювати орієнтацію осей молекул та мікрокристалів скла ОВ), за яких виконується компенсація хроматичної дисперсії в ОВ, які відповідають

сучасним стандартам Міжнародного союзу електров'язку.

Мета роботи

Метою даної роботи є встановлення прямої залежності поляризаційної модової дисперсії, обумовленої різницею групових часів розповсюдження основних звичайної та незвичайної хвиль в ОВ з впорядкованою обертальною мікроструктурою скла (ВОМС), від кроку обертання ВОМС та теоретичне обґрунтування можливості компенсації хроматичної дисперсії в даному ОВ за рахунок поляризаційної модової дисперсії (ПМД).

Анізотропні властивості оптичних волокон та поляризаційна мода дисперсія

Для створення анізотропного середовища необхідно забезпечити орієнтацію осей структурних елементів речовини в певному напрямку, які в ізотропному середовищі орієнтовані хаотично і мікроскопічна анізотропія в них згладжується лише статистично. Цього можна досягти за допомогою певного зовнішнього впливу: механічної деформації або електричного поля. При цьому створюється фізично виділений напрямок орієнтації мікроелементів у просторі і таке середовище стає макроскопічно анізотропним [11].

Молекули скла ОВ є голкоподібними. На рис. 1 представлено: а) – оптично ізотропне ОВ (ОВ, що зазвичай використовується в ВОСП), в якому орієнтація осей молекул та мікрокристалів є хаотичною; б) та в) – оптично анізотропне ОВ, причиною виникнення анізотропії в якому є механічні напруги (напрямок прикладеного механічного навантаження показано стрілками), в такому ОВ орієнтація мікроструктури відповідає напрямку силових ліній прикладеної напруги; г) – оптично анізотропне ОВ, причиною виникнення анізотропії в якому є прикладене електричне поле, силові лінії якого направлені по колу (показано стрілками), в такому ОВ також орієнтація мікроструктури відповідає напрямку силових ліній прикладеного поля.

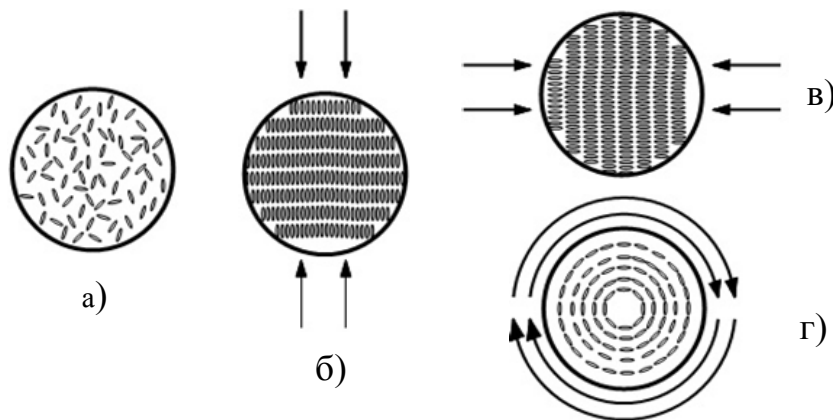


Рис. 1. Орієнтація мікроструктури скла в: а) – ізотропному ОВ, б), в), г) – анізотропних ОВ

Оптичне волокно з впорядкованою обертальною мікроструктурою скла

Вперше спосіб отримання обертальної орієнтації внутрішньої мікроструктури скла (молекул та мікрокристалів) ОВ запропонований автором в [11]. Дана орієнтація досягається шляхом дії на ОВ в процесі виготовлення, коли воно знаходиться в гарячому стані під час вертикальної витяжки, електромагнітного поля, силові лінії якого направлені по колу. Під впливом електромагнітного поля відбувається зміщення осей мікроелементів скла ОВ вздовж силових ліній поля і за умови вертикальної витяжки дані осі направлені за спіраллю. Крок спіралі ВОМС регулюють шляхом підбору частоти зміни електромагнітного поля. При подальшому охолодженні скла дана орієнтація мікроструктури зберігається і ОВ отримує градієнтні властивості.

Даний спосіб дозволяє виготовляти прямолінійні ОВ з довільним кроком обертання мікроструктури p , значення якого може змінюватися теоретично від нуля до нескінченності. Це призводить до повороту площин поляризації основної хвилі HE_{11} . На рис. 2 представлено загальний вид запропонованого осердя ОВ однорідного хімічного складу, де \vec{e}_M – вісь молекули кварцу, що локально орієнтована вздовж спіральної лінії радіуса r і кроку p .

Природа виникнення поляризаційної дисперсії в оптичному волокні з впорядкованою обертальною мікроструктурою скла

Відмінність фазових коефіцієнтів розповсюдження звичайної та незвичайної основних хвиль призводить до відмінності між їх фазовими швидкостями та до різниці між груповими часами розповсюдження даних хвиль.

Різниця групових часів розповсюдження $\Delta\tau_1$ між незвичайною HE_{11}^e і звичайною HE_{11}^o хвилями на одиницю довжини ВОЛП (1 км) для когерентної оптичної несучої визначається за виразом [5, 8]:

$$\Delta\tau_1 = \tau_1^e - \tau_1^o = \frac{v \cdot w}{2} (\sin \varphi^e + \cos \varphi^e) \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{\beta_{10}}{\varepsilon(r)} \right), \quad (1)$$

де $\Delta\tau_1$ – поляризаційна модова дисперсія, с/км; τ_1^e та τ_1^o – групові часи розповсюдження незвичайної та звичайної хвиль відповідно, с/км; v –

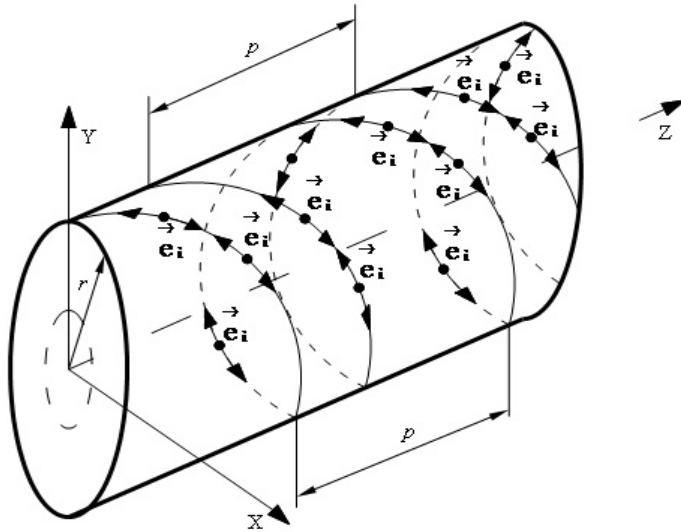


Рис. 2. Орієнтація осей молекул кварцу в осерді ОВ з ВОМС

– кручення ОВ, 1/мкм; w – радіус модового поля хвилі HE_{11} в ізотропному ОВ, мкм; φ^e – кут поляризації незвичайної хвилі, рад; $\beta_{10} = \frac{2\pi n_1}{\lambda_0}$ – коефіцієнт розповсюдження моди HE_{11} у прямолінійному ізотропному ОВ (n_1 – показник заломлення осердя ізотропного ОВ, λ_0 – довжина хвилі світла у вакуумі, мкм), рад/мкм; $\varepsilon(r)$ – діелектрична проникність матеріалу осердя ОВ без упорядкованої обертальної мікроструктури матеріалу (ізотропного ОВ).

Кручення ОВ з ВОМС розраховується за формулою визначення кроку ВОМС p для спірально укладеного ОВ при радіусі спірального укладання $R \rightarrow 0$ [8]:

$$v = \frac{p}{2\pi} \cdot \frac{1}{(p/2\pi)^2} = \frac{2\pi}{p}. \quad (2)$$

де v – кручення ОВ, 1/мкм; p – крок ВОМС, мкм;

Величину діелектричної проникності для ізотропного ОВ $\varepsilon(r)$ можна визначити в залежності від його хімічного складу, використовуючи формулу Селмейера [12].

Оскільки звичайний та незвичайний промені (хвилі) в ОВ з ВОМС розповсюджуються із різними швидкостями, вони поступатимуть на приймальний кінець лінії у різні моменти часу. Відстань від заднього фронту відстаючої хвилі до переднього фронту хвилі, що випереджає, буде більшою ніж тривалість інформаційного світлового імпульсу на вході в ОВ, тобто має місце дисперсія сигналу. У випадку, якщо фазова швидкість звичайної хвилі переважає над фазовою швидкістю незвичайної хвилі, параметр $\Delta\tau_1$ вважається додатнім, якщо ж, навпаки, тоді – від’ємним.

Для отримання формули розрахунку різниці між фазовими часами розповсюдження основних хвиль в ОВ з ВОМС $\Delta\tau_1$, визначимо $\frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{\beta_{10}}{\varepsilon(r)} \right)$, використовуючи формулу Селмейера:

$$\frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{\beta_{10}}{\varepsilon(r)} \right) = \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{\omega}{c \cdot n_1} \right) = \frac{\varepsilon(r) - \sum_{i=1}^3 \frac{A_i \cdot \lambda^2 \cdot l_i^2}{(\lambda^2 - l_i^2)^2}}{c \cdot \varepsilon(r)^{3/2}}, \quad (3)$$

де ω – кругова частота, рад/с; c – швидкість світла у вакуумі, км/с; n_1 – показник заломлення осердя ОВ; A_i, l_i – коефіцієнти ряду Селмейера, мкм; λ – довжина хвилі, мкм.

Підставивши (2) і (3) у вираз (1), отримаємо кінцеву формулу для розрахунку $\Delta\tau_1$ в ОВ з ВОМС:

$$\Delta\tau_1 = -\frac{w \cdot \pi}{p} (\sin \varphi^e + \cos \varphi^e) \cdot \frac{\varepsilon(r) - \sum_{i=1}^3 \frac{A_i \cdot \lambda^2 \cdot l_i^2}{(\lambda^2 - l_i^2)^2}}{c \cdot \varepsilon(r)^{3/2}}, \quad (4)$$

де w – радіус модового поля оптичного волокна, мкм; p – крок ВОМС, мкм; φ^e – кут поляризації незвичайної хвилі, рад.

Кут поляризації незвичайної (φ^e) хвилі щодо оптичної осі, що нормаллю з’єднує вісь ОВ зі спіральною лінією, уздовж якого здійснюється локальна орієнтація молекул у ОВ з ВОМС, визначається за формулою [10]:

$$\varphi^e = -\arctg \frac{p}{4\pi R} \quad (5)$$

де φ^e – кут поляризації незвичайної хвилі, рад; p – крок ВОМС, мкм; R – радіус спірального укладання ОВ, мкм.

Для визначення погонної поляризаційної дисперсії сигналу σ , обумовленої різницею швидкостей розповсюдження основних звичайної та незвичайної хвиль в ОВ з ВОМС необхідно застосувати вираз, отриманий в роботі [13]:

$$\sigma = \frac{w \cdot v}{2} (\sin \varphi + \cos \varphi) \cdot \Delta\omega \cdot \frac{\partial^2}{\partial \omega^2} \left(\frac{\beta_{10}}{\varepsilon(r)} \right), \quad (6)$$

де w – радіус модового поля хвилі HE_{11} в ізотропному ОВ, мкм; v – кручення ОВ, 1/мкм; φ^e – кут поляризації незвичайної хвилі, рад; $\Delta\omega$ – ширина спектру джерела випромінювання, рад/с; β_{10} – коефіцієнт розповсюдження моди HE_{11} у прямолінійному ізотропному ОВ, рад/мкм; $\varepsilon(r)$ – діелектрична проникність матеріалу осердя ізотропного ОВ.

Для отримання формули розрахунку поляризаційної дисперсії, визначимо $\frac{\partial^2}{\partial \omega^2} \left(\frac{\beta_{10}}{\varepsilon(r)} \right)$,

використовуючи формулу Селмейера:

$$\frac{\partial^2}{\partial \omega^2} \left(\frac{\beta_{10}}{\varepsilon(r)} \right) = \frac{\partial^2}{\partial \omega^2} \left(\frac{\omega}{c \cdot n_1} \right) = -\frac{\lambda}{\pi \cdot c^2 \cdot \sqrt{\varepsilon(r)^3}} \sum_{i=1}^3 \frac{A_i \cdot \lambda^2 \cdot l_i^2}{(\lambda^2 - l_i^2)^2} \cdot \left[1 + \frac{3}{2\varepsilon(r)} \sum_{i=1}^3 \frac{A_i \cdot \lambda^2 \cdot l_i^2}{(\lambda^2 - l_i^2)^2} \right] - \frac{\lambda^3}{2 \cdot \pi \cdot c^2 \cdot \sqrt{\varepsilon(r)^3}} \cdot \sum_{i=1}^3 \frac{3A_i}{\lambda^2 - l_i^2} - \frac{7A_i \cdot \lambda^2}{(\lambda^2 - l_i^2)^2} + \frac{4A_i \cdot \lambda^4}{(\lambda^2 - l_i^2)^3}. \quad (7)$$

Таким чином, виконавши підстановку виразу (7) в (6), отримаємо кінцеву формулу для визначення погонної поляризаційної дисперсії в ОВ з ВОМС:

$$\sigma = \frac{w \cdot \lambda \cdot \Delta\omega}{p \cdot c^2 \cdot \sqrt{\varepsilon(r)^3}} (\sin \varphi + \cos \varphi) \cdot \left\{ -\sum_{i=1}^3 \frac{A_i \cdot \lambda^2 \cdot l_i^2}{(\lambda^2 - l_i^2)^2} \cdot \left[1 + \frac{3}{2\varepsilon(r)} \sum_{i=1}^3 \frac{A_i \cdot \lambda^2 \cdot l_i^2}{(\lambda^2 - l_i^2)^2} \right] - \frac{\lambda^2}{2} \cdot \sum_{i=1}^3 \frac{3A_i}{\lambda^2 - l_i^2} - \frac{7A_i \cdot \lambda^2}{(\lambda^2 - l_i^2)^2} + \frac{4A_i \cdot \lambda^4}{(\lambda^2 - l_i^2)^3} \right\} \cdot 10^{21}. \quad (8)$$

Не використовуючи останній множник (10^{21}) у виразі (8) отримаємо значення погонної поляризаційної дисперсії з

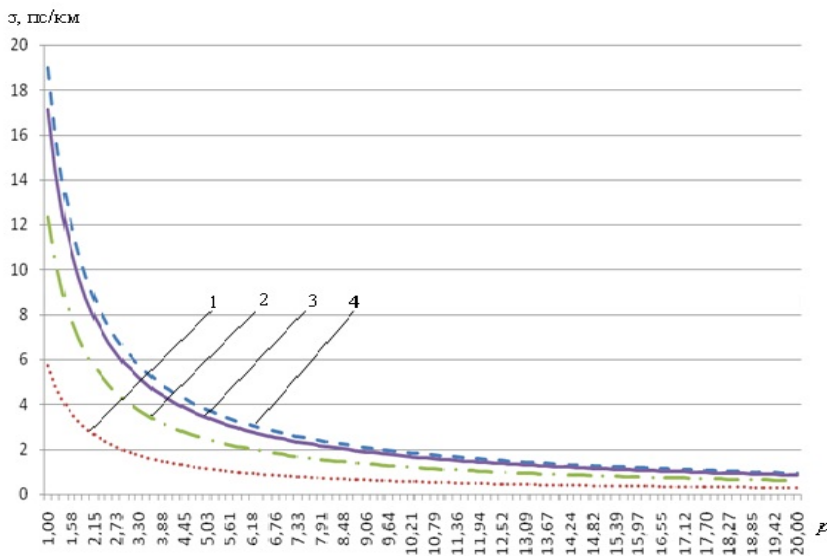


Рис. 3. Графік залежності погонної поляризаційної дисперсії σ від кроку спіралі ВОМС p для ОВ різного хімічного складу:

- 1 – осердя 7 % GeO_2 , 93 % SiO_2 , оболонка 3,5 % B_2O_3 , 96,5 % SiO_2 ; 2 – осердя 9,1 % GeO_2 , 7,7 % B_2O_3 , 83,2 % SiO_2 , оболонка 2,2 % GeO_2 , 3,3 % B_2O_3 , 94,5 % SiO_2 ; 3 – осердя 4,03 % GeO_2 , 9,7 % B_2O_3 , 86,27 % SiO_2 , оболонка 1 % F, 99 % SiO_2 ; 4 – осердя 100 % SiO_2 , оболонка 1 % F, 99 % SiO_2

одинацями виміру [с/мкм], використавши його – приведемо значення даного параметру до стандартної одиниці виміру дисперсії – [пс/км].

Графіки залежності погонної поляризаційної дисперсії σ від кроку спіралі ВОМС p для ОВ різного хімічного складу показано на рис. 3.

Згідно до виразу (8) проведено розрахунки значення погонної поляризаційної дисперсії в ОВ з ВОМС для довжини хвилі $\lambda = 1,55$ мкм, кута поляризації незвичайної хвилі $\varphi^e = 90^\circ$, радіуса осердя ОВ $w = 4,5$ мкм. В якості передавального оптичного

модуля було використано обладнання ВОСП рівня СТМ-16, ширина спектру випромінювання якого складає $\Delta\omega = 2\pi \cdot 18,49 \cdot 10^9$ рад/с ($\Delta\lambda = 0,1$ нм). Розрахунки виконувались для наступних рецептів матеріалу ОБ з ВОМС: 1 – осердя 7 % GeO_2 , 93 % SiO_2 , оболонка 3,5 % B_2O_3 , 96,5 % SiO_2 ; 2 – осердя 9,1 % GeO_2 , 7,7 % B_2O_3 , 83,2 % SiO_2 , оболонка 2,2 % GeO_2 , 3,3 % B_2O_3 , 94,5 % SiO_2 ; 3 – осердя 4,03% GeO_2 , 9,7 % B_2O_3 , 86,27 % SiO_2 , оболонка 1 % F, 99 % SiO_2 ; 4 – осердя 100 % SiO_2 , оболонка 1 % F, 99 % SiO_2 . За результатами розрахунків побудовані графіки залежності σ (пс/км) від кроку спіралі ВОМС p , які представлені на рис. 3. Так як зі зменшенням кроку ВОМС анізотропія в ОБ зростає, в якості прикладу діапазон для p вибирався від 1 до 20 мкм.

Як видно із графіків на рис. 3, погонна поляризаційна дисперсія є додатною (групова швидкість хвилі HE_{11}^o переважає над груповою швидкістю хвилі HE_{11}^e) і різко зростає по мірі зменшення параметру p . Це дає можливість компенсації від’ємної хроматичної дисперсії за рахунок поляризаційної модової дисперсії.

Як видно із графіків на рис. 3, погонна поляризаційна дисперсія приймає додатні значення (групова швидкість хвилі HE_{11}^o переважає над груповою швидкістю хвилі HE_{11}^e) і різко зростає по мірі зменшення параметру p . Це дає можливість компенсації від’ємної за значенням хроматичної дисперсії за рахунок поляризаційної модової.

Компенсація хроматичної дисперсії за рахунок поляризаційної дисперсії

Погонна хроматична дисперсія оптичних імпульсних сигналів, що розповсюджуються в ОБ, розраховується як сума погонної матеріальної та погонної хвилевідної дисперсій [10]:

$$\sigma_{ch} = \Delta\lambda \left\{ \underbrace{\frac{\lambda}{n_1 c} \left[\sum_{i=1}^3 \frac{A_i l_i^2 \cdot (3\lambda^2 + l_i^2)}{(\lambda^2 - l_i^2)^3} - \left(-\frac{\lambda}{n_1} \cdot \sum_{i=1}^3 \frac{A_i l_i^2}{(\lambda^2 - l_i^2)^2} \right)^2 \right]}_{\text{питома матеріальна дисперсія}} + \underbrace{\left[\left(1 + \sum_{i=1}^3 \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - l_i^2} \right)^{1/2} + \frac{\lambda^2}{n_1} \sum_{i=1}^3 \frac{A_i l_i^2}{(\lambda^2 - l_i^2)^2} \right] \cdot \frac{\Delta}{\lambda c} \cdot \Phi}_{\text{питома хвилевідна дисперсія}} \right\}, \quad (9)$$

де $\Delta\lambda$ – ширина спектру джерела випромінювання, нм; λ – робоча довжина хвилі, мкм; C – швидкість світла у вакуумі, км/с; n_1, n_2 – показники заломлення матеріалів осердя й оболонки ОБ відповідно; A_i, l_i – коефіцієнти Селмейера, які залежать від хімічного складу матеріалу ОБ, мкм [12]; Δ – відносна різниця показників заломлення осердя й оболонки ОБ; $\Phi = V \frac{\partial^2(Vb)}{\partial V^2}$ – функція, яка залежить від профілю діелектричної проникності ОБ; $V = \frac{2\pi a}{\lambda_0} \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ – нормована частота; a – радіус осердя ОБ, мкм.

По мірі розповсюдження імпульсу вздовж ВОЛП зростає інтервал часу між заднім фронтом незвичайної хвилі та переднім фронтом звичайної хвилі. Крок обертання ВОМС може бути підібраний таким чином, щоб погонна поляризаційна дисперсія σ , що обумовлена різницею між груповими часами розповсюдження звичайної та незвичайної хвиль, дорівнювала проміжку часу, на який відбувається звуження інформаційного імпульсу внаслідок дії хроматичної дисперсії.

Таким чином, відбуватиметься компенсація від’ємної хроматичної дисперсії за рахунок поляризаційної: в кожен момент часу зменшенню тривалості імпульсу за рахунок хроматичної дисперсії відповідає приріст тривалості імпульсу на таку ж саму величину за рахунок ПМД і тривалість імпульсу залишається незмінною в будь-якій точці ВОЛП. Тобто сумарна дисперсія стає рівною нулю і її вплив на оптичний сигнал повністю відсутній.

Отже, умова забезпечення повної компенсації дисперсії в ОБ з ВОМС приймає вигляд:

$$\Delta\lambda \cdot \left\{ \underbrace{\frac{\lambda}{n_1 c} \left[\sum_{i=1}^3 \frac{A_i l_i^2 \cdot (3\lambda^2 + l_i^2)}{(\lambda^2 - l_i^2)^3} - \left(-\frac{\lambda}{n_1} \cdot \sum_{i=1}^3 \frac{A_i l_i^2}{(\lambda^2 - l_i^2)^2} \right)^2 \right]}_{\text{питома матеріальна дисперсія}} + \dots \right\}$$

$$\left. \left[\underbrace{\left(1 + \sum_{i=1}^3 \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - l_i^2} \right)^{1/2} + \frac{\lambda^2}{n_1} \sum_{i=1}^3 \frac{A_i l_i^2}{(\lambda^2 - l_i^2)^2}}_{\text{питома хвильовідна дисперсія}} \cdot \frac{\Delta}{\lambda c} \cdot \Phi \right] + \right.$$

$$\left. \left[\frac{w \cdot \lambda \cdot \Delta \omega}{p \cdot c^2 \cdot \sqrt{\varepsilon(r)^3}} (\sin \varphi^e + \cos \varphi^e) \cdot \left\{ - \sum_{i=1}^3 \frac{A_i \cdot \lambda^2 \cdot l_i^2}{(\lambda^2 - l_i^2)^2} \cdot \left[1 + \frac{3}{2\varepsilon(r)} \sum_{i=1}^3 \frac{A_i \cdot \lambda^2 \cdot l_i^2}{(\lambda^2 - l_i^2)^2} \right] - \right. \right. \right.$$

$$\left. \left. \left. \underbrace{\frac{\lambda^2}{2} \cdot \sum_{i=1}^3 \frac{3A_i}{\lambda^2 - l_i^2} - \frac{7A_i \cdot \lambda^2}{(\lambda^2 - l_i^2)^2} + \frac{4A_i \cdot \lambda^4}{(\lambda^2 - l_i^2)^3}}_{\text{поляризаційна дисперсія}} \right\} \cdot 10^{21} \right] = 0.$$

На рис. 4 представлено графік залежності дисперсійних характеристик ОВ з ВОМС від довжини хвилі оптичного сигналу при кроці обертання ВОМС $p = 1,6$ мкм. для обладнання ВОСП – СТМ-16.

Таким чином, в даній роботі проведено дослідження залежності від довжини робочої хвилі оптичного інформаційного сигналу наступних дисперсійних характеристик ОВ з ВОМС: погонної хроматичної дисперсії, погонної поляризаційної дисперсії, та сумарної дисперсії. При розрахунку погонної поляризаційної дисперсії крок ВОМС вибирався $p = 1,6$ мкм, хімічний склад ОВ: осердя 100 % SiO₂, оболонка 1 % F, 99 % SiO₂, обладнання ВОСП – СТМ-16. На рис. 4 наведено графічні залежності даних видів погонної дисперсії.

Як видно із представлених на рис. 4 залежностей погонних дисперсій від довжини хвилі сигналу, при кроці ВОМС $p = 1,6$ мкм, маємо два значення довжини хвилі, за яких виконується умова (10), тобто досягається компенсація хроматичної дисперсії за рахунок поляризаційної при $\lambda = 1,38$ мкм та $\lambda = 1,55$ мкм.

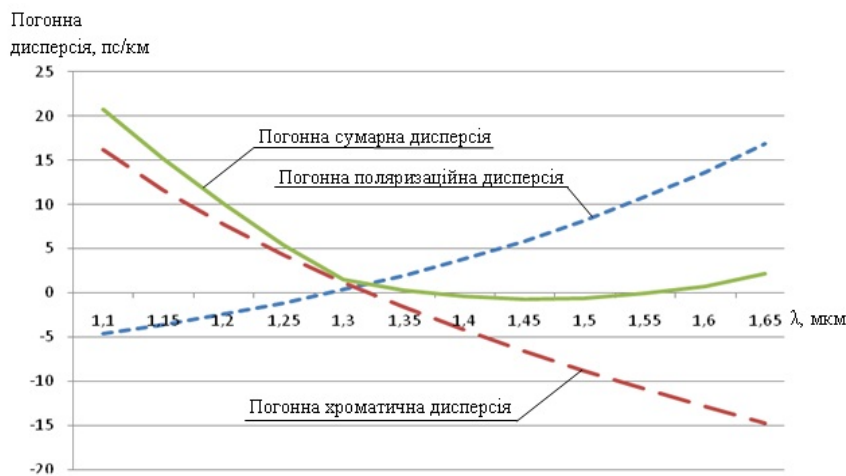


Рис. 4. Залежності дисперсійних характеристик ОВ з ВОМС від довжини хвилі оптичного сигналу при кроці обертання ВОМС $p = 1,6$ мкм

Висновки

1. В роботі показано спосіб компенсації від’ємної хроматичної дисперсії сигналу в волоконно-оптичному лінійному тракті за рахунок використання анізотропних властивостей оптичного волокна з впорядкованою обертальною мікροструктурою скла.

2. В роботі встановлено, що в діапазоні значень кроку ВОМС $p = 1 \dots 10$ мкм погонна поляризаційна дисперсія може приймати абсолютне значення одного порядку із погонною хроматичною дисперсією для оптичних волокон певного хімічного складу в другому та третьому вікнах прозорості. Так, наприклад, при значенні кроку спіралі ВОМС $p = 1,6$ мкм, сумарна погонна дисперсія оптичного сигналу в ОВ з хімічним складом осердя 100% SiO₂, оболонки 1 % F, 99 % SiO₂ дорівнює нулю на довжинах хвиль $\lambda = 1,38$ мкм та $\lambda = 1,55$ мкм, тобто забезпечується повна компенсація від’ємної хроматичної дисперсії.

3. Використання на транспортних ВОЛП оптичного волокна з ВОМС дозволить забезпечити не обмежену дисперсією довжину регенераційної ділянки. Таким чином, це дає можливість передавати оптичні

імпульсні сигнали на великі відстані з використанням лише оптичних підсилювачів, які є конструктивно простішими, надійнішими та дешевшими в порівнянні з регенераторами.

Література

1. Скляр, О. К. Современные волоконно-оптические системы передачи, аппаратура и элементы [Текст] / О. К. Скляр. – М. : СОЛОН-Р, 2001. – 226 с.
2. Дмитриев, С. А., Волоконно-оптическая техника: Современное состояние и перспективы [Текст] : учеб, пособие / С. А. Дмитриев, Н. Н. Слепов. – М. : ООО «Волоконно-оптическая техника», 2005. – 576 с.
3. Шереметьев, А. Г. Когерентная волоконно-оптическая связь [Текст] / А.Г. Шереметьев – М. : Радио и связь, 1991. – 192 с.
4. Гладышевский, М. А. Чем опасна поляризационная дисперсия? [Текст] / М. А. Гладышевский, Д. Д. Щербаткин // LIGHTWAVE russian edition. – 2004. – №4. – С. 33 – 34.
5. Бурдин, В. А. Компенсация хроматической дисперсии на регенерационных участках линий передачи сетей связи [Текст] / В. А. Бурдин // Электросвязь. – 2006. – №7. – С. 28 – 33.
6. Govind, P. Agrawal Lightwave technology: telecommunication systems [Текст] / P. Govind Agrawal. – John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, The USA, 2005. – 449 с.
7. Одинцов, Н. Н. Исследование поляризационной дисперсии волоконных световодов, изогнутых по спирали [Текст] / Н. Н. Одинцов, О. М. Сташук // Наукові праці ОНАЗ ім. О. С. Попова. – Одеса, 2009. – №2. – С. 40 – 44.
8. Сташук, О. М. Компенсация внутримодовой дисперсии в анизотропном фотоупругом оптическом волокне [Текст] / О. М. Сташук // Вісник Хмельницького Національного університету – Хмельницький, 2009. – Вип. 4. – С. 230 – 233.
9. Сташук, О. М. Исследование поляризационной дисперсии в оптических волокнах с упорядоченной вращающейся микроструктурой стекла [Текст] / О. М. Сташук, Н. Н. Одинцов, И. П. Лесовой // Збірник Наукових Праць Інституту Проблем моделювання в енергетиці – Київ, 2010. – Вип. 57 – С. 260 – 267.
10. Сташук, О. М. Компенсация хроматической дисперсии в оптическом волокне с упорядоченной вращающейся микроструктурой стекла [Текст] / О. М. Сташук, Н. Н. Одинцов, И. П. Лесовой // Наукові праці Донецького Національного Технічного Університету – Донецьк, 2011. – Вип. 21(183). – С. 186 – 192.
11. Макаров, Т. В. Волоконный световод с упорядоченной вращающейся микроструктурой стекла [Текст] / Т. В. Макаров // Праці УНДІРТ. – Одеса, 1999. – №2(18). – С. 50 – 55.
12. Корнейчук, В. И. Оптические системы передачи [Текст] : учеб. / Корнейчук В. И., Макаров Т. В., Панфилов И. П. – К.: Техніка, 1994. – 388с.
13. Одинцов, Н. Н. Исследование анизотропии волоконных световодов изогнутых по спиральной линии [Текст] / Н. Н. Одинцов, О. М. Сташук // Наукові праці ОНАЗ ім. О. С. Попова. – Одеса, 2008. – №2. – С. 25 – 29.

References

1. Skliarov, O. K. (2001). Modern fiber-optic transmission systems, equipment and components. Moscow, Russia: SOLON-R, 226.
2. Dmitriev, S. A., Slepov, N. N. (2005). Fiber-optic technology: current status and perspectives. Moscow, Russia: "Fiber-optic technology", 576.
3. Sheremetiev, A. G. (1991). Coherent optical fiber communication. Moscow, Russia: Radio and Communications, 192.
4. Gladyshevskii, M. A., Shcherbatkin, D. D. (2004). How is dangerous polarization dispersion? LIGHTWAVE russian edition, 4, 33–34.
5. Burdin, V. A. (2006). Compensation of chromatic dispersion on the transmission line regeneration sections of communication networks. Moscow, Russia: Electrosvyaz, 7, 28–33.
6. Govind, P. Agrawal (2005). Lightwave technology: telecommunication systems. John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, The USA, 449.
7. Odincov, N. N., Stashuk, O. M. (2009). Investigation of polarization dispersion in helically curved optical fibers. Odesa, Ukraine: Scientific works of ONAT named after O. S. Popov, 2, 40–44.
8. Stashuk, O. M. (2009). Intramode dispersion compensation in anisotropic photoelastic optical fiber. Hmelnycky, Ukraine: Vesnik of Hmelnycky National University, 4, 230–233.
9. Stashuk, O. M. (2010). Investigation of polarization dispersion in optical fibers with an ordered microstructure rotating glass. Kuiv, Ukraine: Scientific Papers of the Institute for Modelling in Energy, 57, 260–267.
10. Stashuk, O. M. (2011). Compensation of chromatic dispersion in an optical fiber with an ordered microstructure rotating glass. Doneck, Ukraine: Scientific works of of Donetsk National Technical University, 21(183), 186–192.
11. Makarov, T. V. (1999). Optical fiber with an ordered microstructure rotating glass. Odesa, Ukraine: Scientific works of Ukrainian Scientific Research Institute of Radio and Television, 2(18), 50–55.
12. Korneichuk, V. I., Makarov, T. V., Panfilov, I. P. (1994). Optical transmission system. Kuiv, Ukraine: Technics, 388.
13. Odincov, N. N., Stashuk, O. M. (2008). The anisotropy of optical fibers in a spiral curved line. Odesa, Ukraine: Scientific works of ONAT named after O. S. Popov, 2, 25 – 29.

Рецензія/Peer review : 12.7.2013 р.

Надрукована/Printed :21.12.2013 р.