

ВПЛИВ АСИМЕТРІЇ ДІЕЛЕКТРИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ АНІЗОТРОПНОГО ФОТОПРУЖНОГО ОПТИЧНОГО ВОЛОКНА НА ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ ВТРАТИ ОПТИЧНОГО СИГНАЛУ

Виконано оцінку величини перехідних затухань в процесі обміну потужностями між основними хвилями в оптичному волокні, підданому впливу механічних напруг, викликаних вигинанням світловода в охолодженому стані (при кімнатній температурі) в спіральну лінію постійного кроку та радіусу. Отримано конкретні числові значення поляризаційних втрат при різних ступенях впливу фотопружності.

The estimation of size zatuhan transition in the exchange capacity between major waves in optical fibers influenced by mechanical stress caused by bending light in a chilled state (at room temperature) at constant pitch helix and radius. Try specific numerical values of polarization losses at different stages of the influence of photoelasticity.

Ключові слова: волоконно-оптичні системи передавання, волоконно-оптичний кабель, оптичне волокно, спірально вигнуте одномодове оптичне волокно

Постановка задачі

На сьогодні спостерігається високий за швидкістю та результатами прогрес в створенні нових методів та засобів телекомунікацій. Розвиток технології виробництва систем та засобів зв'язку з високою пропускну здатністю, дальністю передавання та масове їх використання призвели до інформаційно-технологічної революції та формуванню глобального інформаційного суспільства. На сьогодні телекомунікації – це одна із найбільш швидких за розвитком високотехнологічних і наукомістких галузей світової економіки. Експоненційний розвиток зв'язку вимагає підвищення вимог до волоконно-оптичних систем передавання (ВОСП): необхідно розширювати пропускну здатність волоконно-оптичних кабелів (ВОК), швидкість передавання інформації, якість, надійність та економічні показники. З цією метою існує необхідність у нівелюванні таких негативних явищ, як дисперсія сигналу, затухання, нелінійні ефекти.

Використання анізотропних властивостей середовища розповсюдження оптичного сигналу, таких як тензорний характер діелектричної проникливості, подвійне променезаломлювання, поляризаційна дисперсія, взаємні впливи між основними звичайною та незвичайною хвилями, дозволить суттєво підвищити як оптичні характеристики оптичного волокна (ОВ), так і параметри передавання. Оптичною анізотропією називається залежність діелектричних властивостей середовища від напрямку розповсюдження електромагнітної хвилі та її поляризації [1]. Вона може бути викликана впливом на ОВ електромагнітного поля або механічної напруги. При цьому мікроструктура скла ОВ (молекули, мікрочастинки) отримує орієнтацію вздовж силових ліній прикладеного поля. Одним із способів надання ОВ анізотропних властивостей є фотопружність, викликана вигинанням ОВ при кімнатній температурі в спіральну лінію постійного кроку p та радіусу R . Даний спосіб досягнення фотопружності є цілком прийнятним при виготовленні ВОК, оскільки в більшості конструкцій оптичні модулі вкладаються на центральний силовий елемент шляхом намотування. Задача зводиться до визначення оптимальних параметрів скрутки (p та R). Для оцінки ступеню впливу фотопружності вибрано параметр $A = \frac{p}{4\pi R}$.

Аналіз публікацій стосовно даної проблеми

ОВ, що наразі використовуються в ВОСП в більшості є ізотропними, тобто їх мікроструктура скла має хаотичну орієнтацію і діелектричні властивості є однаковими, незалежними від поляризації хвилі, що розповсюджується. Однак останнім часом підвищився науковий та практичний інтерес до вивчення анізотропних середовищ розповсюдження електромагнітних хвиль, оскільки при цьому, як показали дослідження, проведені в [2, 3], представляється можливість досягти компенсації хроматичної дисперсії за рахунок поляризаційної та отримати ОВ з нульовою дисперсією сигналу в четвертому вікні прозорості (1,565– 1,625 мкм), в роботах [4, 5] розглянуто можливість просторового розведення звичайної та незвичайної основних хвиль, що може бути закладено в основу проектування направлених відгалужувачів ВОСП та частотновибіркового фільтрів. Взаємні впливи між основними звичайною та незвичайною хвилями проявляються в якості перехідних затухань, методика розрахунку яких представлена в роботах [6, 7]. Правильне використання властивостей анізотропного спіральновигнутого одномодового ОВ (СОМОВ) дозволить мінімізувати негативний вплив дисперсії сигналу, що дозволить зменшити кількість регенераторів ВОСП та обмежитись лише використанням оптичних підсилювачів. Особливості анізотропних ОВ, обумовлених фотопружністю на сьогодні всебічно не досліджені та для аналізу можливості виконання в ВОСП пристроїв, принцип дії яких ґрунтується на використанні властивостей анізотропного середовища, необхідно провести роботу з дослідження залежності елементів тензора діелектричної проникливості, перехідних затухань між звичайною та незвичайною хвилями, поляризаційної дисперсії від впливу фотопружності.

Мета роботи

Встановити пряму залежність величини перехідних затухань при розповсюдженні сигналу по

СОМОВ від діелектричних властивостей.

Перехідне затухання – це поляризаційні втрати, обумовлені перекачуванням потужності зв'язку між основними звичайною та незвичайною хвилями по мірі розповсюдження оптичного сигналу в анізотропному фотопружному ОВ. Причиною виникнення даного явища є асиметрії метричного та діелектричного тензорів, що призводять до невзаємного електромагнітного зв'язку між вказаними хвилями.

По мірі проходження оптичного сигналу в СОМОВ між основними хвилями (звичайною HE_{11}^o та незвичайною HE_{11}^e) відбувається обмін потужностями: після проходження сигналом довжини ОВ, рівній $m\xi_1$ (m – ціле число, ξ_1 – напівдовжина ділянки биття) частина потужності із незвичайної хвилі перекачується в звичайну, а частина потужності із звичайної перекачується в незвичайну, причому при $m = 1, 3, 5, \dots$ домінуючою є величина потужності, що перекачується із незвичайної хвилі у звичайну (характеризується перехідним затуханням $\alpha_{n1}^{eo}(\xi_1)$), при $m = 2, 4, 6, \dots$, навпаки переважає потужність, що перекачується із звичайної хвилі в незвичайну (характеризується перехідним затуханням $\alpha_{n1}^{oe}(\xi_1)$) [6, 7]. Після проходження сигналом довжини ОВ, рівної ξ_1 , основний напрямок перекачування потужності змінюється на протилежний. В фотопружному СОМОВ величину напівділянки биття ξ_1 можна розрахувати через параметр A , використавши вираз [6]:

$$\xi_1 = \frac{\sqrt{2}\lambda n_1 R \cdot (1+4A^2)\sqrt{1+A^2}}{w |A^2 + A - 1|} \quad (1)$$

де λ_1 – довжина робочої хвилі оптичного сигналу, n_1 – показник заломлення серцевини ОВ, R – радіус спіралі, в яку укладено ОВ, w – радіус модового поля, $A = \frac{P}{4\pi R}$ – параметр скручування ОВ.

При $A \gg 1$ напівдовжина ділянки биття ξ_1 прямо пропорційна A . Згідно виразу (1), при $A \rightarrow 0,617999$, $\xi_1 \rightarrow \infty$. Поясненням цього є рівність фазових коефіцієнтів розповсюдження незвичайної β_1^e та звичайної хвиль β_1^o і ділення на різницю даних коефіцієнтів призводить до суттєвого зростання величини ξ_1 . Однак матеріал СОМОВ при цьому залишається анізотропним, недиагональні елементи тензора діелектричної проникності $\epsilon_{\phi z}$, $\epsilon_{z\phi}$ є відмінними від нуля, а значення елементу ϵ_{zz} відрізняється від $\epsilon(r)$.

Розрахунок величини перехідного затухання при перекачуванні потужності зв'язку із незвичайної хвилі HE_{11}^e в звичайну хвилю HE_{11}^o $\alpha_{n1}^{eo}(\xi_1)$ на ділянці СОМОВ рівній половині ділянки биття здійснюється за допомогою виразу [6]:

$$\begin{aligned} \alpha_{n1}^{eo}(\xi_1) = 10 \lg & \frac{\sqrt{2} \cdot \lambda \cdot n_1}{w} \cdot \frac{A\sqrt{1+A^2}}{|A^2 + A - 1|} \cdot \{ 5,044[\cos 2\varphi^e (\cos^3 \varphi^e - \sin^3 \varphi^e) + 0,167 \sin 2\varphi^e (\sin \varphi^e + \cos \varphi^e - \\ & - \frac{2}{3} \sin^3 \varphi^e - \frac{2}{3} \cos^3 \varphi^e)] - \frac{\chi w}{\sqrt{2}} 0,044[\cos^2 \varphi^e (\sin^3 \varphi^e + \cos^3 \varphi^e) + \sin^2 2\varphi^e (\cos^3 \varphi^e - \sin^3 \varphi^e) + \sin^2 \varphi^e \cdot \\ & \cdot (\sin \varphi^e + \cos \varphi^e) - \frac{1}{3} \sin^3 \varphi^e - \frac{1}{3} \cos^3 \varphi^e] - \frac{\chi w}{\sqrt{2}} 5[\cos^2 \varphi^e (\frac{1}{3} \sin \varphi^e + \frac{1}{3} \cos \varphi^e - \cos^3 \varphi^e - \sin^3 \varphi^e) - \sin 2\varphi^e \cdot \\ & \cdot (\cos^3 \varphi^e - \sin^3 \varphi^e) + \sin^2 \varphi^e (\sin^3 \varphi^e + \cos^3 \varphi^e)] \}. \end{aligned} \quad (2)$$

де $\varphi^{e,o}$ – координата обертаємої циліндричної системи, вибирається рівною куту поляризації хвилі, що розглядається (звичайної φ^o або незвичайної φ^e),

Розрахунок величини перехідного затухання при зміні основного напрямку перекачування потужності, тобто із хвилі HE_{11}^o в хвилю HE_{11}^e після проходження сигналом ділянки СОМОВ, рівній половині ділянки биття ξ_1 здійснюється за допомогою виразу [7]:

$$\begin{aligned}
\alpha_{n1}^{oe}(\xi_1) = 10 \lg \frac{\sqrt{2} \cdot \lambda \cdot n_1}{w} \cdot \frac{A\sqrt{1+A^2}}{A^2+A-1} \cdot \{ & 10,352 \cdot [\cos 2\varphi^\circ (\sin^3 \varphi^\circ + \cos^3 \varphi^\circ) + \sin 2\varphi^\circ (\cos^3 \varphi^\circ - \sin^3 \varphi^\circ) - \\
& - 0,167 \cdot \sin \varphi^\circ (\cos \varphi^\circ - \sin \varphi^\circ)] + 0,528 \cdot [0,2 \cos^9 \varphi^\circ - \sin^2 \varphi^\circ \cos^7 \varphi^\circ + \cos^6 \varphi^\circ (-0,07 \sin \varphi^\circ + \\
& + 0,4 \sin^3 \varphi^\circ)] + \cos^5 \varphi^\circ (-0,2 \sin^2 \varphi^\circ + 0,6 \sin^4 \varphi^\circ) + \cos^4 \varphi^\circ (6,2 \sin \varphi^\circ - 0,2 \sin^3 \varphi^\circ + 0,4 \sin^5 \varphi^\circ) + \\
& + \cos^3 \varphi^\circ (0,8 \sin^2 \varphi^\circ + 0,6 \sin^6 \varphi^\circ) + \cos^2 \varphi^\circ (-6 \cdot \sin^3 \varphi^\circ + 0,2 \cdot \sin^5 \varphi^\circ) + \\
& + \cos \varphi^\circ \cdot (0,4 \cdot \sin^4 \varphi^\circ - 0,2 \cdot \sin^6 \varphi^\circ - 0,4 \sin^8 \varphi^\circ) + \\
& + 0,2 \sin^5 \varphi^\circ - 0,067 \sin^7 \varphi^\circ] + 15 \cdot [-0,4 \cos^8 \varphi^\circ \cdot \sin \varphi^\circ - \frac{1}{3} \cos^7 \varphi^\circ + \cos^6 \varphi^\circ (1,4 \sin \varphi^\circ + 0,6 \sin^3 \varphi^\circ) + \\
& + \cos^5 \varphi^\circ (0,2 + 0,2 \sin^2 \varphi^\circ + 0,8 \sin^4 \varphi^\circ) + \cos^4 \varphi^\circ (-0,4 \sin \varphi^\circ - \frac{4}{3} \sin^3 \varphi^\circ + 0,6 \sin^5 \varphi^\circ) + \\
& + \cos^3 \varphi^\circ (1,4 \cdot \sin^4 \varphi^\circ - 0,8 \cdot \sin^6 \varphi^\circ) + \\
& + \cos^2 \varphi^\circ (0,8 \sin^3 \varphi^\circ - 0,2 \sin^5 \varphi^\circ - 1,4 \sin^7 \varphi^\circ) + \cos \varphi^\circ (0,2 \sin^4 \varphi^\circ - \frac{4}{3} \sin^6 \varphi^\circ) + 0,2 \sin^9 \varphi^\circ \} \}. \quad (3)
\end{aligned}$$

Перехідні затухання є добутками функцій спектральної залежності перехідних затухань основних хвиль, геометрії вигину та кутів поляризації матеріалу. Останні дві функції залежать від безрозмірного параметра A , від якого, згідно з (1) залежить також значення напівдовжини ділянки биття.

Після проходження оптичним сигналом довжини СОМОВ, рівної $2\xi_1$, основна потужність зв'язку перекачується із незвичайної хвилі в звичайну та перекачується в зворотньому напрямку, із звичайної в незвичайну. При цьому поляризаційні втрати на довжині $2\xi_1$ для незвичайної хвилі складатимуть:

$$\alpha_{n1}^{eo}(2\xi_1) = \alpha_{n1}^{eo}(\xi_1) - \alpha_{n1}^{oe}(\xi_1), \quad (4)$$

де $\alpha_{n1}^{eo}(\xi_1)$, $\alpha_{n1}^{oe}(\xi_1)$ – перехідні затухання на напівдовжинах биття при перекачуванні потужності із незвичайної хвилі у звичайну та із звичайної в незвичайну відповідно.

Поляризаційні втрати після проходження оптичним сигналом довжини СОМОВ $2\xi_1$ для звичайної хвилі складатимуть:

$$\alpha_{n1}^{oe}(2\xi_1) = -\alpha_{n1}^{eo}(\xi_1) + \alpha_{n1}^{oe}(\xi_1), \quad (5)$$

Проведені розрахунки показали, що характер зміни $\alpha_{n1}^{eo}(\xi_1)$ в діапазоні параметра A від 0 до 1 має вигляд, представлений на рис. 1 (матеріал серцевини ОВ – чистий кварц, довжина хвилі сигналу 1,565 мкм).

При $A = 0,617999\dots$, знаменник в виразі (3) прямує до нуля, а, отже, величина потужності, що перекачується з незвичайної хвилі в звичайну буде стрімко зростати. При $A > 1$ функція залежності $\alpha_{n1}^{eo}(\xi_1)$ від кута поляризації незвичайної хвилі (вираз у фігурній дужці (4)) значно зменшується, тому більша частина потужності перекачується в незвичайну хвилю.

Графік залежності $\alpha_{n1}^{eo}(\xi_1)$ від параметра A представлений на рис. 2.

При $A = 0,617999\dots$ знаменник в (3), як і в (2) прямує до нуля, а отже, перехідне затухання $\alpha_{n1}^{oe}(\xi_1)$ також буде стрімко зростати. Поясненням цьому є зростання до нескінченності напівдовжини ділянки биття при даному значенні A (див. вираз (1)), а, оскільки параметри $\alpha_{n1}^{eo}(\xi_1)$ та $\alpha_{n1}^{oe}(\xi_1)$ прямо пропорційні ξ_1 , матиме місце суттєве зростання потужностей зв'язку. При $A = 0-0,487$ вираз під логарифмом в (3) приймає від'ємне значення, перекачування потужності із звичайної хвилі в незвичайну відбуватись не буде.

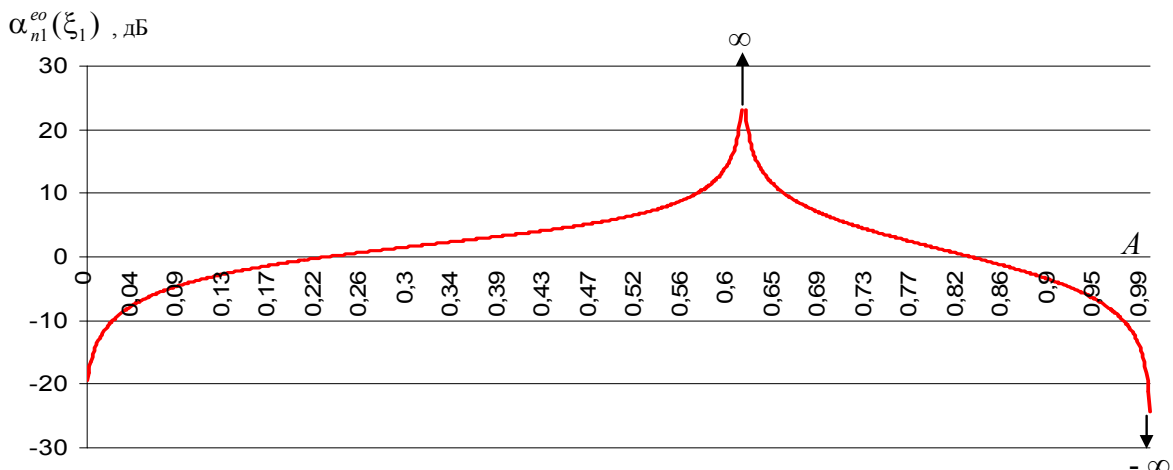


Рис. 1. Залежність перехідного затухання незвичайної хвилі в СОМОВ на ділянці, рівній половині довжини биття від параметру A

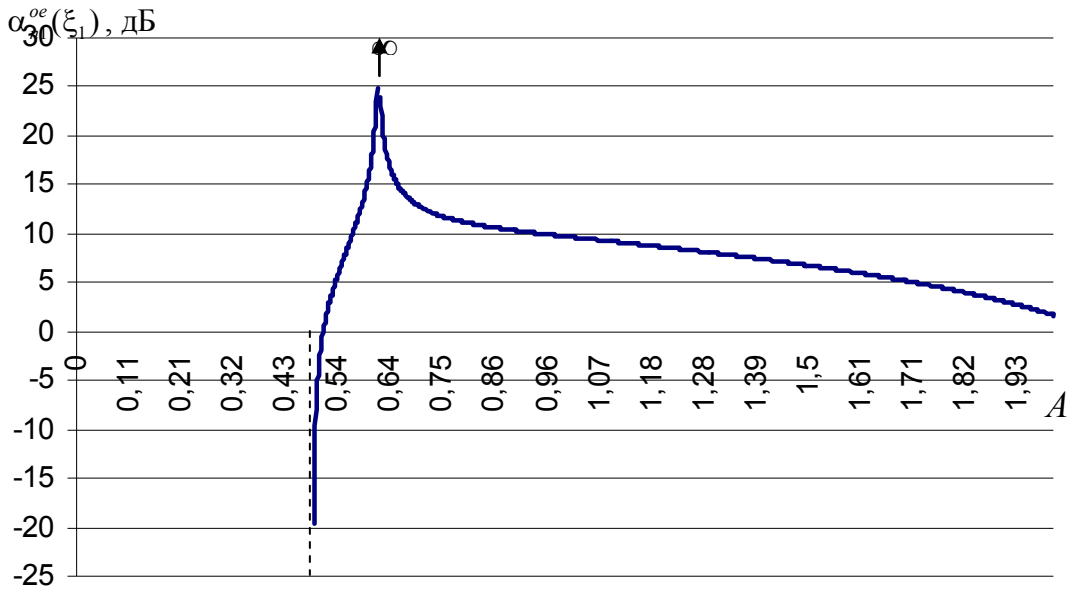


Рис. 2. Залежність перехідного затухання для звичайної хвилі в СОМОВ на ділянці, рівній половині довжини биття від параметру A

На рис. 3 представлено залежність перехідного затухання для незвичайної хвилі на ділянці биття $\alpha_{n1}^{eo}(2\xi_1)$, розраховану за виразом (4). Отримано наступні результати: при $A = 0-0,487$ та $A = 0,986-2,308$ перехідні затухання відсутні, при $A = 0,487-0,553$ та $A = 2,307-2,975$ більша частина потужності перекачується у звичайну хвилю, при $A = 0,553-0,986$ та $A > 2,975$ домінує потужність, що перекачується в незвичайну хвилю. Графік залежності перехідного затухання для звичайної хвилі на ділянці биття $\alpha_{n1}^{oe}(2\xi_1)$ представляє собою дзеркальне відображення графіка, представленого на рис. 3, відносно вісі абсцис.

При необхідності визначення в СОМОВ величини перехідного затухання в процесі перекачування потужності між основними хвилями з взаємоортогональними поляризаціями (звичайною HE_{11}^o та незвичайною HE_{11}^e), володіючи значеннями елементів тензора діелектричної проникності в якості вихідних даних при невизначеності параметра A , потрібен розрахунок еквівалентного значення A ($A_{екв}$) для підстановки в вирази (1) – (5).

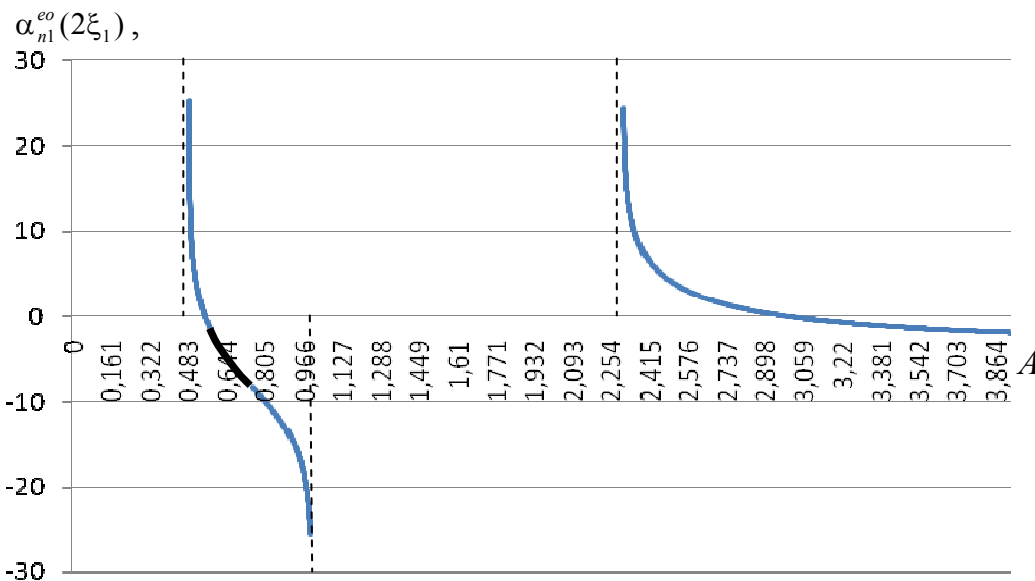


Рис. 3. Залежність перехідного затухання незвичайної хвилі в СОМОВ на ділянці, рівній довжині биття від параметру A

Вирази для розрахунку елементів тензора діелектричної проникності для обертової циліндричної системи координат отримані в [8, 9] та мають вигляд:

$$\epsilon_{zz}^{e,o} = \epsilon(r) - \frac{\sqrt{2}w \cos \varphi^{e,o}}{R(1+4A^2)} + \frac{w^2 \cos^2 \varphi^{e,o}}{2R^2(1+4A^2)^2} + \frac{2A^2 w^2}{R^2(1+4A^2)}, \quad (6)$$

де $\varepsilon(r)$ – діелектрична проникність ізотропного ОБ (розраховується за виразом Селмейера [1]).

$$\varepsilon_{z\varphi} = \varepsilon_{\varphi z} = -\frac{2w}{\sqrt{2}R} \cdot \frac{A}{1+4A^2}, \quad (7)$$

$$\varepsilon_{r\varphi} = \varepsilon_{\varphi r} = \varepsilon_{rz} = \varepsilon_{zr} = 0, \quad (8)$$

$$\varepsilon_{rr} = \varepsilon_{\varphi\varphi} = \varepsilon(r). \quad (9)$$

З (7) визначасмо $A_{\text{екв}}$:

$$A_{\text{екв}} = \frac{-2w \pm \sqrt{4w^2 - 32R^2 \varepsilon_{z\varphi}^2}}{8\sqrt{2}R\varepsilon_{z\varphi}}. \quad (10)$$

Знак + або – в чисельнику перед коренем вибирається залежно від того, в якій області розглядається функція $\varepsilon_{z\varphi}(A)$ (див. рис. 2 в роботі [8]): до мінімуму (знак +) чи після мінімуму (знак -).

Найбільш лінійною ділянкою зміни елемента $\varepsilon_{zz}(A)$ є область A від 0,1 до 0,6, що дозволяє з найменшою похибкою визначити $A_{\text{екв}}$ в цих межах, використавши вираз (6):

$$A_{\text{екв}} = \sqrt{\frac{-B_2 + \sqrt{B_2^2 - 4B_4 \cdot B_0}}{2B_4}}, \quad (11)$$

де:

$$B_4 = 32\varepsilon(r)R^2 - 32\varepsilon_{zz}R^2, \quad (12)$$

$$B_2 = 16\varepsilon(r)R^2 - 8\sqrt{2}Rw \cdot \cos\varphi + 4w^2 - 16\varepsilon_{zz}R^2, \quad (13)$$

$$B_0 = 2\varepsilon(r)R^2 - 2\sqrt{2}Rw \cdot \cos\varphi + w^2 \cos^2\varphi - 2\varepsilon_{zz}R^2. \quad (14)$$

В табл. 1 наведено порівняння реального значення A та значення $A_{\text{екв}}$, розрахованого за виразом (11) (матеріал серцевини 100 % SiO₂, матеріал оболонки 1 % F, 99 % SiO₂, довжина хвилі 1,565 мкм, радіус серцевини ОБ 4,5 мкм).

Таблиця 1

Порівняння результатів розрахунку параметра $A_{\text{екв}}$ за (11) з реальними значеннями A

A реальне	$A_{\text{екв}}$ розраховане	A реальне	$A_{\text{екв}}$ розраховане
0,05	0,048049	0,8	0,817607
0,1	0,099047	0,85	0,87541
0,15	0,149384	0,9	0,936317
0,2	0,199574	0,95	1,001506
0,25	0,249723	1	1,072633
0,3	0,299877	1,05	1,152089
0,35	0,350072	1,1	1,243449
0,4	0,400344	1,15	1,352315
0,45	0,450743	1,2	1,48806
0,5	0,501336	1,25	1,667862
0,55	0,552216	1,3	1,927729
0,6	0,603514	1,35	2,361555
0,65	0,655409	1,4	3,348505
0,7	0,708145	1,45	комплексне число
0,75	0,76206	1,5	комплексне число

Результати розрахунків свідчать, що поза лінійною ділянкою похибка розрахунку є значною, а отже даний вираз не є придатним для визначення A . Але, враховуючи той факт, що екстремум функції $\varepsilon_{z\varphi}$ знаходиться в межах лінійної ділянки функції $\varepsilon_{zz}(A = 0,5)$, виразом (11) можна скористатися для визначення області знаходження A : до 0,5 чи після 0,5.

Отже, остаточно вираз для визначення $A_{\text{екв}}$ матиме вигляд:

$$A_{\text{екв}} = \frac{-2w + \sqrt{4w^2 - 32R^2 \varepsilon_{z\varphi}^2}}{8\sqrt{2}R\varepsilon_{z\varphi}} \text{ при } \sqrt{\frac{-B_2 + \sqrt{B_2^2 - 4B_4 \cdot B_0}}{2B_4}} < 0,5; \quad (15)$$

$$A_{\text{екв}} = \frac{-2w - \sqrt{4w^2 - 32R^2 \varepsilon_{z\varphi}^2}}{8\sqrt{2}R\varepsilon_{z\varphi}} \text{ при } \sqrt{\frac{-B_2 + \sqrt{B_2^2 - 4B_4 \cdot B_0}}{2B_4}} \geq 0,5.$$

В табл. 2 наведені порівняння результатів розрахунків $A_{\text{екв}}$ за (15) з реальними значеннями A

(матеріал серцевини – 100 % SiO₂, матеріал оболонки – 1 % F, 99 % SiO₂, довжина робочої хвилі сигналу – 1,565 мкм, радіус серцевини OB – 4,5 мкм).

Розраховувавши таким чином значення $A_{\text{екв}}$ для необхідного значення елементів тензора діелектричної проникності ϵ_{zz} та $\epsilon_{\varphi z} = \epsilon_{z\varphi}$, за виразами (2)– (5) визначається величина перехідного затухання (кут поляризації незвичайної хвилі буде $\varphi^e = -\arctg A_{\text{екв}}$). Володіючи такими даними, як значення елементів тензора діелектричної проникності, дана методика дає можливість розрахувати яким буде перехідне затухання в СОМОВ. На рис. 4 представлено відповідність величини перехідного затухання СОМОВ $\alpha_{n1}^{eo}(\xi_1)$ на напівділянці биття, а на рис. 5 – відповідність величини перехідного затухання $\alpha_{n1}^{oe}(\xi_1)$ на даній ділянці значенням елементу тензора діелектричної проникності ϵ_{zz} , розрахунки проводились для чистого кварцу, довжини хвилі 1,565 мкм.

Таблиця 2

Порівняння результатів розрахунку параметра $A_{\text{екв}}$ за виразом (15) з реальними значеннями A .

A реальне	$A_{\text{екв}}$ розраховане	A реальне	$A_{\text{екв}}$ розраховане
0,05	0,05	0,8	0,800000002
0,1	0,1	0,85	0,85
0,15	0,15	0,9	0,9
0,2	0,2	0,95	0,949000002
0,25	0,25	1	1
0,3	0,2999999	1,05	1,05
0,35	0,3499999	1,1	1,1
0,4	0,3999999	1,15	1,15
0,45	0,4499999	1,2	1,2
0,5	0,500022	1,25	1,25
0,55	0,550000006	1,3	1,3
0,6	0,600000003	1,35	1,35
0,65	0,650000002	1,4	1,4
0,7	0,700000002	1,45	1,45
0,75	0,750000002	1,5	1,5

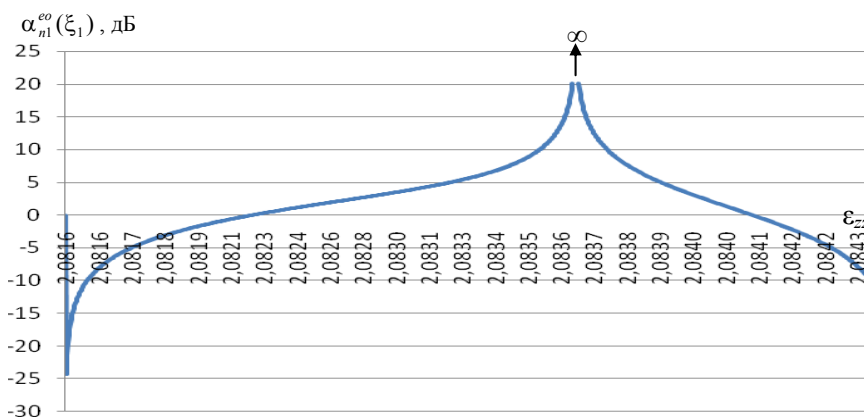


Рис. 4. Відповідність перехідного затухання $\alpha_{n1}^{eo}(\xi_1)$ елементам тензора ϵ_{zz} на напівділянці биття СОМОВ

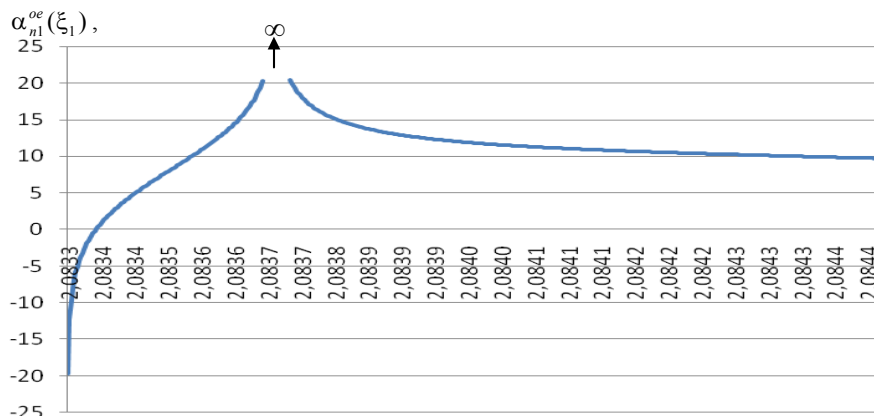


Рис. 5. Відповідність перехідного затухання $\alpha_{n1}^{oe}(\xi_1)$ елементам тензора ϵ_{zz} на напівділянці биття СОМОВ

Висновок

Як засвідчують результати проведених розрахунків, що представлені у вигляді графіків рис. 1, рис. 2 та рис. 3, величина потужності, що перекачується із незвичайної хвилі в звичайну, та навпаки із звичайної в незвичайну суттєво залежить від ступеню впливу фотопружності ОВ, який характеризується безрозмірним параметром A . В діапазоні $A = 0 \dots 3$ має місце зміна в широких межах перехідних затухань як в першому, так і в другому напрямках. При $A > 2,75$ потужність зв'язку перекачується лише в одному напрямку – із звичайної хвилі в незвичайну. Таким чином, якщо розглядати скручене навколо власної вісі ОВ, існує певна довжина ОВ, рівна довжині встановлення лінійного поляризаційного стану незвичайної хвилі HE_{11}^e , пройшовши яку оптична потужність звичайної хвилі повністю перекачується у незвичайну хвилю і в подальшому розповсюдженні сигналом по даному ОВ інформативною залишатиметься саме хвиля HE_{11}^e .

Існує зв'язок між елементами тензора діелектричної проникності та перехідним затуханням СОМОВ. Для чистого кварцу встановлено, що при $\epsilon_{zz} = 2,0837$ значення поляризаційних втрат прямують до нескінченності при перекачуванні потужності зв'язку як із незвичайної хвилі в звичайну, так і із звичайної хвилі в незвичайну, при цьому ж значенні ϵ_{zz} прямує до нескінченності і величина напівділянки биття. При $\epsilon_{zz} > 2,0842$ вся потужність перекачується лише в одному напрямку – із звичайної хвилі в незвичайну.

Отримані результати можуть бути використані в якості довідкового матеріалу при розробці конструкцій ВОК, які забезпечують нульову дисперсію сигналу за відсутності поляризаційних втрат в четвертому вікні прозорості ВОСП та для розробки направлених відгалужувачів ВОСП із поділом потужності оптичного сигналу.

Література

1. Корнейчук В. И. Оптические системы передачи / Корнейчук В. И., Макаров Т. В., Панфилов И. П. – К.: Техніка, 1994. – 388 с.
2. Одинцов Н. Н. Исследование поляризационной дисперсии волоконных световодов, изогнутых по спирали / Н. Н. Одинцов, О. М. Стащук // Наукові праці ОНАЗ ім. О. С. Попова. – Одеса, 2009.
3. Стащук О. М. Компенсація внутрішньомодової дисперсії в анізотропному фотопружному оптичному волокні / О. М. Стащук // Вісник Хмельницького Національного університету. – 2009. – Вип. 4 – С. 230–233.
4. Рівномірне розподілення потужності оптичного сигналу на основі подвійного променезаломлювання в фотопружному анізотропному середовищі: IV Міжнародна науково-технічна конференція «Сучасні проблеми радіоелектроніки, телекомунікацій та приладобудування», 08–10 жовтня, 2009 р. – Вінниця, 2009. – С. 25.
5. Xth International Conference TCSET'2010 “Modern problems of radio engineering, telecommunications and computer science”, Lviv – Slavske, Ukraine, february 23 – 27, 2010 / Lesovoi I. P., Staschuk O.M. – Lviv, 2010. – С. 152 – 153.
6. Макаров Т. В. Невзаимные влияния волн и сигналов в спиральных одномодовых волоконных световодах. Часть I / Т. В. Макаров // Праці УНДІРТ. – Одеса, 2004. – Вип. 2 (38). – С. 23–29.
7. Макаров Т. В. Невзаимные влияния волн и сигналов в спиральных одномодовых волоконных световодах. Часть II / Т. В. Макаров // Праці УНДІРТ. – Одеса, 2004. – Вип. 2 (38). – С. 29–34.
8. Одинцов Н. Н. Исследование анизотропии волоконных световодов изогнутых по спиральной линии / Н. Н. Одинцов, О. М. Стащук // Наукові праці ОНАЗ ім. О. С. Попова. – Одеса, 2008. – Вип. 1. – С. 63–66.
9. Макаров Т. В. Анизотропия изогнутых волоконных световодов / Т. В. Макаров // Труды УНИИРТ. – Одеса, 1996. – Вип. 1. – С. 106–108.

Надійшла 19.9.2010 р.