

VREMENSKA KOMPRESIJA SVETLOSNIH IMPULSA

Mileša Srećković**, Jelena Ilić*

Original science work
UDC: 656.057

Ključne reči: kompresija elektromagnetnih impulsa, laseri, fiber, kompresija svetlosnih impulsa, ultrakratki impulsi
30.06.1994.

UVOD

Generisanje impulsa sve kraćeg trajanja i sve veće snage je od značaja u mnogim oblastima nauke i tehnike. Ultrakratki impulsi u svetlosnom dijapazonu se danas primenjuju u tako različitim oblastima kao što su fotohemija, laserom indukovana fuzija, sistemi obrade informacija, lasersko određivanje daljine, optičke telekomunikacije u slobodnom prostoru a naročito u optičkim vlaknima [1]. Komprimovani laserski impulsi označavaju novu etapu u proučavanju ultrabrzih fizičkih, hemijskih i bioloških procesa [2], (ps i fs-spektroskopija) kao i u dobijanju polja vrlo velikih intenziteta. Vremenska kompresija signala disperzionim elementom, optičkim kompresorom je analogna prostornom fokusiranju snopa pomoću sočiva. Ova oblast zahteva rešavanje mnogih problema kao što su upravljanje dužinom i oblikom ultrakratkih impulsa, optimizacija sistema kompresije, pojačanje ultrakratkih impulsa, instaliranje femptosekundnih laserskih sistema [3].

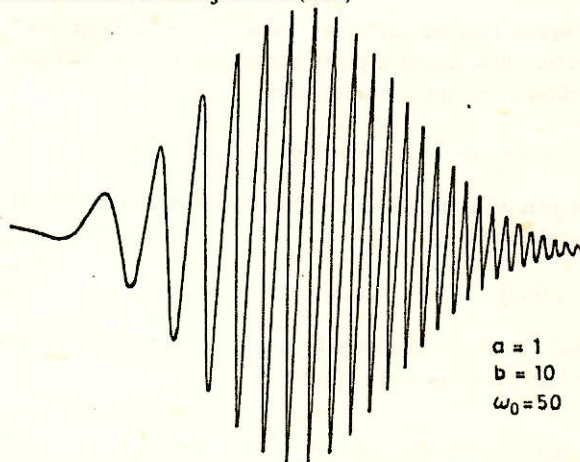
Orijentacija ovog rada su teorijska razmatranja i predviđanja. Eksperimentalan rad je vrlo složen, zahteva aparature koje su vezane za poslednje generacije i rešenja tehničkih uređaja kako za samu generaciju, tako i za merenje dobijenih fenomena.

Razmotrene su teorijske mogućnosti kompresije obzirom na postojeće teorije i traženi su opšti stavovi. Za posebne oblike impulsa, (Gaussov, eksponencijalni) razmatrana je propagacija kroz linearne disperzije sredine i traženi su uslovi za kompresiju. Analizirana je promena oblika i dužine trajanja impulsa na određenoj propagaciji koja se dizajnira po opštim principima kompresije [1]. Dobijeni izrazi su poslužili za utvrđivanje uslova maksimalne kompresije impulsa.

Savremeni zahtevi za kompresiju impulsa i izvedeni izrazi su povezani sa materijalima i klasičnom disperzionom teorijom. Na osnovu fundamentalnih definicija sa disperzionom formulom i silama oscilatora, kao i određene aproksimacije unutrašnjeg polja, tražene su praktične zavisnosti u kojima se ispituju dobijene funkcionalne zavisnosti u određenim spektralnim dijapazonima. Iz podataka o konstantama materijala, od interesa za nelinearnu optiku, i akustiku, nadjeni su dijapazoni u kojima se može u prvoj aproksimaciji po datim modelima [5], računati na kompresiju impulsa. Razmotreni su i uslovi optimizacije kada dolazi do suprotnih zahteva sa drugim karakteristikama materijala.

USLOVI ZA KOMPRESIJU IMPULSA GAUSSOVOG OBLIKA

Optički impuls sa kompleksnom Gaussovom obvojnicom i nosećom frekvencijom ω_0 (sl. 1)



Sl. 1 Optički impuls sa kompleksnom Gaussovom obvojnicom

$$\varepsilon(t) = \exp(-at^2) \exp i(\omega_0 t + bt^2) = \exp(-\Gamma t^2) \exp(i\omega_0 t) \quad (1)$$

gde je $\Gamma = a - ib$, ima trenutnu vrednost intenziteta

$$I(t) = \varepsilon(t)^2 = \exp(-2at^2) \quad (2)$$

Parametar a određuje širinu obvojnice impulsa u vremenskom domenu tj. dužinu trajanja impulsa. Vrednost širine impulsa je

$$\tau_p = (2 \ln 2/a)^{1/2} \quad (3)$$

što znači da povećanje vrednosti parametra a dovodi do sužavanja impulsa. Parametar b karakteriše linearni frekventni pomeraj unutar impulsa (chirp); trenutna frekvencija ovog signala je

$$\omega(t) = d\Phi/dt = d(\omega_0 t + bt^2)/dt = \omega_0 + 2bt \quad (4)$$

Impuls ovakvog oblika je korisno posmatrati, jer mnogi realni sistemi (laseri sa aktivnom sinhronizacijom modova) generišu impulse vrlo bliske kompleksnom Gaussovom impulsu. Posmatra se takav impuls opisan izrazom (1) sa kompleksnim parametrom $\Gamma_0 = a_0 + ib_0$, na ulazu u linearnu disperzionu sredinu. Njegova Fourierova transformacija je :

* Mašinski fakultet Univerziteta u Beogradu; ** Elektrotehnički fakultet Univerziteta u Beogradu

$$E(\omega) = F(\varepsilon(t)) = \exp - (\omega - \omega_0)^2 / 4\Gamma_0 \quad (5)$$

Spektar impulsa posle propagacije za dužinu z dobija se množenjem izraza (5) članom $\exp(-i\beta(\omega)z)$, gde je $\beta(\omega)$ konstanta propagacije za posmatranu sredinu

$$\beta(\omega) = \omega(\mu\varepsilon)^{1/2} = 2\pi n/\lambda_0$$

Za slučaj da posmatrani signal ima uzan frekventni opseg konstanta propagacije se može razviti u red u okolini noseće frekvencije ω_0 .

$$\beta(\omega) = \beta(\omega_0) + \beta'(\omega_0)(\omega - \omega_0) + 1/2\beta''(\omega_0)(\omega - \omega_0)^2 \quad (6)$$

ovo su osnovne relacije na dužini z kroz posmatranu sredinu.

$$E(\omega) = \exp - (i\beta(\omega_0)z - i\beta'z(\omega - \omega_0) - (1/4\Gamma_0 + i\beta''z/2)(\omega - \omega_0)^2) \quad (7)$$

Inverzna Fourierova transformacija ove funkcije predstavlja oblik impulsa posle prelaska z kroz posmatranu sredinu u vremenskom domenu

$$\varepsilon(z,t) = \exp i (\omega_0 t - \beta(\omega_0)z) \exp - \Gamma(z)(t - \beta'(\omega_0)z)^2 \quad (8)$$

gde je novi kompleksni parametar obvojnice $\Gamma(\omega)$ određen relacijom

$$1/\Gamma(z) = 1/[a(z) - ib(z)] = 1/\Gamma_0 + 2i\beta''(\omega_0)z \quad (9)$$

Ako se uzme u obzir da je $\Gamma_0 = a_0 - ib_0$ na osnovu (9), vrednosti parametara $a(z)$ i $b(z)$ su

$$a(z) = \frac{a_0}{(1+2\beta''z b_0)^2 + (2\beta''z a_0)^2} \quad (10)$$

$$b(z) = \frac{b_0(1+2\beta''z b_0) + 2\beta''z a_0^2}{(1+2\beta''z b_0)^2 + (2\beta''z a_0)^2} \quad (11)$$

Na osnovu (3) impuls će biti maksimalno komprimovan za maksimalnu vrednost $a(z)$. Prema uslovima za maksimum funkcije kod koje se celina $\beta''(\omega_0)z$ smatra argumentom funkcije (10) dobija se da je optimalna vrednost tog proizvoda

$$\beta''(\omega_0)z = -b_0/2(a_0^2 + b_0^2) \quad (12)$$

Pri optimalnom $\beta''(\omega_0)z$ parametar $a(z)$ je

$$a_0(1 + \frac{b_0^2}{a_0^2}) \quad (13)$$

Oдавde se vidi da se impuls sa nultim chirpom ne može bitno komprimovati, ($a(z) = a_0 = \text{const}$), a da je kompresija utoliko izraženija ukoliko je b_0 veće od a_0 . Pri ispunjenom uslovu (12) je $b(z) = 0$, što znači da se pri maksimalnoj kompresiji potpuno gubi chirp. Izraz (12) ukazuje na sledeće stavove: da bi došlo do kompresije impulsa, vrednost drugog izvoda koeficijenta propagacije ili disperzije grupe brzine treba da bude negativna,

$$\beta''(\omega_0) < 0 \quad (14)$$

$$\text{Kako je [6] } \beta'' = (4\pi^2 c_0 / \omega_0^3) (d^2 n / d\lambda_0^2) \quad (15)$$

uslov (14) se svodi na uslov $d^2 n / d\lambda_0^2 < 0$ (16). Pored toga iz jednakosti (10) se vidi da u slučaju da je $\beta''(\omega_0) > 0$, tj. da je disperzija grupe brzine β'' veća od nule (jer je z kao dužina propagacije uvek pozitivna veličina), odnos $a(z)/a_0$ manji je od jedinice što znači da dolazi do širenja, a ne do kompresije impulsa. Na osnovu razmatranja ovoga tipa izvode se sledeći zaključci:

- da bi došlo do kompresije optičkog impulsa Gaussovog oblika, njegovim prolaskom kroz linearnu disperzionu sredinu, neophodno je da

1) drugi izvod indeksa prelamanja po talasnoj dužini na nosećoj frekvenciji bude negativan, $dn(\lambda_0)/d\lambda_0^2 < 0$

2) polazni impuls ima ugrađen chirp (40) različit od nule

- kompresija je utoliko izraženija ukoliko je veći ugrađeni linearni frekventni pomak b_0 .

- maksimalna kompresija se postiže ako je dužina propagacije

$$z_{\text{opt}} = - \frac{b_0}{2(a_0^2 + b_0^2)\beta''(\omega_0)} \quad (17)$$

Za kraće dužine propagacije impuls je manje komprimovan a za duže počinje da se širi.

ANALIZA PROPAGACIJE IMPULSA SA EKSPONENCIJALNOM OBVOJNICOM

Elektromagnetni impuls sa eksponencijalnom obvojnicom i nosećom frekvencijom ω_0

$$\varepsilon(t) = \exp(-a_0 t) \exp(i(\omega_0 t + b_0 t^2)) \quad (18)$$

ima za trenutnu vrednost intenziteta

$$I(t) = \varepsilon(t) = \exp(-2a_0 t) \quad (19)$$

Na osnovu (19) vremenska širina impulsa (18) je

$$\tau_{\text{po}} = \ln 2/a_0 \quad (20)$$

Pretpostavljajući da je na ulazu u linearnu disperzionu sredinu impuls oblika (18), postupkom analognim onom za Gaussov impuls, utvrđuje se kako se menja oblik impulsa pri propagaciji na dužini z , kroz nevakuumsku sredinu. Fourierova transformacija funkcije (18) je

$$E(\omega) = (\pi/b)^{1/2} \exp(i\Phi) \exp(-(\omega - \omega_0)^2 / 4b_0 - (a_0/2b_0)(\omega - \omega_0)) \quad (21)$$

Množenjem (21) sa $\exp(-i\beta z)$, uz razvoj koeficijenta propagacije u red u okolini noseće frekvencije ω_0 (jer se smatra da je frekventni opseg impulsa mali). Dobija se izraz za spektar impulsa posle propagacije na dužini z . Njegova inverzna Fourierova transformacija tj. oblik impulsa posle prolaska puta z u vremenskom domenu je

$$\varepsilon(t) = 2\pi / (1+2\beta''z)^{1/2} \exp(-a_0(t-\beta'z)/(1+2\beta''z)) \exp i\Phi \quad (22)$$

Iz (22) se vidi da je novi parametar koji karakteriše obvojnici signala

$$a(z) = \frac{a_0}{1 + 2b_0\beta''z} \quad (23)$$

Na osnovu (20) i (23) odnos dužina trajanja impulsa poste prelaska puta dužine z kroz posmatranu sredinu i na ulazu u nju je

$$\tau(z)/\tau_{p0} = a_0/a(z) = 1 + 2b_0\beta''z \quad (24)$$

ovde se vidi da ukoliko u impuls nije ugrađen chirp, tj. $b_0=0$, njegova širina se neće promeniti. Radi kompresije signala sa eksponencijalnom obvojnici, u signal je potrebno ugraditi linearni frekventni pomak. Pored toga prema (24) treba da je

$$1 + 2b_0\beta''z < 1 \text{ tj. } \beta''z < 0 \quad (25)$$

proizilazi da su neophodni uslovi za kompresiju impulsa sa eksponencijalnom obvojnici poklapaju sa neophodnim uslovima za kompresiju impulsa sa Gaussovom obvojnici.

Za razliku od Gaussovog impulsa, kod eksponencijalnog optičkog impulsa postoji dužina propagacije za koju se vremenska širina impulsa teoretski svodi na nulu,

$$z = -1/2\beta''b_0 \quad (26)$$

Za tu istu vrednost dužine propagacije, množitac ispred eksponencijalnih članova u izrazu (22) dobija beskonačnu vrednost. Ako je dužina propagacije veća, poremećaj prestaje da se prostire kao talas, već eksponencijalno slabi.

ANALIZA USLOVA $d^2n(\lambda_0)/d\lambda_0^2 < 0$

Prema teoriji disperzije [4] karakteristične su činjenice aditivnosti uticaja pojedinih kompleksa ili kategorija mikročestica, i rezonantnost. Najčešća (ali ne i jedina) aproksimacija unutrašnjeg polja, Lorentz-Lorenzova aproksimacija figuriše u izvodjenju disperzionih relacija. Veza sa polarizabilnošću α i dielektričnom konstantom za nemagnetne materijale dovodi do

$$(n^2 - 1)/(n^2 + 1) = (Ne^2/3m)\sum f_k/(\omega_k^2 - \omega^2) \quad (27)$$

gde je N - koncentracija elektrona u materijalu, m - masa elektrona, ω_k - rezonantna frekvencija k -te grupe elektrona, a f_k - faktor koji predstavlja udeo k -te grupe u materijalu.

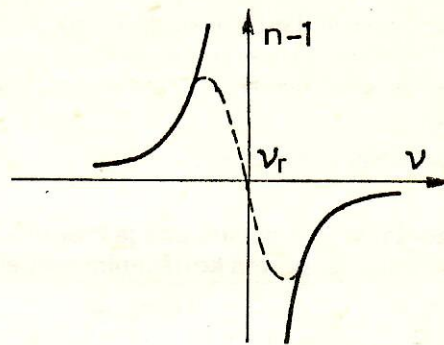
a) Slučaj gasne sredine

Kod gasova je vrednost indeksa prelamanja vrlo bliska jedinici, pa je u svim izrazima gde se ne pojavljuje razlika $n-1$, izvršena takva aproksimacija, čime su dobijeni praktični jednostavni izrazi.

$$n - 1 = (Ne^2/3m)\sum f_k/(\omega_k^2 - \omega^2) \quad (28)$$

Na frekvencijama rezonantne apsorpcije se javljaju diskontinuiteti. Kvalitativni grafički prikaz ove zavisnosti za slučaj idealne rezonantno monofrekventne sredine (sl.2)

pokazuje teoretske diskontinuitete. U izvodjenju (26) zanemaruje se proces apsorpcije i emisije od strane elektrona. Uzimanjem ovih pojava u obzir, pojavljuje se potreba za kompleksnim zapisom polarizabilnosti i relevantnih parametara da bi se očuvali slični oblici jednačina.



Sl. 2 Zavisnost indeksa prelamanja od frekvencije svetlosti kod gasova

Zavisnost realnog dela polarizabilnosti od frekvencije je kvantitativno prikazan na sl. 2 isprekidanim linijama.

Umesto diskontinuiteta, na rezonantnoj frekvenciji se javlja opadajuća zavisnost indeksa prelamanja od frekvencije (anomalna disperzija). Uočava se konveksni deo krive na frekvencijama nešto manjim od rezonantne, što znači da na talasnim dužinama nešto većim od rezonantne je $d^2n(\lambda_0)/d\lambda_0^2 < 0$, tj. ispunjen je uslov (16). Ova činjenica upućuje na mogućnost da se pomoću materijala sa oštrom rezonantnom apsorpcijom na određenoj frekvenciji može komprimovati elektromagnetni impuls čija je talasna dužina na nosećoj frekvenciji nešto veća od talasne dužine rezonantne apsorpcije tog materijala. Analizom opisanih metoda u literaturi, o ostvarivanju kompresije impulsa, dolazi se do potvrde prethodno iznesene ideje. Prolazak svetlosnog impulsa talasne dužine vrlo bliske rezonantnoj. Na liniji kroz N pare pokazuje se vrlo pogodnim za kompresiju impulsa [7].

b) Slučaj kondenzovane sredine

U slučaju materijala sa većom gustinom (tečnosti i čvrsta tela), ne može se imenilac izraza (26) aproksimirati kao kod gasova, već se iz (26) dobija da je

$$n^2 - 1 = 3N\alpha/(3 - N\alpha) \quad (29)$$

Iz (26) i (29) izvodi se izraz

$$n^2 - 1 = \sum \rho_k / (\nu_k^2 - \nu^2) \quad (30)$$

Relacija (30) je poznata kao Sellmeijerova disperziona formula [4]. Sreće se u obliku [5]

$$n = [(A + B_1/(\lambda^2 - B_2) + C_1/(\lambda^2 - C_2))^{1/2}] \quad (31)$$

Drugi izvod n'' je glomazan pa se formiraju kompleksni veličina i uvode nove oznake P , Q i R , pa je $d^2n/d\lambda^2$

$$n''(\lambda_0) = (P(Q - 4\lambda^2 R) + \lambda^2 Q^2) / P^{3/2} \quad (32)$$

gde su

$$P=A+B_1/(\lambda^2-B_2)+C_1\lambda^4/(\lambda^2-C_2)$$

$$Q=B_1/(\lambda^2-B_2)^2+C_1\lambda^4/(\lambda^2-C_2)^2$$

$$R=B_1/(\lambda^2-B_2)^3+C_1\lambda^4/(\lambda^2-C_2)^3$$

Za neke savremene materijale koji su od interesa u laser-skoj tehnici, u literaturi su [8] pronadjene vrednosti za Sellmeirove koeficijente i pomoću izraza (31) i (32) izvršen je proračun dijapazona talasnih dužina na kojima je ispunjen uslov (16).

Dobijeni rezultati su dati u tabeli

Dijapazoni talasnih dužina gde je moguća kompresija impulsa prema korišćenim modelima

Materijal	Opseg (μm)	
KDP	$\lambda < 0,05$	$1 < \lambda < 7,5$
ADP	$\lambda < 0,05$	$1 < \lambda < 15$
Li IO ₃	$0,05 < \lambda < 0,1$	$1 < \lambda < 1,5$
Prustit	$0,05 < \lambda < 0,25$	$1 < \lambda < 15$
$\beta\text{BaB}_2\text{O}_4$	$0,10 < \lambda < 0,4$	$1 < \lambda < 15$
HgS	$\lambda < 0,20$	$1 < \lambda < 15$
Te	$\lambda < 1,5$	$2 < \lambda$

Uočava se da je negativna (anomalna disperzija grupne brzine), odnosno negativni drugi izvod indeksa prelamanja po talasnoj dužini kod većine ispitivanih materijala van dijapazona vidljive svetlosti.

Za ugradnju linearnog frekventnog pomeraja unutar impulsa se najčešće koristi optičko kvarcno vlakno [9] koje obavlja svoju funkciju na talasnim dužinama manjim od 1,3 μm . Zaključak je da su posmatrani materijali pogodni za kompresiju impulsa čija je talasna dužina u intervalu 1-1,3 μm kompatibilni sa optičkim kvarcnim vlaknom. Interesantan je Te koji ima, za razliku od skoro svih ostalih materijala, anomalnu disperziju duž celog opsega vidljive svetlosti. HgS i prustit bi mogli da komprimuju ultralubičasti impuls ArF lasera, a $\beta\text{BaB}_2\text{O}_4$ pored ArF i impuls XeF lasera kao i svetlosne impulse bliske ultralubičaste oblasti.

Razvijanjem Sellmeirove relacije u red po $1/\lambda^2$ zavisnost indeksa prelamanja od talasne dužine dobija oblik koji je analogan Cauchyjevoj formuli za $n(\lambda)$ kod gasova.

$$n(\lambda)=A+B/\lambda^2+C/\lambda^4 \quad (33)$$

vrednosti parametara A, B i C sa CS₂ odredjene su na osnovu tabelarno date zavisnosti indeksa prelamanja od talasne dužine za ovaj materijal [10].

$$n=1,57+0,0264/\lambda^2-0,00245/\lambda^4 \quad (34)$$

Drugi izvod izraza (34) je

$$n''=-0,1584/\lambda^4+0,049/\lambda^6$$

odakle sledi da je uslov (16) ispunjen za vrednosti talasnih dužina iznad $\lambda=556\text{nm}$.

RAZMATRANJE MOGUĆNOSTI UGRADNJE LINEARNOG FREKVENTNOG POMAKA UNUTAR IMPULSA

Radi kompresije impulsa prilikom njegovog prolaska kroz linearnu disperzionu sredinu neophodno je da ulazni impuls ima ugradjen linearni frekventni pomak (chirp). Takav je izlazni signal lasera sa sinhronizovanim modovima. Chirp nastaje i nelinearnim procesom samomodulacije [11]. Najkvalitetniji chirp se postiže propuštanjem signala kroz tipično kvarcno vlakno. Zahvaljujući malom prečniku (tipično 4 μm) kvarcnih optičkih valakana u njima dolazi do nelinearnih efekata i pri prolasku signala srednje snage. Pogodnost kvarcnog vlakna ogleda se u tome što signal u njemu ima dobro okarakterisan profil [9] i dug optički put. Ponašanje impulsa prilikom prolaska kroz vlakno može biti dvojako u zavisnosti od znaka parametra disperzije grupne brzine β'' . Za tipična kvarcna vlakna parametar disperzije grupne brzine je pozitivan za talasne dužine manje od 1,3 μm , a negativan za veće. Negativne vrednosti parametra disperzije grupne brzine dovede do sužavanja a pozitivne do proširenja impulsa. Odredjivanje oblika impulsa vezano je za rešavanje redukovanih talasnih jednačina [9].

$$\delta E/\delta t + (\delta\beta/\delta\omega) (\delta E/\delta t) = -1/2(\delta^2\beta/\delta\omega^2) (2(\delta\Phi/\delta t) (\delta E/\delta t) + E(\delta^2\Phi/\delta t^2))$$

$$\delta\Phi/\delta z + (\delta\beta/\delta\omega) (\delta\Phi/\delta t) = +1/2(\delta^2\beta/\delta\omega^2) (1/E)(\delta^2E/\delta t^2) - (\delta\Phi/\delta t)^2 - kE^2$$

$$k=1/2\alpha\beta(\omega_0)n_2/n_0$$

Ovde se eksplicitno vidi deo indeksa prelamanja onako kako se pogodno predstavlja za računanje linearnih i nelinearnih doprinosa ($n=n_1+n_2E_2$).

Numeričkim rešavanjem ovih jednačina dobija se da se istovremeno sa proširenjem impulsa povećava i linearni frekventni pomak unutar impulsa. Procena dužine propagacije impulsa, koja daje impuls najpogodniji za komprimovanje vrši se upoređivanjem sa dve karakteristične dužine: Z_p - dužina propagacije potrebna da se ostvari željeni chirp i Z_d - dužina propagacije potrebna da se vremenska širina impulsa udvostruči. Za vrlo kratke dužine propagacije ($Z \ll Z_p \ll Z_d$) javljaju se značajne promene u spektru impulsa, bez promene oblika impulsa. Kad se dužina puta približi $Z=Z_p \ll Z_d$ dobija se impuls pravougaonog oblika kod koga frekventni chirp sadrži veći deo energije impulsa i sa kojim se može postići značajna kompresija. Mnogo veće dužine propagacije samo proširuju impuls bez značajnijeg povećanja linearnog frekventnog pomaka. Dodatna je pogodnost za kompresiju impulsa ako je $Z_p \ll Z_d$, tako da se impuls što manje proširi (što manje približi dvostrukoj širini početnog impulsa koja se ostvaruje na Z_d), a da se u njega istovremeno ugradi što veći linearni frekventni pomak. Prema [11] Z_d je

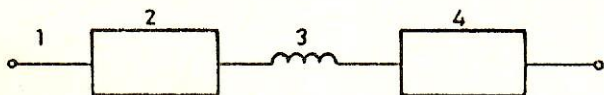
$$Z_d=3^{1/2}\tau_{po}/\beta''\Delta\omega_0$$

gde su τ_{po} i $\Delta\omega_0$ širine impulsa u vremenskom i frekventnom domenu redom, na ulazu u optičko vlakno. Radi povećanja Z_d može se uticati na vrednosti $\Delta\omega_0$ i β'' , koje

treba da budu što manje. β'' ima najmanje vrednosti u infracrvenoj oblasti talasnih dužina oko $1,3 \mu\text{m}$. To su upravo talasne dužine kojima se prema Tabeli može vršiti kompresija impulsa pomoću pogodno odabranog materijala, odnosno ovde razmatranih materijala. Ukoliko je potrebno komprimovati impulse kraćih talasnih dužina pri kojima β'' za kvarcno vlakno ima veću vrednost, bitno je da $\Delta\omega_0$ bude što manje, tj. da impuls na ulazu u vlakno ima što manje izraženu frekventnu strukturu ($b_0=0$). U prvom delu rada je pokazano da se ovaj zahtev može ispuniti prolaskom impulsa kroz linearnu disperzionu sredinu sa negativnim parametrom vršenja dvostepene kompresije. Prvi, tj. pripremni stepen kompresije ima funkciju smanjenja frekventnog opsega, odnosno uklanjanje eventualno postojeće frekventne substrukture iz polaznog impulsa da bi se u njega prolaskom kroz optičko vlakno ugradio što kvalitetniji chirp. Na taj način je svetlosni impuls optimalno pripremljen za drugi, glavni stepen kompresije.

ZAKLJUČAK

Teorijska analiza promene oblika impulsa prolaskom kroz linearnu disperzionu sredinu i nalaženje uslova maksimalne kompresije na osnovu nje, koji su sprovedeni u prvom delu rada, kao i razmatranje mogućnosti tih uslova u drugom delu dovode do zaključka da se dobra kompresija impulsa može ostvariti pomoću sistema čija je šema na sl. 3.



Sl. 3 Šema sistema za kompresiju impulsa
1-ulazni impuls, 2-pripremni linearni disperzioni element, $\beta'' < 0$, 3-kvarcno optičko vlakno, $\beta'' > 0$, 4-glavni linearni disperzioni element, $\beta'' < 0$

Talasna dužina noseće frekvencije ulaznog impulsa i određuje materijale linearnih disperzionih elemenata.

U prvom delu rada je utvrđeno je da se za kompresiju signala u infracrvenom delu spektra ($\lambda < (1,3 \mu\text{m})$) mogu koristiti razni savremeni materijali kao što su KDP, ADP, LiIO_3 , prustite... Signali talasnih dužina većih od 556 nm se komprimuju prolaskom kroz CS_2 . Za signale talasnih dužina ispod 400 nm kao kompresioni element se koristi $\beta\text{BaB}_2\text{O}_4$. Signali čije su talasne dužine nešto veće od talasne dužine rezonantne apsorpcije nekih para, se mogu komprimovati prolaskom kroz te pare. Za ugradnju linearnog frekventnog pomaka na signalima svih talasnih dužina manjih od $1,3 \mu\text{m}$ koristi se tipično optičko kvarcno vlakno.

Ulazni signal se elementom 2 pripremi za ugradnju linearnog frekventnog pomaka tako što mu se maksimalno suzi frekventni opseg. Element 2 treba da bude od materijala čiji je parametar disperzije grupne brzine na frekvenciji ulaznog signala negativan i kod koga je dužina propagacije signala data izrazom (17). U signal uskog frekventnog opsega se pomoću kvarcnog optičkog vlakna ugradjuje chirp. Impuls se konačno komprimuje elementom 4 koji je od istog materijala kao i element 2 i kod koga dužina propagacije treba da odgovara izrazu (17).

Ovakvi sistemi su potencijalno aktuelni i za operacije rekompresije u telekomunikacionim primenama.

LITERATURA

- [1] *Laser Handbook*, Ed. Stitch, N. Holland Amsterdam, 1979.
- [2] M. Srećković, *Problemi i nespecifični efekti vlaknaste optike u svetlulinearinih i nelinearinih problema*, Fiberi i senzori, SITJ Beograd, 1991.
- [3] D. Jovanović, *Diplomski rad*, ETF, Beograd, 1992.
- [4] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon Press, London, 1964.
- [5] *Laser Handbook*, Ed. Arrechi F.T., Schulz Du Bois, N. Holland, Amsterdam, 1972.
- [6] A.E. Siegman, *Lasers*, Oxford University Press, Oxford, 1986.
- [7] K. Eigenmore, IEEE, QE-14, 310, 1978.
- [8] A. Cutolo, L. Zeni, *Opt. and Laser Technology*, 23, 1991.
- [9] Nakatsuka A.C. Balant, et al, *Phys. Rev. Lett.* 47, 910, 1981.
- [10] Yariv A., *Optičeski volni v kristaloh*, Mir, Moskva, 1988.
- [11] D. Grischkovski, A.C. Balant, *Appl. Phys. Lett.* 41, 1, 1982.

Napomena: Rad primljen 05.1994.god.

VREMENSKA KOMPRESIJA SVETLOSNIH IMPULSA

M.Srečković, J.Ilić

Generisanje izuzetno kratkih svetlosnih impulsa i kompresija svetlosne energije u vremenu su od interesa za proučavanje ultra brzih procesa i za dobijanje polja veoma velikog intenziteta. U sistemima obrade informacija kao i u telekomunikacijama prelaz na pikosekundne, a pogotovo na femptosekundne tehnike bi predstavljao značajno poboljšanje. U vezi sa tim razmatrana su rešenja modernih generatora i pojačavača stimulisane svetlosti koja sadrže materijale kojima se postiže kompresija svetlosnih impulsa. U ovom radu su predstavljene teorijske analize uslova koji dovode do kompresije impulsa. Za izabrane materijale izvršeni su proračuni dijapazona talasnih dužina za koje dati materijal sabija impulse.

UDK: 656.057

BIBLID: 0351-157X, 23(1994), 2, s.35-40

TIME COMPRESSION OF LIGHT PULSES

M.Srečković, J.Ilić

The generation of extremely short pulses and light energy compression in time are of interest for the study of ultrafast processes and for the obtention of the field of very high intensity. In the system of information processing as well as in telecommunications the transition to picco-second and especially to fempto-second technics would mean an important improvement. Related to it the solutions of modern generators and amplifiers of the stimulated light are considered containing the materials of which the compression of light pulses is achieved. In the present paper the theoretical analysis of conditions leading to the pulse compression is presented. For the selected materials the calculation of the diaphason of wavelengths was made for which the material compresses the pulses.

UDC: 656.057

BIBLID: 0351-157X, 23(1994), 2, p.35-40