

ŠIAULIŲ UNIVERSITETAS
GAMTOS MOKSLŲ FAKULTETAS
FIZIKOS KATEDRA

Virginijus Starkus
Fizikos magistrantūros
II kurso studentas

**Aukštesnių eilių grupinio greičio dispersijos
įtaka optinių solitonų sklidimui
šviesolaidyje**

Magistro darbas

Mokslinis vadovas:
doc. dr. Valdas Girdauskas

Šiauliai, 2007

Anotacija

Magistriniame darbe „Aukštesnių eilių grupinio greičio dispersijos įtaka optinių solitonų sklidimui šviesolaidyje“ skaitiškai ištirta antros ir trečios eilės grupinio greičio dispersijos įtaka solitono sklidimui šviesolaidyje su pastovios dispersijos šviesolaidžiu ir antros bei trečios eilės grupinio greičio dispersijos įtaka solitono sklidimui nepastovios dispersijos šviesolaidyje.

Darbo apimtis yra 49 puslapiai. Darbą sudaro įvadas (jame atskleidžiami darbo tikslai, uždaviniai ir keletas istorijos faktų), trys skyriai teorijos (skaidulinių šviesolaidžių charakteristikos, optiniai solitonai, įvairūs impulsų sklidimo režimai), vienas skyrius praktikos (antros ir trečios eilės grupinio greičio dispersijos veikiamo solitono dinamika pastovios dispersijos šviesolaidyje, ir nepastovios dispersijos šviesolaidyje). Darbe yra 22 paveikslėliai.

Gauti rezultatai parodė, kad veikiant antros eilės grupinio greičio dispersijai pastoviam šviesolaidyje impulsas išplinta į viena šoną, didinant dispersija jis suyra. Veikiant trečios eilės grupinio greičio dispersijai impulsas plinta tolygiai iš abiejų pusių. Nepastovios dispersijos šviesolaidyje veikiant antros ir trečios eilės grupinio greičio dispersijai solitonai spaudžiasi.

Abstract

In master thesis “Influence of higher-order group-velocity dispersion on solids propagation in optical fiber” influence of the second and the third line group-velocity dispersion on solid propagation in optical fiber with constant dispersion optical fiber, and influence of the second and third line group-velocity dispersion on solid propagation in optical fiber non-constant dispersion in optical fiber are investigated quantitatively.

The volume of the work is 49 pages. The work consists of introduction (in it the aims, objectives of the work are revealed, and some historical facts are added), three sections of theory (the characteristics of optical fiber, optical solids, various schedules of the impulse propagation), one section of practices (the dispersion of the second and the third line group-velocity, under the sway of solid dynamics, in constant dispersion optical fiber, and in non-constant dispersion optical fiber. 22 pictures are presented in the work.

The obtained results showed that impulse, acting the dispersion of the second line group-velocity in constant optical fiber, propagation to one side and when the dispersion is increased it decomposes. Acting the dispersion of the third line group-velocity the impulse spreads gradually from both sides. Acting the second and third line group-velocity dispersion in non-constant dispersion optical fiber, solid enforces.

Turinys

Ivadas.....	4
1. Skaidulinių šviesolaidžių charakteristikos.....	7
1. 1. Optiniai nuostoliai.....	8
1. 2. Chromatinė dispersija.....	9
1. 3. Netiesiniai efektai skaiduliniuose šviesolaidžiuose.....	14
1. 4. Netiesinis lūžis.....	14
1. 5. Maksvelio lygtys.....	15
1. 6. Pagrindinė sklidimo lygtis.....	17
2. Įvairūs optinių impulsų sklidimo režimai.....	23
2. 1. Dispersijos sąlygotas impulso išplitimas.....	25
2. 2. Aukštesnės eilės dispersija.....	30
3. Optiniai solitonai.....	32
3. 1. Fazinė savimoduliacija.....	32
3. 2. Fundamentalusis ir aukštesnių eilių solitonai.....	33
4. Skaitinio modeliavimo rezultatai ir jų aptarimas.....	35
4. 1. Antros ir trečios eilės grupinio greičio dispersijos įtaka pastovios dispersijos šviesolaidyje.....	35
4. 2. Solitono sklidimo dinamika mažėjančios dispersijos šviesolaidyje.....	39
Išvados.....	46
Literatūra.....	47
Priedai.....	49

Įvadas

Vienišoji banga arba solitonas kaip fizikinis reiškinys buvo pastebėtas gana vėlai, tik 19a. Pirmą kartą šis reiškinys kaip solitonas aprašytas 1834 m. Tais metais Džonas Skotas Raselas stebėjo kaip netoli Škotijos Edinburgo miesto esančiuose vandens kanaluose arkliai vilko pakrautas baržas. Vienai baržai staiga sustojus, nuo jos atsiskyrė ir dideliu greičiu vandens paviršiumi nusklido vienišas gūbrys. Jis sklido nemažindamas greičio ir amplitudės kanalo posūkiams ir po kurio laiko išnyko kanalo vingiuose. Tą vandens gūbrį Džonas Skotas Raselas [9] pavadino „great solitary wave“ t. y. „didelė vieniša banga“ – ir iš čia ir kilo vėliau trumpinys – solitonas.

Atradus lazerius, prasidėjo „naujosios“ – netiesinės optikos era. Todėl ir šiomis dienomis mokslininkai vykdo ne tik taikomuosius optikos tyrimus, bet ir toliau nagrinėja fundamentinius šviesos sklidimo bei sąveikos su medžiaga dėsnius.

Vienas svarbių netiesinės optikos uždavinių – ultratrumpųjų (piko ir femtosekundinių) impulsų formavimas. Tokie impulsai – yra plačiai taikomi ultrasparčiųjų vyksmų spektroskopijoje, informacijos perdavimo sistemose.

Šviesolaidžių panaudojimas atvėrė labai plačias galimybes formuoti ultratrumpuosius šviesos impulsus bei juos perduoti dideliu atstumu. Savaiminis šviesos impulsų fazės moduliavimas, vykstantis šviesolaidyje, leidžia labai išplėsti impulso spektrą. Normaliosios grupinių greičių dispersijos srityje gaunami labai plataus spektro, plokščios viršūnės impulsai su beveik tiesine dažnio moduliacija vėliau gali būti stiprinami ir suspaudžiami [2, 3]. Tokiu būdu galima suformuoti labai trumpus ir galingus šviesos impulsus [3].

Anomaliosios grupinių greičių dispersijos srityje šviesolaidyje formuojasi solitoniniai impulsai, kurie gali sklisti dideliu atstumu, išlaikantys ar periodiškai pakartojantys savo parametrus sklidimo metu. Tai yra labai svarbu optinėse ryšio linijose, kuriose solitoniniai impulsai yra kaip informacijos bitai. Taikant solitonus, galima perduoti informaciją dideliais nuotoliais ir milžiniškais informacijos perdavimo greičiais.

Netiesiniams optiniams reiškiniams būdingi mažiausiai trijų tipų solitonai. Pirma, tai Šredingerio solitonai, kai stabilūs impulsai atsiranda dėl dispersijos ir kubinio netiesiškumo balanso skaidrioje terpėje. Antra, solitonų generacija yra galima ir tada, kai šviesos impulsai sukelia terpės atomų lygmenų užpildų pokytį – taip vadinami "rezonansiniai" solitonai. Šiuo atveju solitonas formuojasi, jeigu impulso plotas (gaubtinės integralas pagal laiką) viršija slenkstinę vertę, o impulso trukmė yra mažesnė už charakteringas relaksacijos trukmes. Trečia, optiniai solitonai gali susiformuoti ir kvadratinio netiesiškumo medžiagoje, tribangės

parametrinės sąveikos metu.

Pirmą kartą optinių viensolitoninių ir daugiasolitoninių pikosekundinių impulsų formavimąsi stebėjo 1980 metais Mollenaueris, Stolenas ir Gordonas (Mollenauer, Stolen, Gordon) [5]. Šiuose eksperimentuose vienos modos šviesolaidyje iš spektriškai ribotų pikosekundinių impulsų buvo gauti pirmos, antros, trečios ir ketvirtos eilės solitoniniai impulsai.

N -tosios eilės solitoninių impulsų formavimasis įgalino realizuoti pikosekundinių impulsų spūda šviesolaidyje nenaudojant atskiro spaustuvo (tokio kaip difrakcinių gardelių pora). Tokių impulsų spūdos laipsnis proporcingas skaičiui N [6], kurį iš esmės nulemia įvedamo impulso smailinė galia P_0 . Tokiu būdu $7 ps$ pradinės trukmės impulsai buvo suspausti iki $260 fs$ [6].

Praktiniu požiūriu, vartotojus domina maksimalus solitoninės spūdos laipsnis. Kai pradinė N -solitoninio ($N = 1$) impulso trukmė – vienetai ir dešimtys pikosekundžių, pagrindinis ribojantis faktorius yra moduliacinis nepastovumas, suardantis impulsą jam nepasiekus maksimalaus spūdos taško. Pavyzdžiui, kai $N = 16$ ir triukšmų lygis 1%, impulsas suyra ties puse susispaudimo ilgio [7].

Šio metodo trūkumas yra tas, kad reikalinga aukšta pradinė smailinė galia, kuri negaunama tiesiogiai iš puslaidininkinių lazerių, vadinasi, reikalingas optinis stiprinimas. Be to, impulsų kokybė ties maksimaliu susispaudimu yra prasta, kadangi impulso energijos dalis, sutelkta impulso kraštuose (plataus pjedestalo pavidalu), yra didesnė negu suspaustoje smailėje. Esant impulso spūdos laipsniui 60, apie 80% impulso energijos būna sutelkta pjedestale [8]. Realizuojant aukštos kokybės spūda, pjedestalas turi būti sumažintas iki minimumo, kadangi sąveika tarp pjedestalo ir suspaustos smailės vėliau sukelia nepageidautiną impulso formos periodinį kitimą [9]. Toks funkcionavimas yra nuostolingas optinių ryšių taikymui ir dėl to reikalingi pjedestalo nuslopavimo metodai. Dėl šios priežasties 1988 metais buvo sugalvotas naujas impulsų spūdos metodas, paremtas adiabatine spūda, panaudojant mažėjančios dispersijos šviesolaidį su siaurėjančiu šerdies skersmeniu. Ši idėja pirmą kartą buvo realizuota 1991 m., kur $130 fs$ trukmės impulsai buvo suspausti iki $50 fs$ [10]. Fundamentaliųjų solitonų spūda be pjedestalo, pasiekta naudojant alternatyvų adiabatinių spūdos metodą, kelia didžiulį susidomėjimą.

Eksperimentuose [11 – 13], naudojant mažėjančios dispersijos šviesolaidžius, buvo pademonstruotas trumpesnių nei $200 fs$ trukmės impulsų be pjedestalo gavimas. Dėl to, kai suspausti fundamentalūs solitonai mažėjančios dispersijos šviesolaidyje išlieka fundamentaliais solitonais, kelia didžiulį susidomėjimą. Be to, suspaustų impulsų kokybė yra

labai aukšta ir pradinės reikalingos smailinės galios yra žymiai mažesnės negu reikalingos N-solitoninės spūdos metodui.

Spaudžiant femtosekundinės trukmės impulsus, pradeda reikštis netiesinio atsako inertiškumas ir aukštesnių eilių dispersija.

Šviesolaidžių panaudojimas netiesinėje optikoje įgalino suformuoti labai trumpus impulsus. Todėl, studijuojant netiesinę optiką, labai svarbu suvokti impulsų formavimosi šviesolaidyje dinamiką.

Taigi šio baigiamojo **darbo tikslas** – suprasti, interpretuoti ir ištirti skaitmeniškai optinių solitonų sklidimo dinamiką pastovios, bei mažėjančios dispersijos šviesolaidžiuose atsižvelgiant į aukštesnių eilių grupinio greičių dispersiją.

Darbo uždaviniai:

1. Išstudijuoti atitinkamą literatūrą ir pateikti jos apžvalgą.
2. Susipažinti su tiesinio ir netiesinio impulsų sklidimo šviesolaidyje teorija.
3. Įsisavinti solitonų sklidimo skaitinio modeliavimo ir rezultatų grafinio apdorojimo metodus.
4. Ištirti aukštesnių eilių grupinio greičio dispersijos įtaką fundamentalaus solitono sklidimo dinamikai pastovios dispersijos šviesolaidyje.
5. Ištirti fundamentalaus solitono spūdą mažėjančios dispersijos šviesolaidyje ir išanalizuoti aukštesnių eilių grupinio greičio dispersijos įtaką spūdai.

1. Skaidulinių šviesolaidžių charakteristikos

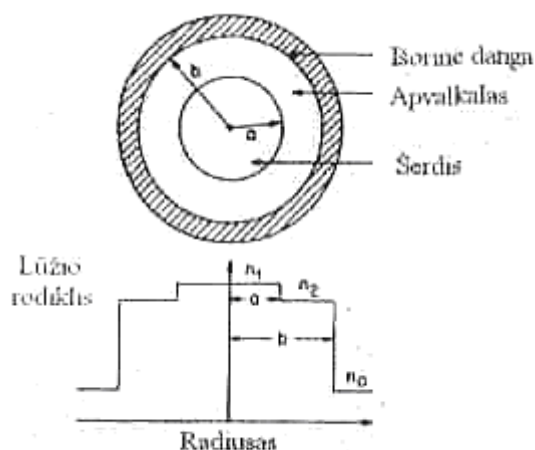
Patys paprasčiausi šviesolaidžiai susideda iš šerdies ir apvalkalo. Apvalkalo lūžio rodiklis nedaug mažesnis už šerdies lūžio rodiklį. Tokie šviesolaidžiai dažniausiai vadinami pakopinio lūžio rodiklio šviesolaidžiais tam, kad galėtume atskirti juos nuo gradientinių skaidulinių šviesolaidžių, kurių šerdies lūžio rodiklis tolydžiai mažėja nuo centro į pakraščius. 1 paveiksle schematiškai pavaizduotas pakopinio lūžio rodiklio šviesolaidžio skerspjūvis ir pakopinio lūžio rodiklio profilis. Toks skaidulinis šviesolaidis charakterizuojamas dviem parametrais – santykiniu šerdies ir apvalkalo lūžio rodiklių skirtumu:

$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1}, \quad (1.1)$$

ir normuotuoju dažniu (parametru V):

$$V = k_0 a (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}, \quad (1.2)$$

kur $k_0 = 2\pi / \lambda$ a – šerdies spindulys, λ – šviesos bangos ilgis.



1 pav. Pakopinio lūžio rodiklio šviesolaidžio skerspjūvis ir pakopinio lūžio rodiklio profilis

Parametras V nusako modų skaičių, kurios gali plisti skaiduliniame šviesolaidyje. Skaiduliniai šviesolaidžiai su pakopinio profilio lūžio rodikliu palaiko tik vieną modą, kai $V < 2.405$. Šviesolaidžiai, patenkinantys šią sąlygą, vadinami vienamodžiais. Pagrindinis skirtumas tarp vienamodžių ir daugiamodžių šviesolaidžių yra tas, kad jie turi skirtingus šerdies spindulius. Paprastų daugiamodžių šviesolaidžių šerdies spindulys yra apie 25 – 30 μm , o vienamodžių, kurių $\Delta \sim 30 \cdot 10^{-3}$, turi būti 2 – 4 μm . Išviršinio spindulio b dydis yra mažiau ribojamas. Paprasčiausiai jis turi būti pakankamai didelis, kad savyje visiškai išlaikytų

skaidulinio šviesolaidžio modą. Paprastai jis būna 50 – 60 μm tiek vienamodžiams, tiek ir daugiamodžiams skaiduliniams šviesolaidžiams. Terminas optinis skaidulinis šviesolaidis toliau tekste bus vartojamas vienamodžiams šviesolaidžiams.

1. 1. Optiniai nuostoliai

Svarbiu skaidulinio šviesolaidžio parametru yra galingumo nuostolių matas, optiniams signalams plintant skaidulos viduje. Jeigu P_0 - galingumas, įeinantis į skaidulinį šviesolaidį, kurio ilgis L , tai praėjęs galingumas P_T išreiškiamas:

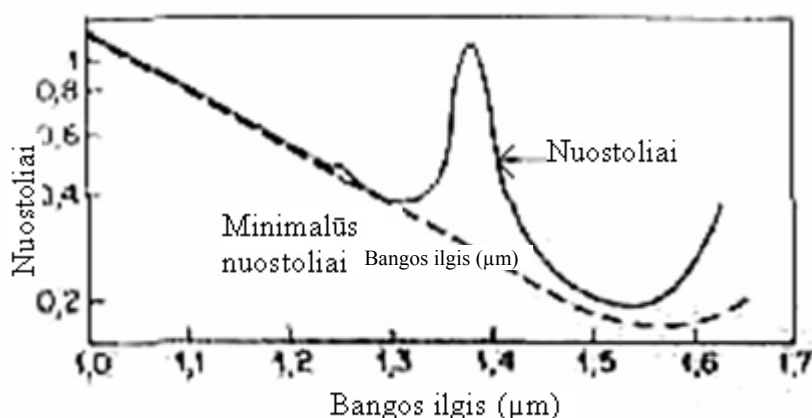
$$P_T = P_0 \exp(-\alpha L), \quad (1.3)$$

kur α - sugerties koeficientas. Šviesolaidžio nuostolius patogiau išreikšti, naudojant santykį:

$$\alpha_d = -\frac{10}{L} \log\left(\frac{P_T}{P_0}\right) = 4.343\alpha, \quad (1.4)$$

čia sąryšiui tarp α_d ir α nustatyti pasinaudojome (1.3) lygtimi.

Šviesolaidžio nuostoliai priklauso nuo šviesos bangos ilgio. 2 paveiksle pateiktas šiuolaikinio vienamodžio skaidulinio šviesolaidžio nuostolių spektras. Banga patiria minimalius nuostolius, kai bangos ilgis artimas 1.55 μm. Nuostoliai pastebimai išauga, mažėjant bangos ilgiui matomoje spektro dalyje. Pastebėkime, kad nuostoliams esant maksimaliems, sugerties koeficientas ne aukštesnis už $\alpha \approx 2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$. Palyginus su daugeliu kitų medžiagų, tai labai mažas dydis.



2 pav. Šiuolaikinio vienamodžio skaidulinio šviesolaidžio nuostolių spektras

Šviesolaidžio nuostolių spektrą lemia keletas faktorių, bet tarp jų vyrauja sugertis ir Reilėjaus sklaida. Grynas kvarcas sugeria arba ultravioletinę, arba tolimąją infraraudonųjų spindulių spektro dalį. Tačiau 0.5 – 2 μm bangos ilgių dalyje netgi palyginti mažas skaičius

priemaišų gali sąlygoti jaučiamą sugertį. Praktikoje skaidulinio šviesolaidžio nuostolius stipriausiai įtakoja hidroksidų grupės OH^- , nes jų pagrindinis šviesos bangų sugėrimo pikas yra kai $\lambda \leq 2.73\mu\text{m}$. Sugertis atitinkanti OH svyravimus paaiškina nuostolius artimus $1.37\mu\text{m}$ ir mažesnįjį piką prie $1.23\mu\text{m}$ (2 pav.). Norint sumažinti OH jonų skaičių iki vieno iš milijono tūrio vienete, gaminant skaidulinį šviesolaidį reikia laikytis specialių taisyklių.

Relėjaus sklaida – vienas iš fundamentalių nuostolių mechanizmų – įvyksta esant atsitiktinėms tankio fliktuacijoms, „iššaldytoms“ gaminant kvarcinį stiklą. Suprantama, rezultate lokalinės fliktuacijos lūžio rodiklis išsklaido šviesą į visas kryptis. Nuostoliai, sąlygoti Relėjaus sklaidos, mažėja proporcingai bangos ilgiui $\sim \lambda^{-4}$ ir vyrauja esant trumpoms bangoms. Kadangi šie nuostoliai skaiduliniams šviesolaidžiams yra neišvengiami, jie sudaro minimalių nuostolių lygį. Jis įvertinamas šitaip:

$$\alpha_R = C / \lambda^4, \quad (1.5)$$

kur konstanta C yra ribose tarp $0.7 - 0.9$, priklausomai nuo skaidulinio šviesolaidžio šerdies sudėties. Kai bangos ilgis $\lambda = 1.55\mu\text{m}$, tai šviesolaidžio nuostolių spektre vyrauja Relėjaus sklaida. Kiti faktoriai, kurie lemia bendrus nuostolius, gali būti nuostoliai dėl išlinkimų ir „ribiniai“ nuostoliai, atsirandantys dėl sklaidos riboje tarp šerdies ir apvalkalo. Bendri bangos nuostoliai optinėse ryšio linijose taip pat apima ir abiejų šviesolaidžio galų vieno su kitu sujungimo nuostolius. Šiuolaikinių technologijų dėka, šiuos nuostolius pavyko sumažinti iki $\sim 0,01$.

1. 2. Chromatinė dispersija

Elektromagnetinei bangai sąveikaujant su surištais dielektriko elektronais, terpės atsakas priklauso nuo optinio dažnio ω . Ši savybė, vadinama chromatine dispersija, pasireiškia kaip dažninė lūžio rodiklio priklausomybė $n(\omega)$. Chromatinės dispersijos atsiradimą lemia charakteringi dažniai, kuriems esant terpė sugeria elektromagnetinį osciluojančiųjų surišusių elektronų spinduliavimą. Terpės lūžio rodiklio elgsena gerai aprašoma Selmejerio lygtimi:

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2}, \quad (1.6)$$

kur ω_j - rezonansinis dažnis ir B_j - j-ojo rezonanso dydis. Lygtyje sumuojame visus rezonansinius dažnius, kurie yra mus dominančioje spektro dalyje. Optinių bangų atveju, parametrai ω_j ir B_j apibrėžiami bandymų būdu. Šie parametrai kvarciniam stiklui yra tokie: $B_1 = 0.696163$, $B_2 = 0.4079426$, $B_3 = 0.8974794$, $\lambda_1 = 0.0684043$, $\lambda_2 = 0.1162414$,

$\lambda_3 = 9.896161$, kur $\lambda_j = 2\pi c/w_j$ ir c – šviesos greitis vakuume.

Sklandant trumpiems optiniams impulsams, skaidulinio šviesolaidžio dispersija turi apibrėžtą reikšmę, nors skirtingos impulso spektro komponentės sklinda skirtingais greičiais $c/n(w)$. Netgi tais atvejais, kai netiesiniai efektai yra nesvarbūs, dispersinis impulso praplatėjimas gali būti žalingas optinėms linijoms. Matematiškai aprašydami dispersijos efektus šviesolaidyje, sklindančios modos bangos skaičių β išskleidžiame Teiloro eilute:

$$\beta(w) = n(w)\frac{w}{c} = \beta_0 + \beta_1(w - w_0) + \frac{1}{2}\beta_2(w - w_0)^2 \dots, \quad (1.7)$$

kur

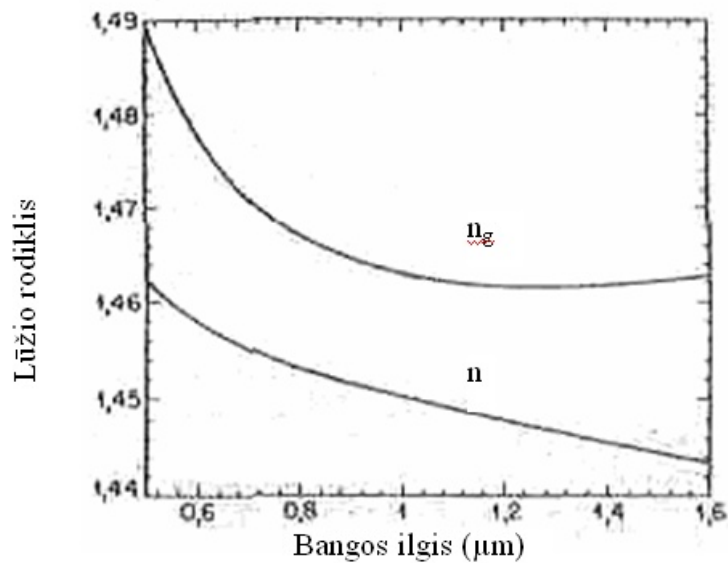
$$\beta_m = \left[\frac{d^m \beta}{dw^m} \right]_{w=w_0}, \quad (m = 0, 1, 2, 3, \dots). \quad (1.8)$$

Impulso gaubtinė juda grupiniu greičiu ($v_g = 1/\beta_1$), o parametras β_2 apibrėžia impulso praplatėjimą dėl grupinio greičio dispersijos. Lūžio rodiklį n ir parametrus β_2 ir β_1 sieja lygtys:

$$\beta_1 = \frac{1}{c} \left(n + w \frac{dn}{dw} \right) = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{v_g}, \quad (1.9)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn}{dw} + w \frac{d^2n}{dw^2} \right) \cong \frac{w}{c} \frac{d^2n}{dw^2} \cong \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2n}{d\lambda^2}, \quad (1.10)$$

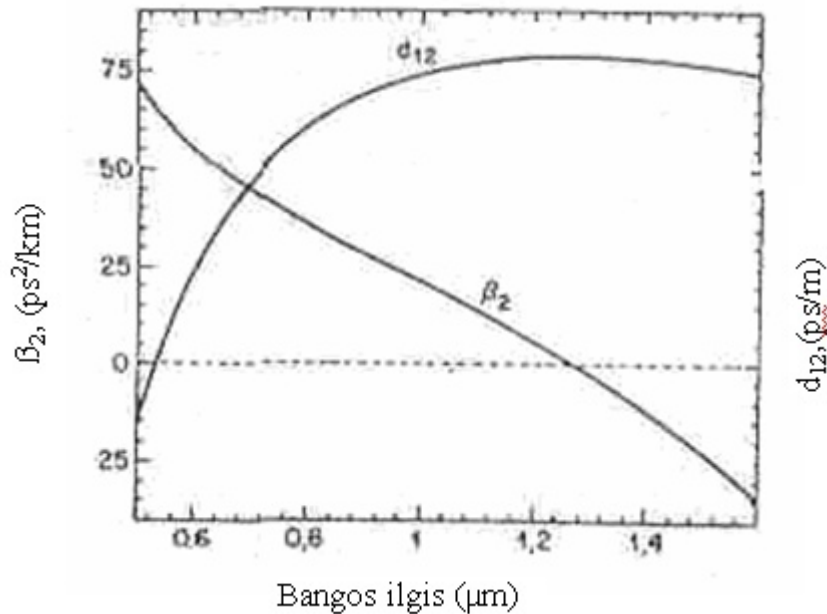
kur n_g - grupinis lūžio rodiklis.



3 pav. Kvarcinio stiklo n ir n_g priklausomybės nuo bangos ilgio.

3 ir 4 paveiksluose parodytos kvarcinio stiklo n , n_g ir β_2 priklausomybės nuo

bangos ilgio λ , gautos naudojantis (1.6), (1.9) ir (1.10) lygtimis. Pastebėkime tai, kad β_2 artėja į nulį, kai bangos ilgis artimas $1.27 \mu\text{m}$ ir tampa neigiamu didesniems bangos ilgiams. Kai $\beta_2 = 0$, toks bangos ilgis dažniausiai vadinamas nulinės dispersijos bangos ilgiu λ_D . Čia reiktų pastebėti, kad esant $\lambda = \lambda_D$ dispersija nėra lygi nuliui. Kai $\lambda = \lambda_D$, impulsų sklaidimo aprašymas reikalauja, kad lygtyje įskaičiuotume ir kubinį dėmenį. Tokie aukštesnės eilės dispersiniai efektai gali iškraipyti labai trumpus optinius impulsus tiek tiesiniu, tiek ir netiesiniu atvejais.



4 pav. Kvarcinio stiklo β_2 priklausomybė nuo bangos ilgio

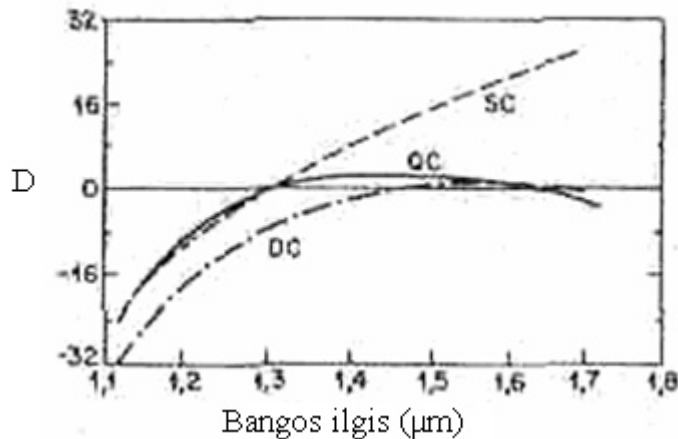
3 ir 4 paveiksluose pateiktos kreivės tinka tik kvarciniam stiklui. Dispersijos elgesys realiuose šviesolaidžiuose skiriasi nuo pavaizduotųjų. Šiuose paveiksluose dėl dviejų priežasčių. Pirmiausia, šviesolaidžių šerdis gali turėti nedidelį kiekį priemaišų, tokių kaip GeO_2 ar P_2O_5 . Tokiu atveju (1.6) lygtį reikia naudoti su parametrais, atitinkančiais esantį priemaišų kiekį. Antra, bangolaidinės struktūros egzistavimas nežymiai sumažina efektyvų modos lūžio rodiklį, lyginant su medžiagos lūžio rodikliu $n(\omega)$, o šis sumažėjimas priklauso nuo dažnio ω .

Todėl, kad gautume tikrąją skaidulinio šviesolaidžio dispersiją, prie medžiagos dispersijos reikia pridėti bangolaidinę komponentę. Kitaip sakant, bangolaidinis indėlis į β_2 yra nepaisomai mažas visoje spektrinėje dalyje, išskyrus sritį, artimą nulinei dispersijai λ_D , kur bangolaidinė ir medžiagos dispersijos tampa palyginamomis. Pagrindinis skaidulinis efektas vyrauja nedideliame λ_D postūmyje, į ilgesnių bangų sritį; tipiniams šviesolaidžiams $\lambda_D \cong 1.31 \mu\text{m}$. 4 paveiksle pavaizduota pilnai išmatuota vienamodžio skaidulinio

šviesolaidžio dispersija. Kiekybiniam dispersijos išreiškimui naudojamas dispersijos parametras D , dažniausiai banginės optikos literatūroje naudojamas vietoj β_2 . Ryšys tarp β_2 ir D nusakomas šitaip:

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \cong -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}. \quad (1.11)$$

Įdomus bangolaidinės dispersijos bruožas yra tas, kad jos indėlis į D priklauso nuo skaidulos parametrų: šerdies spindulio a bei šerdies ir apvalkalo lūžio rodiklių skirtumo Δn . Galima sukurti skaidulinį šviesolaidį su visiškai nuožulnia dispersine kreive, turintį mažą dispersiją plačiame spektriniame diapazone 1.3–1.55 μm . 5 paveiksle pateikti dviejų tokių šviesolaidžių, turinčių du ar tris sluoksnius apvalkalų aplink šerdį, dispersinės kreivės. Šių kreivių palyginimui taip pat pateikia šviesolaidžio su vienu apvalkalu kreivė (punktyrinė linija). Šviesolaidis su keturiais apvalkalo sluoksniais charakterizuojamas žema dispersija ($|D| \leq 1$) plačioje spektro srityje nuo 1.25 iki 1.65 μm . Tokie modifikuotų dispersijų šviesolaidžiai naudojami netiesinių efektų tyrimui, kai eksperimentas reikalauja specialių dispersijos savybių.



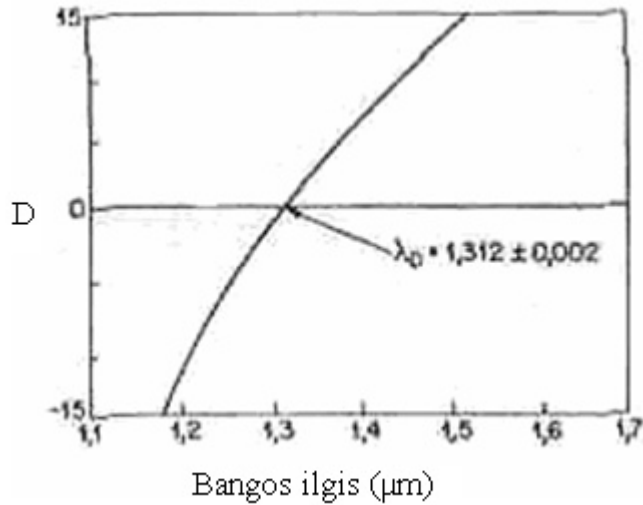
5 pav. Šviesolaidžių, turinčių 2-3 sluoksnius apvalkalų aplink šerdį, dispersinių kreivių išmatavimai.

Optinėse bangose netiesiniai efektai gali būti kokybiškai visiškai skirtingi, priklausomai nuo dispersinių parametrų β_2 ir D ženklo. Kadangi

$$\beta_2 = \frac{d\beta_1}{d\omega} = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{1}{v_g} \right) = -\frac{1}{v_g^2} \frac{dv_g}{d\omega}, \quad (1.12)$$

parametras β_2 paprastai vadinamas grupinių greičių dispersija. Kai $\lambda < \lambda_D$ parametras $\beta_2 > 0$, tada sakome, kad šviesolaidis pasižymi normalia dispersija. Esant normalios dispersijos režimui žemo dažnio optinio impulso spektro komponentės plinta greičiau už aukšto dažnio komponentes. Priešingu atveju, kai $\beta_2 < 0$, vyksta anomalioji dispersija. Kaip matome 6 paveiksle, stikliniai skaiduliniai šviesolaidžiai pasižymi anomalia dispersija ilgų bangų srityje, t.

y. kai $\lambda > \lambda_D$. Tokiame režime optinėse bangose gali egzistuoti solitonai – optiniai impulsai, kuriuose dispersiniai ir netiesiniai efektai kompensuoja vieni kitus.



6 pav. Skaidulinio šviesolaidžio dispersinė kreivė.

Svarbi chromatinės dispersijos savybė yra ta, kad skirtingų bangos ilgių impulsai sklinda skirtingais greičiais dėl grupinių greičių skirtumo. Tai lemia, kad impulsai vieni kitus pereina išilgai, o tai yra esminis dalykas aprašant netiesinius reiškinius, kuriuose pastebimas savitarpinis dviejų arba, daugiau optinių impulsų persiklojimas. Trumpiau sakant, netiesinė dviejų optinių impulsų sąveika nutrūksta, kai greičiau judantis impulsas pilnai pereina impulsą judantį lėčiau. Nuotolis tarp dviejų impulsų išreiškiamas grupinių greičių skirtumu d_{12} :

$$d_{12} = \beta_1(\lambda_1) - \beta_1(\lambda_2) = v_g^{-1}(\lambda_1) - v_g^{-1}(\lambda_2), \quad (1.13)$$

kur λ_1 ir λ_2 – bangų ilgiai, atitinkantys dviejų impulsų dažnius, β_1 apskaičiuojamas naudojantis (1.9) formule ir šiais bangų ilgiais. Dviejų impulsų, kurių trukmė T_0 , dispersinio išsiskyrimo ilgis L_W išreiškiamas formule:

$$L_W = T_0 / |d_{12}|. \quad (1.14)$$

4 paveiksle pavaizduota lydyto kvarco d_{12} priklausomybė nuo λ_2 (naudojantis (1.13) lygtimi, kai $\lambda_1 = 0.532$ μm). Normalios dispersijos režime impulsas didesniu bangos ilgiu juda greičiau. Pavyzdžiui, jeigu impulsas, kurio $\lambda_2 = 1.06$ μm prasilenkia su impulsu, kurio $\lambda_1 = 0.532$ μm , tai jie tols vienas nuo kito apie 80 ps/min greičiu. Tai atitinka išsiskyrimo ilgį L_W virš 25 cm, kai $T_0 = 20$ ps.

1. 3. Netiesiniai efektai skaiduliniuose šviesolaidžiuose

Bet koks dielektriko atsakas į šviesos poveikį yra netiesinis stipriame elektromagnetiniame lauke, optiniai skaiduliniai šviesolaidžiai taip pat ne išimtis. Teoriškai netiesinio atsako atsiradimas susijęs su neharmoniniu surištu elektronų judėjimu esant išorinio lauko E poveikiui. Todėl indukuotoji elektrinių dipolių poliarizacija P tampa nebetiesine ir užrašoma šitaip:

$$P = \varepsilon_0 (\chi^1 E + \chi^2 : EE + \chi^3 : EEE + \dots), \quad (1.15)$$

kur ε_0 - dielektrinė skvarbą vakuume, jautriai χ^j - $j+1$ rango tenzorius ($j = 1, 2, \dots$), įvestas poliarizacijos efektų įskaitymui. Jautris $\chi^{(1)}$ pagrindinis indėlis į P . Jis apima lūžio rodiklį n ir sugerties koeficientą α . Su antros eilės jautriu $\chi^{(2)}$ susiję tokie efektai, kaip antros harmonikos ar suminio dažnio generacijos. Tačiau šis jautris yra nelygus nuliui tik tokiose terpėse, kuriose molekuliniam lygyje nėra simetrinės inversijos. Todėl optiniuose šviesolaidžiuose negalimi antros eilės efektai.

1. 4. Netiesinis lūžis

Optiniuose šviesolaidžiuose netiesiniai žemesnės eilės efektai atsiranda dėl trečiosios eilės jautrio, kuris atsakingas už tokius reiškinius, kaip trečiosios harmonikos generacija, keturfotonė sąveika, netiesinis lūžis. Dauguma netiesinių efektų šviesolaidžiuose pasireiškia dėl netiesinio lūžio (lūžio rodiklio priklausomybė nuo intensyvumo), kaip rezultatas indėlio $\chi^{(3)}$ lūžio rodiklis tampa lygus:

$$\bar{n}(w, |E|^2) = n(w) + n_2 |E|^2, \quad (1.16)$$

kur $n(w)$ – tiesinė dalis, gauta iš (1.6) lygties, $|E|^2$ - intensyvumas skaidulos viduje, n_2 - netiesinis lūžio rodiklis, su $\chi^{(3)}$ susijęs lygtimi:

$$n_2 = \frac{3}{8n} \chi_{xxxx}^{(3)}. \quad (1.17)$$

Užrašant (1.17) lygtį buvo tariama, kad elektrinis laukas tiesiškai poliarizuotas taip, kad tik viena ketvirto rango tenzorius komponentė $\chi_{xxxx}^{(3)}$ yra reikšminga lūžio rodikliui. Lūžio rodiklio priklausomybė nuo intensyvumo veda prie daugelio įdomių netiesinių efektų. Du tokie plačiai išanalizuoti efektai – fazinė savimoduliacija (FSM) ir fazinė krosmoduliacija (FKM). FSM sąlygoja paties sukelti fazės pokyčiai, kuriuos optinis laukas verčia sklįsti skaiduliniu šviesolaidžiu. Šį dydį galime gauti pastebėję, kad optinio lauko fazė kinta šitaip:

$$\phi = \bar{n}k_0L = (n + n_2|E|^2)k_0L, \quad (1.18)$$

kur $k_0 = 2\pi / \lambda$ ir L – šviesolaidžio ilgis. Fazės pokytis, priklausantis nuo intensyvumo, atsiranda dėl FSM. FSM sąlygoja trumpų impulsų spektro praplatėjimą ir optinių solitonų egzistavimą šviesolaidžio grupinių greičių anomalinės dispersijos srityje.

FKM sąlygoja netiesinis optinio lauko fazės pokyčiu, kuris atsiranda dėl kito lauko su kitu bangos ilgiu sklidimo tuo pačiu metu. Jo atsiradimą galima suprasti, įstačius visą elektrinį lauką E (1.15) lygtį:

$$E = \frac{1}{2}[E_1 \exp(-i\omega_1 t) + E_2 \exp(-i\omega_2 t) + k.j.], \quad (1.19)$$

kai du skirtingų dažnių ω_1 , ir ω_2 optiniai laukai, poliarizuoti viena kryptimi kartu tuo pačiu metu sklinda skaidula. Netiesinis lauko su dažniu ω_1 fazės pokytis bus lygus:

$$\phi_{NL} = n_2 k_0 L |E_1|^2 + 2|E_2|^2, \quad (1.20)$$

čia mes nepaisome visų narių, kurie sukelia poliarizaciją ne prie dažnių ω_1 , ir ω_2 , todėl, kad jie neturi fazinio sinchronizmo.

1. 5. Maksvelio lygtys

Tam, kad suprastume netiesinius reiškinius skaiduliniuose šviesolaidžiuose, neišvengiamai turime susipažinti su elektromagnetinių bangų sklidimo netiesinėje terpėje dispersija teorija, gauti pagrindinę optinių impulsų sklidimo vienamodžiuose šviesolaidžiuose lygtį.

Kaip ir visi elektromagnetiniai reiškiniai, optinio lauko sklidimas skaidula aprašomas Maksvelio lygtimis. SI sistemoje šios lygtys atrodo šitaip:

$$\nabla \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (1.21)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}_f + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (1.22)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_f, \quad (1.23)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (1.24)$$

kur \vec{E} ir \vec{H} - elektrinio ir magnetinio lauko vektoriai, o \vec{D} ir \vec{B} - atitinkamai elektrinės ir magnetinės indukcijos vektoriai. Elektromagnetinio lauko šaltiniais yra srauto tankis \vec{J}_f ir krūvio tankis ρ_f . Kadangi skaiduliniuose šviesolaidžiuose laisvų krūvininkų nėra, todėl

$$\vec{J}_f = 0 \text{ ir } \rho_f = 0.$$

Elektrinės ir magnetinės indukcijos vektoriai \vec{D} ir \vec{B} terpėje atsiranda kaip atsakas į elektrinį ir magnetinį laukus \vec{E} ir \vec{H} , ir siejasi su jais tokiomis lygtimis:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad (1.25)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M}, \quad (1.26)$$

kur ε_0 ir μ_0 – dielektrinė ir magnetinė konstantos vakuume, \vec{P} ir \vec{M} – elektrinė ir magnetinė poliarizacijos. Kadangi skaidulinis šviesolaidis yra nemagnetinis, tai $\vec{M} = 0$

Maksvelio lygtys gali būti panaudotos norint gauti lygtį, aprašančią šviesos sklaidimą skaiduliniuose šviesolaidžiuose:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2}, \quad (1.27)$$

kur panaudojame formulę $\mu_0 \varepsilon_0 = 1/c^2$, čia c – šviesos greitis vakuume. Tam, kad užbaigtume šį aprašymą, turime įvesti ryšį tarp indukuotosios poliarizacijos \vec{P} ir elektrinio lauko \vec{E} . Kitaip sakant, kad apibrėžtume \vec{P} reikia pasinaudoti kvantmechanine teorija. Reikia pastebėti, kad toks kelias yra būtinas tik tada, kai optinio lauko dažnis yra artimas terpės rezonansiniam dažniui. Kai taip nėra, ryšį tarp \vec{P} ir \vec{E} galime išreikšti (1.15) formule, kuri teisinga skaiduliniams šviesolaidžiams bangų ilgių tarp $0.5 - 2 \mu\text{m}$ srityje. Išnagrinėkime tik trečios eilės netiesinius efektus, aprašomus $\chi^{(3)}$. Indukuotoji poliarizacija susideda iš dviejų dalių:

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \vec{P}_T(\vec{r}, t) + \vec{P}_{NT}(\vec{r}, t), \quad (1.28)$$

kur \vec{P}_T – tiesinė ir \vec{P}_{NT} – netiesinė dalys, bendriausiu atveju siejamos su elektriniu lauku lygtimis:

$$\vec{P}_T(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t-t') \cdot \vec{E}(\vec{r}, t') dt', \quad (1.29)$$

$$\vec{P}_{NT}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) \cdot \vec{E}(\vec{r}, t_1) \vec{E}(\vec{r}, t_2) \vec{E}(\vec{r}, t_3) dt_1 dt_2 dt_3. \quad (1.30)$$

Lygtys (1.28) ir (1.30) aprašo žemiausios eilės netiesinius efektus skaiduliniuose šviesolaidžiuose. Norėdami jas supaprastinti, būtinai turime įvesti keletą apribojimų. Kadangi

netiesinė poliarizacija sudaro labai mažą dalį indukuotosios poliarizacijos, t. y. $|\vec{P}_{NT}| \ll |\vec{P}_T|$,

todėl pirmuoju žingsniu (1.27) lygtyje \vec{P}_{NT} prilyginsime nuliui ir (1.27) lygtį perrašysime:

$$\nabla \times \nabla \times \tilde{\vec{E}}(\vec{r}, \omega) + \varepsilon(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\vec{E}}(\vec{r}, \omega) = 0, \quad (1.31)$$

kur $\tilde{\vec{E}}(\vec{r}, \omega)$ – Furje komponentės $\vec{E}(\vec{r}, t)$, aprašomos

$$\tilde{\vec{E}}(\vec{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}(\vec{r}, t) \exp(i\omega t) dt, \quad (1.32)$$

o $\varepsilon(\omega)$ – dielektrinė skvarba, priklausantis nuo dažnio šitaip:

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \tilde{\chi}^{(1)}(\omega), \quad (1.33)$$

čia $\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)$ – Furje spektras funkcijos $\tilde{\chi}^{(1)}(t)$. Taigi $\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)$ ir $\varepsilon(\omega)$ kompleksiniai parametrai. Naudojantis lygtimi:

$$\varepsilon = (n + iac/2\omega)^2, \quad (1.34)$$

lūžio rodiklį n ir sugerties koeficientą a galime išreikšti per realiąją ir menamąją $\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)$ dalis šitaip:

$$n(\omega) = 1 + \frac{1}{2} \operatorname{Re}[\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)], \quad (1.35)$$

$$a(\omega) = \frac{\omega}{nc} \operatorname{Im}[\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)]. \quad (1.36)$$

Prieš tai, kol spręsimė (1.31) lygtį, padarykime dar du supaprastinimus. Pirmiausia, nepaisysime $\varepsilon(\omega)$ menamosios dalies, nes šviesolaidžiuose esant mažiems nuostoliams menamoji dalis yra žymiai mažesnė už realiąją. Tada $\varepsilon(\omega)$ galime pakeisti į $n^2(\omega)$. Antra, laikysime, kad $n(\omega)$ nepriklauso nuo šerdies ir apvalkalo erdvinių koordinatų, todėl

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = -\nabla^2 \vec{E}, \quad (1.37)$$

čia naudojamės lygybe $\nabla \cdot \vec{D} = \varepsilon \nabla \cdot \vec{E} = 0$. Esant tokiems supaprastinimams (1.34) lygtis atrodo šitaip:

$$\nabla^2 \tilde{\vec{E}} + n^2(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\vec{E}} = 0. \quad (1.38)$$

1. 6. Pagrindinė sklidimo lygtis

Dauguma netiesinių efektų skaiduliniuose šviesolaidžiuose pasireiškia naudojant impulsus, kurių ilgis nuo ~10 ns iki ~10 ps. Kai tokie impulsai sklinda šviesolaidžiu, jų formą ir spektrą įtakoja tiek dispersiniai, tiek ir netiesiniai efektai. Išveskime lygtį, kuri aprašytų optinių impulsų sklidimą skaiduliniu šviesolaidžiu taip, kaip netiesinėje terpėje su dispersija. Naudojantis (1.28) ir (1.37) lygtimis, (1.27) lygtį galime užrašyti šitaip:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_T}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NT}}{\partial t^2}, \quad (1.39)$$

kur \vec{P}_T – tiesinė ir \vec{P}_{NT} – netiesinė indukuotosios poliarizacijos dalys susijusios su elektrinio lauko \vec{E} (1.29) ir (1.37) lygtimis.

Tam, kad išspręstume (1.39) lygtį, reikia padaryti keletą supaprastinimų. Pirmiausia, \vec{P}_{NT} laikysime daug mažesniu už \vec{P}_T . Antra, tarsime, kad optinio lauko poliarizacijos būseną išlieka pastovi visoje skaiduloje. Trečia, laikysime, kad optinis laukas yra kvazimonochromatinis, t. y. spektras su centru dažnyje ω_0 yra tokio pločio $\Delta \omega$, kad tenkina sąlygą $\Delta \omega / \omega_0 \ll 1$.

Naudojantis lėtai besikeičiančių amplitudžių artiniu, galima išskirti greitai besikeičiančią elektrinio lauko dalį, užrašius

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [\vec{E}(\vec{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + k.j.], \quad (1.40)$$

kur \hat{x} – vienetinis vektorius, nukreiptas elektrinio lauko poliarizacijos kryptimi, $\vec{E}(\vec{r}, t)$ – greitai besikeičianti laiko funkcija. Poliarizacijas \vec{P}_T ir \vec{P}_{NT} galima užrašyti analogišku būdu:

$$\vec{P}_T(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [\vec{P}_T(\vec{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + k.j.], \quad (1.41)$$

$$\vec{P}_{NT} = \frac{1}{2} \hat{x} [\vec{P}_{NT}(\vec{r}, t) \exp(i\omega_0 t) + k.j.]. \quad (1.42)$$

Tiesinę poliarizacijos dalį \vec{P}_T galime gauti iš (1.41) lygtį įsistatę (1.29) lygtį:

$$\begin{aligned} \vec{P}(\vec{r}, t) &= \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi_{xx}^{(1)}(t-t') \vec{E}(\vec{r}, t') \exp[i\omega_0(t-t')] dt' = \\ &\varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi_{xx}^{(1)}(\omega) \vec{E}(\vec{r}, \omega - \omega_0) \exp[-i(\omega - \omega_0)t] d\omega \end{aligned} \quad (1.43)$$

kur $\vec{E}(\vec{r}, \omega)$ – Furjė transformacija, $\vec{E}(\vec{r}, t)$, gaunamas taip pat, kaip ir (1.32) lygtyje.

(1.42) lygtį įstačius į (1.30) lygtį gauname netiesinės poliarizacijos $\vec{P}_{NT}(\vec{r}, t)$ lygtį, kuri visiškai supaprastėja, jeigu netiesinis atsakas labai greitas. Tada $\chi^{(3)}$ priklausomybė nuo laiko (1.30) lygtyje atrodys taip:

$$\vec{P}_{NT}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} : \vec{E}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (1.44)$$

(1.40) lygtį įstate į (1.44) lygtį randame, kad $\vec{P}_{NT}(\vec{r}, t)$ susideda iš vienos dalies, osciluojančios dažniu ω_0 ir antros, osciluojančios trečiosios harmonikos dažniu $3\omega_0$, kuris šviesolaidžiuose dažniausiai nepaisomas. Pasinaudoję (1.42) lygtimi gauname:

$$\bar{P}_{NT}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \varepsilon_{NT} \bar{E}(\vec{r}, t), \quad (1.45)$$

kur ε_{NT} – netiesinis dielektrinės skvarbos narys:

$$\varepsilon_{NT} = \frac{3}{4} \chi_{xxxx}^{(3)} |\bar{E}(\vec{r}, t)|^2. \quad (1.46)$$

Norint gauti lėtai kintančių amplitudžių $\bar{E}(\vec{r}, t)$ banginę lygtį, patogiau naudotis spektriniu atvaizdu. Bendru atveju, tai nėra įmanoma, nes (1.39) lygtyje ε_{NT} priklausomybė nuo intensyvumo nėra tiesinė. Todėl išvedinėdami $\bar{E}(\vec{r}, t)$ lygtį mes laikysime, kad ε_{NT} yra pastovus. Tai leidžiama, nes \bar{P}_{NT} laikome mažu dydžiu. Įstatydami (1.40)-(1.42) lygtis į (1.39) lygtį randame, kad Furjė komponentės $\tilde{E}(\vec{r}, w - w_0)$ užrašomos šitaip:

$$\tilde{E}(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \bar{E}(\vec{r}, t) \exp[i(w - w_0)t] dt, \quad (1.47)$$

patenkinant lygtį:

$$\nabla^2 \tilde{E} + \varepsilon(w) k_0^2 \tilde{E} = 0, \quad (1.48)$$

kur $k_0 = w/c$, o

$$\varepsilon(w) = 1 + \tilde{\chi}_{xx}^{(1)}(w) + \varepsilon_{NT}. \quad (1.49)$$

Kaip ir iš (1.34) lygties, taip ir čia iš dielektrinės skvarbos galime išreikšti lūžio rodiklį \bar{n} ir sugerties koeficientą a . Dydis \bar{n} yra priklausomas nuo intensyvumo dėl ε_{NT} , todėl patogiau naudotis tokiu apibrėžimu:

$$\bar{n}(w) = n(w) + n_2 |\bar{E}|^2. \quad (1.50)$$

Naudodamiesi išraiška $\varepsilon = 1 + \tilde{\chi}_{xx}^{(1)} + \varepsilon_{NT}$ ir (1.46), (1.49) ir (1.50) lygtimis, gauname netiesinį lūžio rodiklį:

$$n_2 = \frac{3}{8n} \chi_{xxxx}^{(3)}. \quad (1.51)$$

Tiesinis lūžio rodiklis n ir sugerties koeficientas a susiję su $\tilde{\chi}_{xx}^{(1)}$ realiaja ir menamąja dalimis, kaip ir (1.25) ir (1.26) lygtyse.

(1.48) lygtį galime išspręsti kintamųjų atskyrimo metodu. Sprendinys turėtų būti šitokio pavidalo:

$$\tilde{E}(\vec{r}, w - w_0) = \bar{F}(x, y) \tilde{A}(z, w - w_0) \exp(i\beta_0 z), \quad (1.52)$$

kur $\tilde{A}(z, w)$ – impulso spektro gaubtinė z , $\bar{F}(x, y)$ – modos skersinis amplitudės skirstinys,

β_0 – skaidulinis bangos skaičius. (1.48) lygtį galime perrašyti kaip dvi $\vec{F}(x, y)$ ir $\vec{A}(z, w)$:

$$\frac{\partial^2 \vec{F}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{F}}{\partial y^2} + [\varepsilon(w)k_0^2 - \bar{\beta}^2] \vec{F} = 0, \quad (1.53)$$

$$2i\beta_0 \frac{\partial \vec{A}}{\partial z} + (\bar{\beta}^2 - \beta_0^2) \vec{A} = 0. \quad (1.54)$$

Gaudami (1.54) lygtį nepaisėme antrosios išvestinės $\frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial z^2}$, naudodamiesi prielaida, kad $\vec{A}(z, w)$

– lėtai kintanti funkcija z . Dielektrinę skvarbą $\varepsilon(w)$ galime išreikšti šitaip:

$$\varepsilon = (n + \Delta n)^2 \cong n^2 + 2n\Delta n, \quad (1.55)$$

kur

$$\Delta n = n_2 |\vec{E}| + \frac{ia}{2k_0}. \quad (1.56)$$

Δn neveikia lauko modulį $F(x, y)$ pasiskirstymo, bet pakeičia $\bar{\beta}$ reikšmę:

$$\bar{\beta}(w) = \beta(w) + \Delta\beta, \quad (1.57)$$

kur

$$\Delta\beta = \frac{k_0 \int \int_{-\infty}^{\infty} \Delta n |F(x, y)|^2 dx dy}{\int \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy}. \quad (1.58)$$

Naudojantis (1.40) ir (1.50) lygtimis elektrinį lauką \vec{E} galime užrašyti šitaip:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \hat{x} \frac{1}{2} (F(x, y) A(z, t) \exp(i(\beta_0 z - w_0 t)) + k.j.). \quad (1.59)$$

Furje spektras $\vec{A}(z, w - w_0)$ lėtai kintančioms amplitudėms $A(z, t)$ tenkina (1.54)

lygtį, kurią galime užrašyti šitaip:

$$\frac{\partial \vec{A}}{\partial z} = i(\beta(w) + \Delta\beta - \beta_0) \vec{A}, \quad (1.60)$$

čia buvo pasinaudota (1.57) lygtimi ir pakeitimu $\bar{\beta}^2 - \beta_0^2 \cong 2\beta_0(\bar{\beta} - \beta_0)$. Skleidžiame

$\beta(w)$ Teiloro eilute:

$$\beta(w) = \beta_0 + (w - w_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(w - w_0)^2 \beta_2 + \frac{1}{6}(w - w_0)^3 \beta_3 + \dots, \quad (1.61)$$

kur

$$\beta_n = \left(\frac{d^n \beta}{dw^n} \right)_{w=w_0}. \quad (1.62)$$

Kubiniai ir didesnės eilės kintamieji šiame skleidinyje paprastai yra nepaisomi, jeigu spektro plotis $\Delta w \ll w_0$. Tai atitinka kvazimonochromatiniui artiniui, kuriuo naudojoms išvesdami (1.60) lygtį, ir teisinga impulsams, kurių trukmė ≥ 0.1 ps. Jeigu atsitinka taip, kad esant kai kurioms w_0 reikšmėms, $\beta_0 \cong 0$, atsiranda būtinybė įtraukti ir kubinį narį. (1.61) lygtį įstatome į (1.60) lygtį ir gauname:

$$A(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(z, w - w_0) \exp(-i(w - w_0)t) dw. \quad (1.63)$$

Furje operatorius $w - w_0$ pakeičiamas diferencijavimo operatoriumi $i(\partial / \partial t)$ ir gauname:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} - \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i\Delta \beta A. \quad (1.64)$$

Paskutinyasis narys su $\Delta \beta$ aprašo optinius nuostolius ir netiesinius efektus. Pasinaudoję (1.56) ir (1.58) lygtimis dėl $\Delta \beta$ ir įstate jas į (1.64) lygtį gauname:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{a}{2} A = i\gamma |A|^2 A, \quad (1.65)$$

kur netiesinis koeficientas γ užrašomas šitaip:

$$\gamma = \frac{n_2 w_0}{c A_{ef}}. \quad (1.66)$$

A_{ef} vadinamas efektiniu modos plotu; jis lygu:

$$A_{ef} = \frac{\left(\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^4 dx dy}. \quad (1.67)$$

Aišku, kad A_{ef} priklauso nuo skaidulos parametrų: šerdies radiuso ir skirtumo tarp šerdies ir apvalkalo lūžio rodiklių. Ši dydį galime įvertinti pasinaudodami pagrindinės modos Gauso artiniu:

$$A_{ef} = \pi w^2. \quad (1.68)$$

Gausinės modos parametras w priklauso nuo šviesolaidžio parametrų. Paprastai $A_{ef} = 10 - 20 \mu\text{m}^2$ matomoje spektro dalyje ir $20 - 80 \mu\text{m}^2$ infraraudonojoje srityje. γ gali kisti $2 - 30 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ diapazone, priklausomai nuo bangos ilgio, jeigu teigtume, kad $n_2 = 3.2 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$.

(1.65) lygtis aprašo optinių impulsų sklaidimą vienamodžiuose šviesolaidžiuose. Ji apima optinių nuostolių efektus (a), chromatinę dispersiją (β_1 ir β_2) ir netiesiškumus (γ).

Dažniausiai impulso gaubtinė sklinda grupiniu greičiu $v_g = 1/\beta_1$, o β_2 charakterizuoja grupinių greičių dispersiją (GGD). GGD gali būti teigiama arba neigiama priklausomai nuo to, ar bangos ilgis λ didesnis ar mažesnis už šviesolaidžio nulinės dispersijos bangos ilgį λ_D . Anomalinės dispersijos atveju ($\lambda > \lambda_D$) dydis β_2 yra neigiamas, ir banginiam šviesolaidyje gali sklisti optiniai solitonai. Paprastai parametras $\beta_2 \cong 60 \text{ ps}^2/\text{km}$ matomoje spektro dalyje ir lygus $-20 \text{ ps}^2/\text{km}$ kai bangos ilgis $1.55 \mu\text{m}$; ženklo pasikeitimas vyksta apie $1.3 \mu\text{m}$.

(1.65) sklidimo lygtis gerai aprašo daugelį netiesinių efektų, tačiau kai kuriais atvejais, priklausomai nuo eksperimento sąlygų, tenka ją modifikuoti. Pavyzdžiui, ši lygtis neįskaito priverstinės netampriosios sklaidos efektų. [1]

2. Įvairūs optinių impulsų sklaidimo režimai

Pagrindinė lygtis, aprašanti optinių impulsų, kurių plotis (trukmė) ≥ 0.1 ps, sklaidimą vienamodėse skaidulose, atrodo šitaip:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i}{2} \alpha A + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A, \quad (2.1)$$

kur A yra lėtai kintanti impulso gaubtinės amplitudė, o T yra lokalusis laikas, išmatuotas atskaitos sistemoje, judančioje kartu su impulsu grupiniu greičiu $v_g (T = t - z/v_g)$. Trys nariai, esantys (2.1) lygties dešinėje pusėje, atitinkamai aprašo absorbcijos (sugerties), dispersijos (sklaidos) ir netiesiškumo efektus, impulsui sklindant optinėse skaidulose. Išilgai skaidulos impulsų evoliucijai poveikį gali daryti arba dispersiniai, arba netiesiniai efektai, atsižvelgiant į pradinį plotį T_0 ir įprasto impulso piko galią P_0 . Todėl naudinga įvesti du ilgius, žinomus kaip dispersijos ilgis L_D ir netiesinis ilgis L_{NL} . Pagal atitinkamas L_D , L_{NL} ir skaidulos ilgio L reikšmes, impulso evoliucija skirstoma į keturis skirtingus sklaidimo režimus, aptariamus žemiau. Įvedama laiko skalė sunormuota į pradinį impulso plotį T_0 per

$$\tau = \frac{T}{T_0} = \frac{t - \frac{z}{v_g}}{T_0}. \quad (2.2)$$

Be to, įvedama dar normuota amplitudė U , naudojantis išraiška:

$$A(z, \tau) = \sqrt{P_0} \exp\left(-\alpha \frac{z}{2}\right) U(z, \tau), \quad (2.3)$$

kur P_0 yra impulso piko galia. Eksponentinis daugiklis (2.3) lygtyje reiškia skaidulos nuostolius. Naudojantis – (2.3) lygtimis, normuota amplitudė $U(z, \tau)$ atitinka sklaidimo lygtį:

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\text{sgn}(\beta_2)}{2L_D} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - \frac{\exp(-\alpha z)}{L_{NL}} |U|^2 U, \quad (2.4)$$

kur $\text{sgn}(\beta_2) = \pm 1$, atsižvelgiant į GGD parametro β_2 ženklą, ir

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}, \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}. \quad (2.5)$$

Dispersijos ilgis L_D ir netiesinis ilgis L_{NL} duoda ilgių skales, dėl kurių dispersiniai ar netiesiniai efektai tampa svarbūs impulso evoliucijai išilgai skaidulos ilgio L .

Atsižvelgiant į atitinkamas L , L_D ir L_{NL} reikšmes, sklaidimo elgsena gali būti klasifikuojama į šias keturias kategorijas.

Kai skaidulos ilgis L yra toks, kad $L \ll L_{NL}$ ir $L \ll L_D$, tai nei dispersiniai, nei netiesiniai efektai neįveda svarbaus vaidmens impulso sklaidimui. Tai būtų galima pamatyti, atkreipus dėmesį į abi išraiškas (2.4) lygties dešinėje pusėje, kurios tokiu atveju gali būti nepaisomos. Yra tariama, kad impulsas turi vienodą laikinę profilį, dėl to $\frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} \sim 1$. Todėl $U(z, \tau) = U(0, \tau)$, t. y. sklisdamas impulsas išlaiko savo formą. Šiame režime skaidula vaidina pasyvų vaidmenį ir dirba kaip grynas optinių impulsų transporteris (kai nėra impulso energijos sumažėjimo dėl skaidulos nuostolių). Šis režimas naudingas optinių komunikacijų sistemoms. Kai L yra ~ 50 km, kaip paprastai būna tokiose sistemose, L_D ir L_{NL} turėtų būti ≥ 500 km neiškraipytam perdavimui. Tokiems L_D ir L_{NL} , duotoms skaidulos parametru β_2 ir γ vertėms galima įvertinti T_0 ir P_0 iš (2.5) lygties. Prie $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, $|\beta_2| \cong 20 \text{ ps}^2/\text{km}$ ir $\gamma = 20 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$. Naudojant šias reikšmes (2.5) lygtyje, matosi, kad dispersiniai ir netiesiniai efektai yra nežymūs, kai $L \leq 50$ km, jei $T_0 \geq 100$ ps ir $P_0 = 1$ W.

Kai skaidulos ilgis L yra toks, kad $L \ll L_{NL}$, bet $L \geq L_D$, tai paskutinioji išraiška lygtyje (2.4) yra nereikšminga, palyginus su kitom dviem. Impulso evoliucija nulemia GGD, o netiesiniai efektai vaidina palyginti nedidelį antraeilį vaidmenį. Dispersijos dominavimo režimas taikomas tada, kai tik skaidulos ir impulso parametrai yra tokie, kad

$$\frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \ll 1. \quad (2.6)$$

Grubiai skaičiuojant, 1 ps impulsams P_0 turėtų būti $\ll 1$ W, jei naudojame būdingas skaidulos parametru γ ir $|\beta_2|$ reikšmes, kai $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$.

Kai skaidulos ilgis L yra toks, kad $L \ll L_D$, bet $L \geq L_{NL}$, tai dispersijos išraiška lygtyje (2.4) yra nereikšminga, palyginus su netiesine išraiška (tol, kol impulsas turi vienodą laikinę profilį, t. y. kad $\frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} \sim 1$). Tokiu atveju, impulso evoliucija skaiduloje lemia FSM, kuri veda prie impulso spektrinio išplitimo. Netiesiškumo dominavimo režimas galioja, tik kai

$$\frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \gg 1. \quad (2.7)$$

Ši sąlyga lengvai patenkinama santykinai platiems impulsams ($T_2 > 100$ ps) su piko

galia $P_0 = \geq 1$ W. Pažymėtina, kad SPM gali vesti prie impulso formos iškraipymo silpnuose GGD efektuose.

Kai skaidulos ilgis L yra ilgesnis arba panašus ne tik į L_D , bet ir L_{NL} tada dispersija ir netiesiškumas veikia kartu, impulsui sklindant išilgai skaidulos. GGD ir FSM efektų sąveika gali vesti prie kokybiškai skirtingo impulso elgesio, palyginus su vien tik laukiamu iš GGD arba FSM. Anomaliosios dispersijos režime ($\beta_2 < 0$) skaidula gali palaikyti solitonus. Normaliosios dispersijos režime ($\beta_2 > 0$) GGD ir FSM efektai gali būti naudojami impulso suspaudimui. (2.4) lygtis yra nepaprastai naudinga, norint suprasti impulso evoliuciją optinėse skaidulose, kai įtraukiami tiek dispersiniai, tiek netiesiniai efektai. Norint išspręsti šią lygtį, dažniausiai būtina naudoti skaitmeninius metodus, kad būtų imituotas eksperimento būdu nustatytas elgesys.

2. 1. Dispersijos sąlygotas impulso išplitimas

Aptarsime GGD efektą, impulsui sklindant tiesinėje dispersinėje terpėje, kai $\gamma = 0$ 1 lygtyje. Jeigu normuota amplitudė $U(z, T)$ apibrėžiama pagal (2.3) lygtį, tai $U(z, T)$ tenkina tiesinę diferencialinę lygtį:

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 U}{\partial T^2}. \quad (2.8)$$

Ši lygtis panaši į bangos lygtį, kuri aprašo šviesos difrakciją. Tiesą sakant, dispersijos sąlygoti laikini efektai turi artimą analogą su difrakcijos sąlygotais erdviniais efektais. (2.8) lygtis lengvai sprendžiama naudojant Furjė metodą. Jei $\tilde{U}(z, w)$ yra $U(z, T)$ Furjė transformacija taip, kad

$$U(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(z, w) \exp(-iwT) dw, \quad (2.9)$$

tuomet tai atitinka įprastą diferencialinę lygtį:

$$i \frac{\partial \tilde{U}}{\partial z} = -\frac{1}{2} \beta_2 w^2 \tilde{U}, \quad (2.10)$$

kurios sprendinys atrodo šitaip:

$$\tilde{U}(z, w) = \tilde{U}(0, w) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 w^2 z\right). \quad (2.11)$$

(2.11) lygtis parodo, kad GGD pakeičia kiekvienos impulso spektrinės komponentės fazę, kuri priklauso nuo dažnio ir nueito kelio. Net jeigu tokie fazės kitimai nepaveikia impulso spektro, jie gali modifikuoti impulso formą. Įstatant (2.11) į (2.9) lygtį, bendras (2.8)

lygties sprendinys atrodo:

$$U(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(0, w) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 w^2 z - iwT\right) dw, \quad (2.12)$$

kur $\tilde{U}(0, w)$ yra gaubtinės Furjė transformacija, kai $z = 0$:

$$\tilde{U}(0, w) = \int_{-\infty}^{\infty} U(0, T) \exp(iwT) dT. \quad (2.13)$$

Kaip paprastą pavyzdį paimsime Gauso impulso atvejį, kurio gaubtinė pateikta kaip

$$U(0, T) = \exp\left(-\frac{T^2}{2T_0^2}\right), \quad (2.14)$$

kur T_0 yra pusplotis (ten, kur intensyvumas $1/e^2$). Praktiškai naudojamas visas plotis pusei maksimumo (FWHM) T_0 vietoje. Gauso impulsui jie susiję taip:

$$T_{FWHM} = 2(\ln 2)^{1/2} T_0 \cong 1.665 T_0. \quad (2.15)$$

Pasinaudojus (2.12)–(2.14) lygtimis ir jas suintegravus, gaunama amplitudė bet kuriame z taške išilgai skaidulos:

$$U(z, T) = \left(\frac{T_0^2}{T_0^2 - i\beta_2 z}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{T^2}{2(T_0^2 - i\beta_2 z)}\right). \quad (2.16)$$

Taigi sklisdamas Gauso impulsas išlaiko savo formą, bet jo plotis padidėja ir pasidaro:

$$T_1 = T_0 \left(1 + \left(\frac{z}{L_D}\right)^2\right)^{1/2}, \quad (2.17)$$

kur dispersijos ilgis $L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}$. (2.17) lygtis parodo, kaip GGD išplečia impulsą. Išplitimo

dydį aprašo L_D . Duotam skaidulos ilgiui trumpi impulsai išplinta daugiau dėl mažesnio ilgio.

Kai $z = L_D$, Gauso impulsas išplinta $\sqrt{2}$ daugikliu.

(2.14) ir (2.16) lygčių palyginimas rodo, kad net jei įprastas impulsas yra „nečirpuotas“ (be fazės moduliacijos), praleistas impulsas tampa „čirpuotu“. Tai aiškiai matosi užrašius $U(z, T)$ tokioje formoje:

$$U(z, T) = |U(z, T)| \exp(i\phi(z, T)), \quad (2.18)$$

kur

$$\phi(z, T) = -\frac{\operatorname{sgn}(\beta_2) \frac{z}{L_D} T^2}{1 + \left(\frac{z}{L_D}\right)^2} + \tan^{-1}\left(\frac{z}{L_D}\right). \quad (2.19)$$

Fazės $\phi(z, T)$ priklausomybė nuo laiko reiškia, kad momentinis dažnis skiriasi nuo impulso centrinio dažnio w_0 . Skirtumas δw yra tiesiog laiko išvestinė $-\frac{\partial \phi}{\partial T}$ (minuso ženklas yra dėl $\exp(-i w_0 t)$):

$$\delta w = -\frac{\partial \phi}{\partial T} = \frac{2 \operatorname{sgn}(\beta_2) \frac{z}{L_D} T}{1 + \left(\frac{z}{L_D}\right)^2 T_0^2}. \quad (2.20)$$

Ši (2.20) lygtis parodo, kad dažnis keičiasi tiesiškai skersai impulso. Tai vadinama tiesine dažnio moduliacija. Dažnio moduliacija δw priklauso nuo β_2 ženklo. Normaliosios dispersijos režime ($\beta_2 > 0$) δw yra neigiamas priekiniame krašte ($T < 0$) ir didėja tiesiškai skersai impulso; priešingas elgesys yra anomaliosios dispersijos režime ($\beta_2 < 0$).

Impulso išplitimas, sąlygotas dispersijos, gali būti suprastas prisiminus tai, kad skirtingo dažnio impulso komponentės keliauja šiek tiek skirtingu greičiu išilgai skaidulos dėl GGD. Tiksliau sakant, raudonos komponentės keliauja greičiau negu mėlynos komponentės normaliosios dispersijos režime ($\beta_2 > 0$), tuo tarpu priešingas elgesys yra anomaliosios dispersijos režime ($\beta_2 < 0$). Impulsas gali išlaikyti savo plotį tada, kai tik visos spektrinės komponentės keliauja kartu arba atitinkamai $\beta = 0$. Bet koks laiko uždelsimas, keliaujant skirtingoms spektrinėms komponentėms, veda prie impulso išplitimo.

Iš pradžių, kai Gauso impulsas neturi pradinės dažnio moduliacijos, (2.17) lygtis parodo, kad dispersijos sąlygotas impulso išplitimas nepriklauso nuo GGD parametro β_2 ženklo. Taigi duotai dispersijos ilgio L_D vertei impulsas išplinta tiek normaliosios dispersijos, tiek ir anomaliosios dispersijos skaidulos režimuose. Šis elgesys pasikeičia, jei Gauso impulsas turi pradinę dažnio moduliaciją. Gauso impulsas tiesiškai moduliuojamas, atrodo šitaip (palyginus su (2.14) lygtimi):

$$U(0, T) = \exp\left(-\frac{(1 + iC) T^2}{2 T_0^2}\right), \quad (2.21)$$

kur C yra moduliacijos parametras. Pasinaudojus (2.18) lygtimi, pastebima, kad momentinis dažnis didėja tiesiškai nuo priekinio krašto iki galinio krašto (didėjanti dažnio moduliacija), kai $C > 0$, tuo tarpu priešingas elgesys vyksta (mažėjanti dažnio moduliacija), kai $C < 0$. Įstačius (2.21) lygtį į (2.13) lygtį, gaunasi, kad

$$\tilde{U}(0, w) = \left(\frac{2\pi T_0^2}{1 + iC} \right)^{1/2} \exp\left(- \frac{w^2 T_0^2}{2(1 + iC)} \right). \quad (2.22)$$

Spektrinis pusplotis (ten, kur intensyvumas I/e^2) iš (2.22) lygties lygus:

$$\Delta w = \frac{(1 + C^2)^{1/2}}{T_0}. \quad (2.23)$$

Nesant dažnio moduliacijai ($C = 0$), spektrinis plotis ribojamas Furjė transformacijos ir atitinka tokį sąryšį $\Delta w T_0 = 1$. Esant tiesiniai moduliacijai, spektrinis plotis padidėja $(1 + C^2)^{1/2}$ daugikliu.

Norint gauti impulso amplitudę šviesolaidyje, reikia $\tilde{U}(0, w)$ iš (2.22) lygties įstatyti į (2.12) lygtį. Integravimas atliekamas analiziškai, gaunant rezultata:

$$U(z, T) = \left(\frac{T_0^2}{T_0^2 - i\beta_2 z(1 + iC)} \right)^{1/2} \exp\left(- \frac{(1 + iC)T^2}{1(T_0^2 - i\beta_2 z(1 + iC))} \right). \quad (2.24)$$

Taigi netgi moduluotas Gauso impulsas sklisdamas išlaiko savo formą. Trukmė T_1 , impulsui nusklidus atstumą z , yra susietas su pradiniu pločiu T_0 tokiu sąryšiu:

$$\frac{T_1}{T_0} = \left(\left(1 + \frac{C\beta_2 z}{T_0^2} \right)^2 + \left(\frac{\beta_2 z}{T_0^2} \right)^2 \right)^{1/2}. \quad (2.25)$$

Ši lygtis parodo, kad išplitimas priklauso nuo GGD parametro β_2 ir moduliacijos parametro C atitinkamų ženklų. Atsižvelgiant į tai, kad Gauso impulsas išplinta monotoniškai nuo z , jei tik $\beta_2 C > 0$, o kai $\beta_2 C < 0$, jis susiaurėja iki pradinės trukmės ir plinta toliau. Tokiu atveju, jei $\beta_2 C < 0$, impulso plotis pasidaro minimalus, kai

$$z_{\min} = \frac{C}{1 + C^2} L_D. \quad (2.26)$$

Impulso pločio minimali vertė, kai $z = z_{\min}$, yra:

$$T_1^{\min} = \frac{T_0}{(1 + C^2)^{1/2}}. \quad (2.27)$$

Naudojantis (2.23) ir (2.17) lygtimis pastebima, kad, kai $z = z_{\min}$, impulso plotis ribojamas Furjė transformacijos, kadangi $\Delta w T_0 = 1$.

Impulso pradinis susiaurėjimas atvejui, kai $\beta_2 C < 0$, gali būti suprantamas, remiantis (2.20) lygtimi, kuri parodo dispersijos sąlygotą moduliaciją, iš pradžių pasinaudojus nemoduluotu Gauso impulsu. Kai impulsas pradžioje moduluotas ir tenkinama sąlyga $\beta_2 C < 0$, dispersijos sąlygota moduliacija yra priešingos krypties šitai pradinei moduliacijai,

todėl bendroji moduliacija sumažinama, kad impulsas susiaurintas. Minimalus impulso plotis atsiranda ten, kur dvi moduliacijos neutralizuoja viena kitą. Toliau didėjant sklidimo atstumui, dispersijos sąlygota moduliacija ima dominuoti pradinės moduliacijos atžvilgiu, ir impulsas pradeda plisti.

Nors ir daugelio lazerių išspinduliuoti impulsai gali būti apytikriai palyginami su Gauso forma, dažnai reikia atsižvelgti ir į kitas impulsų formas. Ypač įdomi yra hiperbolinio sekanto impulso forma, kuri atitinka optinį solitoną:

$$U(0,T) = \operatorname{sech}\left(\frac{T}{T_0}\right) \exp\left(-\frac{iCT^2}{2T_0^2}\right), \quad (2.28)$$

kur moduliacijos parametras C . Sklindančio impulso gaubtinė $U(z,T)$ gaunamas pasinaudojus (2.12), (2.13) ir (2.28) lygtimis. Deja, nėra taip paprasta apskaičiuoti integralą (2.12) lygtyje kitokioms (ne Gauso) impulsų formoms. Kokybiniai dispersijos sąlygote išplitimo bruožai yra beveik identiški Gauso ir hiperbolinio sekanto impulsams. Pastebėtina, kad T_0 , figūruojantis (2.28) lygtyje, nėra trukmė pusei aukščio FWHM, bet susijęs su FWHM taip:

$$T_{FWHM} = 2 \ln(1 + \sqrt{2}) T_0 \cong 1.763 T_0. \quad (2.29)$$

Ligi šiol mes apžvelgėme impulsų formas su palyginti plačiu priekiniu ir galiniu kraštu. Kaip ir galima tikėtis, dispersijos sąlygotas išplitimas yra jautrus impulso kraštų statumui. Apskritai, impulsas su statesniu priekiniu ir galiniu kraštais išplinta sparčiau, kadangi toks impulsas pradžioje yra platesnis. Super-Gauso forma gali būti panaudota, analizuojant stačių priekinio ir galinio kraštų efektus, dispersijos sąlygotam impulso išplitimui. Super-Gauso impulsui:

$$U(0,T) = \exp\left(-\frac{1+iC}{2} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{2m}\right), \quad (2.30)$$

kur parametras m kontroliuoja kraštų statumo laipsnį. Kai $m = 1$, turime moduliuotą Gauso impulsą. Didesnėms m vertėms impulsas pasidaro stačiakampio formos su statesniais priekiniu ir galiniu kraštais. Apibrėšime pakilimo laiką T_r kaip trukmę, per kurią intensyvumas padidėja nuo 10% iki 90% nuo savo piko vertės, tai gaunama iš (2.30) lygties:

$$T_r = (\ln 9) \frac{T_0}{2m} \cong \frac{T_0}{m}. \quad (2.31)$$

Vadinasi, parametras m gali būti nustatytas iš T_r ir T_0 išmatavimų.

Sudėtingoms impulsų formoms FWHM nėra tikslus impulso pločio matas. Tokių impulsų plotis daug tiksliau aprašomas pločio σ kvadratinio vidurkiu (rms):

$$\sigma = \left(\langle T^2 \rangle - \langle T \rangle^2 \right)^{1/2}, \quad (2.32)$$

kur

$$\langle T^n \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} T^n |U(z, T)|^2 dT}{\int_{-\infty}^{\infty} |U(z, T)|^2 dT}. \quad (2.33)$$

Impulso išplitimas priklauso nuo impulso kraštų statumo. Išplitimo faktorių įmanoma įvertinti analiziškai pasinaudojus (2.12) ir (2.30)–(2.3)3 lygtimis, gaunant tokį rezultatą:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \left(1 + \frac{\Gamma \frac{1}{2m} C \beta_2 z}{\Gamma \frac{3}{2m} T_0^2} + \frac{\Gamma \left(2 - \frac{1}{2m} \right) (1 + C^2) (m \beta_2 z)^2}{\Gamma \frac{3}{2m} T_0^4} \right)^{1/2}, \quad (2.34)$$

kur Γ yra gama funkcija. Gauso impulsui ($m = 1$) išplitimo faktorius susiveda į pateiktą (2.25) lygtį.

2. 2. Aukštesnės eilės dispersija

Impulso išplitimas, kuris apžvelgtas prieš tai ir yra sąlygotas dispersijos, yra tik dėl pirmos eilės GGD išraiškos, proporcingos β_2 , skleidinyje:

$$\beta(w) = \beta_0 + (w - w_0) \beta_1 + \frac{1}{2} (w - w_0)^2 \beta_2 + \frac{1}{6} (w - w_0)^3 + \dots \quad (2.35)$$

Nors šios nario indėlis ir dominuoja daugelyje praktinės reikšmės atveju, vis dėlto kartais būtina įtraukti aukštesnės eilės išraišką, proporcingą β_3 , duotame skleidinyje. Pavyzdžiui, jei impulso bangos ilgis beveik sutampa su bangos ilgiu λ_D , kai dispersijos nėra $\beta_2 \cong 0$; tokiu atveju β_3 išraiška tampa dominuojančiu indėliu GGD efektams. Ultratrumpiems impulsams su pločiais $T_0 < 0.1$ ps dažnai būtina įskaityti β_3 išraišką net, kai $\beta_2 \neq 0$.

Šioje dalyje bus aptariami GGD efektai, įtraukiant abi išraiškas, susietas su β_2 ir β_3 , nepaisant netiesinių efektų. Normuota amplitudė $U(z, T)$ atitinka:

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 U}{\partial T^2} + \frac{i}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 U}{\partial T^3}. \quad (2.36)$$

Ši lygtis taip pat gali būti sprendžiama pasinaudojus Furjė metodu. Vietoj (2.12) lygties gauname:

$$U(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(0, w) \exp \left(\frac{i}{2} \beta_2 w^2 z + \frac{i}{6} \beta_3 w^3 z - iwT \right) dw. \quad (2.37)$$

kur įprasto lauko Furjė transformacija pateikta (2.13) lygtyje. (2.37) lygtis gali būti naudojama studijuoti aukštesnės eilės efektus, jei laukas $U(0, T)$ yra tiksliai apibrėžtas.

Kaip ir galima tikėtis, impulso evoliucija išilgai skaidulos priklauso nuo atitinkamų β_2 ir β_3 dydžių, kurie savo ruožtu priklauso nuo optinės bangos ilgio λ_0 nuokrypio nuo λ_D . Kai $\lambda_0 = \lambda_D$, $\beta_2 = 0$ ir kaip paprastai būna $\beta_3 \cong 0.1 \text{ ps}^3/\text{km}$. Tačiau $|\beta_2| \cong 1 \text{ ps}^2/\text{km}$ net, kai λ_0 skiriasi nuo λ_D vos 10 nm. Tam, kad palyginti β_2 ir β_3 išraiškų santykinę svarbą (2.36) lygtyje, naudinga įvesti dispersijos ilgį, susijusį su aukštesnės eilės dispersijos išraiška, apibrėžta kaip

$$L'_D = \frac{T_0^3}{|\beta_3|}, \quad (2.38)$$

kur T_0 yra impulso plotis. Ilgis L_D , susijęs su β_2 išraiška, apibrėžiamas kaip $L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}$.

Aukštesnės eilės dispersiniai efektai vaidina svarbų vaidmenį tik tada, jei $L'_D \leq L_D$ arba

$$T_0 \left| \frac{\beta_2}{\beta_3} \right| \leq 1. \text{ Kai turim } 100 \text{ ps impulsą, ši sąlyga reiškia, kad } \beta_2 \leq 10^{-3} \text{ ps}^2/\text{km}, \text{ jei naudojama}$$

būdinga vertė $\beta_3 = 0.1 \text{ ps}^3/\text{km}$. Tokia žema β_2 vertė realizuojama tik tada, jei λ_0 ir λ_D skiriasi mažiau nei 10^{-2} nm . Praktiškai yra sunku suderinti λ_0 ir λ_D tokiam tikslumui, ir β_3 , indėlis paprastai yra nežymus palyginus su β_2 . Iš tikrųjų tai buvo stebėta eksperimentuose, kur 1.32 μm pikosekundės impulsai nusklido daugiau nei keletą skaidulos (šviesolaidžio) ilgio kilometrų. Visiškai keičiasi situacija ultratrumpiems impulsams, turintiems plotį femtosekundžių diapazone. Pavyzdžiui, β_2 gali būti toks didelis kaip $\sim 1 \text{ ps}^2/\text{km}$, kai $T_0 = 0.1 \text{ ps}$. Kadangi tokiai T_0 vertei $L'_D \sim 10 \text{ m}$, tai aukštesnės eilės dispersijos efektai gali būti tiriami eksperimentiškai, sklindant 100 fs impulsams išilgai kelių metrų ilgio skaidulos arti λ_D taip, kad $|\lambda_0 - \lambda_D| < 10 \text{ nm}$. [1, 11]

3. Optiniai solitonai

3.1. Fazinė savimoduliacija

Tai reiškiny, kada netiesinėje aplinkoje lūžio rodiklis priklauso nuo šviesos intensyvumo. Fazinės savimoduliacijos (toliau trumpinsime FSM) pasekmėje optinių impulsų spektrai išplinta. Reiškiny pirmiausiai buvo pastebėtas sieros sulfido gardelėse, vėliau panaudojant pikosekundinius lazerius pastebėtas kietuose kūnuose ir stikluose ir galiausiai pluoštiniuose šviesolaidžiuose. FSM reiškinį reikia panagrinėti atsiribojus nuo grupinių greičių dispersijos efekto įtakos.

Kad pilnai aprašytume FSM reiškinį, reikia išspręsti sklidimo lygtį. Kadangi naudojami pikosekundiniai impulsai, kurių trukmė didesnė nei 0,1 ps, todėl impulsų sklidimo lygtį galime kiek supaprastinti: sklidimo lygties koeficientas β_2 lygus nuliui, o dispersinis ir netiesinis ilgiai didesni už šviesolaidžio ilgį L – t. y. turime $L_D \gg L_{NL} \leq L$. Jeigu lazerinis impulsas platus, o maksimumo galingumas irgi pakankamai didelis, tada grupinių greičių dispersijos efektas neturi jokios įtakos. Atsižvelgus į pateiktus supaprastinimus, sklidimo lygtis įgyja pavidalą:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{i}{L_{NL}} \exp(-\alpha z) |U|^2 U. \quad (3.1)$$

kur koeficientas α nusako optinius nuostolius šviesolaidyje. Sklidimo lygties sprendimas turės pavidalą:

$$U(z, T) = U(0, T) \exp(i\Phi_{NL}(z, T)). \quad (3.2)$$

Ši lygtis rodo, kad FSM sukelia fazės pokylių, priklausančių nuo intensyvumo, o impulso forma nepakinta. Ją nusako $|U(z, T)|^2$. Netiesinis fazės išplitimas $\Phi_{NL} = \Phi_{NL}(z, T)$, didėja didėjant sklidimo nuotoliui z .

Spektro išplitimas dėl FSM atsiranda todėl, kad $\Phi_{NL}(z, T)$ priklauso nuo laiko, nes impulso fazės pokytis laike reiškia momentinio optinio dažnio poslinkį pagrindinio dažnio ω_0 išilgai sklindančio impulso. Dažnio pokyčio $\delta\omega$ lygtis:

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial \Phi_{NL}}{\partial T} = -\frac{\partial |U(0, T)|^2}{\partial T} \frac{z_{ef}}{L_{NL}}. \quad (3.3)$$

Dažnio pokytį $\delta\omega$ sukelia fazinė moduliacija ir jis auga didėjant impulso sklidimo nuotoliui. Tuo pat metu nenutrūkstamai vyksta naujų dažninių komponentų generacija

impulsui sklindant šviesolaidžiu, o dėlto spektras išplinta lyginant jį su pradiniu jo pločiu ties šviesolaidžio pradžia $z = 0$.

Spektrinis išplitimas priklauso nuo impulso formos. Pavyzdžiui, turint Gauso impulsą ir imant jo dažninę moduliaciją:

$$\delta\omega(T) = \frac{2m}{T_0} \frac{z_{ef}}{L_{NL}} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{2m-1} \exp\left(-\left(\frac{T}{T_0}\right)^{2m}\right). \quad (3.4)$$

Gausoidės atveju $m = 1$. Didelių m verčių atveju impulsas tampa stačiakampiu padidėjus priekinio ir galinio impulso frontų statumui.

Dažnio moduliacija $\delta\omega$ turi keletą ypatybių:

1. $\delta\omega$ neigiama priekiniame fronte (raudonasis poslinkis) ir teigiama galiniame fronte (mėlynasis poslinkis).
2. Dažninė moduliacija tiesinė ir teigiama gausoidės centrinėje dalyje.
3. Dažninė moduliacija žymiai didesnė impulsams su statesniais frontais.

3. 2. Fundamentalūs ir aukštesnių eilių solitonai

Netiesinės optinių šviesolaidžių savybės labiausiai pasireiškia anomalios dispersijos srityje. Čia dažnai susidaro solitonai – dariniai nulemti dispersinių ir netiesinių reiškinių. Jie yra specialus tipas banginių paketų, galinčių skliti dideliais atstumais nekeisdami savo formos ir susidurdami vienas su kitu.

Pirmiausiai reikia juos aprašyti matematinėmis lygtimis. Atmetus nuostolius šviesolaidyje, užrašome netiesinę Šredingerio lygtį (bangų sklidimo lygtį):

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A. \quad (3.5)$$

Šredingerio netiesinėje lygtyje pakeiskime nežinomuosius normuotais dydžiais:

$$U = \frac{A}{\sqrt{P}} \xi = \frac{z}{L_D} \quad \text{ir} \quad \tau = \frac{T}{T_0}, \quad (3.6)$$

ir gauname tokio pavidalo Šredingerio netiesinę lygtį:

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} = \text{sgn}(\beta_2) \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - N^2 |U|^2 U, \quad (3.7)$$

čia parametras N , kuriame P_0 šviesos spinduliavimo intensyvumas esant $z = 0$:

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|}. \quad (3.8)$$

Kadangi turime anomalios dispersijos sritį, tai $\text{sgn}(\beta_2) = -1$. Parametrą N eliminuojame jį keisdami į u , ir tada netiesinę Šredingerio lygtį įgyja standartinę formą:

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = 0. \quad (3.9)$$

Tokio pavidalo netiesinė Šredingerio lygtis turi solitoninius sprendinius.

Sprendinys $N = 1$ atveju vadinamas fundamentaliuoju solitonu. Jo pavidalas:

$$u(\xi, \tau) = 2\eta_1 \operatorname{sech}(2\eta_1 \tau) \exp(2i\eta_1^2 \xi). \quad (3.10)$$

Dydis η_1 nulemia solitono amplitudę. Parinkus $u(0,0) = 1$ ir $2\eta_1 = 1$, gauname kanoninį fundamentalaus solitono pavidalą:

$$u(\xi, \tau) = \operatorname{sech}(\tau) \exp\left(i \frac{\xi}{2}\right). \quad (3.11)$$

(3.11) lygties sprendinys šviesolaidžiams reiškia, kad hiperbolinio sekanto formos impulsas, kurio trukmė T_0 ir maksimumo galia P_0 idealiu šviesolaidžiu sklis nekeisdamas savo formos dideliu atstumu. Būtent ši fundamentalaus solitono savybė leidžia jį panaudoti ryšių sistemose.

Parametras N nusako solitono eilę. Kai N vertė yra 2, 3, 4 ir t. t. turime antros, trečios ir aukštesnių eilių solitonus. Tačiau bet kurios eilės solitonams yra būdingas periodiškumas, dėl ko jų forma turi savybę išsilaikyti nepakitusi.

Optinio impulso formos ir spektro pokyčiai prasideda pradėjus vienu metu veikti grupinių greičių dispersijos ir fazinės savimoduliacijos reiškiniams. Dėl FSM gauname, kad priekinis impulso frontas pasislenka į stoksinę, galinis frontas – į antistoksinę sritis nešančiojo dažnio atžvilgiu, impulsas dėl to išplinta. Nesant GGD impulso forma nepasikeis visai, tik impulso spektras išplis. Neigiama dispersija impulsą suspaudžia, nes impulsas turi teigiamą dažninę moduliaciją. Jo ilgis sutrumpėja tik centrinėje impulso dalyje, nes ten dažnio poslinkis praktiškai tiesinis. Kadangi impulso centre jo intensyvumas ryškiai padidėja, o spektras pasikeičia.

Fundamentalaus solitono atveju dispersija ir FSM kompensuoja viena kitą taip, kad nei impulso forma, nei jo spektras nekinta jam sklindant šviesolaidžiu. Aukštesnių eilių solitonų atveju iš pradžių dominuoja FSM reiškinys, bet vėliau sustiprėja dispersiniai reiškiniai, kurie ir suspaudžia plintantį impulsą. Tokių impulsų matematiniai sprendiniai yra solitoniniai ir iš jų matyti periodiškumas. O periodiškumas tokiu atveju rodo tai, kad solitonui su tam tikra impulso maksimumo galia suderinti GGD ir FSM veikimai sukelia solitono dinamikos periodiškumą, pradinė impulso forma atsistato, jam nusklidus atstumą, kartotini jo periodui. [4, 6]

4. Skaitinio modeliavimo rezultatai ir jų aptarimas

4. 1. Antros ir trečios eilės grupinio greičio dispersijos įtaka pastovios dispersijos šviesolaidyje.

Pagrindinė lygtis aprašanti impulsų sklidimą vienamodžiam šviesolaidyje:

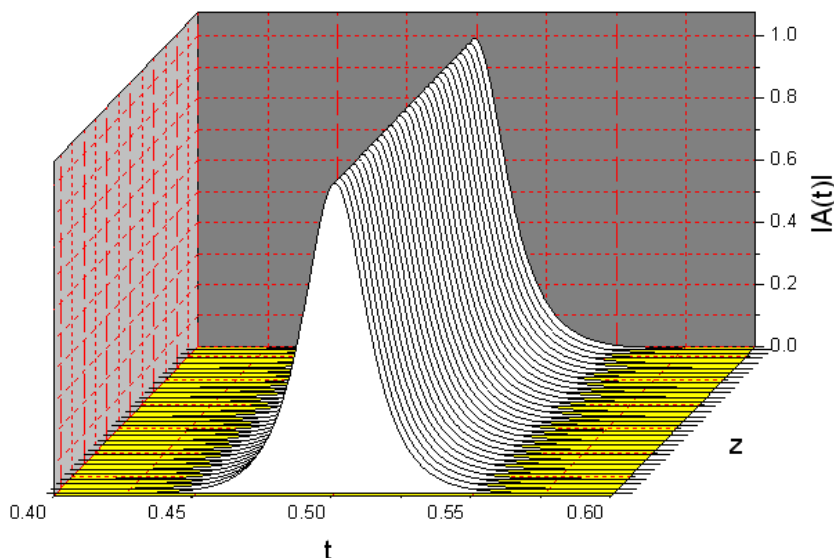
$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{1}{6}\beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + \frac{i}{24}\beta_4 \frac{\partial^4 A}{\partial t^4} = i\gamma |A|^2 A. \quad (4.1)$$

Antrasis, trečiasis ir ketvirtas narys kairėje lygties pusėje aprašo pirmos, antros ir trečios eilės grupinio greičio dispersiją.

Lygtis (4.1) buvo sprendžiama skaitiškai, naudojant standartinius tokių lygčių sprendimo metodus [1].

Kai aukštesnių eilių grupinio greičio dispersijos neveikia solitono, solitonas sklisdamas nekeičia nei formos, nei trukmės. Grafiniam vaizdavimui naudojama programa Microcal Origin.

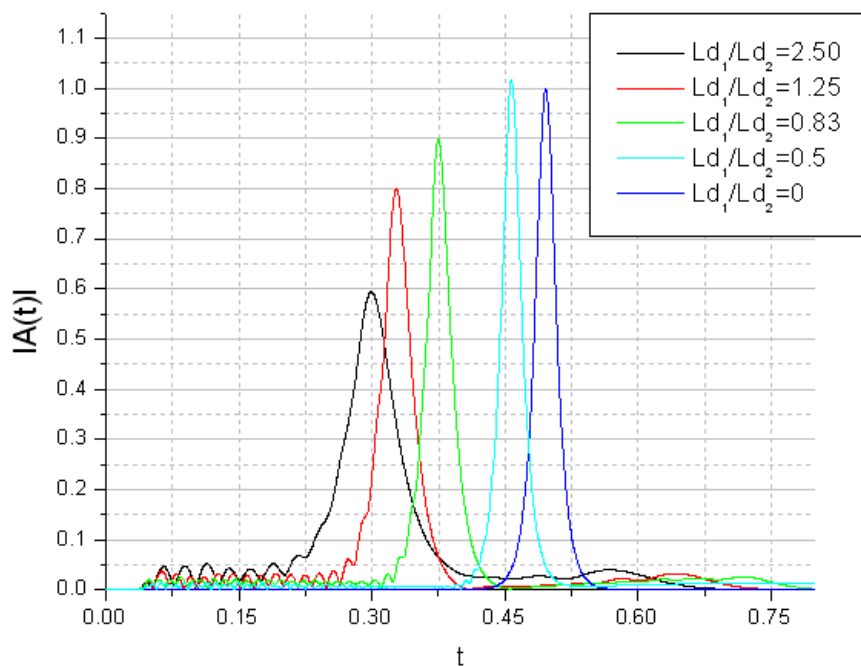
Fundamentalaus solitono amplitudės modulio gaubtinė šviesolaidyje pavaizduota 7 paveiksle.



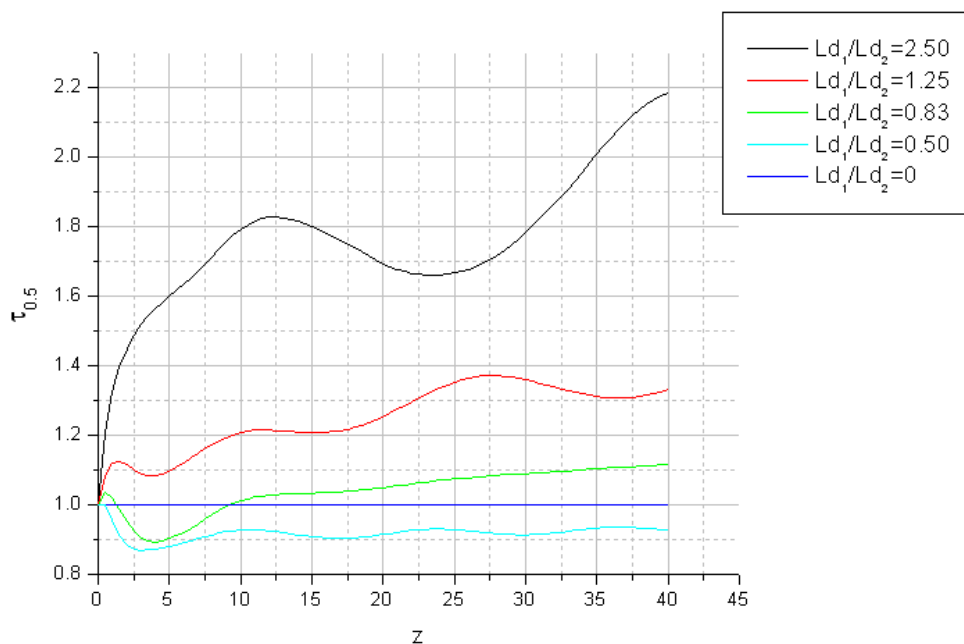
7 pav. Fundamentalaus solitono amplitudės modulio gaubtinė šviesolaidyje.

Toks sklidimas, kai aukštesnių eilių grupinių greičių dispersija nėra svarbi, būdinga solitonams, kurių trukmė didesnė už 1 ps. Mažesnės trukmės impulsams, kurių trukmė apytiksliai yra 100 fs ir mažiau, pradeda pastebimai reikštis antros eilės grupinių greičių

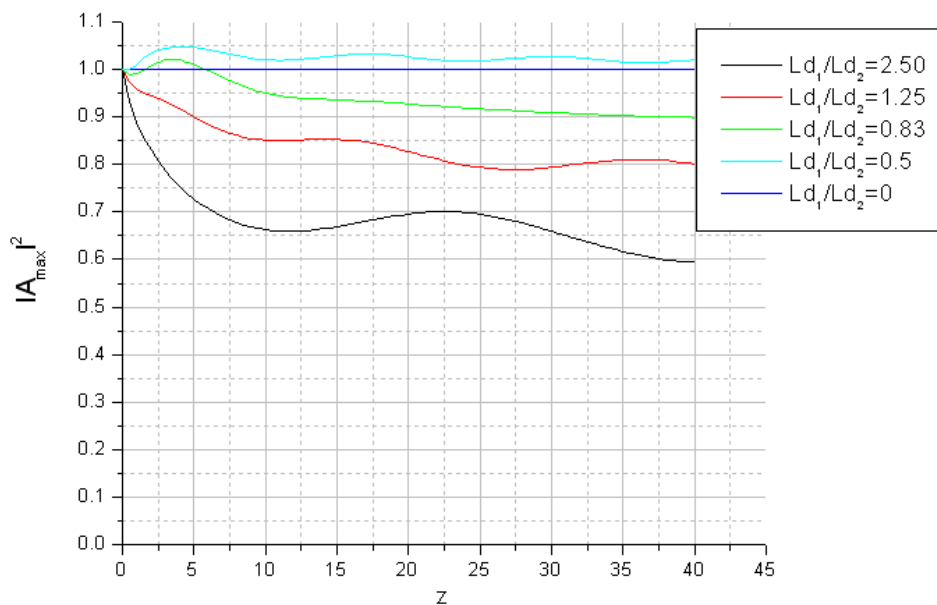
dispersija, o dar trumpesnių, kurių trukmė apie 10 fs, pradeda reikštis trečios eilės grupinio greičio dispersija. Todėl pirmiausiai buvo tirta kokią įtaką solitonui turi antros eilės grupinių greičių dispersija ir paskui trečios eilės grupinių greičių dispersija.



8 pav. Impulso gaubtinė šviesolaidžio išėjime.



9 pav. Solitono trukmės priklausomybė nuo atstumo šviesolaidyje.



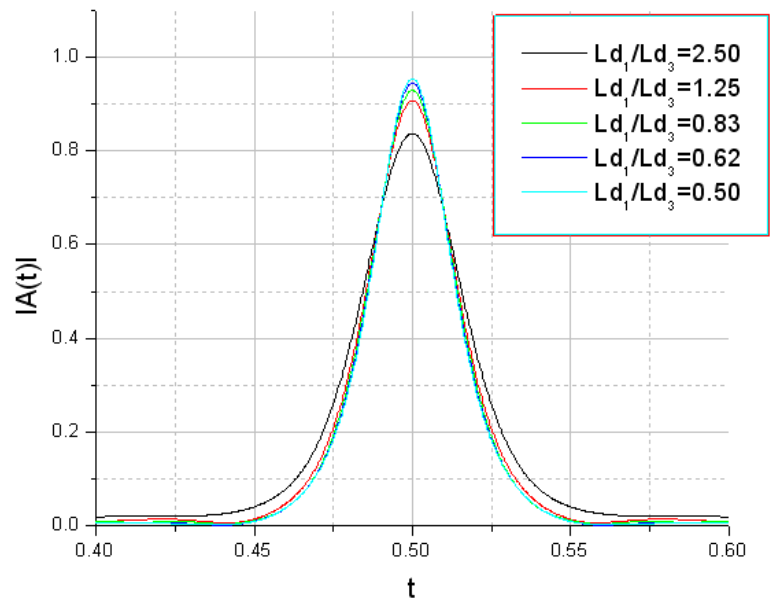
10 pav. Solitono maksimalaus intensyvumo priklausomybė nuo atstumo šviesolaidyje.

Analizuojant antros eilės grupinių greičių dispersiją gauta, kad nedidelė dispersija $Ld_1/Ld_2 < 0.1$ įtakos solitonui beveik neturi (8 pav.), nei trukmė, nei intensyvumas nesikeičia.

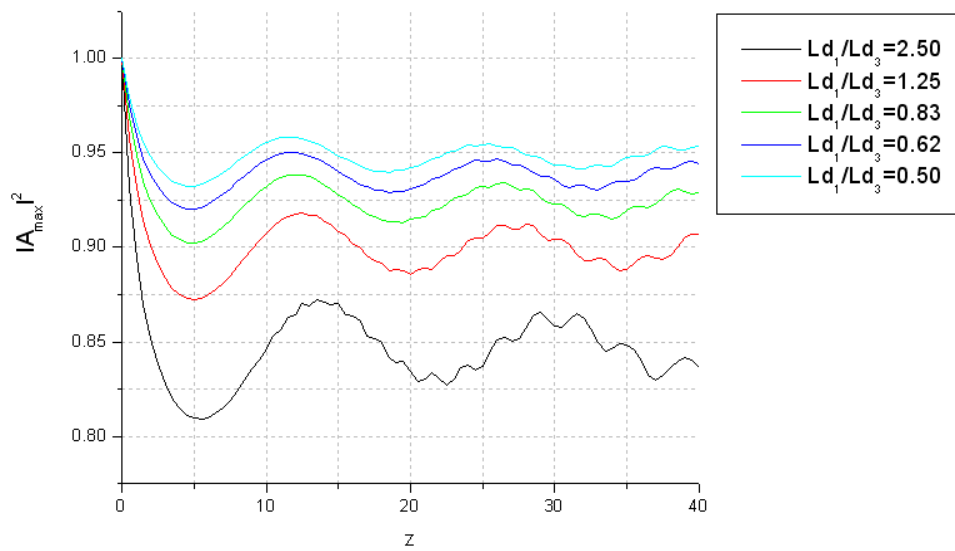
Šiek tiek didesnė dispersija ($Ld_1/Ld_2 = 0.5$), sukelia nedidelį solitono sutrumpėjimą, intensyvumas padidėja, trukmė sumažėja ir periodiškai keičiasi.

Kai santykis $Ld_1/Ld_2 > 0.62$, solitoninio impulso sklidimas darosi neįmanomas. Impulso intensyvumas pradžioje šiek tiek išaugęs, toliau monotoniškai mažėja, trukmė didėja. Visas procesas vyksta tuo sparčiau, kuomet dispersija didesnė. Ir kai $Ld_1/Ld_2 \geq 2.50$, tai keturiasdešimties dispersinių ilgių šviesolaidžio gale intensyvumas nukrinta apie 40%, o trukmė padidėja 1.5 karto.

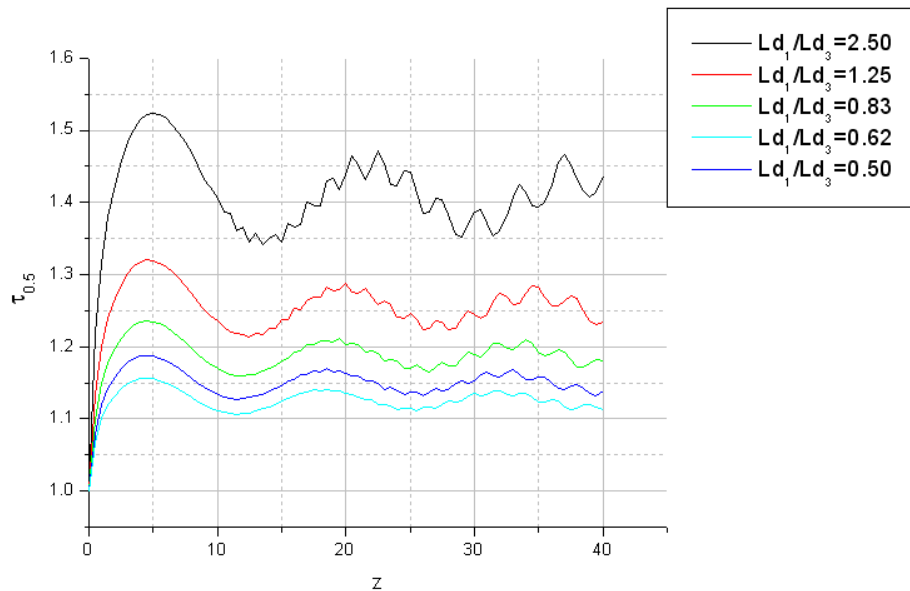
Kaip matyti iš 8 paveikslo, veikiamas antros eilės grupinių greičio dispersijos impulsas juda greičiau, nei tada kai antros eilės grupinio greičio dispersija lygi nuliui, kadangi gaubtinės maksimumas pasislenka arčiau pradinio laiko momento $t = 0$. Impulso išplitimas nesimetriškas, labiau išplinta priekinis impulso frontas, kuriame matoma nuo didelės dispersijos papildomai atsiradusi amplitudės osciliacija.



11 pav. Impulso gaubtinė šviesolaidžio išėjime.



12 pav. Solitono maksimalaus intensyvumo priklausomybė nuo atstumo šviesolaidyje.



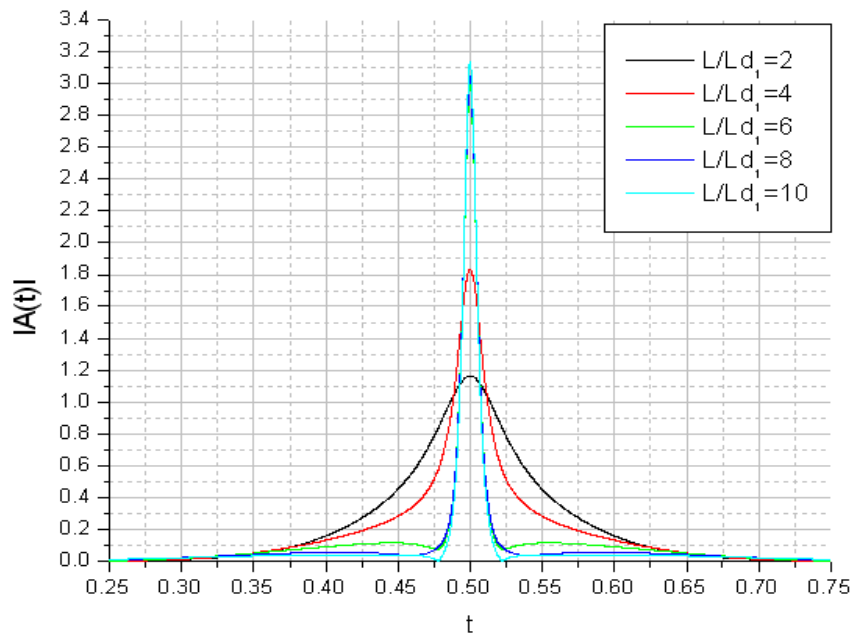
13 pav. Solitono trukmės kitimas šviesolaidyje.

Veikiant trečios eilės grupinio greičio dispersijai solitono gaubtinė transformuojasi simetriškai šviesolaidyje. Augant santykiui Ld_1/Ld_3 solitonas išsilaiko, net ir esant didelei trečios eilės grupinio greičio dispersijai, kai $Ld_1/Ld_3=2.5$, bet jo maksimalus intensyvumas mažesnis, trukmė didesnė už fundamentalaus solitono. Solitonui parametrų kitimo periodas didėja, didėjant santykiui Ld_1/Ld_3 , o intensyvumo ir trukmės osciliacijų amplitudė auga. Didelei trečios eilės dispersijai išryškėja papildomos mažesnio periodo intensyvumo ir trukmės osciliacijos.

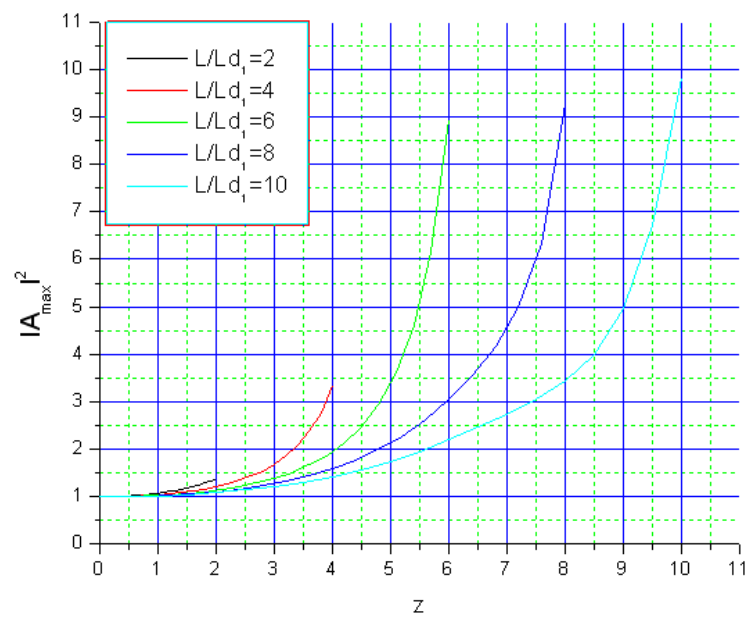
4. 2. Solitono sklidimo dinamika mažėjančios dispersijos šviesolaidyje

Mažėjančios dispersijos šviesolaidyje gaunama adiabatinė solitonų spūda, jei tik dispersijos kitimas nėra labai greitas. Adiabatinis solitonų spūdos metodas gali būti panaudotas gauti labai trumpiems impulsams, daug trumpesniems už įeinančius į šviesolaidį. Tokiu būdu solitonas gali būti suspaustas 50 ir daugiau kartų. Tačiau, kai solitono trukmė pasidaro mažesnė už keliasdešimt femtosekundžių, žymesnę įtaką daro aukštesnių eilių grupinio greičio dispersija.

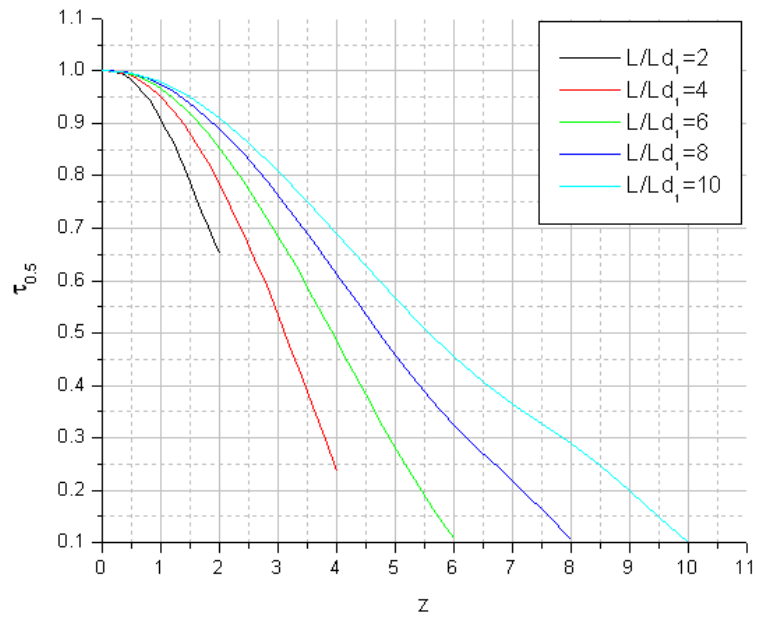
Pradžioje buvo tirta, kaip solitonas susispaudžia skirtingo ilgio šviesolaidžiuose, kai pirmos eilės grupinių greičių dispersija per šviesolaidžio ilgį sumažėja 10 kartų (14 – 16 pav.).



14 pav. Impulso gaubtinė šviesolaidžio išėjime.

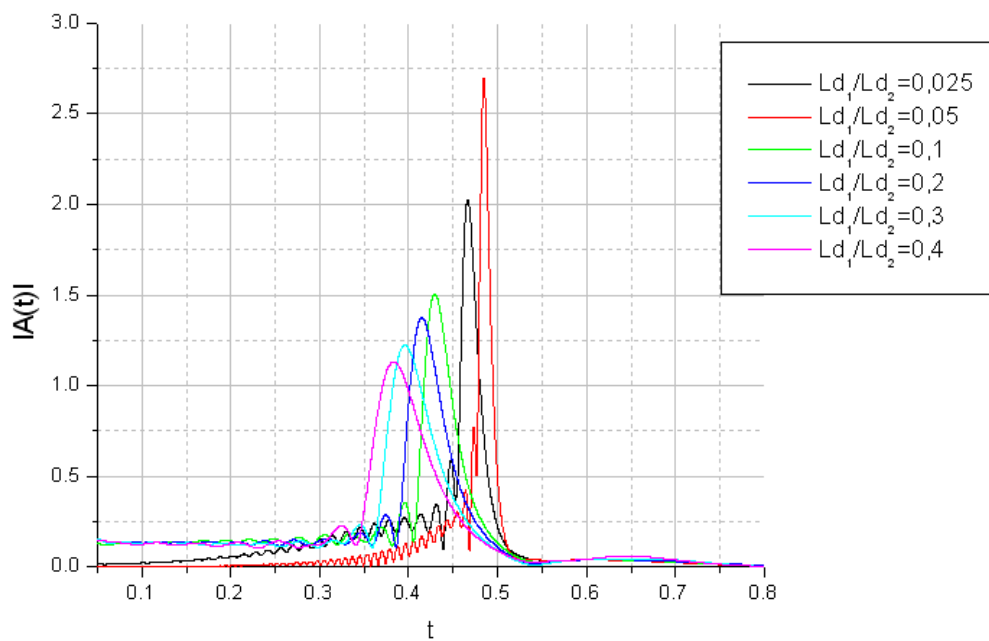


15 pav. Solitono maksimalaus intensyvumo priklausomybė nuo atstumo šviesolaidyje.

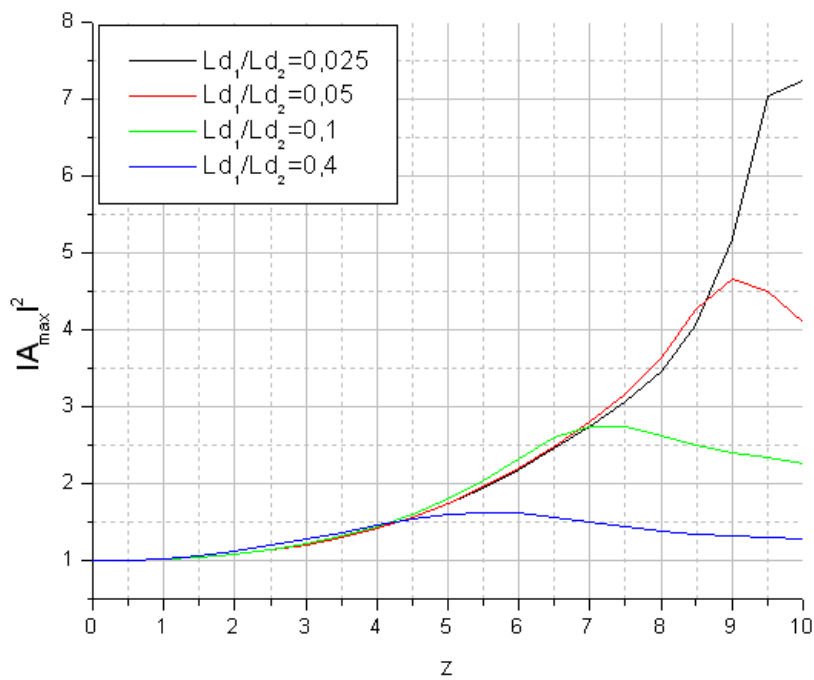


16 pav. Solitono trukmės kitimas šviesolaidyje.

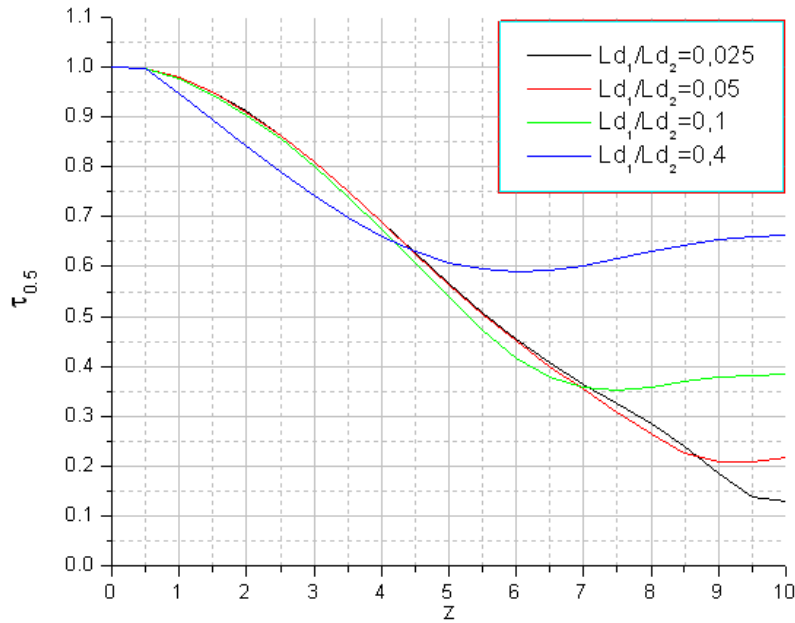
Esant nepakankamam šviesolaidžio ilgiui, kai dispersija mažėja greitai, solitonas sutrumpėja nepakankamai, nes yra pažeidžiamas adiabatinis spūdos režimas. Kai šviesolaidžio ilgis yra iki $4Ld_1$, dar negaunama maksimali spūda, solitonas susispaudžia nedaug, trukmė sumažėja ~ 3 kartus, o intensyvumas išauga ~ 2.5 karto. Tik kai šviesolaidžio ilgis yra daugiau nei $6Ld_1$, pasiekiami maksimali spūda, intensyvumas išauga ~ 10 kartų, trukmė sumažėja taip pat ~ 10 kartų, per tiek, kiek kartų sumažėja grupinio greičio dispersija. Matyti, kad solitonui spaudžiantis šviesolaidžio pradžioje intensyvumas auga lėtai, solitono intensyvumas didėja, o trukmė mažėja lėtai. Trukmė mažėja tiesiai proporcingai atstumui, o intensyvumas auga eksponentiškai.



17 pav. Impulso gaubtinė šviesolaidžio išėjime.



18 pav. Solitono maksimalaus intensyvumo priklausomybė nuo atstumo šviesolaidyje.

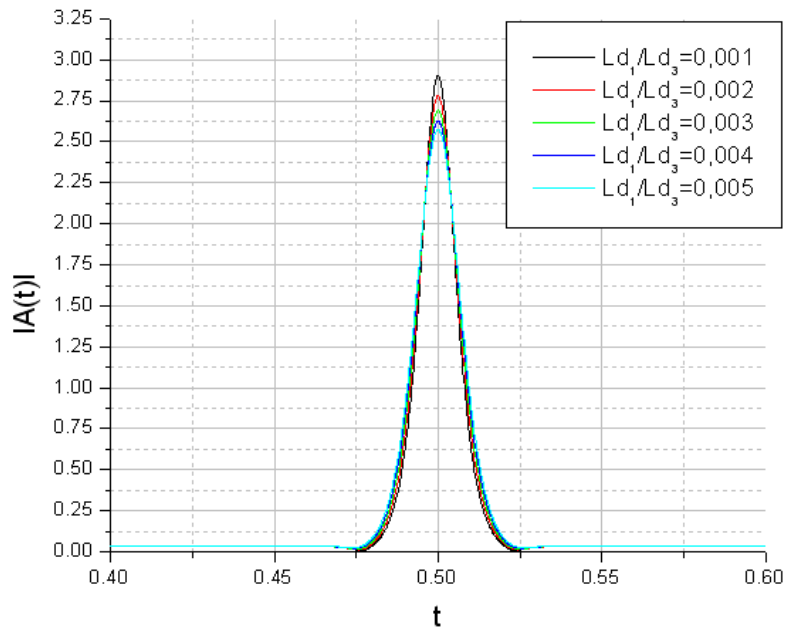


19 pav. Solitono trukmės kitimas šviesolaidyje.

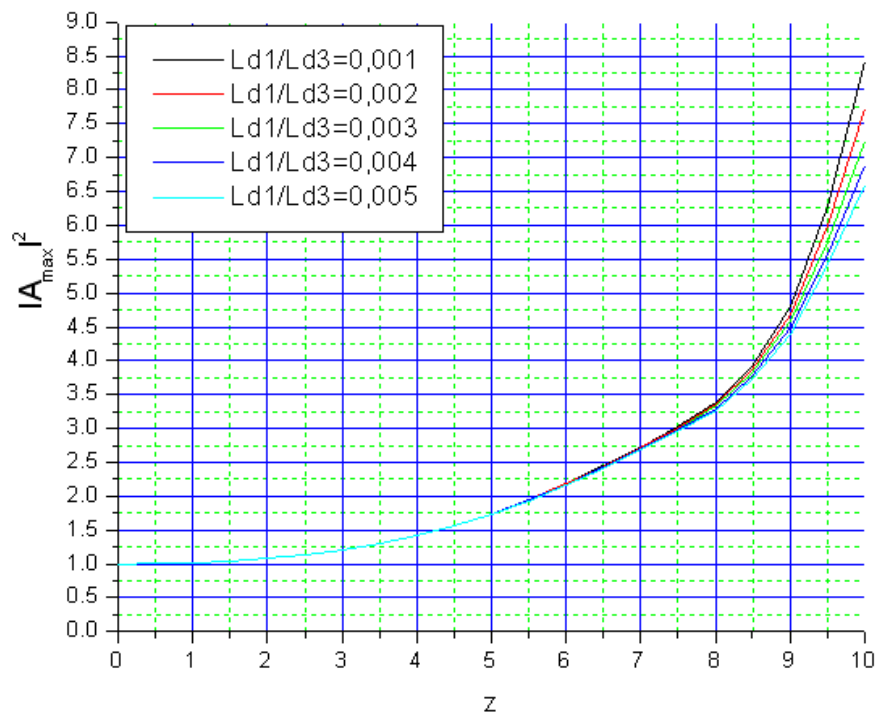
Didėjant antros eilės grupinio greičio dispersijai (augant Ld_1/Ld_2), solitonas spaudžiasi šiek tiek lėčiau, pradeda plisti. Atstumas šviesolaidyje, kur pasiekiami minimali trukmė ir maksimalus intensyvumas, tai yra atstumas nuo kurio solitonas pradeda plisti augant antros eilės dispersijai mažėja. Mažėja maksimalus solitono intensyvumas, bei minimali trukmė nuo kurios prasideda solitono kritimas.

Kai santykis $Ld_1/Ld_2 < 0.4$, maksimali spūda tesiekia apie 1,5 karto. Iš solitono gaubtinės išėjimo grafiko (17 pav.) matyti, kad dėl antros eilės grupinio greičio dispersijos impulsas išplinta nesimetriškai kaip ir pastovios dispersijos šviesolaidyje. Formuojasi išstęstas priekinis impulso frontas, kuriame matyti amplitudės osciliacijos. Ir šiuo atveju solitonas juda greičiau veikiamas antros eilės grupinio greičio dispersijos, kaip ir pastovios dispersijos šviesolaidyje.

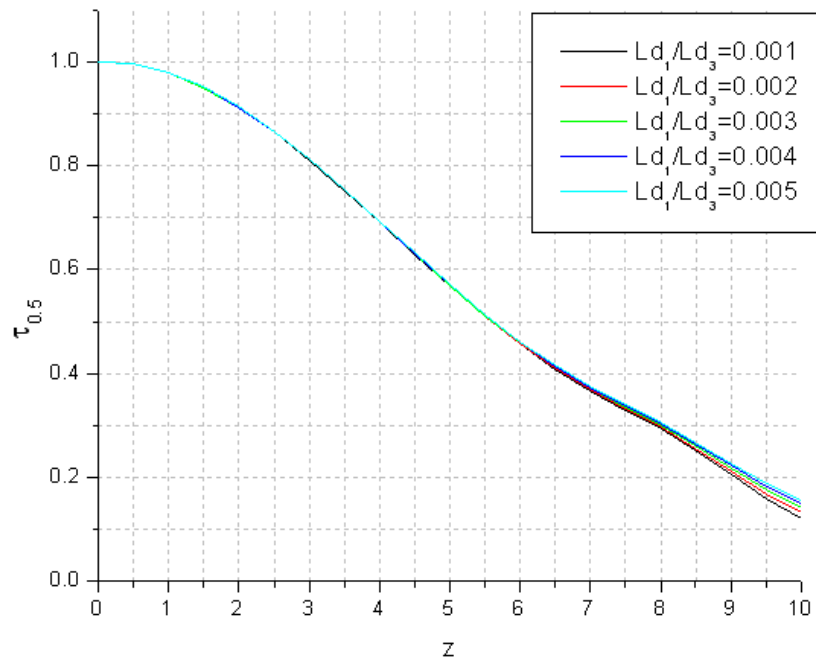
Maža grupinio greičio dispersija, kai santykis Ld_1/Ld_3 yra nuo 0,001 iki 0,005, nestipriai įtakoja solitono spūdą. Dėl trečios eilės grupinio greičio dispersijai solitonas nežymiai išplinta ir jo intensyvumas nežymiai sumažėja. Tačiau skirtingai nuo atvejo, kai veikia antros eilės grupinio greičio dispersijos, dabar solitono spūda tikrai sulėtėja, bet solitonas plisti nepradeda.



20 pav. Impulso gaubtinė šviesolaidžio išėjime.



21 pav. Solitono maksimalaus intensyvumo priklausomybė nuo atstumo šviesolaidyje.



22 pav. Solitono trukmės kitimas šviesolaidyje.

Veikiant vidutinei dispersijai, $Ld_1/Ld_3 = 0.003$, solitonas labai stipriai nesitransformuoja, jo trukmė išauga ~10%, o intensyvumas nukrenta taip pat ~10%. Veikiant šiek tiek didesnei dispersijai, $Ld_1/Ld_3 \geq 0.005$, formuojasi pjedestalas iš abiejų pusių. Maksimalus intensyvumas sumažėja ~20%, o trukmė išauga taip pat ~20%. Dispersijai augant kai $Ld_1/Ld_3 > 0.005$ formuojasi pjedestalas iš abiejų impulso pusių.

Išvados

1. Pastovios dispersijos šviesolaidyje, veikiant nedidelei antros eilės dispersijai $Ld_1/Ld_2 \leq 0.5$ solitonas išsilaiko, jo trukmė sumažėja, intensyvumas išauga ir sklindant keičiasi periodiškai.
2. Pastovios dispersijos šviesolaidyje, veikiant didelei antros eilės grupinio greičio dispersijai $Ld_1/Ld_2 > 0.8$ solitonas suyra, impulsas plinta, jo trukmė didėja, intensyvumas krenta.
3. Net ir didelė trečios eilės grupinio greičio dispersija $Ld_1/Ld_3 = 2.5$ nesuardo solitono, tačiau jo trukmė išauga, intensyvumas sumažėja ir periodiškai kinta solitonui sklindant.
4. Mažėjančios dispersijos šviesolaidyje solitonas susispaudžia maksimaliai, kai šviesolaidžio ilgis yra toks, kad dispersija kinta ne per greitai, kad nebūtų pažeistos adiabatinės spūdos sąlygos.
5. Pastovios dispersijos šviesolaidyje veikiant antros eilės grupinio greičio dispersijai solitono spūda sulėtėja, o vėliau prasideda jo plitimas. Augant santykiui Ld_1/Ld_2 , plitimas prasideda anksčiau, o pasiekiami minimali trukmė ir maksimalus intensyvumas yra mažesni.

Literatūra

1. Agrawal G. P. Nonlinear fiber optics. Academic Press, 1989.
2. Strickland D., Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses. // Opt. Commun. Vol. 56, 1985 p. 219 – 221.
3. Maine P., Strickland D., Bado P., Pessot M., Mourou G. Generation of Ultrahigh Peak Power Pulses by Chirped Pulse Amplification. // IEEE J. Quantum Electron. Vol. 24, 1988 p. 398 – 403.
4. Suzuki K., Kubota H., Sahara A., Nakazawa M. 40 Gbit/s single-channel optical soliton transmission over 70,000 km using in-line synchronous modulation. // OFC'98, ThI4, San Jose, U. S. A., 1998.
5. Mollenauer L. F., Stolen R. H., Gordon J. P. Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers. // Phys. Rev. Lett. Vol. 45, 1980 p. 1095.
6. Mollenauer L. F., Stolen R. H., Gordon J. P. Optics. Lett. Vol. 11, 1986 p. 289.
7. Cao W., Wai P. K. A. Soliton-like pulse train generation using a nonlinear optical loop mirror constructed from dispersion decreasing fiber. // IEEE Photon. Technol. Lett. Vol. 14, 2002 p. 1427 – 1429.
8. Chan K. C., Liu H. F. Short Pulse Generation by Higher Order Soliton-Effect Compression: Effects of Optical Fiber Characteristics. // IEEE J. Quantum Electron. Vol. 31, 1995 p. 2226.
9. Mamyshev P. V. Optical Solitons – Theory and Experiment. // Cambridge University Press (1992).
10. Chernikov S. V., Mamyshev P. V. Femtosecond soliton propagation in fibers with slowly decreasing dispersion. // J. Opt. Soc. Am. B 8, 1991 p. 1633.
11. Chernikov S. V., Dianov E. M., Richardson D. J., Payne D. N. Soliton pulse compression in dispersion decreasing fiber. // Opt. Lett. Vol. 18, 1993 p. 476.
12. Guy M. J. et al. 200 fs soliton pulse generation at 10 GHz through nonlinear compression of transform-limited pulses from an electroabsorption modulator. // Electron. Lett. Vol. 31, 1995 p. 740.
13. Nakazawa M. et al. Generation of 170 fs, 10 GHz transform limited pulse train at 1.55 μm using a dispersion-decreasing, erbium-doped active soliton compressor. // Electron. Lett. Vol. 30, 1994 p. 2038.

14. Satsuma J., Yajima N. Initial Value Problems of One-dimensional Self-Modulation of Nonlinear Waves in Dispersive Media. // *Suppl. Prog. Theor. Phys.* Vol. 55, 1974 p. 284.
15. Chernikov S. V., Richardson D. J., Dianov E. M., Payne D. N. Picosecond Soliton Pulse Compressor Based On Dispersion Decreasing Fibre. // *Electron. Lett.* Vol. 28 (19), 1992 p. 1842.
16. McKinnon K. I. M., Smyth N. F., Worthy A. L. Optimisation of soliton amplitude in dispersion decreasing nonlinear optical fibres. // *Opt. Soc. Am. B* 16 (3), 1999 p. 441.
17. Bullough R. K., Caudrey P. J., Eds., *Solitons*, Springer – Verlag. Heidelberg, 1980 [rusiškas vertimas, Maskva, Mir, 1983, p. 278].

Priedai