

## Sinteza lucrării

### Descrierea cantitativă a unor procese datorate interacției electronilor de energie ridicată (sute de MeV) cu radiație laser de intensitate în domeniul $10^{19}$ - $10^{24}$ W/cm<sup>2</sup>

Studiul teoretic al interacției radiației intense cu un electron liber a devenit în ultimii ani o problemă de mare actualitate prezentând un interes atât ca problemă fundamentală teoretică cât și pentru aplicațiile sale practice. Interesul ca problemă fundamentală este legat de posibilitatea ca viitoarele rezultate experimentale în domeniu, împreună cu analiza teoretică și simulările numerice să conducă la o mai bună înțelegere a unor fenomene cum ar fi crearea de perechi în prezența unui câmp laser supraințens prin procese de tip Bethe Heitler, birefringenta vidului, reacția radiației. Dintre aplicațiile practice menționăm utilizarea procesului pentru construcția de surse de radiație X-gamma [1].

Reacția radiației semnifică efectul produs asupra unui electron accelerat (de exemplu într-un câmp laser extern) chiar de către radiația emisă de acesta. Descrierea teoretică a acestui proces a fost făcută tradițional în cadrul formalismului clasic (în care electronul este descris ca o particulă clasică, supusă legilor mecanicii relativiste). Această abordare este însă imperfectă, ducând la predicții ce conțin contradicții. Pentru o trecere în revistă a abordării și problemelor clasice vezi lucrarea recentă [2]. Datorită avansului experimental în domeniul laserilor intensi, în particular în perspectiva viitoarei facilități ELI, se estimează că evidențierea experimentală a reacției radiației va fi posibilă în viitorul apropiat, o variantă de experiență fiind deja sugerată [3]. De asemenea, un avans important în descrierea teoretică a fost realizat odată cu apariția ideii că descrierea clasică (imperfectă) a reacției radiației trebuie să fie înlocuită de o descriere cuantică în care efectul poate fi înțeles privind radiația emisă ca efect global al unui număr (mare) de procese de împrăștiere Compton succesive [4].

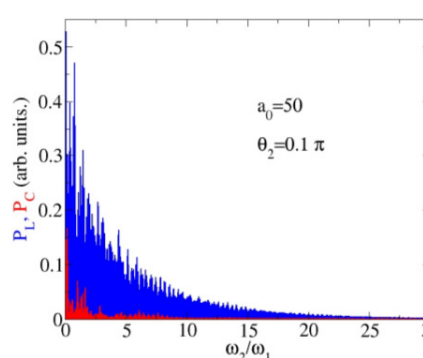
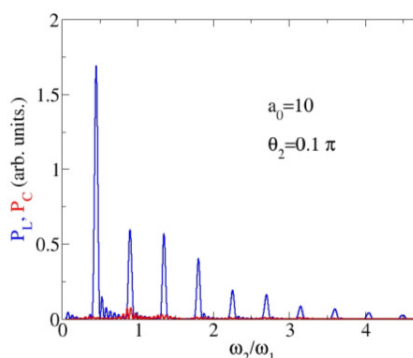
În cadrul grupului nostru au fost efectuate simulări numerice ale reacției radiației în formalism clasic, prezentate anterior în cadrul workshopului FILMIT, München 2012, organizat în cadrul acțiunii SIMLI. Aceste studii au fost continuate în acest an prin abordarea în cadrul formalismului mecanicii cuantice a procesului de ordin I – denumit efect Compton nelinear. Ne-am concentrat asupra efectelor legate de polarizarea radiației (incidente și respectiv emise). Rezultatele au fost prezentate ca o comunicare orală „**Photon polarization in nonlinear Compton scattering**”, autori M. Boca, V. Florescu, A. Dumitriu, C. Stoica, în

cadru workshopului Laser Physics, Sofia 2014, participarea la conferinta fiind finantata prin contractul RNP 1/2012.

Noutatea introdusa de noi in formalismul teoretic este inlocuirea calculului probabilitatii de emisie a radiatiei cu polarizatie fixata de detector prin calculul (rezultatele fiind astfel mult mai generale) parametrilor Stokes ai fotonilor emisi, in cazul in care campul laser incident este reprezentat ca un puls cu directie fixata de propagare dar cu intensitate, durata si forma arbitrara. In simularile numerice efectuate ne-am concentrat asupra situatiei in care campul incident este linear polarizat, si am comparat rezultatele cu cele prevazute in limita monocromatica si de intensitati mici (efectul Compton linear). Am folosit expresia generala a amplitudinii de tranzitie pentru cazul in care atat campul laser cat si fotonul emis au polarizatii arbitrare. In continuare am verificat prin calcul explicit validitatea proprietatii de invarianta de etalon a amplitudinii de imprastiere, ceea ce permite alegerea simplificata a vectorilor de polarizare. Am definit o baza convenabila pentru descrierea polarizatiei, ca o generalizare a bazei folosite in cazul efectului Compton linear.

Am considerat doua cazuri:

1. Cazul intensitatii mari a campului laser. In aceasta situatie am studiat dependenta gradelor de polarizare liniar si respectiv circular ale fotonilor emisi de intensitatea laserului si de geometria de ciocnire. Am aratat ca pe masura ce intensitatea campului laser creste, gradul de polarizare circular (care este zero in efectul Compton linear) ia valori nenule si (pentru anumite geometrii) din ce in ce mai mari pe masura ce intensitatea creste. Un exemplu de rezultat este prezentat in figura de mai jos, in care sunt redade gradele de polarizare liniar  $P_L$  (cu albastru) si circular  $P_C$  (cu rosu) pentru geometrie de detectie fixata si doua intensitati ale campului laser. In cazul unei intensitati relativ mici, caracterizata de parametrul  $a_0=10$  (graficul din stanga)  $P_C$  este practic neglijabil pe intreg domeniul de calcul. Prin contrast, cazul intensitatii mari  $a_0=50$ , permite evidentierea unor valori  $P_C$  comparabile cu  $P_L$



Cazul intensitatii foarte mici a campului laser. In acest caz am studiat sistematic dependenta proprietatilor de polarizare a campului laser de durata si forma

pulsului laser. Am aratat ca in limita campului laser monocromatic se reobtin previziunile cunoscute pentru imprastierea Compton lineara, dar daca pulsul e foarte scurt devin observabile efectele formei si duratei. Aceste rezultate vor fi publicate in extenso in volumul conferintei Laser Physics 2014, ce urmeaza sa apara in 2015 in EJP Conf. Series.

[1] The White Book of ELI Nuclear Physics, Bucharest-Magurele, Romania, <http://www.eli-np.ro/documents/ELI-NP-WhiteBook.pdf>

[2] A. Di Piazza, Lett Math Phys 83, 305 (2008)

[3] A. Di Piazza, K. Z. Hatsagortsyan, and C. H. Keitel, Phys. Rev. Lett. 105, 220403

[4] A. Di Piazza, K. Z. Hatsagortsyan, and C. H. Keitel, Phys. Rev. Lett. 102, 254802

In cursul acestui an am continuat de asemenea investigarea procesului de ionizare cu doua culori, cu evidentierea in special a **ionizarii prin efect Compton stimulat**, denumit prescurtat in continuare SCS (stimulated Compton scattering). Procesul se desfasoara in prezenta unei suprapuneri a doua pulsuri externe de radiatie electromagnetica cu frecvente in domeniul XUV sau X. SCS devine posibil daca diferenta energiilor fotonilor corespunzand frecventelor centrale ale celor doua pulsuri depaseste energia de ionizare a atomului.

Pentru studierea SCS am adoptat formalismele si metodele de lucru descrise pe scurt in lucrarea [1] si mai pe larg in [2], ambele publicate in 2014. Pentru intensitati suficient de mari ale celor doua pulsuri de radiatie, este justificat sa adoptam o descriere semiclassicala a procesului, in cadrul careia electronul in potentialul coulombian al nucleului este privit ca sistem *cuantic* care evolueaza intr-un camp electromagnetic extern descris *clasic*, constand in cazul nostru intr-o suprapunere a doua pulsuri de radiatie. Am folosit doua metode de lucru, una bazata pe integrarea numerica a ecuatiei Schrodinger temporale (TDSE), cealalta fiind metoda perturbatiilor in ordinul cel mai coborat (al doilea aici). In cazul celei din urma ionizarea SCS se prezinta ca ionizare atomica prin absorbtia unui foton simultan cu emisia *stimulata* a unui alt foton cu frecventa mai mica. Acordul dintre rezultatele obtinute folosind cele doua metode ramane suficient de bun chiar si la intensitati de ordinul intensitatii atomice.

Folosind aceste metode si codurile numerice corespunzatoare lor, am efectuat calcule numerice extinse pentru cazul interactiei atomului hidrogenoid cu doua pulsuri avand polarizatie liniara pe o aceeaasi directie si diferite directii de propagare a unui puls relativ la celalalt puls. Simularile au fost efectuate pentru cazul a doua pulsuri a) cu durate egale si b) cu durate diferite, cu intarziere a unuia fata de celalalt. Duratele pulsurilor sunt in plaja

zecilor de unitati atomice, iar intensitatile lor sunt de ordinul 1-100  $I_0$ , unde  $I_0$  este intensitatea atomica,  $I_0=3.51 \times 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>.

O parte din rezultatele numerice obtinute sunt incluse in articolul [1], o alta parte fiind descrisa in [2], ambele publicate in cursul anului 2014. Mentionam de asemenea rezultatele prezentate in lucrarea poster [3]. Efectele de retardare s-au dovedit importante atat in spectrul energiei cat si in distributiile unghiulare ale fotoelectronilor.

Prezentam in continuare cateva din rezultatele mai importante obtinute, referitoare la spectrul energiei fotoelectronului emis prin ionizare SCS, precum si la rate de ionizare SCS.

In Figura 1 este reprezentata o portiune din spectrul energiei fotoelectronilor, pentru directii ale pulsurilor i)paralele (sus) si ii)antiparalele (jos). Sunt prezentate rezultate obtinute prin calcule TDSE, lucrand in i)aproximatia dipolara (DA), ii)in aproximatia  $A^2$  ( $A$  fiind potentialul vector), neglijand deci termenii  $AP$ , iii)luand in considerare doar termenii  $AP$  si iv)folosind hamiltonianul total (FH), cu corectii de retardare in ordinul cel mai coborat. Maximele vizibile in vecinatatea energiei de 4.5 a.u. corespund ionizarii SCS. Inaltimea maximului depinde de geometria considerata iar la directii antiparalele ale pulsurilor termenul din operatorul hamiltonian proportional cu  $A^2$  ( $A$  fiind

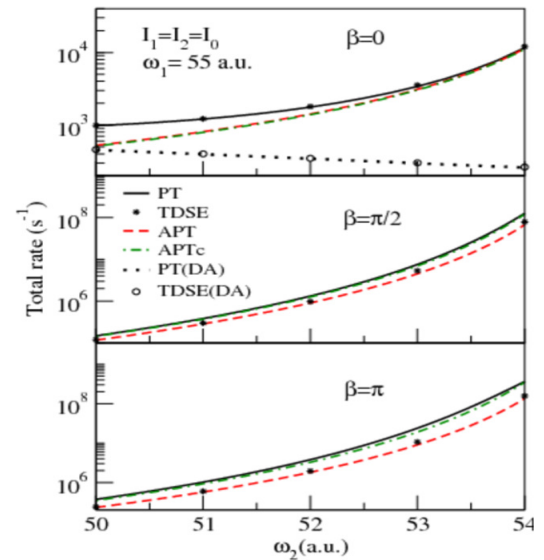


Fig. 2

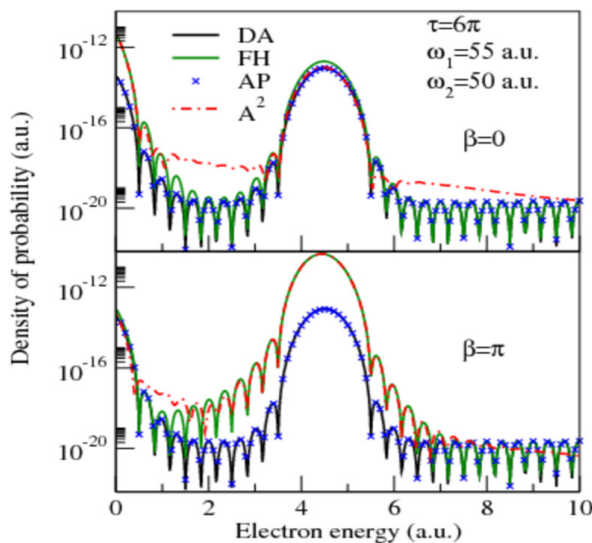


Fig. 1

potentialul vector) este dominant.

In Figura 2 comparam rezultatele obtinute pentru rate SCS, lucrand cu cele doua metode mentionate mai sus si aceleasi conditii ca in figura precedenta.

Ratele sunt obtinute in cadrul teoriei perturbatiilor tratand corectiile de retardare in mod exact (PT) sau aproximativ (APT), sau sunt extrase din calculele TDSE. Se observa

o dependenta puternica de diferenta frecventelor centrale ale celor doua pulsuri, precum si de directia lor relativa.

[1] *Stimulated Compton scattering in two-color ionization of hydrogen with keV electromagnetic fields*, H. Bachau, M. Dondera and V. Florescu, Phys. Rev. Lett. **112**, 073001 (2014)

[2] *Two-color ionization of hydrogen close to threshold with keV photons*, Mihai Dondera, Viorica Florescu, and Henri Bachau, Phys. Rev. A **90**, 033423 (2014)

[3] *Two-colour ionization of Hydrogen: the contribution of stimulated Compton scattering*, H. Bachau, M. Dondera and V. Florescu, 2nd General Meeting of the COST Action CM1204, Poland, Gdansk, 2014

### **Simularea mecanismelor de incalzire directa laser-plasma**

*Studiul proceselor de incalzire a plasmei in urma interactiunii acesteia cu un puls laser ultrascort si foarte intens.*

Intr-o prima etapa s-a realizat un studiu al mecanismelor de incalzire a plasmei care apar la interactia unui puls laser ultrascort (de ordinul femtosecundelor) si foarte intens ( $I\lambda^2 = 10^{17}-10^{19} \text{ W cm}^{-2}\mu\text{m}^2$ ) cu un strat de plasma supradensa de Al II. Rezultatele experimentale prezente in literatura demonstreaza ca eficienta absorbtiei energiei pulsurilor laser ultrascorte poate fi de pana la 77% pentru o plasma cu profil de tip functie treapta. De asemenea, gradul de absorbtiei al energiei laserului aflat in polarizare  $p$  este mult mai mare in comparatie cu absorbtia energiei unui puls polarizat  $s$ . In plus, existenta unui pre-puls, respectiv a unui post-puls poate influenta negativ cantitatea de energie absorbita. Un alt factor important este ordinul de marime al grosimii de plasma ce interactioneaza cu maximul pulsului deoarece pot aparea mecanisme de **absorbtie non-colizionala** cum ar fi **absorbtia rezonanta**, **efectul Brunnel** (vacuum heating) si **efectele de suprafata (skin effects)**. In cazul acestor procese, absorbtia de energie creste cu unghiul de incidenta (fata de normala la suprafata plasmei) pentru polarizarea  $p$  a radiatiei laser si scade cu cresterea unghiului de incidenta in cazul polarizarii  $s$ . Astfel, fractiunile de energie absorbita pentru cele doua polarizari sunt date de ecuatiile de mai jos, unde  $I_L$  est intensitatea laserului iar  $\lambda$ , lungimea sa de unda iar exponentii  $\alpha$  sunt de asemenea explicitati .

$$\begin{aligned}
A_p &\sim (I_L \lambda)^{\alpha_p} & \alpha_p &= 0.11 \pm 0.05 \\
A_s &\sim (I_L \lambda)^{\alpha_s} & \alpha_s &= 0.20 \pm 0.04
\end{aligned}
\tag{1}$$

**Absorbția rezonantă** apare atunci când frecvența de oscilație a câmpului laser este egală cu frecvența de oscilație a plasmei, astfel încât câmpul laser va genera oscilații rezonante ale electronilor plasmei, conducând la o conversie ireversibilă a energiei laserului în unde electrostatice. Cuplajul dintre unda laser și cea a plasmei conduce astfel la absorbția rezonantă. Acest fenomen depinde puternic de polarizarea radiației laser ( $p,s$ ) precum și de ordinul de mărime al grosimii pre-plasmei. Pentru o țintă de plasma de Al și un fascicul polarizat  $s$ , pe măsură ce unghiul de incidență (față de normală la plasma) crește, absorbția scade de la 20% la 15° până la doar 5% la un unghi de 70°. În cazul unui fascicul polarizat  $p$ , absorbția crește pentru unghiuri mai mari (de la 20% pentru unghiuri mici față de normală la 64% la 70° față de normală).

Pentru o intensitate a laserului  $I \geq 10^{18} \text{ W/cm}^2$  și o lungime de undă a acestuia de  $\lambda_0 = 0.8 \mu\text{m}$ , electronul are un potențial ponderomotor de 0.6keV. Pentru plasmăle cu profil “abrupt” descris de o funcție de tip treaptă, câmpul electric al laserului are o componentă paralelă cu gradientul densității de electroni. Amplitudinea de oscilație a electronului este mai mare decât lungimea caracteristică a plasmei astfel încât electronul poate fi extras afara din plasma, în vid și returnat la suprafața plasmei cu o viteză de aproximativ  $0.07c$  (unde  $c$  reprezintă viteza luminii în vid) pe durata unui singur ciclu laser. Acesta este **mecanismul Brunnel (vacuum heating)**. În acest caz, o fracțiune de energie a laserului este ireversibil absorbită de electronul returnat la suprafața plasmei este dată de iar această fracțiune este dată de relația (2):

$$A_B \propto \sqrt{I_L \lambda^2} \tag{2}$$

Unde  $I_L$  est intensitatea laserului iar  $\lambda$ , lungimea sa de undă. Mecanismul Brunnel este considerat a fi unul dintre cele mai importante mecanisme de absorbție a energiei laserului și de accelerare a electronilor în cadrul experimentelor moderne de interacție a laserului de intensitate ridicată cu materia solidă.

**Efectele non-colisionale de suprafață (skin effects)** sunt reprezentate de către **SIB (seath inverse bremsstrahlung- bremsstrahlung inver de suprafață)** și **ASE(anomalous skin effect- efect anomal de suprafață)**. Spre deosebire de efectul de suprafață normal (NSE),

cand electronul oscileaza in campul laser si transfera energia castigata materiei prin ciocniri cu stratul de suprafata al plasmiei, in cazul ASE, adancimea stratului de suprafata este mai mica decat drumul liber mediu al electronilor. Electronii termali se propaga prin stratul de suprafata si absorb energia campului in timp ce sunt reflectati de potentialul suprafetei.

In cazul SIB, timpul de tranzit al electronilor prin stratul de suprafata a plasmiei este mai mare decat perioada de oscilatie a laserului. Electronul castiga energie de la laser pe parcursul oscilatiilor pe care le are in stratul de plasma si in prezenta potentialului stratului, el fiind apoi reflectat la interfata plasma-vid.

Conditiiile pentru ASE si SIB sunt date in ecuatiile (3a) pentru ASE, respectiv 3(b) pentru SIB:

$$\omega_L^2 c^2 \ll \omega_p^2 v_e^2 \quad (3a)$$

$$\omega_L^2 c^2 \gg \omega_p^2 v_e^2 \quad (3b)$$

In aceste relatii,  $\omega_L$  reprezinta frecventa laserului iar  $\omega_p$  frecventa plasmiei iar  $v_e$  viteza electronilor. Pentru interactii laser-plasma in domeniul nerelativist sau slab relativist, contributia acestor *skin effects* nu depaseste 5-10%.

In urma studiului efectuat in lucrarea de fata, s-a constatat o dependenta a absorbtiei fata de durata pulsului. Pentru pulsuri cu o durata mai mare de 100fs, se manifesta mai pregnant mecanismele de absorbtie rezonanta si bremsstrahlung invers.

In partea a doua a lucrarii, s-a studiat mecanismul de generare de armonice de ordin inalt prin interactiunea unui puls laser ultracurt (durata pulsului fiind de 150, respectiv 100 fs) si foarte intens ( $I\lambda^2 = 10^{17}-10^{19} \text{ W cm}^{-2}\mu\text{m}^2$ ) cu un strat de plasma supradensa de Al II. Generarea armonicelor de ordin inalt se numara printre efectele neliniare de interes deoarece astfel se pot studia parametrii plasmiei (densitati locale de electroni, viteza de expansiune a plasmiei). De asemenea, aparitia campurilor electrice si magnetice foarte intense, transportul electronilor prin tinta constituie exemple de fenomene ce pot oferi informatii despre modul in care decurge interactia laser-plasma si despre modul in care acestea influenteaza spectrul de armonice rezultat.

Generarea armonicelor prin interactia laser-plasma supradensa reprezinta o alternativa a aceluiasi mecanism, care foloseste plasmie subdense sau gaze rare.

Folosirea unui puls laser cu durata de ordinul femtosecundelor impune cateva restrictii cum ar fi lipsa pre-pulsului si existenta unui contrast foarte bun. Pre-pulsul conduce la generarea de armonice de intensitate semnificativ mai mica si la scaderea ordinului

**Simularea numerica pe baza codului relativist 1D3V PIC (Particle-In-Cell) a emisiei de armonice si studiul eficientei de emisie a armonicelor in functie de intensitatea radiatiei laser incidente.**

Investigatiile teoretice si experimentale privind generarea de armonice de ordin inalt au beneficiat de un aport semnificativ adus de catre simularile ce utilizeaza metode de tip particle-in-cell. Codurile "Particle in Cell" reprezinta un instrument eficace pentru descrierea cinetica a plasmei. In studiul de fata s-a folosit codul LPIC ++, un cod relativist 1D3V cu rezolutie spectrala sporita ce permite descrierea interactiei laser-plasma. Plasma de Al II este modelata ca un strat plan, abrupt, preionizat, non-colozional (profilul plasmei este deci o functie treapta) iar descrierea plasmei de face in 1D.

Laserul considerat este un Ti-Sapph cu o durata de puls in domeniul femtosecundelor. Intensitatea a fost variata intre  $10^{17} W/cm^2$  si  $10^{19} W/cm^2$ . Forma pulsului este descrisa de catre o functie sinus. Au fost alese doua durate de puls 100 fs, respectiv 150 fs.

Laserul interactioneaza cu suprafata plasmei fie la incidenta normala, fie la incidenta oblica (sub un unghi de 30 fata de normala la suprafata). Incidenta oblica este tratata in cadrul modelarii folosind metoda Bourdier . Astfel se face o transformare intr-un sistem de referinta aflat in miscare, sistem in care lumina este normal incidenta. Emisia radiatiei reflectate si deci a armonicelor este restrictionata la directia speculara, celelate efecte reponsabile pentru o emisie intr-un spatiu unghiular mai larg fiind neglijate. In cazul pulsurilor focusate pe plame de densitate apropiata de densitatea critica, electronii sunt impinsi cu o forta extrem de puternica, foarte rapid, astfel incat suprafata de reflexie isi schimba orientarea la fiecare ciclu optic cauzand astfel emisie de radiatie in afara directiei speculare .

Pentru a modela generarea de armonice cu ajutorul codului LPIC++, este necesara alegerea unui pas temporal suficient de mic pentru a reprezenta cea mai mare frecventa de interes, si deci un odrin cat mai inalt al armonicelor. Spatiul de simulare (reprezentat prin celule) trebuie sa fie suficient de mare pentru a preveni "scaparea" de electroni, situatie in care ar fi compromisa conditia de neutralitate globala a plasmei. In acest scop spatiul trebuie sa aiba o lungime egala cu cel putin cateva lungimi de unda (cativa microni).

Densitatile de electroni realiste solicita includerea unui numar mare de particule per celula pentru a putea descrie toate fenomenele importante legate de dinamica neliniara a suprafetei plasmei. Oscilatiile relativiste ale suprafetei plasmei se numara printre mecanismele



responsabile pentru generarea armonicilor de ordin înalt, alături de absorbția rezonantă a radiației laser. Calculul și descrierea acestor oscilații solicită foarte multe resurse ale sistemului de calcul. Pentru pulsuri de durate 100 fs- 150fs, deformarea suprafeței plasmă va duce la apariția unor multiple suprafețe de reflexivitate pentru pulsul incident. Aceste deformări de suprafețe își pot avea originea chiar în instabilități de tipul Rayleigh-Taylor, instabilități cauzate de către dezechilibrul dintre presiunea ponderomotivă a laserului și presiunea plasmă termice. Deformările extreme ale suprafeței (Figura ...) pot altera complet natura radiației reflectate și deci a armonicilor generate.

Plasma aleasă pentru acest studiu este deci o plasma de aluminiu o dată ionizată, ionii fiind considerați imobili. Plasmele produse cu ajutorul unui laser în femtosecunde au foarte puțin timp pentru expansiune. Asadar, lungimile tipice de variație a densității sunt submicronice. În timpul interacțiunii, suprafața de plasma poate fi astfel bine aproximată cu un profil de tipul funcție treaptă, supradens, ce acționează ca o oglindă ce reflectă lumina specular. Pentru a modela dinamica suprafeței, s-a introdus modelul oglinzii oscilatoare (MOO). În acest model, densitatea de electroni este tratată ca o funcție treaptă ce oscilează armonic într-un mediu de ioni fiși. Acest model a fost extins de către Lichters et al. pentru a include tratarea ad-hoc a mișcării suprafeței critice, putând astfel calcula spectrul de armonice cu o acuratețe crescută. Alte îmbunătățiri ale acestui model au fost aduse de către Gordienko et al. oferind astfel estimări importante ale lumini reflectate și a spectrului de armonice generat. Modelul MOO introdus de ei folosește analiza asimptotică pentru a descrie dinamica oglinzii la limita relativistă. Modelul are însă marele dezavantaj de a nu putea fi folosit decât la incidența normală.

Stratul de plasma simulat în acest studiu a avut diferite densități, variând între  $n_e = 2n_c$  și  $n_e = 15 \cdot n_c$ . Numărul de macroparticule per celulă a fost ales de 200 iar temperatura inițială a fost ajustată în consecință, luând în considerare atât condițiile fizice reale cât și cele numerice. Numărul total de celule în spațiul de simulare a fost ales de 4096 din care plasma ocupă 1500 în mijloc acestui spațiu. Numărul de celule per lungime de undă a laserului este de 1000. În fața stratului de plasma se află 1500 de celule de vid, respectiv spațiile plasmă 1096. Numărul de pași de simulare este de 100 de pași per ciclu laser, cu scopul de a evita zgomotul numeric. Spectrul de armonice obținut reprezintă un spectru de putere a câmpului electric. Vectorul câmp electric are și are originea în regiunea de vid din fața suprafeței de plasma. Pe parcursul studiului s-a constatat că, depinzând de intensitatea laserului, densitatea de electroni raportată

la densitatea critica trebuie sa fie suficient de mare astfel incat suprafata sa oscileze. O densitate apropiata de densitatea solidului cauzeaza o aplatizare a amplitudinii de oscilatie a suprafetei.

O schimbare semnificativa in interactia dintre electroni si campul electromagnetic apare in regimul relativist. Aproximatia de dipol nu mai este valida deoarece amplitudinea oscilatiilor electronilor este comparabila cu lungimea de unda a laserului.

### **3. Concluzii**

In urma studiului s-a constatat ca emisia de armonice creste cu intensitatea laserului si depinde de densitatea plasmei. Un raport dintre densitatea de electroni si densitatea critica  $\frac{n_e}{n_{cr}}$  ridicat conduce la o atenuare a oscilatiilor suprafetei de plasma, conducand la mai putine armonice si de ordin mai mic. Un raport prea mic si o intensitate prea mare a laserului incident cauzeaza o suprafata oscilanta "stricata", neadecvata reflexiilor, electroni supratermici, afectand astfel drastic spectrul de armonice rezultat.

Scurtarea pulsului laser si alegerea interactiunii laserului la incidenta oblica produc armonice de ordin mai inalt si de intensitate mai mare.

**Semnatura Director Proiect**