

УТВОРЕННЯ СОЛІТОНІВ ВИЩИХ ПОРЯДКІВ У ВОЛОКОННИХ СВІТЛОВОДАХ

Vlasov O.M. The formation of higher-order solitons in optical fibers.

The features of the formation of the nonlinear propagation regime of soliton pulses in the fiber. Nonlinear optical properties of waveguides most significantly manifested in the anomalous dispersion. There may exist optical soliton formation due to the general effect of dispersion and nonlinear effects. The results of calculation of the dynamics of forms and spectrum of the third order soliton pulse. The mechanisms of interaction self-phase modulation and group velocity dispersion in the formation and decomposition of solitoniv higher orders. It was found that the frequency of formation of higher-order solitoniv mean that such impulses must renew the primitive form and the range of distances to multiple solitonu period. This resumption was observed for soliton second and third orders in the experimental spatial information.

Key words: soliton pulses, optical fibers, anomalous dispersion, nonlinear effects range, self-phase modulation, the group velocity dispersion, higher-order solitons.

Власов О.М. Утворення солітонів вищих порядків у волоконних світловодах.

Розглянуто особливості утворення нелінійного режиму поширення солітонних імпульсів у світловоді. Приведені результати розрахунку динаміки форми та спектру солітонного імпульсу третього порядку. Обговорюються механізми взаємодії фазової самомодуляції і дисперсії групової швидкості при утворенні і розщепленні солітонів вищих порядків.

Ключеві слова: солітонні імпульси, волоконні світловоди, аномальна дисперсія, нелінійні ефекти, спектр, фазова самомодуляція, дисперсія групової швидкості, солітони вищих порядків.

Власов О.М. Образование солитонов высших порядков в волоконных световодах.

Рассмотрены особенности образования нелинейного режима распространения солитонных импульсов в световоде. Приведенные результаты расчета динамики формы и спектра солитонного импульса третьего порядка. Обсуждаются механизмы взаимодействия фазовой самомодуляції і дисперсии групповой скорости при образовании и расщеплении солитонов высших порядков.

Ключу слова: солитонные импульсы, волоконные световоды, аномальная дисперсия, нелинейные эффекты, спектр, фазовая самомодуляция, дисперсия групповой скорости, солитоны высших порядков.

Вступ

Солітонний режим поширення у волоконних світловодах цікавий не тільки як фундаментальне явище, поступово відбувається і практичне застосування солітонів у волоконно-оптичних лініях зв'язку (ВОЛЗ). Солітони знаходять застосування що найменше в трьох областях: створення солітонних лазерів; стиснення оптичних імпульсів; створення солітонних ліній зв'язку.

Якщо зупинитися хоча б на останньому напрямку, то можна відмітити певні досягнення в справі створення експериментальних солітонних ліній зв'язку. Проте оцінки показують, що ВОЛЗ із світловодами що працюють в лінійному режимі, уже підходять до верхньої межі своїх можливостей з інформаційної ємності, у той час як нелінійні або солітонні ВОЛЗ надають можливість, без помітного збільшення вартості систем, значно підвищити швидкість передачі – майже до 1Тбіт/с.

У багатьох нелінійних системах, і ВОЛЗ не є виключенням, стаціонарний хвильовий стан є нестійким. Спільна дія нелінійних і дисперсійних ефектів спричиняє його модуляцію і таке явище називають модуляційною нестійкістю. Сам ефект проявляється як розпад неперервної або квазінеперервної хвилі на послідовність надкоротких імпульсів. Для спостереження модуляційної нестійкості в оптичних світловодах потрібна від'ємна дисперсія. Проте від'ємна дисперсія необхідна і для існування оптичних солітонів. Насправді ці явища тісно пов'язані, і в роботі [1] модуляційна нестійкість розглядалась у зв'язку з подальшим дослідженням поширення солітонів.

Нелінійні властивості оптичних світловодів найбільш суттєво проявляються в області аномальної дисперсії. Тут можуть існувати оптичні солітонні-утворення, обумовлені спільною дією дисперсійних і нелінійних ефектів.

В запропонованій роботі обговорюється використання методу оберненої задачі розсіювання (ОЗР), для знаходження солітонних рішень рівняння поширення відомого як нелінійного рівняння Шредингера (НРШ). Тут же розглядаються особливості утворення солітонів вищих порядків а також їх властивості при поширенні по волоконним світловодам.

Метод ОЗР викладений в багатьох роботах і основний підхід полягає у визначенні підходящої задачі розсіювання, потенціал якої і є шукане рішення. Значення поля вхідного випромінювання використовується для одержання початкових даних розсіювання, динаміка яких уздовж осі Z легко знаходиться з рішення лінійної задачі розсіювання.

1. Створення солітонних режимів поширення імпульсів

Для дослідження умов створення солітонних режимів поширення надкоротких оптичних імпульсів тривалістю менш як 0.1 пс скористаємося спрощеним рівнянням поширення оптичних імпульсів в одномодовому волоконному світловоді [2]:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i}{2} \alpha A + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A, \quad (1)$$

де $A(z, t)$ – амплітуда огинаючої імпульсу; α – оптичні втрати світловоду; T – час, що вимірюється в системі відліку, яка рухається разом з імпульсом з його груповою швидкістю v_g , $T = t - z/v_g$; β_2 – параметр, що характеризує дисперсію групової швидкості (ДГШ); γ –

нелінійний коефіцієнт $\gamma = n_2 \omega_0 / c A_{ef}$, пов'язаний з нелінійним показником заломлення (n_2) і ефективною площиною моди (A_{ef}). Три члени в правій частині рівняння (1) описують відповідно дію поглинання, дисперсії і нелінійності на поширення імпульсів у світловоді. У залежності від початкової тривалості T_0 і пікової потужності P_0 початкового імпульсу, дисперсійні, або нелінійні ефекти, переважають в еволюції імпульсу уздовж світловоду. Якщо зневажити втратами в світловоді ($\alpha = 0$) рівняння (1) приймає вид:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 \cdot A \quad (2)$$

і його називають нелінійним рівнянням Шредингера і завжди використовують при дослідженні солітонів [3].

Використовуючи в рівнянні (2) заміни: $U = A/\sqrt{P_0}$ де P_0 – значення пікової потужності; нормовані значення довжини $\xi = Z/L_D$ та часу $\tau = T/T_0$ де L_D – дисперсійна довжина ($L_D = T_0^2/|\beta_2|$), T_0 – тривалість початкового імпульсу, отримуємо рівняння:

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} = \text{sgn}(\beta_2) \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - N^2 |U|^2 U. \quad (3)$$

Параметр N визначається як:

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|}, \quad (4)$$

де нелінійна довжина розраховується за формулою $L_{NL} = 1/\gamma P_0$. Фізичний смисл параметра N пов'язаний з порядком солітону і це буде показано далі. Практичне значення N полягає в тому, що рішення рівняння (3), отримане для визначеної величини N , можна застосувати в багатьох практичних ситуаціях, використовуючи зміни масштабу в відповідності з рівнянням (4). Параметр N визначає відносний вплив ефектів фазової само модуляції (ФСМ) і ДГШ на еволюцію імпульсів у волоконному світловоді В області від'ємної дисперсії групових швидкостей $\text{sgn}(\beta_2) = -1$. Параметр N можна виключити з рівняння (3) заміною:

$$u = NU = \left(\frac{\gamma T_0^2}{|\beta_2|} \right)^{1/2} A. \quad (5)$$

У цьому випадку рівняння (3) набуває стандартну форму нелінійного рівняння Шредингера:

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = 0. \quad (6)$$

для якого справджується наступне співвідношення подібності: якщо $u(\xi, \tau)$ – розв'язок цього рівняння, то $\varepsilon u(\varepsilon^2 \xi, \varepsilon \tau)$ також є його розв'язком (ε довільний нормований множник).

У методі ОЗР пряму задачу розсіювання, пов'язана з рівнянням (6), можна звести до системи [3]:

$$\begin{cases} \frac{\partial v_1}{\partial \tau} + i\zeta v_1 = uv_2 \\ \frac{\partial v_2}{\partial \tau} - i\zeta v_2 = -u^* v_1 \end{cases}, \quad (7)$$

де v_1 і v_2 – амплітуди хвиль, розсіяних на потенціалі $u(\xi, \tau)$, ζ – власне значення. Рівняння (7) використовуються, щоб для даної початкової умови $u(0, \tau)$ отримати початкові дані розсіювання. Пряма задача розсіювання характеризується коефіцієнтом відбиття $r(\zeta)$, який відіграє роль, аналогічну коефіцієнту Фур'є у фур'є-аналізі. Він також характеризується наявністю зв'язаних станів, які відповідають полюсам $r(\zeta)$, на комплексній ζ -площині. Таким чином, початкові дані розсіювання складаються з коефіцієнта відбиття $r(\zeta)$ комплексних полюсів ζ_j та їхніх різниць c_j , де $j=1, \dots, N$, якщо існує N таких полюсів. Хоча параметр N в (4) не обов'язково є цілим числом, але таке позначення використовується для числа полюсів для того, щоб підкреслити, що цілі величини визначають кількість полюсів. Динаміку даних розсіювання по довжині світловоду одержують з (7), використовуючи добре відомі методи.

Потенціал $u(\xi, \tau)$ можна визначити за даними розсіювання, скориставшись, методом ОЗР. У загальному випадку для цього потрібно розв'язати складне лінійне інтегральне рівняння. Проте коли для початкового потенціалу $u(0, \tau)$ значення $r(\zeta)$ перетворюється на нуль, $u(\xi, \tau)$ можна знайти як розв'язок системи алгебраїчних рівнянь. Даний випадок і відповідає солітонному режиму. Порядок солітону характеризується числом полюсів N або власних значень $\zeta_j (j=1, \dots, N)$. Розв'язок за методом ОЗР наведено в [3]:

$$u(\xi, \tau) = -2 \sum_{j=1}^N \lambda_j^* \psi_{2j}^*, \quad (8)$$

де

$$\lambda_j = \sqrt{c_j} \exp(i\zeta_j \tau + i\zeta_j^2 \xi) \quad (9)$$

і ψ_{2j} можливо отримати із рішення наступної системи лінійних рівнянь:

$$\psi_{1j} + \sum_{k=1}^N \frac{\lambda_j \lambda_k^*}{\zeta_j - \zeta_k^*} \psi_{2k}^* = 0, \quad (10)$$

$$\psi_{2j}^* - \sum_{k=1}^N \frac{\lambda_j \lambda_k^*}{\zeta_j^* - \zeta_k} \psi_{1k} = \lambda_j^*, \quad (11)$$

У загальному випадку власні значення ζ_j комплексні ($\zeta_j = \xi_j + i\eta_j$). Дійсна частина $u(\xi, \tau)$ визначає зміни швидкості солітону в порівнянні із груповою швидкістю v_g . Для того щоб N -солітону стан залишався зв'язаним необхідно, щоб усі компоненти поширювалися з однаковими швидкостями. Математично це означає, що всі полюси ζ_j – повинні лежати на прямій, паралельній мнимій осі. Не порушуючи спільності, можна припустити, що вони лежать на мнимій осі, так що $\xi_j = 0$. Підставляючи $\zeta_j = i\eta_j$ у рівняння (9), для λ_j отримуємо:

$$\lambda_j = \sqrt{c_j} \exp(-\eta_j \tau - i\eta_j^2 \xi). \quad (12)$$

З рівнянь (8)-(12) видно, що солітон N порядку визначається η_j і c_j ($j=1, \dots, N$), де c_j в загальному випадку комплексні. Тим не менш $3N$ дійсних постійних не є незалежними. Зокрема, якщо передбачається, що солітон є симетричний відносно $\tau = 0$, то відрахування пов'язані із власними значеннями визначається співвідношеннями [4]:

$$C_j = \frac{\prod_{k=1}^N (\eta_j + \eta_k)}{\prod_{k=1}^N |\eta_j + \eta_k|} \quad (13)$$

Фундаментальний солітон що відповідає випадку існування єдиного власного значення η_1 ($N=1$), яке визначає його амплітуду, подається так:

$$u(\xi, \tau) = 2\eta_1 \operatorname{sech}(2\eta_1 \tau) \exp(2i\eta_1^2 \xi). \quad (14)$$

Власне значення η_1 визначає амплітуду солітону. Канонічний вид фундаментального солітону отримуємо при $u(0,0) = 1$, так що $2\eta_1 = 1$. Рівняння (14) відповідно здобуває вид:

$$u(\xi, \tau) = \operatorname{sech}(\tau) \exp(i\xi/2). \quad (15)$$

Для волоконних світловодів розв'язок (15) означає, що імпульс у формі гіперболічного секанса із тривалістю T_0 і піковою потужністю P_0 обрані такими, що мають можливість поширюватися в ідеальному світловоді (без втрат) без спотворення своєї форми на довільно великі відстані. Саме ця властивість фундаментальних солітонів робить їх привабливими для передачі інформації в системах оптичного зв'язку.

2. Утворення солітонів вищих порядків

Солітони вищих порядків також описуються загальним рівнянням (8). Різні комбінації власних значень η_j і відрахувань c_j дають нескінченну множину форм солітонів. Серед них особливу роль грають солітони, які мають початкову форму при $\xi = 0$:

$$u(0, \tau) = N \operatorname{sech}(\tau), \quad (16)$$

де порядок солітону N -ціле число. Значення пікової потужності, необхідної для створення солітону N порядку, визначається з рівняння (4) і виявляється в N^2 раз більше потужності, необхідної для збудження фундаментального солітону. Для солітону другого порядку ($N=2$) розподіл поля отримуємо з рівнянь (8)-(13) при виборі $\eta_1 = 1/2$ і $\eta_2 = 3/2$. Відповідне вираження для амплітуди поля:

$$u(\xi, \tau) = \frac{4[\cosh(3\tau) + 3\exp(4i\xi)\cosh(\tau)]\exp(i\xi/2)}{[\cosh(4\tau) + 4\cosh(2\tau) + 3\cos(4\xi)]}. \quad (17)$$

Цікавою властивістю цього розв'язку є те, що $|u(\xi, \tau)|^2$ періодично з періодом $\xi_0 = \pi/2$. Таку ж періодичність мають усі солітони вищих порядків. Використовуючи визначення, що $\xi = z/L_D$, та $L_D = T_0^2/|\beta_2|$, можна записати період солітону як:

$$z_0 = \frac{\pi}{2} L_D = \frac{\pi}{2} \frac{T_0^2}{|\beta_2|}. \quad (18)$$

Результати розрахунку динаміки форми солітону третього порядку ($N=3$) проілюстрована на рис. 1. Тут показана зміна форми імпульсу на одному періоді солітону. При поширенні імпульсу по світловоду його тривалість спочатку зменшується, потім на відстані $z/z_0 = 0.5$ він розщеплюється на два, далі обидві компоненти зливаються, формуючи при $z = z_0$ первісний імпульс. Ця картина повторюється на кожному періоді солітону. Ефект скорочення тривалості імпульсу на початковому етапі його поширення може бути використаний для стиску імпульсів.

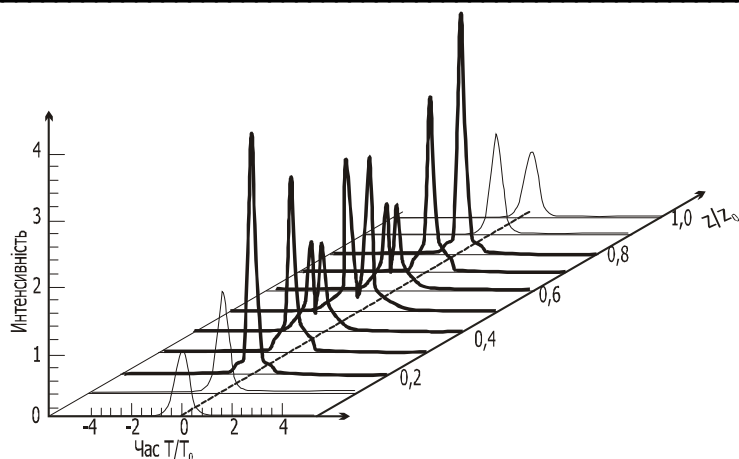


Рис. 1. Динаміка форми трьохсолітонного імпульсу на одному періоді солітону

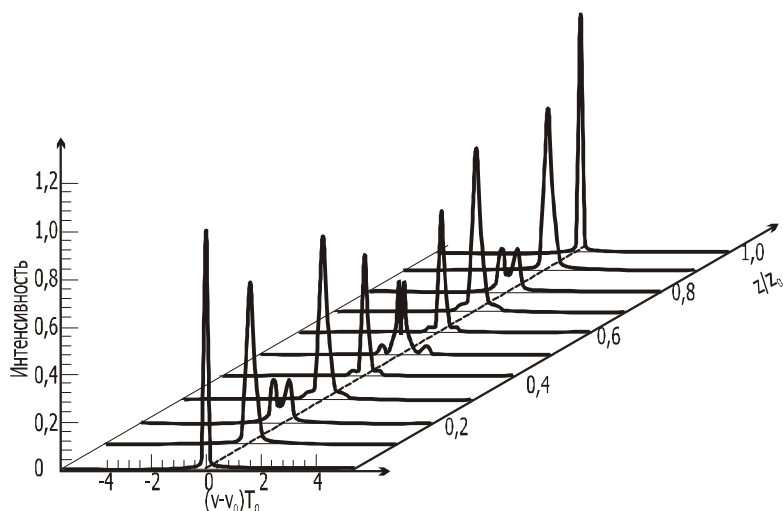


Рис. 2. Динаміка спектра трьохсолітонного імпульсу на одному періоді солітона

Для того щоб зрозуміти фізичний зміст явища, що спостерігається, корисно глянути на динаміку спектра, зображеного на рис. 2 для того ж солітону третього порядку ($N = 3$). Зміни у формі імпульсу і його спектрі виникають при спільній дії фазової самомодуляції (ФСМ) і дисперсії групових швидкостей. При ФСМ виходить додатна частотна модуляція так що передній фронт зсувається в стоксову (щодо несучої частоти) область, а задній фронт – в антистоксову область. Розширення спектра за рахунок ФСМ ясно видно на рис. 2. при $z/z_0 = 0,2$; добре помітна типова для ФСМ модуляція. При відсутності дисперсії групових швидкостей форма імпульсу залишалася без змін. Але, від'ємна дисперсія стискає імпульс, тому що він має додатну частотну модуляцію. Скорочує свою тривалість тільки центральна область імпульсу оскільки тільки там зсув частоти практично відбувається лінійно. Через того що інтенсивність імпульсу в центральній його області істотно збільшується, спектр його також значно змінюється. Саме спільною дією дисперсійних і нелінійних ефектів пояснюється характер динаміки імпульсу зображеної на рис. 1. У випадку фундаментального солітону ($N=1$) дисперсія і ФСМ компенсують один одного таким чином, що ні форма імпульсу ні його спектр не змінюються при поширенні по світловоду. У випадку солітонів вищих порядків на початковому етапі домінують ефекти, пов'язані з ФСМ, але згодом дисперсійні ефекти прискорюють дію, що приводить до стиску імпульсу (див. рис.1). Теорія солітонів доводить, що для імпульсів з формою у виді гіперболічного секансу, що мають пікову потужність обумовлену формулою (4), спільне дія цих ефектів приводить до того, що динаміка імпульсу виявляється періодичною, первісна форма відновлюється на відстанях, кратних періоду солітону z_0 , визначеному згідно (18). Для звичайних світловодів на основі плавленого кварцу $\beta_2 = -20$ пс²/км на довжині хвилі 1,55 мкм. Період солітону складає

величину порядку 80 м для $T_0 = 1$ пс і змінюється як T_0^2 , стаючи рівним 8 км при $T_0 = 10$ пс. Для світловодів зі зміщеною дисперсією $\beta_2 \approx -2$ пс²/км, і z_0 зростає на порядок при тих же значеннях T_0 .

Виникає природне запитання: що трапиться, якщо початкова форма імпульсу або значення пікової потужності відрізняються від тих, котрі потрібні по співвідношенню (16). Спочатку розглянемо випадок, коли значення пікової потужності не точно відповідає потужності солітону і величина N , отримана з (4), не є цілим числом. В роботі [5] автори використовували теорію збурювань для рішення системи рівнянь (7). Виявляється, що імпульс у процесі поширення по світловоду зменшує свою тривалість, стаючи солітоном. При цьому частина його енергії розсіюється. Імпульс асимптотично перетворюється в солітон, порядок якого є ціле число \bar{N} , найближче до початкового значення N . Якщо записати:

$$N = \bar{N} + \varepsilon, \quad (19)$$

де $|\varepsilon| < 0.5$, то солітонна частина яка відповідає формі початкового імпульсу визначається як:

$$u(0, \tau) = (\bar{N} + 2\varepsilon) \operatorname{sech}[(1 + 2\varepsilon / \bar{N})\tau]. \quad (20)$$

Тривалість імпульсу в рівнянні (20):

$$T_0' = \frac{\bar{N}}{\bar{N} + 2\varepsilon} T_0. \quad (21)$$

Для фундаментального солітону ($\bar{N} = 1$) тривалість зростає, якщо $\varepsilon < 0$; у випадку $N \leq 1/2$ солітон узагалі не утвориться. З іншого боку, якщо $\varepsilon > 0$, то імпульс звужується.

Вплив початкової форми імпульсу на формування солітону може бути досліджене при чисельному рішенні рівняння (6). В роботі [6] зображена динаміка гауссівського імпульсу, що має початковий розподіл поля у вигляді:

$$u(0, \tau) = \exp(-\tau^2 / 2). \quad (22)$$

Хоча $N = 1$, форма імпульсу змінюється при його поширенні, оскільки спочатку вона відрізняється від гіперболічного секанса фундаментального солітону. Цікавою особливістю є те, що гауссівський імпульс асимптотично прагне до фундаментального солітону. Еволюція фактично закінчується при $z / L_D = 5$, що відповідає приблизно трьом періодам солітону. Схожа картина має місце і для імпульсів з іншими початковими формами наприклад із супергауссівською. Тривалість солітону в кінцевому стані і відстань, необхідна для еволюції імпульсу в солітон, залежить від початкової форми, але якісне поведження залишається тим самим. Ясно, що солітон може бути сформований у тому випадку, якщо пікова потужність початкового імпульсу перевищує граничну величину.

3. Експериментальні спостереження із літературних джерел

Автори роботи [7] першими вказали на можливість солітонного режиму поширення в нелінійних волоконних світловодах. Експериментальне спостереження стиснення пікосекундного імпульсу і утворення солітонів вперше оприлюднене в роботі [8]. У цьому експерименті використовувався лазер працюючий у режимі синхронізації мод, тривалість імпульсів $T_{0.5} \approx 7$ пс, довжина хвилі генерації 1,55 мкм, що знаходиться в області мінімальних втрат світловоду. Імпульси поширювалися по одномодовому світловоду довжиною 700 м, діаметр серцевини світловода 9,3 мкм. Параметри світловода, використаного в експерименті $\beta_2 \approx -20,4$ пс²/км, $\gamma \approx 1,3$ Вт⁻¹км⁻¹. Підставляючи $T_0 = 4$ пс у формулу (16), одержуємо значення пікової потужності фундаментального солітону порядку 1 Вт. В експерименті значення пікової потужності змінювалося в межах 0,3-25 Вт, форма імпульсів і спектр вимірялися на виході світловода. Оскільки прямиий вимір форми пікосекундних імпульсів провести важко, за звичаєм користуються виміром автокореляційної функції (АКФ).

На рис. 3 зображені автокореляційні функції і спектри імпульсів при різних рівнях вхідної потужності [8]. Для порівняння там же показаний АКФ і спектр лазерних імпульсів

(без світловода). Ширина спектра початкових імпульсів 25 ГГц відповідає практично спектрально-обмеженим імпульсам без частотної модуляції.

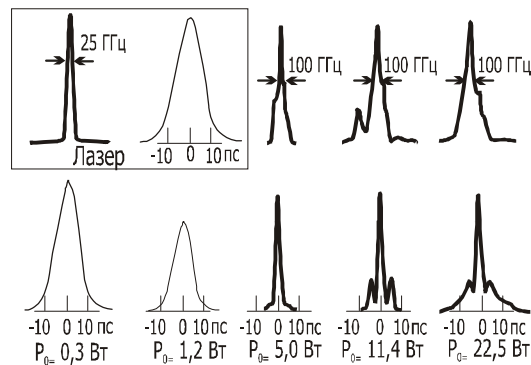


Рис. 3. Автокореляційні функції (нижній ряд) і відповідні спектри (верхній ряд) на виході світловода при різних значеннях пікової потужності P_0 на вході

Встановлено, що при малих рівнях потужності, що вводиться (0,3 Вт), при поширенні відбувається дисперсійне розширення тривалості імпульсів що знаходиться в згоді з результатами. При зростанні потужності, що вводиться, імпульси на виході звужуються і кінцева тривалість збігалася з початковою при значенні потужності, що вводиться, $P_0 = 1,2$ у Вт. Цей рівень потужності відповідає формуванню фундаментального солітону, теоретично розраховане значення 1 Вт. Помітна узгодженість результатів навіть якщо врахувати наявність ряду не дуже добре відомих відхилень від ідеального випадку. Зокрема, форма імпульсу на вході у світловод не є точним гіперболічним секансом.

При більш високих рівнях потужності, що вводиться, у формі імпульсу на виході світловода виявляється багатопікова структура. Наприклад при 11,4 Вт АКФ являє собою трипікову структуру яка відповідає розщепленню самого імпульсу на два що аналогічно поводженню трисолітонного імпульсу поблизу точки $z/z_0 = 0,5$ (рис. 1.). Спектр, що спостерігається, також має характерні риси (рис. 2.) поблизу $z/z_0 = 0,5$. Період солітону для експериментальних параметрів складає 1,26 км. Таким чином, для використаного в експерименті 700-метрового відрізка світловода $z/z_0 = 0,5$. Оскільки рівень потужності 11,4 Вт також практично в 9 разів перевищує потужність фундаментального солітону, то дані на рис. 3. дійсно відповідають випадку $N = 3$. Цей висновок підтверджується автокореляційною функцією при $P_0 = 22,5$ Вт. П'ятипікова структура відповідає розщепленню лазерного імпульсу на три, що відповідає твердженням солітонної теорії для солітону четвертого порядку ($N = 4$).

Періодичність утворення солітонів вищих порядків означає, що такі імпульси повинні відновлювати первісну форму і спектр на відстанях кратних періоду солітону. Таке відновлення спостерігалось для солітонів другого і третього порядків в експериментах [9], де довжина світловода 1,3 км відповідала приблизно одному періоду солітону. В іншому експерименті [10] ефект стиснення солітонів вищих порядків на початковому етапі поширення зображений на рис. 1. для випадку $N = 3$, спостерігався для значень N аж до 13. Ефект стиснення солітонів - це теж перспективний напрямок подальшого дослідження солітонного режиму поширення.

Висновки

В результаті досліджень встановлено що отримані рівняння для фундаментального солітону і солітонів вищого порядку непогано моделюють нелінійний режим поширення солітонів. Так, фундаментальний солітон в ідеальному світловоді поширюється без спотворення своєї форми на відстань майже без обмежень. Саме ця властивість фундаментальних солітонів робить їх привабливими для інформації в системах оптичного зв'язку.

Проведені розрахунки динаміки форми та спектру солітонів третього порядку доведенні про існування періодичності утворення та розщеплення солітонів вищих порядків і ці зміни у формі імпульсу та його спектру виникають при спільній дії ФСМ і ДГШ. На початковому етапі домінують ефекти пов'язані з ФСМ але згодом ефекти ДГШ наздоганяють втрачене і це приводить до стиснення імпульсу. Динаміка імпульсу виявляється періодичною, первісна форма імпульсу відновлюється на відстанях кратних періоду солітону.

Розглянуто вплив початкової форми імпульсу на формування солітону і встановлено, що тривалість солітону і відстань необхідна для еволюції імпульсу в солітон, залежить від початкової форми імпульсу але, солітон буде сформовано якщо пікова потужність початкового імпульсу перевищує граничну величину.

Помітна узгодженість результатів при проведенні порівняння розрахунків динаміки форми і спектру трисолітонного імпульсу з друкованими експериментальними даними солітонної тематики.

Література

1. Власов О.М. Модуляційна нестійкість в оптичних світловодах / О.М. Власов // Зв'язок. – 2004. – №1. – С. 62-64.
2. Агравал Г.П. Нелинейная волоконная оптика / Г.П. Агравал. – пер. с англ. – М.: Мир, 1996. – 323с.
3. Захаров В.Е. Метод обратной задачи для солітонів /В.Е. Захаров, А.Б. Шабат // ЖЭТФ. – 1971. – С.118-132.
4. Haus H.A. Theory of the soliton laser/ H.A. Haus, M.N. Islam // IEEE J. Quant. Electronics. – 1985. – №8. – P.1172-1188.
5. Satsuma J. Initial value problems of one-dimension self-modulation of nonlinear wave in dispersive media / J. Satsuma, N. Yajima // Progr. Theor. Phys. – 1974. – №55. – P. 284-306.
6. Власов О.М. Спектральні та часові зміни солітоноподібних імпульсів у світловоді / Власов О.М., Каток В.Б., Михайленко Є.В. // Зв'язок. – 2003. – №4. – С. 64-66.
7. Hasegawa A. Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers I: anomalous dispersion/ A. Hasegawa, F. Tappert // Appl. Phys. Lett. – 1973. – №23. – P. 142-144.
8. Mollenauer L.F. Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers/ L.F. Mollenauer, R.H. Stolen, J.P. Gordon // Phys. Rev. Lett. – 1980. – 45, №13. – P. 1095-1098.
9. Stolen R.H. Observation of pulse restoration at the soliton period in optical fibers / R.H. Stolen, L.F. Mollenauer, W.J. Tomlinson //Opt. Lett. – 1983. – 8, №3. – P. 186-188.
10. Mollenauer L.F. Extrem picosecond pulse narrowing by means of soliton effect in single-mode fibers / L.F. Mollenauer, R.H. Stolen, J.P. Gordon, W.J. Tomlinson // Opt. Lett. – 1983. – 8, №5. – P. 289-291.

Автор статті

Власов Олександр Миколайович - доктор технічних наук, професор, професор кафедри телекомунікаційних систем, Державний університет телекомунікацій, Київ, Україна. Тел.: +38 067 220 41 23. E-mail: omvlasov@ukr.net

Authorsof the article

Vlasov Oleksandr Mykolayovych - doctor of Science (technic), professor, professor of Department of Telecommunication systems, State University of Telecommunications, Kyiv, Ukraine Tel. : +38 067 220 41 23. E-mail: omvlasov@ukr.net

Дата надходження в редакцію: 23.07.2016 р.

Рецензент: д.т.н., проф. А.І. Семенко