

Raport stiintific

privind implementarea proiectului in perioada ianuarie – decembrie 2013

Obiectivele proiectului si activitatile prevazute in anul 2013

Objective #1: Development and optimization of intense ultrashort broadband THz pulse emission from gaseous media excited by focused single and 2-color femtoseconds laser pulses

Activitatea #7. Enhancement of THz high field strength by 2-color filamentation and multifilamentation

Objective #2: Tailoring the THz radiation (pulseshape, spectral content, polarizarion) produced by laser filamentation and multifilamentation.

Activitatea #8. Tailoring the shape and pulse duration of THz radiation through the multifilamentation characteristics

Objective #3: Development of the methods for producing high resolution single shot 2D THz imaging.

A9. Experiments on THz radiation influence on UV-visible spectra emmitted by laser induced plasma

CUPRINS

1. INTRODUCERE

2. FILAMENTAREA LASER

3. DESCRIEREA CAMPULUI ELECTROMAGNETIC CARE GENEREAZA FILAMENTAREA

4. DESCRIEREA GENERARII THz PRIN MODELUL CURENTULUI DE DRIFT

- 5. DESCRIEREA GENERARII THz PRIN MODELUL MIXAJULUI DE PATRU UNDE**
- 6. MONTAJUL EXPERIMENTAL PENTRU GENERAREA THz PRIN FILAMENTARE, EXPERIMENTE EFECTUATE**
- 7. CONCLUZII**
- 8. REFERINTE**

1. INTRODUCERE.

Fiind una dintre ultimele regiuni ale campului electromagnetic (elmg) intrata in atentia stiintei si a tehnologiei, domeniul THz a devenit in ultimul timp cercetare de frontiera pentru fizica, chimie, biologie, stiinta materialelor, medicina si securitate. Pe langa aspectele fundamentale ale interactiei radiatiei THz cu materia exista un numar foarte multe aplicatii care necesita surse THz de mare intensitate cu o largime de banda cat mai mare.

O metoda foarte atractiva de generare a pulsurilor THz de banda larga si intensitate ridicata foloseste excitarea aerului sau a unor amestecuri de gaze nobile cu pulsuri laser de mare putere cu durate de sub 50 femtosecunde. Comparativ cu sursele THz de mare energie ce folosesc efectele nelinere ce apar in cristalele de LiNbO_3 ce sunt iradiate cu pulsuri laser avand frontul de incidenta inclinat, sursele THz ce folosesc interactia aer-puls optic sunt limitate numai de durata pulsului laser, nu au absorbtii fononice, nu prezinta dispersie, si acopera un domeniu spectral foarte larg, 0.2-30THz [1]. Cele trei geometrii de interactie care s-au impus in acest moment au fost prezentate in detaliu in faza precedenta: *i)* –excitarea cu o singura lungime de unda, crearea filamentului de plasma si generarea THz prin actiunea fortei ponderomotoare; *ii)* unda optica este focalizata pe un cristal foarte subtire de BetaBariumBorate (BBO), se genereaza armonica a II a care, ulterior, este mixata cu restul undei fundamentale, se genereaza filamentul de plasma si apoi radiatia THz prin fenomenul de mixare a 4 unde; *iii)* metoda descrisa anterior este modificata astfel incat sa se exercite un control separat al polarizarii si fazei relative a celor doua unde (fundamentala si armonica a 2 a). In plus, primului caz i se poate adauga generarea THz prin filamente lungi de plasma aflate in camp electric static.

In aproximatia mixajului a patru unde, detectia radiatiei THz folosind ca senzor aerul sau diferite gaze se poate trata ca reciproca procesului de generare, adica doi fotoni ai undei fundamentale sunt mixati cu un foton THz pentru a da nastere unui foton in armonica a II a. Tehnica, recent descoperita, se numeste TFISH (THz field-induced second harmonic). Totusi, interpretarea mecanismelor fizice care stau la baza generarii THz prin aceasta metoda este inca controversata. In cazul generarii THz folosind un singur puls laser, aparitia radiatiei THz este atribuita distributiei spatiale neomogene a energiei poderomotive a electronilor liberi in regim relativist sau interactiei de 4 unde (4WM) in aer (Zhang, 2008). Cand a implementat metoda “doua culori” Kress (Kress, 2004) a fost primul care a sugerat ca unda THz , din punct de vedere macroscopic, apare dintr-un process de 4 unde in timp ce Kim (Kim, 2008) a evidentiat curentul de drift al electronilor liberi (EC). In cadrul teoriei 4WM Kress arata ca $\chi_{xxxx}^{(3)}$ joaca rolul dominant, dar Bartel sustine ca rolul dominant revine termenului $\chi_{yyxx}^{(3)}$ al tensorului susceptibilitatii optice. Pe de alta parte , multe studii au investigat modelul EC considerand unda THz paralela cu unda elmg de pompaj fundamental si a ramas inca de

dovedit validitatea teoriei EC pentru polarizare ortogonală. Înțelegerea mecanismelor fizice este esențială nu numai din punct de vedere al fizicii dar este crucială pentru controlul coerent al undelor THz. În acest raport de fază se va explica modul de apariție a filamentului laser și fenomenele care stau la baza formării sale, se vor descrie comparativ modelele EC și 4WM ținând cont și de polarizarea ortogonală, se vor arăta rezultatele obținute în filamentarea laser.

2. FILAMENTAREA LASER

Filamentarea unui puls laser intens este un efect produs de **auto-focalizare**. Autofocalizarea a fost descoperită la mijlocul anilor 60, după inventarea laserului. Durata pulsurilor de ordinul nanosecundelor este foarte lungă în comparație cu scala de timp a interacției sale cu materia și, în urma focalizării apare fenomenul de **break-down** înainte ca filamentarea să fie inițiată. Abia după generarea pulsurilor cu durata de ordinul femtosecundelor, pentru care fenomenul de break-down nu se mai produce, filamentația este descoperită accidental în 1994 de către grupul lui Gerard Mourou de la University of Michigan.

Pentru ca autofocalizarea să aibă loc, puterea de vîrf a pulsului laser trebuie să depășească o anumită valoare critică. Pentru aer, în condiții normale, aceasta este de cîtiva GW. Dacă pulsul laser este lung, apare mai întîi „străpungerea” (break-down), deoarece pragul pentru aceasta este de numai cîtiva MW. Străpungerea este un proces cu trei faze, ultimele două (Bremsstrahlung invers și ionizarea în avalanșă) fiind procese de ciocnire care au nevoie de un timp (multe ps pînă la ns) de multe ori mai lung decît durata medie între două ciocniri. Străpungerea produce în punctul de focalizare plasmă, aceasta absorbînd și reflectînd pulsul laser. Astfel, odată apărută străpungerea, filamentarea nu mai poate fi observată. Dacă, însă, durata pulsului laser este de la 10 fs la cîteva sute de fs, pulsul este mai scurt decît intervalul între două ciocniri între electroni și moleculele gazului (1 ps pentru aer la presiune atmosferică) și ultimele două faze ale procesului de break-down sunt imposibile. Deși puterea pulsului depășește pragul de străpungere, această străpungere nu mai are loc. Astfel, se crează posibilitatea observării altor fenomene.

Abordăm, în continuare, pe rînd, procesele care intervin în cazul propagării pulsului laser sub formă de filament.

2.1. Difracția

Un puls gaussian cu fază spațială constantă își mărește lărgimea cu un factor $\sqrt{2}$ după ce străbate o distanță numită lungime Rayleigh. Această lungime este dată de relația

$$L_{DF} = \frac{kw_0^2}{2} = \frac{\pi n_0 w_0^2}{\lambda_0} \quad (1)$$

unde w_0 este „talia” fasciculului, λ_0 lungimea de undă în vid, n_0 indicele de refracție la lungimea de undă respectivă, $k = n_0 k_0$ și $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ numerele de undă în mediu și, respectiv, vid. La o lungime de undă în vid de 800 nm, un fascicul cu talia de 100 μm are în vid o lungime Rayleigh de 3,9 cm.

2.2. Defocalizarea spațio-temporală

La propagarea în vid durata pulsului laser nu rămîne riguros constantă. Pulsul laser nu este monocromatic iar componentele de frecvență mare se difractă mai puțin decît cele de frecvență mai mică. Astfel, un detector cu dimensiuni finite înregistrează un puls mai lung după propagare deoarece spectrul pulsului care ajunge la detector a devenit mai îngust.

2.3. Dispersia vitezei de grup

În cazul unui mediu dispersiv, într-o regiune spectrală cu dispersie normală, componentele spectrale cu frecvențe mai mici („roșii”) se propagă mai repede decît cele cu frecvență mare („albastre”). După propagare, componentele cu frecvențe mici se vor comasa în partea din față a anvelopei spațiale în timp ce componentele cu frecvențe mari se vor găsi în partea din urmă. Acest efect, numit dispersie a vitezei de grup (GVD) mărește durata pulsului și, corespunzător, scade intensitatea de vîrf. El este caracterizat de o lungime de dispersie

$$L_{GVD} = \frac{t_p^2}{2k''} \quad (2)$$

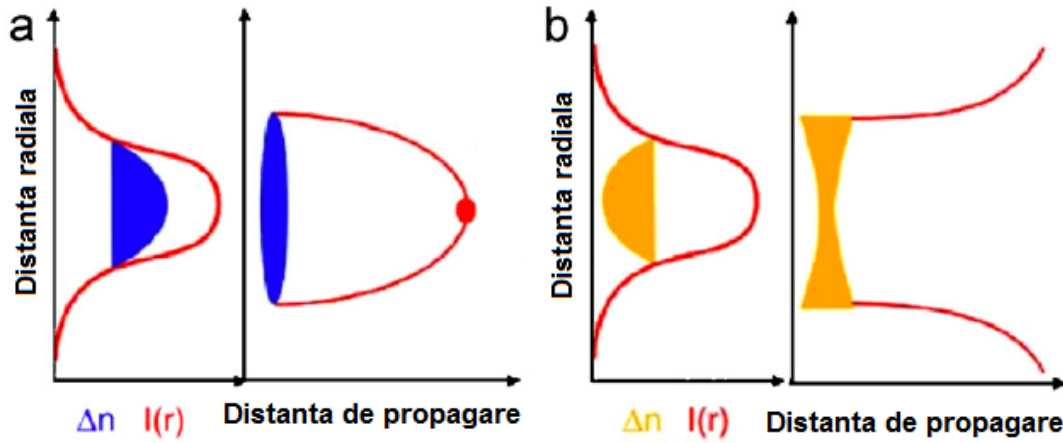
unde t_p este durata pulsului iar $k'' = \partial^2 k / \partial \omega^2 \big|_{\omega_0}$ este coeficientul termenului pătratic în dezvoltarea numărului de undă ca funcție de abaterea de la frecvența centrală a pulsului ω_0 . Un puls cu durata inițială de 10 fs și frecvența centrală de 800 nm va deveni mai lung cu 40% după numai 2,5 m parcurși în aer.

2.4. Lentila Kerr

La intensități $I(r,t)$ mari ale radiației indicele de refracție al aerului este modificat prin efectul Kerr

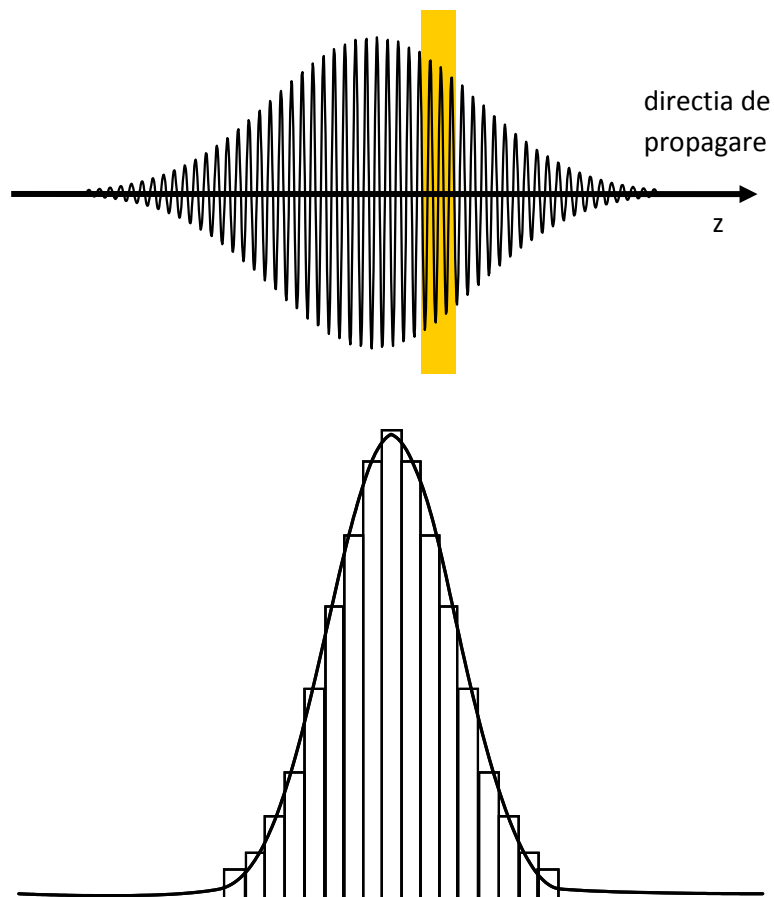
$$n = n_0 + n_2 \cdot I(r,t) \quad (3)$$

unde n_2 este coeficientul neliniar Kerr. Acesta este legat de susceptibilitatea de ordinul 3 $\chi^{(3)} = 4\varepsilon_0 c n_2 n_0^2 / 3$, ε_0 fiind permitivitatea vidului. Cum intensitatea într-o secțiune transversală a fasciculului laser nu este uniformă și n_2 este pozitiv în aer, indicele de refracție în centrul fasciculului este mai mare decît cel de la margine. Gradientul indicelui de refracție este echivalent cu o lentilă convergentă (lentilă Kerr) și produce curbarea frontului de undă focalizînd pulsul. Spre deosebire de efectul unei lentile, focalizarea Kerr este cumulativă deoarece în propagare focalizarea produce creșterea gradientului indicelui de refracție care crește în continuare puterea lentilei Kerr ș.a.m.d.



2.5. Autofocalizarea

Procesele descrise anterior au loc simultan. Autofocalizarea unui puls laser de ordinul fs poate fi înțeleasă împărțind pulsul în felii perpendiculare pe direcția de deplasare.



Fiecare felie are o distribuție gaussiană a intensității în planul transversal pe direcția de propagare și produce, astfel, o modificare corespunzătoare a indicelui de refracție. Pentru că

acolo indicele de refracție e mai mare, porțiunea centrală a feliei se deplasează mai încet decât periferia și frontul de undă, inițial plan, se curbează ca în figură. Pentru o putere în felia respectivă mai mare decât o valoare de prag, auto-focalizarea Kerr învinge defocalizarea datorită difracției liniare și felia respectivă suferă o focalizare. Puterea de prag pentru un fascicul gaussian este dată de relația:

$$P_{crit} = \frac{3,77 \cdot \lambda^2}{8\pi n_0 n_2} \quad (4)$$

unde λ este lungimea de undă a radiației laser. Această relație este dedusă din ecuațiile Maxwell pentru un fascicul gaussian cu undă continuă, care nu este paraxial, prin egalarea autofocalizării cu difracția liniară. În aer la presiune atmosferică, la lungimea de undă de 800 nm, puterea critică este de 3,2 GW. Aceasta corespunde, la o energie de aproape 0,4 mJ pentru un puls de 100 fs.

Doar depășirea valorii critice dată de formula precedentă nu este suficientă pentru autofocalizarea fasciculului. Dacă puterea de vîrf abia depășește această putere de prag, datorită dispersiei vitezei de grup (GVD) va deveni mai lung și puterea de vîrf va coborî sub valoarea critică, împiedicînd focalizarea. Cîteva zeci de procente peste puterea de prag asigură însă depășirea atît a difracției cît și a GVD și pulsul va fi focalizat. Mai mult, focalizarea va scurta durata pulsului și puterea sa va crește îndeplinind și mai mult condiția de focalizare.

2.6. Colapsarea

În absența unor fenomene de saturație, autofocalizarea ar produce o colapsare a feliei respective la o poziție dată de

$$z_f = \frac{0,367 \cdot ka^2}{\left\{ \left[\left(\frac{P}{P_{crit}} \right)^{1/2} - 0,852 \right]^2 - 0,0219 \right\}^{1/2}} \quad (5)$$

unde k și a_0 sunt numărul de undă și, respectiv, raza profilului fasciculului la $1/e^2$ din intensitatea centrală, la $z = 0$, iar P este puterea de vîrf a feliei.

Deși ecuația anterioară a fost dedusă pentru o undă continuă (sau un puls foarte lung), ea este valabilă și pentru pulsuri de ordinul fs. Relația este validă pentru pulsuri cu puteri moderate. Astfel, la $P/P_{crit} = 10$ un puls colimat cu talia de 5 mm colapsează după aproximativ 15,6 m. La puteri mai mari (de exemplu $P/P_{crit} = 100$) valabilitatea relației anterioare încetează, dependența trecînd dintr-una în $1/\sqrt{P}$ la una în $1/P$.

Deoarece puterile de vîrf sunt diferite pentru diferitele felii, acestea vor focaliza la poziții diferite pe axă, formînd un continuu de puncte de colapsare - filamentul.

2.7. Efectul unor elemente optice de focalizare

Poziția la care se produce colapsarea se modifică dacă pulsul străbate elemente suplimentare de focalizare/defocalizare. Cînd este utilizată o lentilă cu distanța f , noua poziție de colapsare z'_f este dată de

$$\frac{1}{z'_f} = \frac{1}{z_f} + \frac{1}{f} \quad (6)$$

Fără asemenea elemente suplimentare, se poate observa colapsarea la distanțe de 5-15 m. Pentru mărirea distanței, utilizarea unei singure lentile divergente este ne-practică, deoarece o mică modificare a poziției sale produce variații foarte mari ale distanței de colapsare. În această situație, soluția este utilizarea unui ansamblu de două lentile, una divergentă și una convergentă

2.8. Modificarea formei pulsului.

Creșterea indicelui de refracție produsă de intensitatea mare înseamnă micșorarea vitezei de propagare. Astfel, feliile centrale, avînd intensitate mai mare, se vor deplasa mai încet decît feliile de la coada pulsului și vor fi prinse din urmă de către acestea. În locul unei forme gaussiene, pulsul va prezenta acum o scădere abruptă în partea sa din urmă. Acest efect produce, de asemenea, o focalizare mai rapidă a părții din urmă a pulsului și o creștere a frecvențelor mari generate în această regiune a sa.

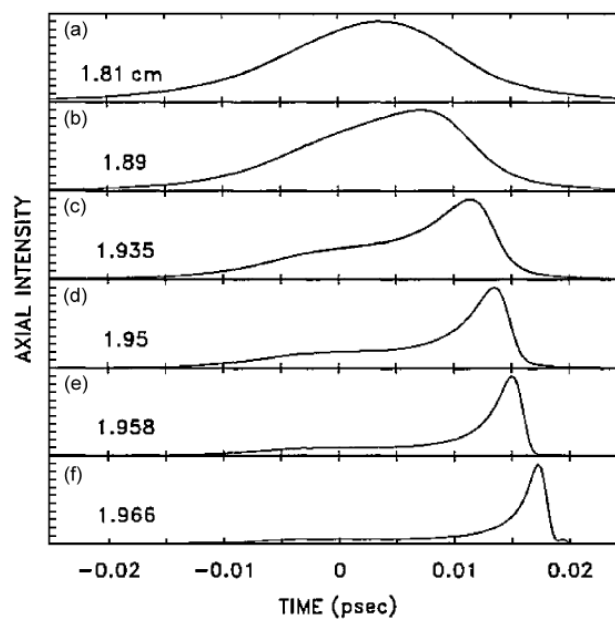


Figura prezintă înregistrări în funcție de timp la diferite distanțe. Partea din față a pulsului, sosind mai devreme, apare în partea stîngă a figurii. (preluată din A. Couairon și A. Mysyrowicz , Physics Reports 441, 2007)

Colapsarea ar implica o creștere nelimitată a intensității fasciculului. Acest lucru este împiedicat de apariția altor efecte: absorția multifoton și de focalizarea provocată de plasma produsă prin această absorbție. Filamentarea necesită inițial o regiune cu efect Kerr și pierderi neglijabile urmată de o apariție bruscă a absorției multifoton și a defocalizării provocată de plasma generată.

2.9. Fotoionizarea.

Pentru filamentare este necesar ca energia fotonilor să fie doar o mică fracție din energia de ionizare a gazului

$$\frac{h\omega_0}{2\pi} \ll U_i \quad (7)$$

La 800 nm energia unui foton este de 1,5 eV în timp ce energia de ionizare a aerului este de 12 eV. Astfel, ionizarea cere absorbția simultană a unui număr mare de fotoni, un proces extrem de improbabil. Totuși, în apropierea colapsului intensitatea crește foarte mult și această ionizare devine posibilă. Pentru că rata de ionizare variază foarte abrupt cu intensitatea mergînd ca I^8 , ionizarea apare foarte abrupt. La intensități și mai mari se produce ionizarea prin efect tunel. Pentru intensități încă și mai mari, bariera de potențial dispăre și la fiecare oscilație a cîmpului apar electroni în spectrul continuu de energii.

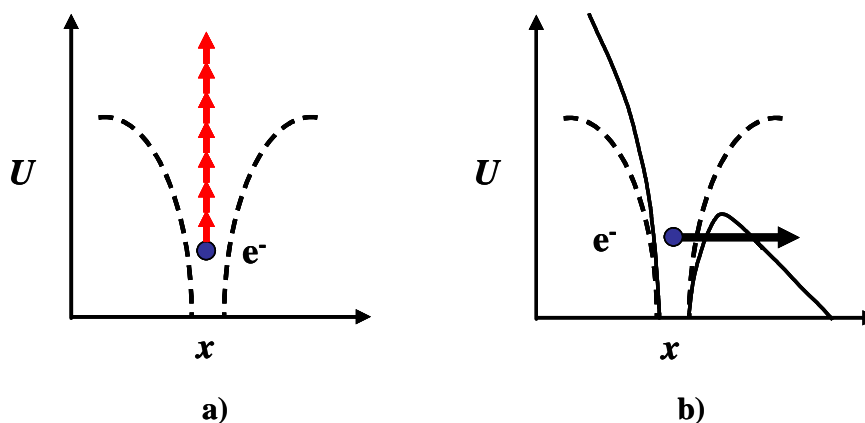


Diagrama schematică a fotoionizării prin absorbție multi-foton (a) și prin efect tunel (b).

Aceste procese produc atenuarea pulsului laser.

2.10. Defocalizarea provocată de plasmă

Apariția plasmei conduce la o scădere locală a indicelui de refracție, după legea

$$n \cong n_0 - \frac{\rho(r,t)}{2\rho_c} \quad (8)$$

unde $\rho(r,t)$ este densitatea electronilor liberi și $\rho_c = \varepsilon_0 m_e \omega_0^2 / e^2$ este valoarea critică a densității plasmei peste care plasma devine opacă (m_e și e sunt masa și, respectiv, sarcina electronului). Pentru 800 nm această densitate critică este $1,7 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Reducerea indicelui de refracție acționează ca o lentilă divergentă împiedicînd colapsarea completă. Trebuie subliniat că partea anterioară a pulsului generează plasmă care defocalizează partea din urmă a pulsului. Pe de altă parte, plasma generată imediat în urma pulsului contribuie la lărgirea spectrală și deplasarea spre albastru (frecvențe mai mari) în partea anterioară a pulsului.

2.11. Impiedicarea colapsului și limitarea intensității

Formarea filamentului este datorată, în principal, acțiunii combinate a efectului Kerr, absorbției multifoton și ionizării. Diametrul mediu al filamentului, de aproape 100 μm , este astfel păstrat în aer pe distanțe lungi. Procesul are loc astfel. Un puls cu puterea peste puterea critică începe să colapseze datorită auto-focalizării. Cînd intensitatea fasciculului devine suficient de intensă, absorbția multi-foton atenuează „miezul” fasciculului și este generată plasmă lîngă punctul de colapsare, aceasta avînd o acțiune de defocalizare asupra miezului fasciculului. Deoarece densitatea de electroni crește abrupt cu intensitatea (datorită caracterul puternic neliniar al ionizării prin tunelare) efectul de defocalizare compensează rapid efectul Kerr și frontul de undă devine plan. Partea centrală se propagă acum cu aceeași viteză ca restul feliei. În acest punct de echilibru intensitatea a atins o valoare maximă și nu poate crește mai mult („intensity clamping”).

Cu o estimare grosieră a densității de electroni liberi $\rho(I) \cong \sigma_K I^K \rho_{at} t_p$, unde σ_K este secțiunea eficace a procesului de ionizare, ρ_{at} concentrația de atomi neutri iar K un număr între 5 și 8, această valoare rezultă

$$I \cong \left(\frac{2n_2 \rho_c}{\sigma_K t_p \rho_{at}} \right)^{K-1} \quad (9)$$

În aer, pentru un fascicul „liber” (fără elemente externe de focalizare) această valoare maximă este de $5 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$. După aceasta, felia este defocalizată și energia miezului se întoarce. După trecerea prin punctul de auto-focalizare, felia este defocalizată și energia miezului se întoarce în rezervorul de fond („background reservoir”) al fasciculului. Dacă după pierderea de energie suferită prin ionizare felia mai are încă o putere peste puterea

critică, aceasta trece printr-un nou ciclu focalizare-autofocalizare. Competiția dinamică între auto-focalizare și efectele care defocalizează determină o propagare auto-ghidată sub forma unui filament.

Chiar dacă fasciculul este focalizat prin elemente optice (lentile), intensitatea sa în punctul de focalizare nu depășește intensitatea limită. Dacă puterea inițială de vîrf a pulsului este crescută astfel încît depășește de multe ori valoarea critică pentru autofocalizare (3,2 GW la 800 nm, în aer) intensitatea nu depășește valoarea limită de $5 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ dar se formează mai multe filamente, în fiecare din ele intensitatea fiind limitată la această valoare. Fiecare filament va avea aceeași energie, puterea sa fiind egală cu puterea de vîrf critică.

2.12. Efectul focalizării suplimentare cu lentile

Prin focalizarea suplimentară, colapsarea se întîmplă după parcurgerea unei distanțe mai mici, conform ec. (6). Dacă distanța focală a lentilei este mare, punctul de colaps se găsește înaintea punctului de focalizare „geometric” (datorat numai lentilei în absența efectului Kerr). Filamentul se întinde aproximativ între aceste două poziții, intensitatea fiind mai mică spre punctul de focalizare geometric. Cînd distanța focală se scurtează, filamentul se întinde pînă în punctul de focalizare geometric unde plasma este acum mult mai puternică. Deși intensitatea fasciculului nu poate depăși intensitatea limită, pentru a contrabalansa efectul suplimentar de focalizare al lentilei este nevoie de o concentrație mult mai mare de electroni liberi. Aceasta se obține fără o creștere apreciabilă a intensității datorită dependenței în I^8 . Cînd lentila are distanța focală foarte scurtă, punctul de colapsare și cel de focalizare geometrică nu mai pot fi distinse. Deși intensitatea pulsului este limitată, densitatea plasmei este mai mare cu 2-3 ordine de mărime decît în cazul absenței elementelor externe de focalizare.

2.13. Rezervorul de energie de fond

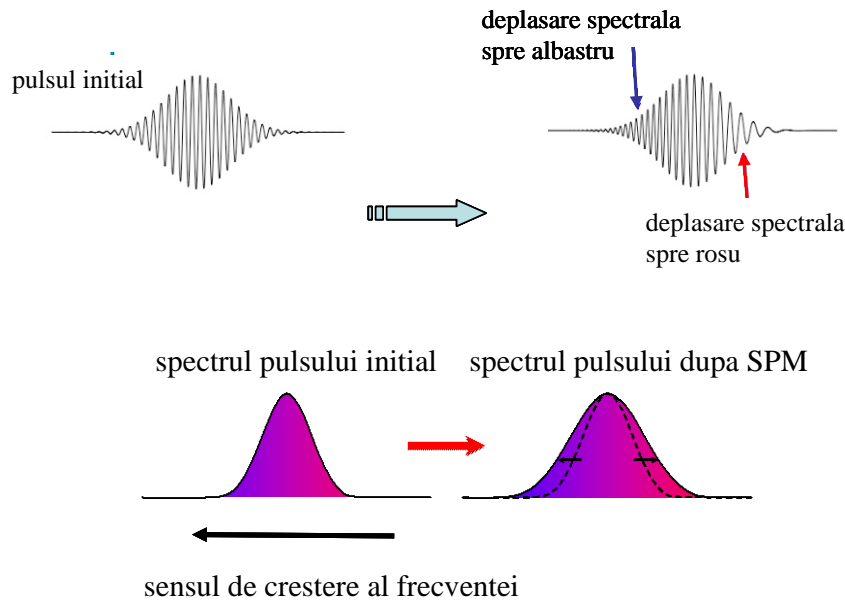
O felie din puls care este auto-focalizată va genera plasma care o va defocaliza. Astfel, energia feliei nu este todeauna confinată de-a lungul axei de propagare, întorcîndu-se în regiunea adiacentă dar face parte întodeauna din energia pulsului. După ce toate feliile din întregul puls trec prin acest proces este lăsată în urmă o coloană de plasmă. Filamentul (locul geometric al punctelor de auto-focalizarea ale diferitelor felii) este alimentat cu energie din afara miezului filamentului, energie care se întoarce apoi înapoi în ceea ce a fost numit rezervorul de energie de fond. Experimentele arată că „fondul” are o dimensiune transversală de 5-10 ori mai mare decît a miezului filamentului (cu diametrul de ordinul a 100 μm) iar acest rezervor conține pînă la 50% din energia pulsului. Robustețea formării filamentului depinde critic de difracția energiei la marginea fondului.

2.14. Auto-filtrarea modurilor spațiale

Este aproape imposibil ca un puls laser intens de ordinul fs să conțină un singur mod spațial. Astfel, în timpul filamentării diferitele moduri transversale concurează între ele pentru focalizare și cel cu ordinul cel mai coborît domină. Aceasta se întîmplă pentru că are diametrul cel mai mic și, conform ec. () va auto-focaliza înaintea celorlalte. Odată creată plasma, celelalte moduri care nu ajunseseră la colaps vor fi defocalizate de către aceasta ajungînd în rezervor. Astfel, miezul filamentului este format prin focalizarea unui mod

fundamental foarte curat care are divergența mai mică decât a fasciculului original. Acest proces este numit auto-filtrare spațială.

2.15. Auto-modulația de fază, modificarea formei pulsului, lumina laser albă



Intreacția câmpului laser de mare intensitate, în regiunile de auto-focalizare, cu moleculele neutre de gaz și cu plasma produce modulația fazei pulsului laser, numită auto-modulație de fază (SPM). Aceasta are loc datorită variației temporale a indicelui de refracție.

Deoarece în punctul de colapsare frontul de undă devine plan datorită echilibrării celor două efecte, putem scrie

$$F(z, t) = \exp\{i[\omega_0 t - kz]\} = \exp\left\{i\left[\omega_0 t - \frac{\omega_0 n}{c} z\right]\right\} \quad (10)$$

unde z este distanța de propagare.

Indicele de refracție este dat de

$$n = n_0 + \Delta n(t) \quad (11)$$

variația fiind produsă atât de efectul Kerr cât și de plasmă

$$\Delta n(t) = n_2 I(t) - \frac{4\pi e^2 N_e(t)}{2m_e \omega_0^2} \quad (12)$$

Aici $N_e(t)$ este concentrația concentrația de electroni generată de ionizarea prin efect tunel. Cum timpul de recombinare al electronilor (de ordinul a multe ns) este mult mai lung decât durata pulsului, plasma poate fi considerată statică în timpul interacției cu pulsul.

Inlocuind, obținem

$$\begin{aligned}
F(z, t) &= \exp\left\{i\left[\omega_0 t - \frac{\omega_0 n_0}{c} z - \frac{\omega_0 \Delta n(t)}{c} z\right]\right\} = \\
&\exp\left\{i\left[\omega_0 t - \frac{\omega_0 n_0}{c} z + \int_0^t \frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\omega_0 \Delta n(t)}{c} z\right) dt\right]\right\} \equiv \\
&\exp\left\{i\left[\omega_0 t - \frac{\omega_0 n_0}{c} z + \int_0^t (\Delta\omega) dt\right]\right\}
\end{aligned} \tag{13}$$

unde deplasarea de frecvență este

$$\Delta\omega = \frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\omega_0 \Delta n(t)}{c} z\right) = -\frac{\omega_0}{c} z \frac{\partial[\Delta n(t)]}{\partial t} \tag{14}$$

Deoarece partea din față a pulsului vede doar molecule neutre (fără contribuția plasmei), deplasarea de frecvență este

$$\Delta\omega = -\frac{\omega_0 z}{c} \frac{\partial[\Delta n(t)]}{\partial t} = -\frac{\omega_0 z}{c} n_2 \frac{\partial I_{\text{partea din fata a pulsului}}}{\partial t} < 0 \tag{15}$$

Deplasarea de frecvență este negativă deoarece variația temporală a intensității este strict crescătoare. Astfel partea din față a pulsului contribuie în principal la o lărgire (deplasare) spre roșu.

Același fenomen se produce și pentru partea din spate a pulsului deoarece ionizarea produsă este slabă și există destule molecule neutre. Datorită scăderii intensității, deplasarea este spre albastru. Efectul acesta este însă mascat de deplasarea de frecvență (de asemenea spre albastru) produsă de către plasmă, care este mult mai puternică.

Interacția plasmei cu pulsul începe imediat după ce aceasta este produsă. Ea are loc în punctul de auto-focalizare atât cu felia care a generat plasma cât și cu cele care o urmează (partea din urmă a pulsului).

Deplasarea generată de plasmă se obține din ecuațiile precedente ca

$$\Delta\omega = +\frac{2\pi e^2}{cm_e \omega_0} \frac{\partial N_e}{\partial t} \tag{16}$$

Presupunând că rata de ionizare merge cu I^M , densitatea de electroni rezultă

$$N_e \cong N_0 w \int_{-\infty}^t I^M(t) dt \tag{17}$$

de unde

$$\frac{\partial N_e(t)}{\partial t} = N_0 w I^M \quad (18)$$

unde N_0 este concentrația moleculelor neutre iar w este secțiunea eficace de ionizare. În final, deplasarea de frecvență rezultă

$$\Delta\omega = + \frac{2\pi z e^2 N_0 w}{c m_e \omega_0} I^M(t) \quad (19)$$

și este pozitivă, adică a lărgire (deplasare) spre albastru. Această deplasare este mare datorită dependenței puternice de intensitate (M are valori între 5 și 8).

Spre sfârșitul propagării pulsului, partea din urmă a pulsului devine foarte abruptă și scăderea în timp a intensității este și ea extrem de rapidă. Aceasta se întâmplă practic într-un gaz neutru pentru că aici ionizarea aproape a dispărut. Rezultatul este o deplasare puternică spre albastru

$$\Delta\omega = - \frac{\omega_0 z}{c} n_2 \frac{\partial I_{\text{partea din urma a pulsului, cu panta negativă foarte abruptă}}}{\partial t} > 0 \quad (20)$$

care este contribuția majoră la lărgirea spre albastru.

Modificarea formei pulsului datorită modificării indicelui de refracție ce produce auto-focalizarea și auto-defocalizarea poate fi descrisă calitativ astfel. Felia centrală a pulsului, care are intensitatea maximă în zona în care apare ionizare se va propaga cu o viteză c/n cu indicele de refracție afectat atât de efectul Kerr cât și de plasma $n = n_0 + \Delta n_{Kerr} - \Delta n_p$, Δn_{Kerr} și Δn_p fiind ambele pozitive. La poziția la care apare limitarea intensității, aceste două variații sunt egale și felia se propagă cu viteza c/n_0 , mai mare decât viteza $c/(n_0 + \Delta n_{Kerr})$ cu care se propagă felia din față a pulsului, care nu a generat încă plasmă și este focalizată de efectul Kerr. În consecință, partea din față a pulsului se contractă micșorându-și lungimea. Pe de altă parte, felia de la coada pulsului are intensitatea mult mai mică decât felia centrală și, astfel, variația indicelui datorată efectului Kerr este mult mai mică decât a feliei centrale. Cum plasma produsă de felia centrală nu a dispărut (timpul de recombinare este foarte lung în comparație cu durata pulsului), variația datorată plasmei este practic aceeași cu aceea din cazul feliei centrale. În consecință, viteza feliei de la coada pulsului $c/(n_0 + \Delta n_{Kerr} - \Delta n_p)$ este mai mare decât a feliei centrale deoarece aici $\Delta n_{Kerr} - \Delta n_p$ este negativ. Astfel, partea din spate aproape că prinde din urmă partea din față, ceea ce produce o creștere în intensitate foarte abruptă a părții din spate.

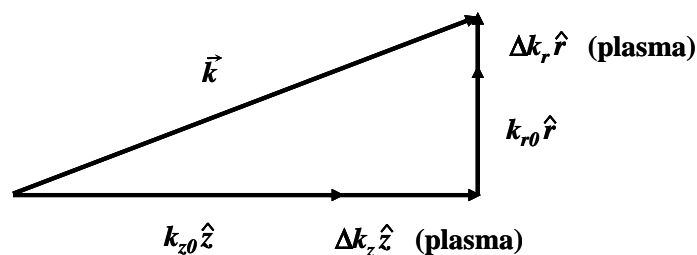
Variația abruptă a acestei intensități de la coada pulsului produce puternica lărgire spre albastru a spectrului pulsului. Pentru o lungime de undă de pompaj de 800 nm lărgirea spre albastru se întinde peste întreaga regiune vizibilă și, de aceea apare albă. Aceasta este pulsul laser alb apărut prin auto-transformare.

2.16. Emisia conică

Discuția precedentă a luat în considerația variația fazei în aproximația unei unde plane (doar pe direcția z de propagare). Această aproximație este bună doar în regiunea unde intensitatea este limitată. Strict vorbind, frontul de undă rămâne curb în regiunea unde se produce auto-focalizarea. Presupunând o simetrie sferică, vectorul de undă \vec{k} este

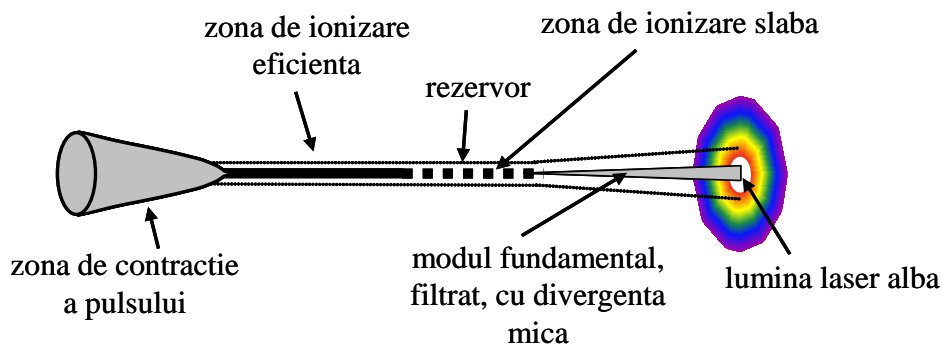
$$\vec{k} = \vec{k}_z \hat{z} + \vec{k}_r \hat{r} = \vec{k}_{z0} \hat{z} + \Delta \vec{k}_z \hat{z} + \vec{k}_{r0} \hat{r} + \Delta \vec{k}_r \hat{r} \quad (21)$$

Deoarece electronii sunt generați în auto-focar într-un volum tridimensional, există un gradient al densității electronilor și pe direcția radială reprezentată de versorul \hat{r} . Astfel componenta radială a vectorului de undă va fi modificată cu $\Delta \vec{k}_r \hat{r}$ producând o deplasare spre albastru. Această variație modifică însă și direcția de propagare. Deoarece $\Delta \vec{k}_r \hat{r}$ depinde de gradientul densității de electroni, care nu este constant pe direcția radială rezultă emisie conică cu inele colorate ca un curcubeu.



2.17. Evoluția completă a unui filament singular

Evoluția filamentului începe, după contractarea pulsului și auto-filtrarea sa spațială (care înving difracția liniară și dispersia), cu o zonă de ionizare eficientă, cea care a permis inițial observarea filamentării. Partea din puls care conține cea mai parte din energie este cea anterioară (frontală) Urmează apoi o zonă de ionizare slabă, prezisă teoretic și pusă în evidență mult mai târziu.. Deși mai mică, ionizarea poate echilibra auto-focalizarea Kerr. Aici partea frontală a pulsului a pierdut multă energie, și nu mai produce ionizare, dominantă fiind acum partea din urmă. După încheierea zonei de ionizare slabă, începe propagarea quasi-liniară a pulsului, care are acum o putere mai mică decât cea critică pentru autofocalizare dar o intensitate destul de mare ca efectul Kerr să fie importantă și să diminueze defocalizarea produsă de difracție. Astfel, divergența fascicului este de multe ori mai mică decât difracția (deja mică) a unui singur mod laser. După această zonă, fasciculul se propagă liniar și modul fundamental (miezul filamentului) se contopește cu rezervorul și nu se mai pot distinge unul de altul.



3. DESCRIEREA CAMPULUI ELECTROMAGNETIC CARE GENEREAZA FILAMENTAREA

Campul electromagnetic generat in planul focal de cele doua pulsuri laser este scris analitic tinand cont de diferitele defazaje dintre unda fundamentala si armonica alla, defazaje induse de vitezele de grup diferite in aer si in cristalul BBO.

Campul laser complex din planul focal poate fi descompus in trei parti:

$$\vec{E} = E_{1,o}\hat{o} + E_{1,e}\hat{e} + E_{2,e}\hat{e} \quad (2)$$

Unde indicii 1 si 2 noteaza unda fundamentala (FL) si armonica a II a, (SH). Indicii *o* si *e* indica polarizarile paralele cu axele ordinara si extraordinara ale indicelui de refractie al cristalului BBO. In sistemul de coordonate care se misca cu viteza de grup expresiile pentru $E_{1,o}$, $E_{1,e}$, si $E_{2,e}$ pot fi scrise ca:

$$E_{1,o}(t) = E_1(t - \Delta t)\sin\theta\cos[\omega_1(t - \Delta t_1) - (n_{1,o} - n_{g1,o})\frac{\omega_1}{c}L_1 - (n_{1,a} - n_{g1,a})\frac{\omega_1}{c}L_2]$$

$$E_{1,e}(t) = E_1(t - \Delta t)\cos\theta\cos[\omega_1 t - (n_{1,e} - n_{g1,e})\frac{\omega_1}{c}L_1 - (n_{1,a} - n_{g1,a})\frac{\omega_1}{c}L_2]$$

$$E_{2,e}(t) = \beta E_1^2(t - \Delta t)\sin^2\theta\cos[\omega_2(t - \Delta t_2) - (n_{2,e} - n_{g2,e})\frac{\omega_2}{c}L_1 - (n_{2,a} - n_{g2,a})\frac{\omega_2}{c}L_2 + \frac{\pi}{2}]$$

unde β este un factor de proportionalitate, Δt_1 si Δt_2 sunt intarziarile grupului de unde $E_{1,o}$ si $E_{2,e}$ in cristalul BBO si in aer:

$$\Delta t_1 = \frac{L_1}{c}(n_{g1,o} - n_{g1,e})$$

$$\Delta t_2 = \frac{L_2}{c}(n_{g2,a} - n_{g1,a})$$

Notam ca in cristalul BBO intarziarea de grup dintre pulsul SH si unda fundamentala FL conduce la largirea pulsului SH. Acest lucru se poate include prin scrierea ecuatiei $E_{2,o}(t)$ astfel:

$$E_{2,e}(t) = E_2(t - \Delta t_2)\sin^2\theta\cos[\omega_2(t - \Delta t_2) - (n_{2,e} - n_{g2,e})\frac{\omega_2}{c}L_1 - (n_{2,a} - n_{g2,a})\frac{\omega_2}{c}L_2 + \frac{\pi}{2}] \quad (5)$$

unde $E_2(t - \Delta t_2)$ denota functia anvelopei pulsului armonicii a –II-a care este de tip Gaussian. Ecuatiile (3) si (5) considera de asemenea evolutia fazei anvelopei datorita diferentei dintre viteza de faza si viteza de grup. Semnificatiile notatiilor utilizate in ecuatiile (3-5) si valorile lor sunt listate in

Tabelul 1.

Simbol	Descriere	Valoare	Unitati
ω_1	frecventa unghiulara FL	2.36	fs ⁻¹
ω_2	frecventa unghiulara SH	4.71	fs ⁻¹
$n_{1,o}$	indicele de refractie ordinar BBO la FL	1.661372095	
$n_{1,e}$	indicele de refractie extraordinar BBO la FL	1.633818527	

$n_{2,e}$	indicele de refractie extraordinar BBO la SH	1.670195247	
$n_{1,a}$	indicele de refractie in aer la FL	1.000275036	
$n_{2,a}$	indicele de refractie in aer la SH	1.000282747	
$n_{g1,o}$	indicele de refractie ordinar de grup BBO la FL	1.685658213	
$n_{g1,e}$	indicele de refractie extraordinar de grup BBO la FL	1.660100295	
$n_{g2,e}$	indicele de refractie extraordinar de grup BBO la SH	1.770512998	
$n_{g1,a}$	indicele de refractie ordinar de grup in aer la FL	1.000279952	
$n_{g2,a}$	indicele de refractie ordinar de grup in aer la SH	1.000304262	
L_1	grosimea cristalului BBO	98	μm
L_2	distanța de la suprafața de ieșire BBO la planul focal	50	mm

Pentru a deriva valorile indicilor de refractie si indicilor de grup listati in tabelul 1 am folosit urmatoarea ecuatie Sellmeier:

$$\text{BBO (Chen, 1994): } \quad n_o^2 = 2.7405 + \frac{0.0184}{\lambda^2 - 0.0179} - 0.0155\lambda^2$$

$$n_e^2 = 2.3730 + \frac{0.0128}{\lambda^2 - 0.0156} - 0.0044\lambda^2$$

$$\text{si in aer (Smith, 2000): } (n_a - 1) \times 10^8 = 8342.1 + \frac{2406030\lambda^2}{130\lambda^2 - 1} + \frac{15996\lambda^2}{38.9\lambda^2 - 1}$$

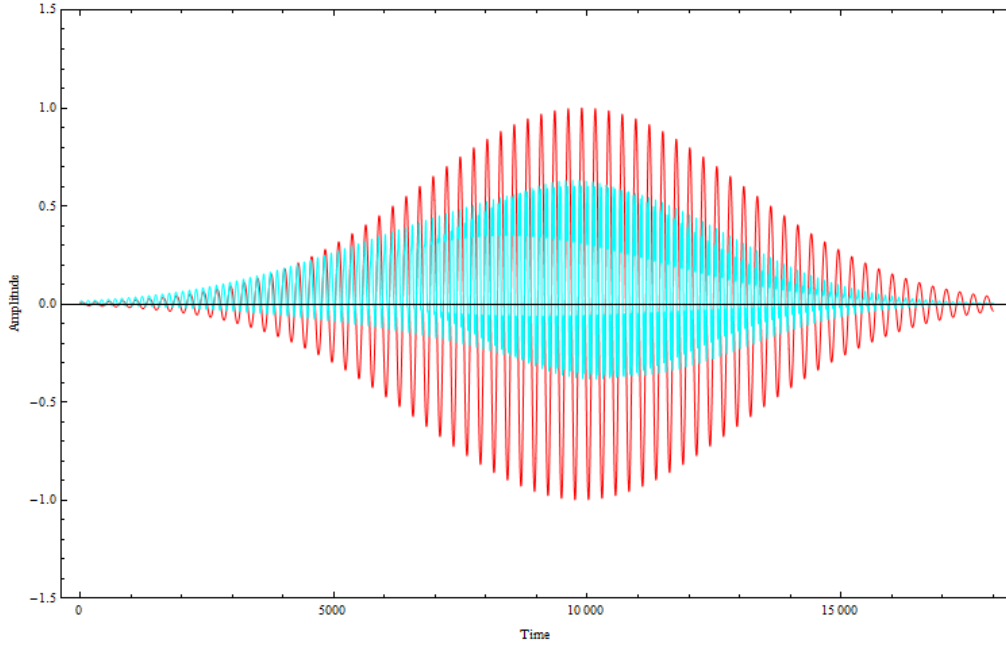
(Bartel, 2005)

Pentru cristalul BBO taiat la un unghi α ($=29.8^\circ$ in experiment), indicele de refractie extraordinar la incidenta normala se obtine prin:

$$\frac{1}{n_e^2(\alpha)} = \frac{\cos^2\alpha}{n_o^2} + \frac{\sin^2\alpha}{n_e^2}$$

Prin substituirea tuturor parametrilor experimentali in ecuatiile (3-5) putem reconstrui distributia temporala a pulsului laser in planul focal. Ca un exemplu sunt plotate in fig 4 pentru unghiul $\theta = 55^\circ$ campurile $E_o = E_{1,o}$ si $E_e = E_{1,e} + E_{2,e}$.

Durata pulsului SH a fost presupusa egala cu cea a FL, adica 50fs. In practica am gasit ca durata pulsului SH nu are un rol semnificativ in simulare. Se poate intelege acest lucru din modelul EC unde radiatia THz este indusa de asimetria distributiei campului electric si are putina relevanta asupra anvelopei campului. Asimetria campului E_e indusa de combinatia campurilor $E_{1,e}$ si $E_{2,e}$ (culoare albastra) fata de simetria unde fundamentale (culoare rosie) se vede clar din figura urmatoare.



4. DESCRIEREA GENERARII THz PRIN MODELUL CURENTULUI DE DRIFT

Pentru a calcula energia radiatiei THz generate conform modelului curentului de electroni (EC) este esentiala cunoasterea dinamicii electronilor liberi generati si distributia temporala in planul focal a campului laser format prin suprapunerea celor doua unde. Pentru generarea de electroni vom introduce modelul ionizarii prin tunelare iar pentru campul laser vom lua in considerare distorsiunile pulsurilor laser aparute in urma dispersiei la propagarea prin aer si prin cristalul BBO.

4.1 Simularea ratei de generare a electronilor liberi

In experimentul nostru ionizarea prin tunelare domina procesul de generare a electronilor liberi. Rata de ionizare $R(t)$ poate fi descrisa in mod uzual prin modelul de tunelare static:

$$R(t) = \frac{a}{A(t)} \exp\left(-\frac{b}{A(t)}\right) \quad (9)$$

Unde $A(t) = |\vec{E}(t)|/E_a$ este campul electric in unitati atomice si

$$E_a = \frac{k^3 m^2 e^5}{\hbar^2} \approx 5.14 \times 10^{11} V/m$$

$$a = 4\omega_a r_H^{5/2}$$

$$b = \frac{2}{3} r^2$$

$$\omega_a = k^2 m e^4 / \hbar^3 \approx 4.16 \times 10^{16} /s$$

ω_a corespunde unitatii de frecventa atomica, $r_H = U_{ion}/U_H$ indica potentialul de ionizare al moleculelor de gaz in raport cu potentialul hidrogenului ($U_H=13.6$ eV) si $k = 1/(4\pi\epsilon_0)$. In simulari aerul este considerat ca fiind compus din 78% azot si 22% oxigen cu $U_{ion,N_2}=15.6$ eV si $U_{ion,O_2}=12.1$ eV. Prin urmare densitatea de electroni $N_e(t)$ este data de:

$$\begin{aligned} dN_e(t) &= dN_e(t)_{N_2} + dN_e(t)_{O_2} \\ dN_e(t)_{N_2} &= R(t)_{N_2} [N_{0N_2} - N_e(t)_{N_2}] dt \\ dN_e(t)_{O_2} &= R(t)_{O_2} [N_{0O_2} - N_e(t)_{O_2}] dt \end{aligned} \quad (11)$$

Deoarece intensitatea laser in planul focal nu este cunoscuta cu precizie presupunem ca amplitudinea maxima E_1 in ecuatia (3) este de 2×10^8 V/cm corespunzand unei intensitati laser

in planul focal de 1×10^{14} W/cm². Amplitudinea maxima E_2 in ecuatia (5) este presupusa a fi 0.6x108 V/cm. Rezolvarea numerica a setului de ecuatii conduce la determinarea ratei de ionizare. Este important sa subliniem ca in urma unor verificari s-a aratat ca dinamica ionizarii nu este sensibila la amplitudinea maxima E_1 atata timp cat probabilitatea de ionizare este dincolo de regiunea de saturare unde apare o scadere a numarului de molecule neutre. Conditia este indeplinita in experiment intrucat probabilitatea de ionizare maxima este de 0.1%. Totusi, raportul dintre amplitudinile E_1 si E_2 joaca un rol crucial si va fi determinat printr-un alt experiment.

In detaliu, experimentul s-a desfasurat astfel: lumina emisa prin fluorescenta, perpendicular pe axa de propagare, a fost colectata de o lentila (diametrul de 1 inch) si proiectata pe o camera CCD ultrasensibila. Un filtru de interferenta plasat in camera izoleaza linia spectrala 357 nm emisa de moleculele de azot (tranzitia vibronica (1-0) de lumina laser imprastiata. Semnalul CCD este analizat. Intensitatea semnalului de fluorescenta a fost inregistrata in functie de unghiul de rotatie al cristalului BBO. Se stie din (Xu, 2009) ca semnalul de fluorescent este o indicatie buna a densitatii de electroni liberi. Masurarea experimentală este prezentata in figura 6 (capitolul experimente). Cea mai buna fitare a rezultatelor simulate este obtinuta cand raportul este 0.3.

4.2 Calcularea curentului de drift net al electronilor liberi.

Cu densitatea de electroni $N_e(t)$ obtinuta din rata de ionizare curentul de drift al electronilor poate fi calculate ca:

$$J(t) = \int_{-\infty}^t N_e(t_0) v(t_0) dt_0 \quad (12)$$

unde $v(t_0)$ noteaza viteza electronilor liberi aflati in campul laser dat de

$$v(t; t_0) = -\frac{e}{m} \int_{t_0}^t E(t') dt' \quad (13)$$

Amplitudinea pulsului THz este determinata de curentul net de drift al electronilor liberi dupa ce pulsul laser a trecut. De fapt, diferitele amplitudini ale armonicii a 2 a pot fi testate computationally si urmeaza fitarea cu datele experimentale.

5. DESCRIEREA GENERARII THz PRIN MODELUL MIXAJULUI DE PATRU UNDE

Pentru unitatea tratarii pastram sistemul de coordonate BBO-oez. Axa z arata directia de propagare. Campurile electrice ale armonicii a 2 a si ale radiatiei THz sunt notate in noile coordonate cu $E_{2,e}$ si $E_{THz,o}$. Campul electric al fascicolului de pompaj va avea doua componente complexe $E_{1,o}$ si $E_{1,e}$ cu o diferenta de faza relativa indusa de birefringenta cristalului. Aceste coordonate sunt schitate in figura 2. Modelul mixarii a 4 unde descrie radiatia THz ca:

$$E_{THz,i} \propto \sum_{jkl} \chi_{ijkl}^{(3)} E_{2,j} E_{1,k} E_{1,l} \quad (i, j, k, l = o, e) \quad (14)$$

In ecuatia (14) am renuntat la termenul de faza intrucat, in principiu, este constant. De notat ca polarizarea THz este in mare parte perpendiculara pe cea a armonicii a 2 a. Luand in calcul ca numai $E_{2,e}$ este prezent si ca $E_{THz,o}$ este component dominant a radiatiei THz putem considera forma simplificata a ecuatiei (1):

$$E_{THz,o} \propto \sum_{jkl} \chi_{oekl}^{(3)} E_{2,e} E_{1,k} E_{1,l} \quad (k, l = o, e) \quad (15)$$

Ne reamintim ca in material centrosimetrice precum aerul $\chi_{oeoo}^{(3)} = \chi_{oeee}^{(3)} = 0$ si $\chi_{oeoe}^{(3)} = \chi_{oeee}^{(3)} = 0$ avem in final :

$$E_{THz,o} \propto \chi_{oeoe}^{(3)} E_{2,e} E_{1,o} E_{1,e} \quad (16)$$

Conform cu diagrama vectoriala descrisa in Fig. 2 substituim $E_{1,e} \propto E_1 \cos \theta$, $E_{1,o} \propto -E_1 \sin \theta$, si $E_{2,e} \propto (E_1 \sin \theta)^2$ in ecuatiea (16) rezultand:

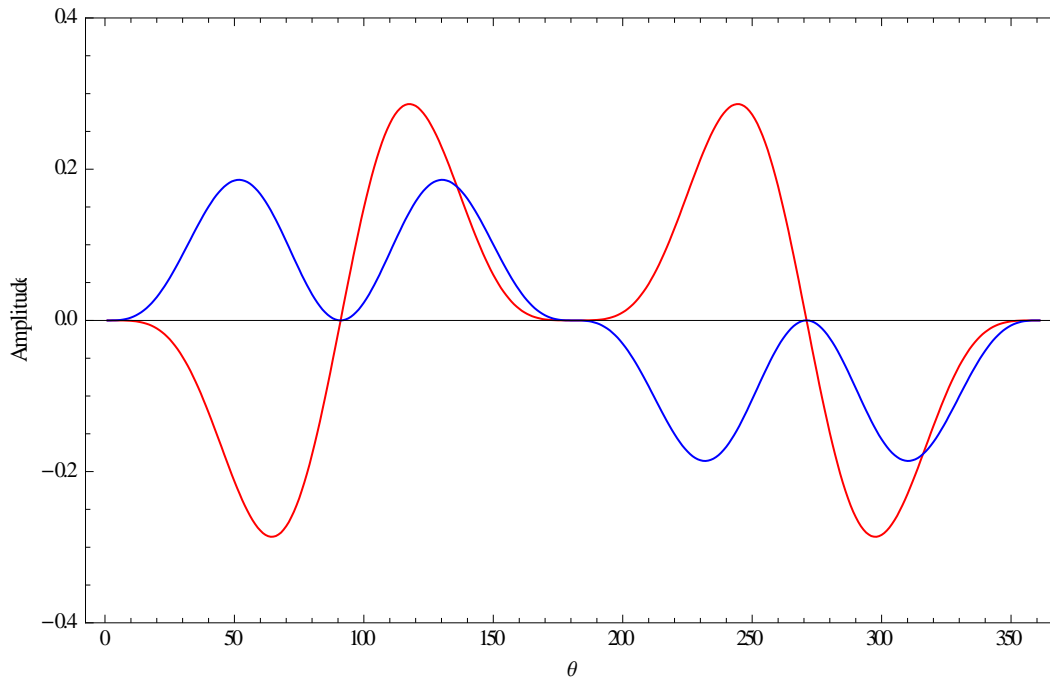
$$E_{THz,o} = -dE_1^4 \sin^3 \theta \cos \theta \quad (17)$$

Unde d este un factor de proportionalitate de care s-a tinut cont $\chi_{oeoe}^{(3)}$. Proiectiile lui $E_{THz,o}$ pe axele X, Y sunt:

$$E_{THz,X} = E_{THz,o} \cos(\theta - 90^\circ) = -aE_1^4 \sin^2 \theta \cos \theta \cos(\theta - 90^\circ)$$

$$E_{THz,Y} = E_{THz,o} \sin(\theta - 90^\circ) = -aE_1^4 \sin^2 \theta \cos \theta \sin(\theta - 90^\circ)$$

Rezultatele acestor calcule sunt indicate in de mai jos si sunt apropiate de cele experimentale. Prin urmare prin studiul bidimensional al polarizarii THz am demonstrat clar rolul dominant al $\chi_{yxyx}^{(3)}$ (echivalent, $\chi_{yxxy}^{(3)}$) in cadrul modelului 4WM comparative cu restul elementelor tensorului susceptibilitate electrica.



6. MONTAJUL EXPERIMENTAL PENTRU GENERAREA THz PRIN FILAMENTARE, EXPERIMENTE EFECTUATE

Activitatea A7.

Pentru realizarea activitatii A7 s-a desfasurat o munca experimentală intensă care a avut ca scop determinarea parametrilor experimentali care sa permita generarea pulsurilor THz de banda largă si energie mare cu parametri controlabili.

Dificultățile experimentale, legate îndeosebi de duratele foarte mici ale pulsurilor laser si necesitatea suprapunerii lor atât în spațial cât și temporal, au fost depășite prin imaginarea unor metode de

investigare noi (ex. determinarea suprapunerii temporale prin generarea armonicii a 3 a in aer). In continuare sunt listate activitatile desfasurate si rezultatele obtinute.

a) Determinarea efectului diametrului fascicolului laser si al aperturii numerice a lentilelor de focalizare asupra formei si continutului spectral al filamentului:

- s-a trecut fasciculul laser prin sistemul realizat pe masa optica in vederea emisiei radiatiei THz si s-au incercat mai multe telescoape pentru demagnificarea fascicolului laser cu diametru de 28 mm pentru obtinerea fenomenului de filamentare
- s-a observat ca pentru aperturi numerice mai mari de 0,025 nu s-a obtinut decat fenomenul de fotoionizare in aer(fig1) si pentru aperturi numerice mai mici de 0,025 s-a pus in evidenta emisia supercontinuu atat in aer cat si in quart. (fig.2 si fig.3)

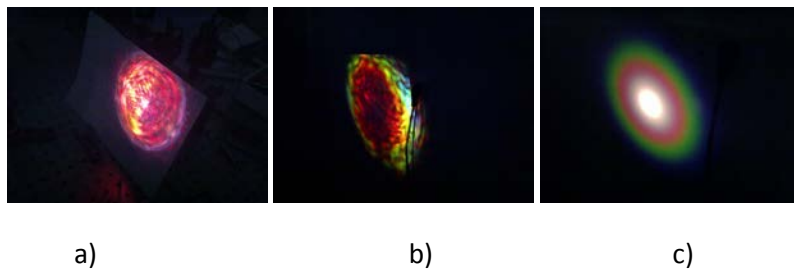


Fig.1 Filamentare in aer (a), Emisie supercontinuu in aer (b), Emisie supercontinuu in quart (c)

- s-au realizat masuratori de energie si polarizare a pulsurilor optice
- s-a realizat detectia radiatiei THz emise dintr-un filament de pulsul optic monocromatic. S-a focalizat fasciculul laser cu diametrul de 4,5mm cu o lentila cu focala de 100 mm iar radiatia THz emisa de filamentul astfel creat a fost colimata si focalizata cu ajutorul a doua oglinzi parabolice cu $f=101,6\text{mm}$. Radiatia THz stransa de ultima parabolica este pusa pe celula Golay.
- experimentul de mai sus s-a implementat folosind si instalatia laser GIWALAS (20GW puls optic); s-a focalizat un puls laser cu durata de 200fs ce are energia de 1,5 mJ si o rata de repetitie de 2kHz

b) metoda de optimizare a suprapunerii temporale a pulsului laser FW si SH

Pentru emisia radiatiei THz prin filamentare laser in doua culori este importanta suprapunerea temporala si spatiala a fasciculului fundamental si a armonicii a doua. Pentru realizarea suprapunerii temporale a fasciculului fundamental si a armonicii a doua s-a modificat montajul experimental existent (fig.4) prin introducerea unui linii de intarziere pe bratul fasciculului fundamental (fig.5), drumurile geometrice ramanand egale pe cele doua brate.

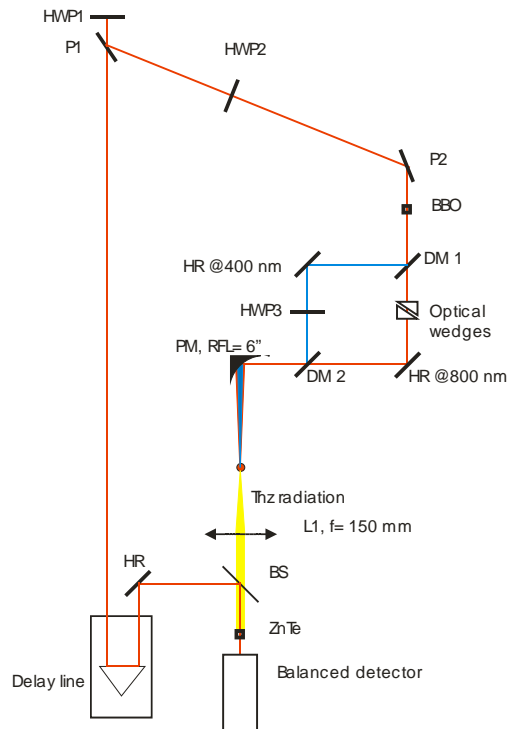


Fig.4

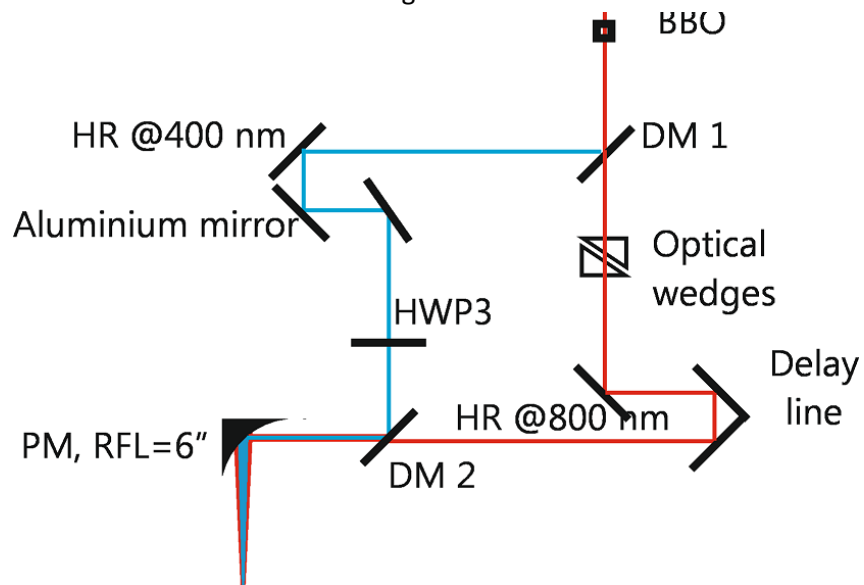


Fig.5 Sistemul utilizat pentru obtinerea suprapunerii temporale a celor doua fascicule

Suprapunerea temporală a celor două fascicule a fost pusă în evidență prin fenomenul de mixare a trei unde. Prin procesul de mixare a trei unde într-un cristal neliniar rezultă generarea armonicilor atât pentru o undă cât și pentru cealaltă, generarea sumei și diferenței de frecvență și rectificarea optică. Toate aceste unde nu sunt generate neapărat decât dacă este îndeplinită condiția de acord de fază.

Pentru situația în care $\lambda_1=800 \text{ nm}$ ($\omega_1=375 \text{ THz}$) și $\lambda_2=400 \text{ nm}$ ($\omega_2=750 \text{ THz}$) sunt focalizate cu o oglindă parabolică, și înaintea focarului se pune un cristal neliniar de beta barium borat BBO, prin procesul de mixare a trei unde se pot obține următoarele unde cu frecvențele $0, 2\omega_1$ ($\lambda=400 \text{ nm}$), $2\omega_2$ ($\lambda=200 \text{ nm}$), $\omega_+ = \omega_1 + \omega_2$ ($\lambda=266 \text{ nm}$), $\omega_- = \omega_2 - \omega_1$ ($\lambda=800 \text{ nm}$).

Pentru a genera sumarea de frecventa trebuie folosit un cristal triplor taiat la unghiul potrivit. S-a folosit un cristal β BBO taiat la 44,3 grade si s-au realizat masuratori de polarizare astfel incat sa ne gasim in conditiile impuse pentru obtinerea armonicii a treia. Aceste conditii sunt:

800.0(o)+ 398.5(o)= 266.0(e) sau
800.0(e)+ 398.5(e)= 266.0(o)
Walkoff [mrad] = 0.00 0.00 86.50
Phase velocities = c/ 1.660 1.693 1.682
Group velocities = c/ 1.684 1.784 1.907
GrpDelDisp(fs²/mm) = 75.1 216.6 439.9
At theta = 44.4 deg.
d_{eff} = 1.87E0 pm/V
S_o × L² = 1.45E7 Watt
Crystal ang. tol. = 0.18 mrad°cm
Temperature range = 6.63 K°cm
Mix accpt ang = 0.56 0.27 mrad°cm
Mix accpt bw = 4.49 8.09 cm⁻¹°cm

Montajul experimental a fost realizat pentru cazul in care cele doua fascicule vor fi polarizate vertical pe cristalul triplor de β BBO. Fasciculul fundamental este polarizat perpendicular iar pentru emisia armonicii a doua vom fi in urmatoarea situatie:

800.0(e)+ 800.0(e)= 400.0(o)
Walkoff [mrad] = 0.00 0.00 68.04
Phase velocities = c/ 1.660 1.660 1.660
Group velocities = c/ 1.684 1.684 1.742
GrpDelDisp(fs²/mm) = 75.1 75.1 195.9
At theta = 29.2 deg.
d_{eff} = 2.00E0 pm/V
S_o × L² = 2.47E7 Watt
Crystal ang. tol. = 0.35 mrad°cm
Temperature range = 19.61 K°cm
Mix accpt ang = 0.71 0.71 mrad°cm

Mix accpt bw = 17.25 17.25 cm⁻¹°cm

Pentru ca armonica a doua este polarizata orizontal (conform celor de mai sus), lama semiunda HWP3 din fig.5 schimba polarizarea orizontala in polarizare verticala, astfel ca am obtinut armonica a treia pentru urmatoarele conditii de lucru:

- Polarizarea fascicolului fundamental este verticala, in tot sistemul.
- Polarizarea armonicii a doua emisa de BBO este orizontala si rotita cu 90 de grade cu ajutorul lamei semiunde, aflate inaintea DM2
- Polarizarile celor doua fascicule sunt verticale si paralele cu axa extraordinara a cristalului de BBO
- Suprapunerea spatiala a celor doua fascicule s-a realizat cu ajutorul a doua irisuri pozitionate, unul dupa DM2 si celalalt la marginea mesei, ducand armonica a doua fasciculul fundamental
- Cristalul BBO pentru armonica a treia s-a pozitionat dupa primul iris iar prisma a fost pusa dupa cristal pentru a separa cele trei fascicule
- Transmisia atenuatorului a fost de 90%, insemnand 14 mJ pe puls

- Experimentul s-a realizat cu primul iris inchis, lasand sa iasa un fascicul cu diametru de maxim 3 mm
- Prisma este o prisma de cuarț deoarece cea de sticla absoarbe radiatia UV
- S-a gasit un maxim pentru armonica a treia la 9,25 mm pe linia de intarziere si poate di observata pe un interval cuprins intre 9,15 si 9,38 mm (fara penele optice in sistem).
- Introducand penele optice in sistem, armonica a treia are un maxim la 8,83 mm pe linia de intarziere

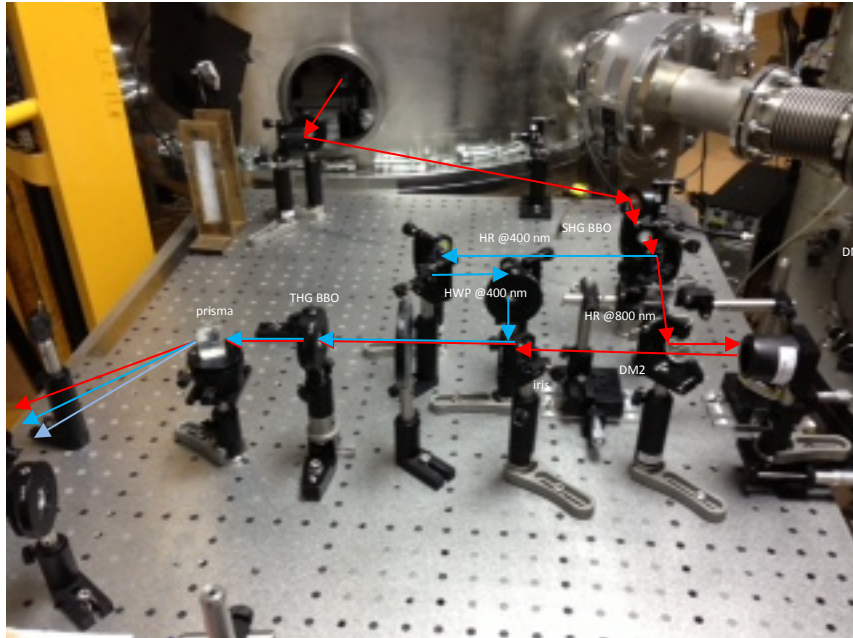


Fig.6 Sistemul utilizat pentru generarea de sumare de frecventa



Fig.7 Generarea de armonica a treia

S-a masurat, dupa ultima oglinda dicroica, energia fasciculelor care urmeaza sa fie focalizate, tabelul 2:

TABELUL 2

T _{atenuator} (%)	E _{RP1} (mJ)	E _{DM2@400nm} (mJ)	E _{DM2@800nm} (mJ)	eficienta conversiei (%)
10	0,5	0,005	0,27	1
20	1	0,023	0,55	2,3
30	1,58	0,05	0,8	3,16456
40	2,15	0,09	1,1	4,18605
50	2,7	0,135	1,3	5
60	3,3	0,21	1,65	6,36364
70	4	0,27	1,85	6,75
80	4,5	0,33	2,15	7,33333
90	5,3	0,41	2,4	7,73585

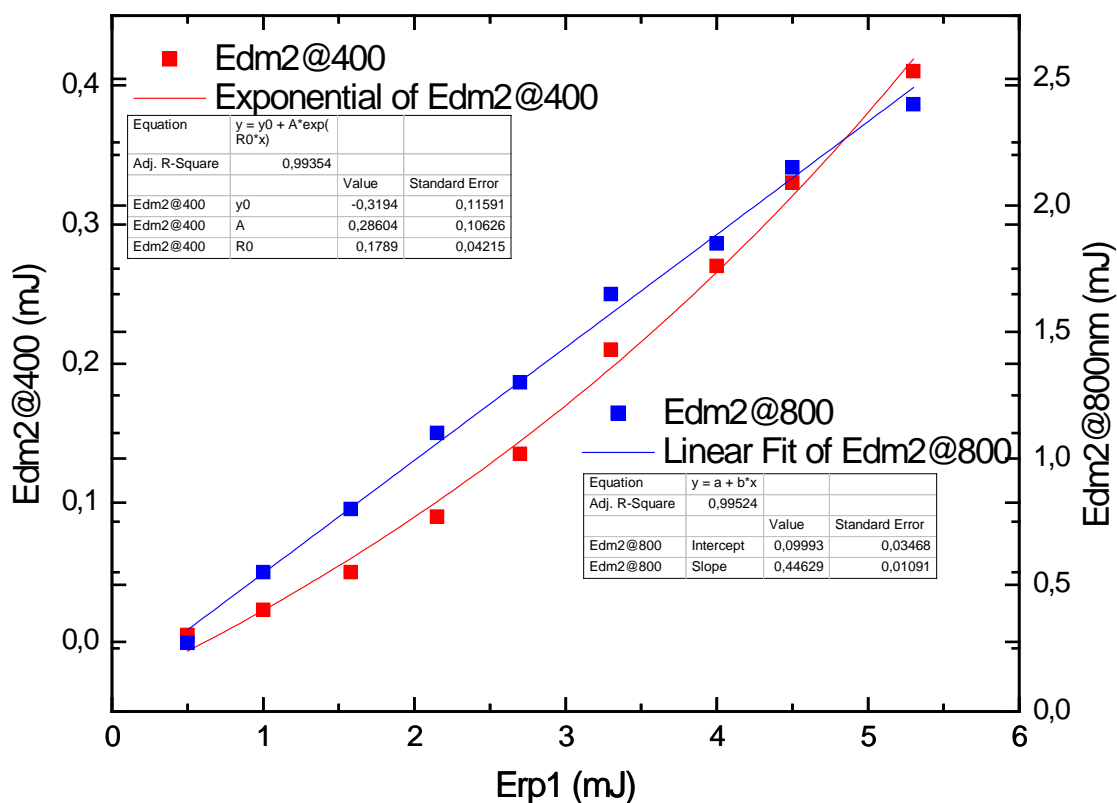


Fig. Energiile pulsurilor optice folosite in generarea armonicii a 3 a.

In functie de transmisia atenuatorului energia de intrare in sistem, dupa cea de-a doua oglinda dicroica, creste linear energia pulsului FW si creste exponential energia armonicii a doua.

Pentru ca oglinzile dicroice au pierderi mari pentru fascicoul fundamental atunci cand acesta este vertical polarizat, cu ajutorul lamelor semiunda din sistem s-au schimbat polarizarile fasciculelor si s-au realizat masuratori de energie (figura de mai sus).

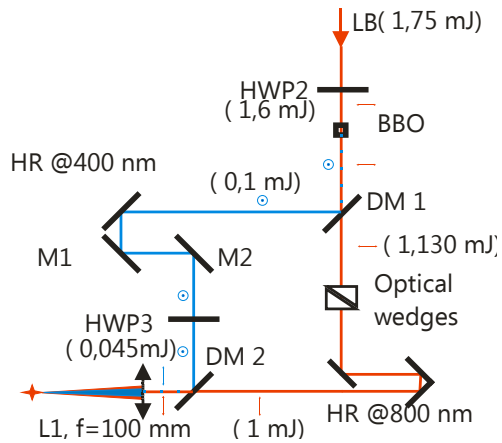


Fig.8 Polarizarea celor doua fascicule si energiile masurate pentru aceste polarizari

Dupa aceste masuratori s-a montat, dupa ultima oglinda dichroica, lentila acromat cu $f=100$ mm care va focaliza cele doua fascicule pentru generarea filamentului in „doua culori”. S-a reluat experimentul de generare de THG datorita faptului ca si lentila introduce un drum optic suplimentar. S-a obtinut suprapunerea temporala la $x=9,5$ mm (emisia de THG se poate observa pe intervalul 9,45-9,55 mm), iar cand penele optice sunt suprapuse in totalitate (avem cea mai mare grosime de material introdusa in calea fascicolului) emisie maxima de THG se obtine pentru $x=9,1$ mm.

c) metodica de realizare a suprapunerii spatiale a pulsurilor optice FW si SH.

Suprapunerea spatiala s-a realizat utilizand o apertura in apropierea focarului lentilei astfel incat fotodioda din spatele acesteia sa masoare maximul amplitudinii semnalului. Dupa ce s-a facut alinierea fascicolului fundamental, armonica a doua a fost suprapusa peste FW cu ajutorul ultimelor oglinzi de pe bratul care dirijeaza pulsul optic cu lungimea de unda de 400nm.

d) detectia THz FS EOS –esantionarea electrooptica in spatiul liber

Dupa suprapunerea temporala si spatiala a celor doua fascicule s-au aliniat oglinzile parabolice. Prima oglinda parabolica s-a folosit pentru colimarea radiatiei THz iar cea de-a doua oglinda pentru focalizarea radiatiei THz pe cristalul de ZnTe. A doua oglinda parabolica este gaurita astfel ca putem trece fasciculul fundamental prin ea in vederea realizarii detectiei electro-optice.

Pentru detectia electro-optica mai este necesara o linie de intarziere pe bratul care conduce pulsul optic FW folosit pentru detectie. Pe masuta de translatie am pus doua oglinzi pe care le-am aliniat cu un laser cu HeNe astfel incat fasciculul optic FW sa nu se deplaseze stanga-dreapta sau sus-jos.

Noul montaj experimental este conform desenului din fig.9.

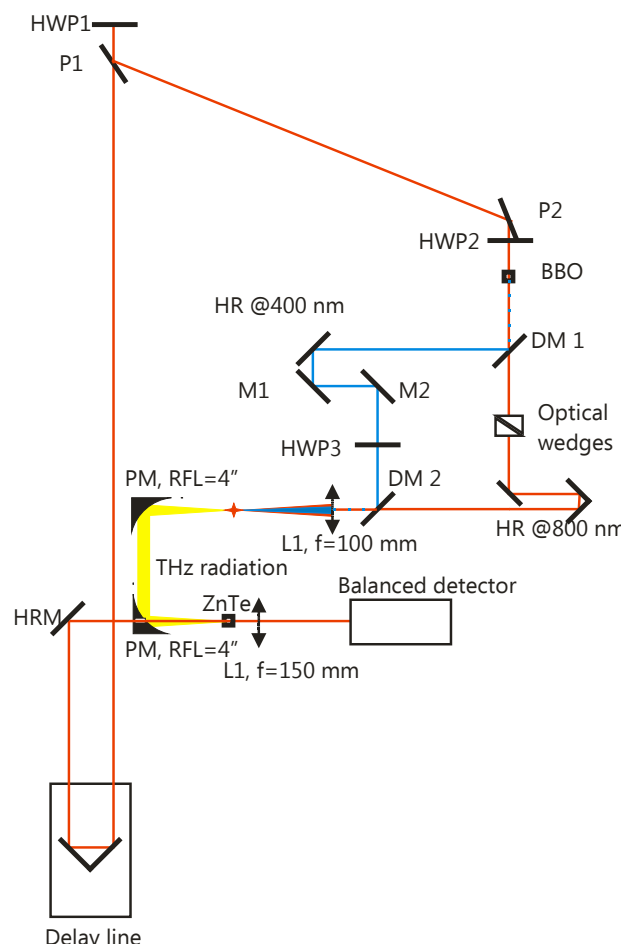


Fig.9

Pentru detectia radiatiei THz trebuie ca fasciculul THz si cel IR sa fie suprapuse temporal. Aceasta suprapunere s-a realizat inregistrand figura de interferenta a celor doua fascicule fundamentale de pe cele doua brate (emisie si detectie)cu ajutorul unei camere CCD (fig.10), tinand cont de lungimea de coerența dintre radiatia THz si fasciculul IR. Camera web a fost pozitionata in locul cristalului de ZnTe.

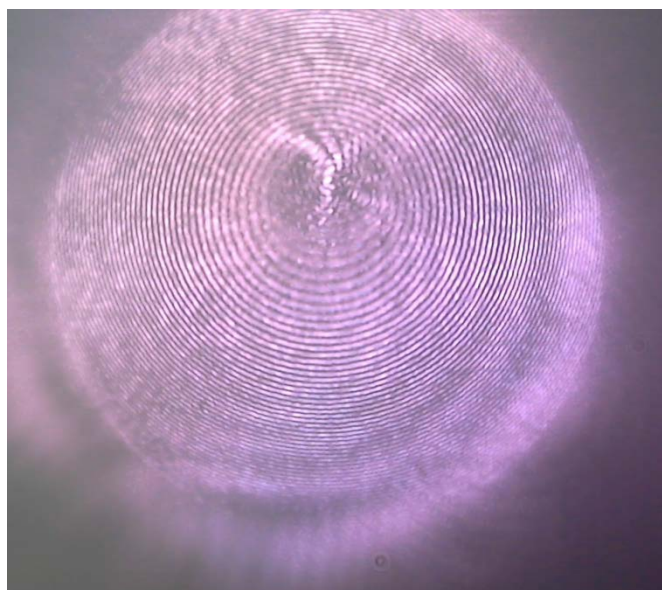
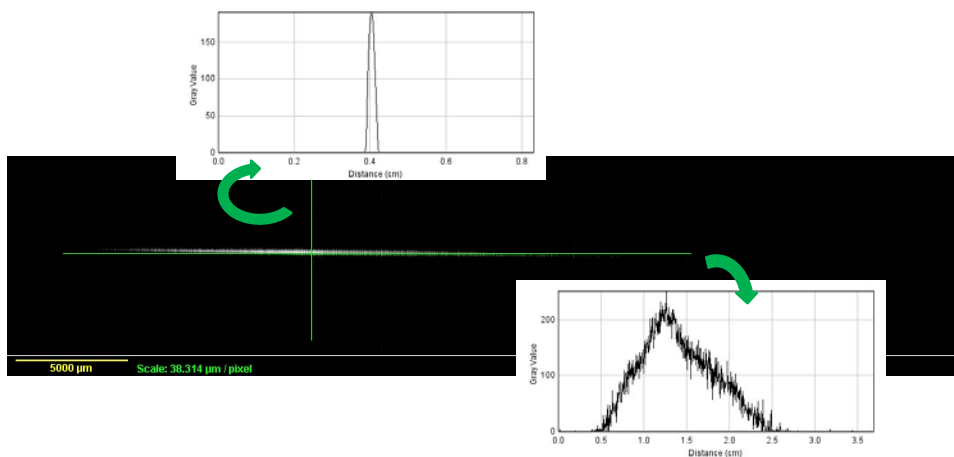


Fig.10 Interferenta celor doua fascicule fundamentale (80 fs durata pulsurilor) dupa propagarea prin sectiunea care genereaza pulsuri THz si prin sectiunea de detectie THz

Dupa realizarea suprapunerii temporale a radiatiei THz si fasciculului IR, am echilibrat cele doua fotodiode ale detectorului si am introdus cristalul de ZnTe in vederea detectarii radiatiei THz. Ulterior s-a realizat programul pentru deplasarea liniei de intarziere precum si programul de achizitie a datelor .

In figura de mai jos se prezinta un exemplu de filament masurat in montajul experimental descris mai sus. Se observa ca grosimea acestuia este cu mult mai mica decat lungimea sa ceea ce sustine caracterul de filament al propagarii pulsurilor optice folosite in experimentul de generare THz.



Ob.#2, A8

S-au efectuat masuratori de spectroscopie THz pe diverse probe biologice solide folosind o instalatie „home made” de spectroscopie THz. Emisia de radiatie THz este rezultatul unui fotocurent transversal in plasma produsa prin focalizarea a doua fascicule laser cu frecvente ω si 2ω in mediu de azot. Folosind aceasta tehnica campul electric THz este cu trei ordine de marime mai mare si spectrul pulsurilor THz este mai larg decat cel obtinut folosind ca surse de emisie THz antene fotoconductive sau fenomenul de rectificarea optica (cele mai des folosite tehnici pentru emisia de radiatie THz). Detectia radiatiei THz s-a facut prin metoda de esantionare electro-optica, folosind ca materiale electro-optice atat cristale de ZnTe cat si cristale de GaP.

Specificatiile pulsurilor THz sunt:

- energia pulsurilor THz: 1.7 μ J/pulse
- taria campului THz: 600kV/cm
- domeniu spectral: 0.2 – 8 THz (3 mm – 37.5 μ m)
- polarizare S-polarizata

7. CONCLUZII

Obiectivul #1 este indeplinit integral. Activitatea A7 este indeplinita integral. Activitatea A8 este indeplinita integral.

8. REFERINTE

Bartel. (2005). Generation of single-cycle THz transients with high electric-field amplitudes. *Optics Letters*, 2805-2807.

Chen. (1994). *Handbook of Optics*. McGraw-Hill.

Kim. (2008). Coherent control of THz supercontinuum generation in ultrafast laser-gas interactions. *Nature Photonics*, 605.

Kress. (2004). Terahertz-pulse generation by photoionization of air with laser pulses composed of both fundamental and second harmonic waves. *Optics Letters*, 1120-1122.

Smith, W. (2000). *Modern Optical Engineering*. McGraw-Hill.

Zhang. (2008). Non-radially polarized THz pulse emitted from femtosecond laser filament in air. *Optics Express*, 15483-15488.

Director proiect,

Traian Dascalu 