

Rezumat faza 1 pe 2014

Pe baza modelelor teoretice existente în literatura de specialitate și considerând că intensitatea fascicului de pompaj are un profil de tip gaussian au fost evaluați mai mulți parametri geometrice care caracterizează iradierea în vederea obținerii unor puteri maxime corespunzătoare armonicilor de ordinele cinci și șapte [1]-[11].

În cazul unei focalizări a fascicului laser pe distanțe lungi intensitatea armonicii de ordinul cinci devine maximă pentru $b/L=1/2$, (unde L este lungimea mediului neliniar, iar $b = \frac{2\pi w_0^2}{\lambda}$ este parametru confocal al fascicului (Fig. 1)), dacă dezacordul vectorilor de undă în cazul proceselor de generare directă a armonicii de ordinul cinci Δ_{15} și respectiv în cazul proceselor în treaptă care implică generarea armonicii de ordinul trei, Δ_{13} sunt zero ($\Delta_{15} = \Delta_{13} = 0$).

În cazul unei focalizări a fascicului laser pe distanțe scurte considerând că acesta este focalizat în centrul mediului neliniar $\Delta_{15} = \frac{6}{b}$ în cazul proceselor directe și $\Delta_{15} = 2\Delta_{13} = \frac{4}{b}$ în cazul proceselor în treaptă care implică generarea armonicii a treia.

Condițiile menționate mai sus pot fi obținute utilizând mixturi gazoase formate din vapori ai metalelor alcaline (de exemplu sodiu) și gaze nobile (de exemplu xenon) având concentrații potrivite $\frac{N_{Xe}}{N_{Na}}$, dimensiuni corespunzătoare ale mediului neliniar și respectiv ale parametrilor de focalizare (distanța focală, raza fascicului etc.).

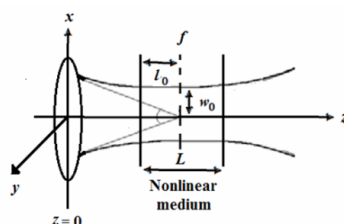


Fig. 1. Propagarea unui fascic de tip gaussian printr-un mediu neliniar

Utilizând pentru iradiere un laser cu $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ ($\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$) cu puterea de pompaj $2.5 \times 10^8 \text{ W}$, în cazul când $N_{Xe}/N_{Na} = 32.2$, iar distanța focală este de 28 cm, parametri evaluați mai sus sunt în bună concordanță cu rezultatele experimentale obținându-se o radiație corespunzătoare armonicii a cincea având o putere de 4 kW și o eficiență de conversie de 5×10^{-6} .

Parametrii menționați mai sus au fost evaluați și în cazul proceselor de generare a armonicii de ordinul șapte.

În cazul unei focalizări a fascicului laser pe distanțe lungi intensitatea armonicii de ordinul șapte devine maximă pentru $\frac{b}{L} = \frac{1}{2}$, dacă dezacordul vectorilor de undă în cazul proceselor de generare directă a armonicii de ordinul șapte, Δ_{17} și respectiv în cazul proceselor în treaptă care implică generarea armonicii de ordinul cinci, Δ_{13} sunt zero ($\Delta_{17} = \Delta_{13} = 0$).

În cazul unei focalizări a fascicului laser pe distanțe scurte considerând că acesta este focalizat în centrul mediului neliniar $\Delta_{17} = \frac{10}{b}$ în cazul proceselor directe și $\Delta_{17} = \frac{4}{b}$ în cazul proceselor în treaptă care implică generarea armonicii a treia.

Și în acest caz parametri evaluați mai sus sunt în bună concordanță cu rezultatele experimentale obținute corespunzătoare armonicii de ordinul șapte.

Studiile experimentale și teoretice asupra HHG în jeturi de gaze au arătat că, ținând cont de cei doi factori ce influențează puternic HHG (auto-defocalizarea și dezacordul fazei între radiația de armonice și radiația incidentă), se pot genera eficient armonice dacă gradul de ionizare al gazului nu depășește 5% și densitatea este de ordinul $10^{18} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ [12]-[18]. Obiectivele principale ale acestor studii sunt: creșterea ordinului armonicelor generate, apariția unui platou în spectrul radiației de armonici generate, creșterea randamentului conversiei radiației incidente în armonici, etc.

Noi propunem aici o analiză hidrodinamică în vid a unui jet de gaz rezultate prin ablație laser a unor ținte metalice (Al) ce reprezintă mediul neliniar de conversie HHG. Profilului spațial al densității gazului de

conversie la diverse momente de timp este foarte important pentru controlul eficienței HHG, permițând determinarea poziției focarului fasciculului laser în gaz și a momentului optim de incidență pentru a realiza condițiile de acord de fază.

Pentru rezolvare ecuațiilor Euler am considerat un domeniul spațial al jetului de gaz în direcție axială de ordinul a 1 cm, ceea ce asigură faptul că nici o perturbație produsă în zona de expansiune nu poate atinge limita cea mai îndepărtată a domeniului

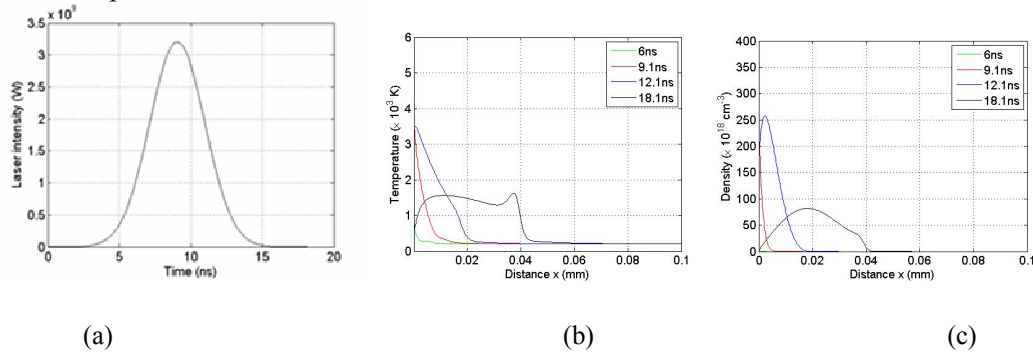


Fig. 2. (a) Profilul intensității pulsului laser. (b) Distribuția spațială a temperaturii jetului de ablație la diferite momente de timp. (c) Distribuția spațială a densității jetului de ablație la diferite momente de timp.

Densitatea de energie a pulsurilor laser (4.5 ns, 1064 nm) a fost fixată la ~ 15 J/cm², ceea ce determină o intensitate de ~ 3 GW/cm² la suprafața țintei de Al (Fig. 2a). Profilul spațial al temperaturii și densității jetului de ablație la diverse momente de timp este prezentat în Fig. 2(b, c). În Fig. 2(b) se poate observa că temperatura maximă de ~ 3500 K este atinsă la interfața țintă - gaz la aproximativ 12 ns de la începerea iradierii, adică după atingerea maximumului de intensitate laser. La aceste temperaturi, calculele preliminare arată ca gradul de ionizare este sub 1%.

În Fig. 2(c) se poate observa că densitatea maximă atinsă în intervalul de timp analizat este de $\sim 2.5 \times 10^{21}$ cm⁻³. Din astfel de rezultate se poate determina atât momentul în care densitatea gazului este optimă (de ordinul 10^{19} cm⁻³) pentru generarea eficientă a armonicilor, cât și poziția focarului în jetul de ablație.

Rezultate FLUKA și GEANT4

Am efectuat un studiu bibliografic al literaturii dedicate accelerării cu laser a electronilor și protonilor și am tras concluzii asupra caracteristicilor generale ale termenilor sursă posibili de radiație ionizantă într-un experiment de acest fel. Lucrările științifice pe care le-am ales cuprind abordări teoretice, experimentale și de simulare PIC (particulă-în-celulă). Am organizat informația și am grupat-o în conformitate cu principalele regimuri posibile de accelerare. O colecție de mai mult de 150 de titluri este prezentată într-o bibliografie care conține cele mai semnificative lucrări din fiecare domeniu ales.

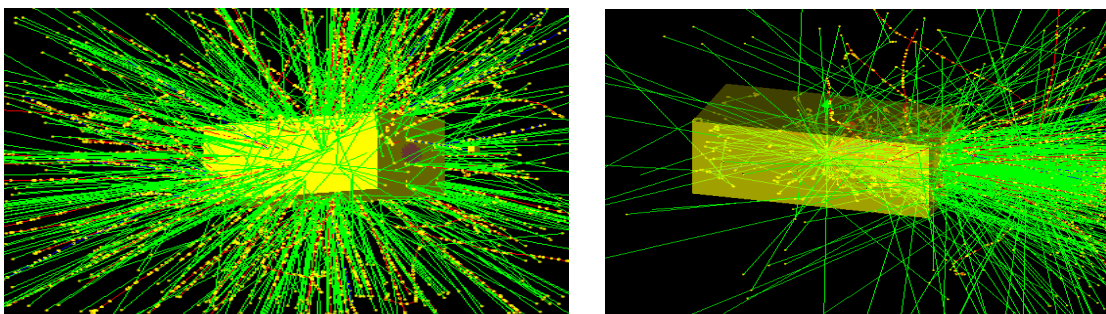


Fig. 3. Reprezentarea urmelor particulelor provenind de la termenii sursă de electroni ST2 (stânga) și ST3 (dreapta). Se pot observa camera de interacție cu fereastra și cubul “detector”.

Am implementat în FLUKA și GEANT4 un număr de șapte termeni sursă de electroni (ST1 – ST4) și protoni (ST-P1 – ST-P3). În Fig. 3 sunt reprezentate particulele observate la implementarea a doi dintre aceștia, ST2 și ST3 în GEANT4. Pentru a eșantiona funcțiile de distribuție energetică și spațială ale particulelor primare, în FLUKA au fost scrise subrutine SOURCE. Atunci când am folosit direct date experimentale, am aplicat tehnica de eșantionare a distribuțiilor discrete. Anumite distribuții continue au fost generate prin inversarea funcției de distribuție cumulativă normată (distribuțiile exponențiale, de pildă).

Atunci când acest lucru nu a fost posibil, am folosit tehnica de “respingere – acceptare” (distribuția Maxwell-Boltzmann relativistă). Au fost eșantionate și distribuții spațiale izotrope sau într-un con cu deschiderea bine determinată. În GEANT4 a fost scris programul DOSE, care apelează la sistemul de generare de particule GPS.

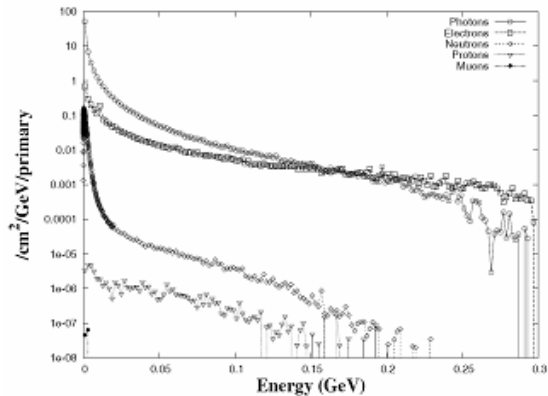


Fig. 1. Termenul de electroni ST4 - Spectrele energetice ale radiațiilor secundare la suprafața de separare aer/detector în direcția înapoi

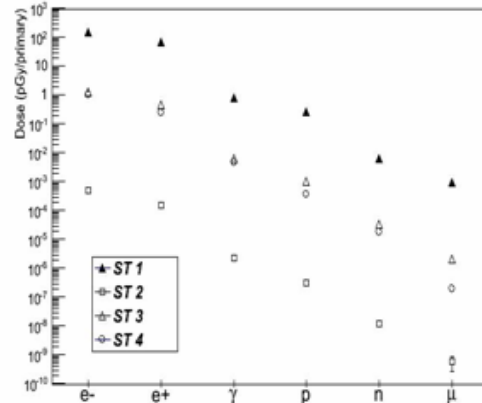


Fig. 2. Doza produsă de radiațiile secundare (pGy/electron primar) în “detector”.

Dozele datorate termenilor sursă aleși de noi au fost calculate în elementele cheie ale geometriei simplificate. Principalele rezultate referitoare la dozele produse de toate particulele au fost prezentate în tabele de date comparative, pentru fiecare dintre termeni. Evaluarea dozimetrică a termenilor sursă a cuprins și radiațiile secundare. Pentru fiecare termen sursă s-au înregistrat în FLUKA spectrele energetice ale radiațiilor secundare produse în cubul detector (vezi Fig. 4, de exemplu). De asemenea, s-au înregistrat dozele pe tipuri de particule secundare. În Fig. 5 poate fi observată comparativ comportarea dozelor produse de diferitele tipuri de secundare.

De asemenea, au fost contorzitate fluențele tuturor particulelor („all particle fluence”) în geometria utilizată și au fost reprezentate sub forma unor grafice bidimensionale, de tip izo-fluență, pentru fiecare termen sursă implementat – vezi Fig. 6, de exemplu.

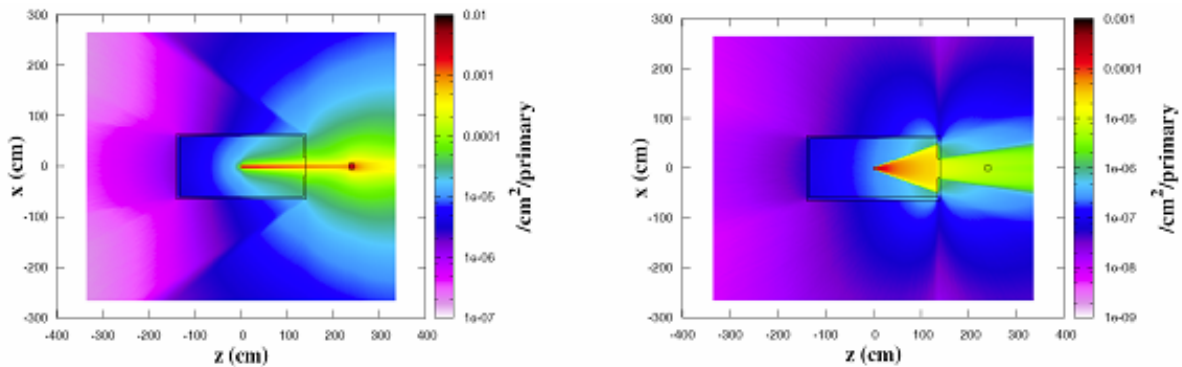


Fig. 6. Fluența tuturor particulelor (particule/cm²/particulă primară) generată de termenul de electroni ST3 (stânga) și termenul de protoni ST-P2, în planul Oxz, la y = 0. Sursa este plasată în centrul camerei de interacție.

Evaluările dozimetrică efectuate de noi au arătat că funcțiile de distribuție în energie și spațială concurează pentru a produce un câmp de radiații complex și particular. Alegerea unor termenii sursă tipici de radiație ionizantă care rezultă la interacția laser de intensitate ultraînaltă - țintă este foarte importantă pentru următoarea etapă a proiectului nostru, în care ne propunem să îi utilizăm în geometrii mai realiste, când distribuția dozelor va fi diferită, dată fiind, în primul rând, interacția cu protecția primară – pereții incintelor experimentale.