

ВИКОРИСТАННЯ ЕФЕКТІВ НЕЛІНІЙНОГО ДВОПРОМЕНЕВОГО ЗАЛОМЛЕННЯ ВОЛОКОННИХ СВІТЛОВОДІВ

Vlasov O.M. Use of effect of nonlinear tworadial refraction of optical fibre. Possibility of the use of nonlinear optical effects is analysed in optical fibre, namely effects of nonlinear tworadial refraction, such as an Kerr effect and change of form of impulse. A case is examined; when nonlinear the tworadial refraction caused by an optical impulse can be used for the change of his form, because a transmission through an optical fibre and polarizer becomes dependency upon intensity. There is defined, that the changing of the impulse form takes a place because at the given value of corner of input polarization, a transmissivity coefficient depends on power. The values of transmissivity coefficient, as function of the input polarization angle, are resulted at the different sizes of maximal change of phase, that caused due to phase cross-modulation, and also when the effect of linear tworadial refraction is taken into account. Practical application of nonlinear effects comes into question in the devices of fiber optical communication networks.

Keywords: nonlinear optical effect, tworadial refraction, optical fibre, Kerr effect, optical impulse, polarizer, phase cross-modulation, PCM, fiber-optic transmission systems

Власов О.М. Використання ефектів нелінійного двопрореневого заломлення волоконних світловодів. Проаналізовано можливість використання нелінійних оптичних ефектів у волоконних світловодах, а саме ефекти двопрореневого нелінійного заломлення таких як ефект Керра й зміна форми імпульсу. Розглянуто випадок, коли нелінійне двопрореневе заломлення, викликане, оптичним імпульсом, може бути використане для зміни його ж форми, оскільки пропускання через світловод і поляризатор стає залежним від інтенсивності. Обговорено практичне застосування нелінійних ефектів в пристроях волоконно-оптичних систем зв'язку.

Ключові слова: нелінійний оптичний ефект, двопрореневе заломлення, волоконний світловод, ефект Керра, оптичний імпульс, поляризатор, фазова крос-модуляція, ФКМ, волоконно-оптична система зв'язку

Власов А.Н. Использование эффектов нелинейного двухлучевого преломления волоконных световодов. Проанализирована возможность использования нелинейных оптических эффектов в волоконных световодах, а именно эффекты нелинейного двухлучевого преломления, таких как эффект Керра и изменения формы импульса. Рассматривается случай, когда нелинейные двухлучевое преломление, вызванное оптическим импульсом, может использоваться для изменения его формы, потому что передача через оптическое волокно и поляризатор становится зависимым от интенсивности. Обсуждается практическое применение нелинейных эффектов в устройствах систем волоконно оптической связи.

Ключевые слова: нелинейный оптический эффект, двухлучевое преломление, волоконный световод, эффект Керра, оптический импульс, поляризатор, фазовая кросс-модуляция, ФКМ, волоконно-оптическая система связи

Вступ

Нелінійні оптичні ефекти у волоконних світловодах відіграють важливе значення в розробці систем і пристроїв волоконної, і інтегральної оптики які використовуються для систем волоконно-оптичного зв'язку та оптичної обробки інформації.

Більшість нелінійних ефектів у волоконних світловодах виникають через нелінійне заломлення, тобто залежності показника заломлення не тільки від частоти (як це розглядається в межах лінійної теорії), але й від інтенсивності квадрату амплітуди електричного поля.

Прикладом дії нелінійного заломлення є ефект фазової крос-модуляції (ФКМ), яка виникає у світловоді, коли присутні оптичні поля різних частот (наприклад, при

використанні оптичного мультиплексування у волоконно-оптичних системах передачі (ВОСП) зі спектральним розподілом каналів) поширюються одночасно та діють одне на одного за допомогою залежності показника заломлення від інтенсивності. Нелінійний зв'язок, викликаний ФКМ, має місце не тільки коли два випромінювання на різних довжинах хвиль вводяться у волокно, але також і внаслідок взаємодії між ортогональними поляризованими компонентами одного випромінювання у двопробеновому заломлюючому світловоді. Нелінійний зв'язок між двома ортогональними компонентами вектора поляризації оптичної хвилі змінює відповідні компоненти показника заломлення на різні величини Δn_x і Δn_y . Це явище називається самоіндуковане чи нелінійне двопробенове заломлення.

У даній статті запропоновано розглянути ефект нелінійного двопробенового заломлення у волоконних світловодах, такий як, зміна форми оптичного імпульсу.

Дослідження перетворення форми оптичного імпульсу

В оптичному ефекті Керра двопробенове заломлення, індуковане потужним випромінюванням накачки, використовується для того, щоб змінити стан поляризації слабкого сигналу при проходженні через світловод який знаходиться в нелінійному режимі. Даний ефект можна застосовувати в оптичних затворах із пікосекундним часом спрацьовування.

Принцип дії керрівського затвора показаний на рис. 1.

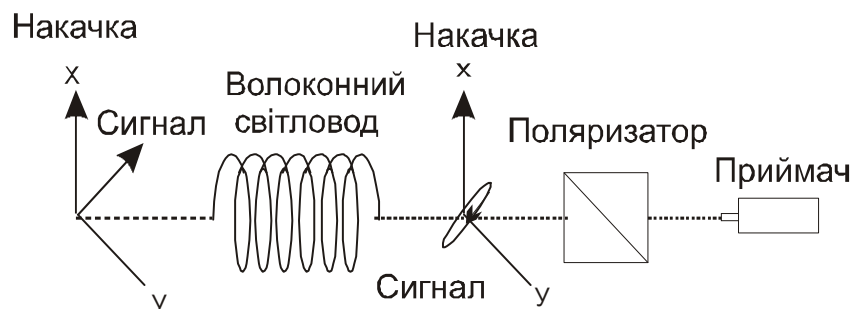


Рис.1. Структурна схема затвора на основі ефекту Керра

На вході у світловод випромінювання накачки й сигнальне випромінювання поляризовані лінійно, і кут між напрямками їхньої поляризації дорівнює 45° . Схрещений поляризатор на виході світловоду блокує пропускання сигналу під час відсутності накачки. Коли накачка вмикається, різниця показників заломлення для паралельних та перпендикулярних поляризаційних компонент сигналу, стосовно напрямку поляризації накачки, стає іншою через двопробенове заломлення, викликане, випромінюванням накачки.

Додаткова різниця фаз для двох компонентів на виході зі світловода виявляється у виді зміни стану поляризації сигнального випромінювання, і частина сигналу проходить через поляризатор. Коефіцієнт пропускання сигналу залежить від інтенсивності випромінювання накачки і ним можна керувати просто змінюючи цю інтенсивність.

Нелінійне двопробенове заломлення, викликане оптичним імпульсом, може бути використане для зміни його ж форми, оскільки пропускання через світловод і поляризатор стає залежним від інтенсивності. Наприклад, світловод може працювати як нелінійний дискримінатор [1]. Відзначається, що дане явище

можна використовувати для усунення п'єдесталу, зв'язаного з імпульсом, стиснутим у компресорі [1-3]. Його також можна використовувати для створення волоконно-оптичних логічних чарунок [4].

У роботі нелінійного дискримінатора використовується, власне кажучи, той же принцип, що й для керрівського затвора, показаного на рис. 1.

Основна відмінність полягає в тім, що сигнал сам створює нелінійне двопроневе заломлення і змінює власний стан поляризації. Розглянемо випадок, коли вхідне випромінювання лінійно-поляризоване під кутом θ стосовно однієї з головних осей (осі x) світловода. Його компоненти E_x і E_y змінюють показники заломлення n_x і n_y на величини Δn_x і Δn_y . Результируючий зсув фази між двома компонентами на виході світловода дорівнює:

$$\Delta\phi_{NL} = \frac{2\pi L}{\lambda} \frac{n_2}{3} \left(|E_x|^2 - |E_y|^2 \right). \quad (1)$$

Тут передбачається, що постійний зсув фази $\Delta\phi_L$, що виниканий через лінійне двопроневе заломлення, скомпенсований за рахунок використання чвертьхвильової пластинки, і пропускання малого сигналу блокується. Експериментально отримане значення нелінійного зсуву фази [5] знаходиться згідно з (1). Індуковане нелінійне двопроневе заломлення дозволяє випромінюванню проходити через поляризатор. Коефіцієнт пропускання при цьому визначається як [1]:

$$T_p = \sin^2 \left(\frac{1}{6} \gamma P_0 L \cos(2\theta) \right) \sin^2(2\theta), \quad (2)$$

де P_0 – початкова потужність сигналу.

Нелінійний параметр γ визначається формулою:

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{еф}}}, \quad (3)$$

де $A_{\text{еф}}$ – ефективна площа, моди для її визначення в основному використовують розподіл поля основної моди $F(x,y)$:

$$A_{\text{еф}} = \frac{\left[\int_{-\frac{y}{2}}^{\frac{y}{2}} \int_{-\frac{x}{2}}^{\frac{x}{2}} |F(x,y)|^2 dx dy \right]^2}{\int_{-\frac{y}{2}}^{\frac{y}{2}} \int_{-\frac{x}{2}}^{\frac{x}{2}} |F(x,y)|^4 dx dy}. \quad (4)$$

У випадку коли по світловоду поширюються оптичні імпульси, добуток $\gamma P_0 L$ зв'язаний з максимальним зсувом фази $\phi_{\text{макс}}$, викликаним ФСМ [6], його також можна зв'язати з нелінійною довжиною L_{NL} через співвідношення:

$$\phi_{\text{макс}} = \gamma P_0 L = \frac{L}{L_{NL}}. \quad (5)$$

Зміна форми імпульсу відбувається через те, що при даному значенні кута θ коефіцієнт пропускання T_p залежить від потужності. Якщо вибрати кут θ так, щоб максимізувати пропускання вершини імпульсу, його “крила” блокуються через відносно менший рівень потужності; при цьому вихідний імпульс виявляється коротше початкового. Таке поведіння спостерігалось експериментально [2]. Оптимальне значення θ залежить від пікової потужності P_0 .

На рис. 2 представлений коефіцієнт пропускання T_p як функція θ при трьох значеннях $\phi_{\text{макс}}$. Пропускання може досягти 90% для $\theta = 36.2^\circ$ при $\phi_{\text{макс}}=30$. Експериментальні результати по зміні форми імпульсів указують [2, 4], що поведіння, яке спостерігається, не завжди узгоджується з тим, що випливає з (2).

Зокрема, це рівняння пророкує, що $T_p=0$ при $\theta = 45^\circ$, тобто вхідне випромінювання блокується поляризатором, коли компоненти E_x і E_y збуджені з рівними амплітудами. Насправді це не так. Подібна невідповідність пояснюється тим, що ми зневажили останнім членом у рівняннях (6) і (7), які були отримані, використовуючи методику отримання основного рівняння поширення оптичних імпульсів у світловоді, і визначають динаміку двох поляризаційних компонентів.

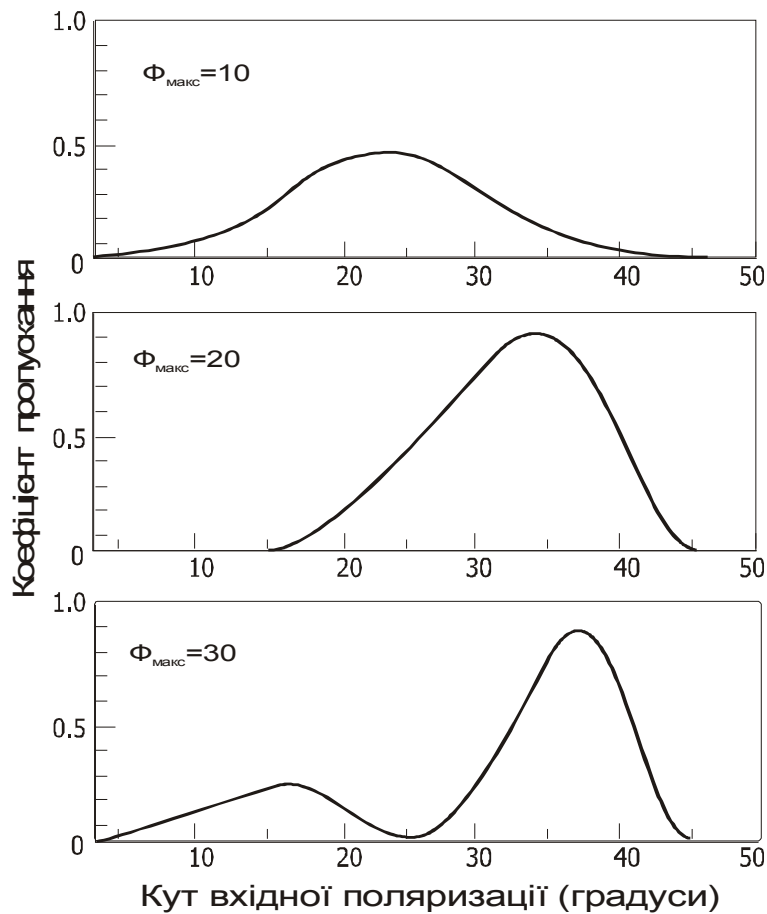


Рис.2. Коефіцієнт пропускання як функція кута вхідної поляризації

Амплітуди, що повільно змінюються A_x і A_y , задовольняють наступній системі зв'язаних рівнянь:

$$\begin{aligned} \frac{dA_x}{dz} + \beta_{1x} \frac{dA_x}{dt} + \frac{i}{2} \beta_{2x} \frac{d^2 A_x}{dt^2} + \frac{\alpha}{2} A_x = \\ = i\gamma \left(|A_x|^2 + \frac{2}{3} |A_y|^2 \right) A_x + \frac{i\gamma}{3} A_x^* A_y^2 \exp(-2i\Delta\beta z); \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{dA_y}{dz} + \beta_{1y} \frac{dA_y}{dt} + \frac{i}{2} \beta_{2y} \frac{d^2 A_y}{dt^2} + \frac{\alpha}{2} A_y = \\ = i\gamma \left(|A_y|^2 + \frac{2}{3} |A_x|^2 \right) A_y + \frac{i\gamma}{3} A_y^* A_x^2 \exp(-2i\Delta\beta z), \end{aligned} \quad (7)$$

де $\Delta\beta = \beta_{1x} - \beta_{1y}$ – розходження синхронізму через лінійне чи модове двопроренеve заломлення світловоду.

Слід зазначити, що те ж саме лінійне двопроренеve заломлення також приводить до розлагодження групових швидкостей між двома поляризаційними компонентами. Варто підкреслити, що через виродження по частоті нелінійний параметр γ для обох компонентів поляризації однаковий.

У більш точній теорії останній член рівнянь (6) і (7) варто враховувати. Для випадку неперервного чи квазінеперервного випромінювання, коли дисперсійними ефектами можна зневажити, рівняння (6) і (7) можна вирішити аналітично [7], зневажаючи похідними за часом і втратами. Результати показують, що, крім області $\theta \approx 45^\circ$, формула (2) є досить точною у випадку світловодів із сильним двопроренеve заломленням ($\Delta\beta L \gg 1$). У випадку ж слабого двопроренеve заломлення формула (2) не використовується.

На рис. 3 представлений коефіцієнт пропускання T_p як функція θ при $\Delta\beta L = 2\pi$ і $\phi_{\text{макс}} = 7,5\pi$. Штрихова крива показує пропускання у випадку $\Delta\beta = 0$ [7].

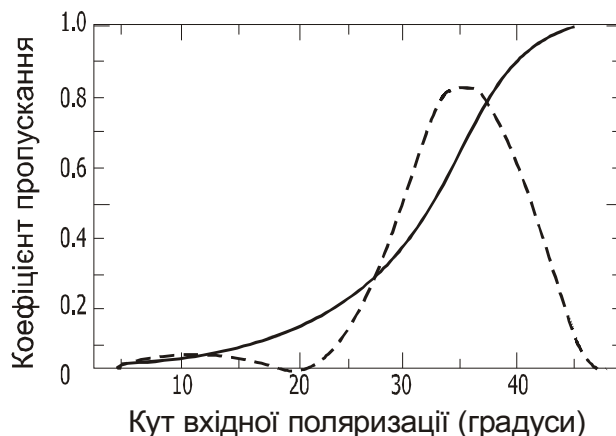


Рис. 3. Коефіцієнт пропускання як функція кута входної поляризації з врахуванням ефекту двопроренеve заломлення

Порівнюючи відповідний графік із виразом (2), ми бачимо, як важливо враховувати лінійне двопроренеve заломлення. Фізично це означає, що лінійні й нелінійні внески в показник заломлення конкурують один з одним, і їх необхідно враховувати разом.

Висновки

Проведенні дослідження нелінійного двопроренеve заломлення у волоконних світловодах, таких як ефект Керра і зміна форми імпульсу підтвердили не тільки можливість, а й необхідність використання нелінійних оптичних ефектів у волоконних світловодах для розробки пристроїв волоконно-оптичного зв'язку.

Розглянуто випадок, коли нелінійне двопроренеve заломлення, викликане оптичним імпульсом, може бути використане для зміни його ж форми, оскільки пропускання через

світловод і поляризатор стає залежним від інтенсивності. Основна відмінність полягає в тім, що сигнал сам створює нелінійне двопроменеве заломлення і змінює власний стан поляризації.

Визначено, що зміна форми імпульсу відбувається через те, що при даному значенні кута вхідної поляризації θ , коефіцієнт пропускання T_p залежить від потужності. Оптимальне значення θ залежить від пікової потужності P_0 . Приведені значення коефіцієнта пропускання як функція кута вхідної поляризації при різних величинах максимального зсуву фази викликаною ФСМ, а також коли врахований ефект лінійного двопроменевого заломлення. Порівнюючи відповідні графіки, робимо висновок, що лінійні й нелінійні внески в показник заломлення конкурують один з одним і їх необхідно враховувати разом. Дане явище можна використовувати щоб світловод міг працювати як нелінійний цілком оптичний дискримінатор, а також для усунення п'єдесталу, зв'язаного з імпульсом, стиснутим у компресорі, і для створення волоконно-оптичних логічних чарунок і інших пристроїв, призначених для використання в системах волоконно-оптичного зв'язку.

Література

1. Stolen R. In tensiity discrimination of optical pulses with birefringent fibers / R. Stolen, J. Botineau, A. Ashkin // *Opt. Lett.* – 1982. – 7, No10. – P. 512-514.
2. Nikolaus B. Optical pulse reshaping based on the nonlinear birefringence of single-mode optical fibers / B. Nikolaus, D. Grischkowsky, A. Balant // *Opt. Lett.* – 1983. – 8, No3. – P.189-191.
3. Halas H.J. Simultaneous optical pulse compression and wing reduction / H.J. Halas, D. Grischkowsky // *Appl. Phys. Lett.* – 1986. – 48, No13. – P.823-825.
4. Kitayama K. Fiber-optic logic gate / K. Kitayama, Y. Kimura, S. Seikai // *Appl. Phys. Lett.* – 1985. – 46, No4. – P.317-319.
5. Crosignani B. Direct measurement of the nonlinear phase shift between the orthogonally polarized states of a single-mode fiber / B.Crosignani, S. Piazzolla, P.Spano, P.Di Porto // *Opt. Lett.* – 1985. – 10, No 2. – P. 89-91.
6. Власов О.М. Фазова само модуляція у процесі поширення надкоротких імпульсів / О.М. Власов, В.Б. Каток, Є.В. Михайленко // *Зв'язок.* – 2003. – №3. – С. 49-51.
7. Winful H.G. Self-induced polarization changes in birefringent optical fibers / H.G. Winful // *Appl. Phys. Lett.* – 1985. – 47, No3. – P.213-215.

Автор статті

Власов Олександр Миколайович – доктор технічних наук, професор кафедри телекомунікаційних систем, Державний університет телекомунікацій, Київ. Тел.: +380 (67) 220 41 23. E-mail: omvlasov@ukr.net

Author of the article

Vlasov Oleksandr Mykolayovych – doctor of sciences (technical), professor of the telecommunication systems department, State University of Telecommunications, Kyiv. Tel.: +380 (67) 220 41 23. E-mail: omvlasov@ukr.net

Дата надходження
в редакцію: 22.07.2016 р.

Рецензент:
доктор технічних наук, професор А.І.Семенко
Державний університет телекомунікацій