





IFIN-HH

UNIVERSITATEA POLITEHNICA din BUCUREȘTI

Școala Doctorală de Ingineria și Aplicațiile Laserilor și Acceleratorilor

Teză de doctorat Rezumat

Metode de caracterizare a pulsurilor de particule generate de interacția cu materia a laserilor de mare putere

Autor: Lucian Tudor

Coordonator: CS1 Dr. Călin A. Ur

București 2020

Cuprins

Nome	Nomenclator				
Introducere 1					
1	Mecanisme	de accelerare a protonilor și a ionilor grei folosind ținte solide. Princ	cipii		
	de bază				
	1.1 Noțiuni de	bază ale interacției laser-plasmă	3		
	1.2 Mecanism	e de accelerare a ionilor	3		
	1.2.1	Target Normal Sheath Acceleration (TNSA)	4		
	1.2.2	Radiation Pressure Acceleration (RPA)	5		
2	Detecția și c	aracterizarea pulsurilor de particule încărcate rezultate din intera	cția		
	laserelor cu	ținte solide			
	2.1 Spectrome	etrul Parabola Thomson	7		
	2.1.1	Proiectul conceptual al spectrometrului Parabola Thomson folosit în E1.	8		
	2.1.	1.1 Metode analitice de calcul și simulări cu SIMION	9		
	2.1.	1.2 Rezoluția teoretică a Parabolei Thomson	10		
	2.1.2	Proiectul conceptual al spectrometrului Parabola Thomson folosit în E5	10		
	2.1.2	2.1 Parabola Thomson E5 - configurația 1	10		
	2.1.2	2.2 Parabola Thomson E5 - configurația 2	11		
	2.1.3	Ecranul de detecție și estimarea semnalului	11		
	2.1.4	Proiectul tehnic	12		
	2.1.5	Concluzii	13		
	2.2 Calibrarea	filmelor radiocromice pentru protoni la acceleratorul Tandem 9 MV	14		
	2.2.1	Aranjamentul experimental	14		
	2.2.2	Analiza datelor	15		
	2.2.2	2.1 Surse de incertitudine	16		
	2.2.2	2.2 Rezultate și discuții	16		
	2.2.3	Caracterizarea protonilor în experimentele de accelerare cu laser	16		
	2.2.4	Concluzii	17		

3	Caracteriza	rea protonilor bazată pe popularea și dezexcitarea de s	stări izomere	
	nucleare – sj	pectroscopie gamma		
	3.1 Descrierea	a metodei	19	
	3.2 Teste și ar	anjamentul experimental	20	
	3.2.1	Sistemul de detecție – descriere și caracterizare	20	
	3.2.2	Selecția țintelor secundare	21	
	3.2.3	Aranjamentul experimental	21	
	 3.3 Spectre energetice ale razelor γ – rezultate preliminare			
	3.4.1	Calculul numărului de reacții	27	
	3.4.2	Determinarea numărului de proiectile incidente	27	
	3.5 Timpul de recuperare al detectorului			
	3.6 Concluzii			
4	Sumar și pe	rspective	31	
Referințe 3				
Publicații în reviste indexate ISI 39				

Nomenclator

ASE	amplified spontaneous emission / emisie spontană amplificată
CCD	charge coupled device / dispozitiv cu cuplaj de sarcină
CE	Coulomb explosion / explozie Coulombiană
EMP	electromagnetic pulse / puls electromagnetic
HB	hole boring
HPLS	high power laser system / sistem laser de mare putere
IP	image plate
IT	isomeric transition / tranziție izomeră
LS	light sail
NAIS	nuclear activation-based imaging spectroscopy / spectroscopie imagistică bazată
	pe activarea nucleară
OAA	off-axis angle / unghi off-axis
OAP	off-axis parabolic mirror / oglindă parabolică off-axis
OD	optical density / densitate optică
OFB	optical fiber bundle / mănunchi de fibre optice
PMT	photomultiplier tube / tub fotomultiplicator
RCF	radiochromic films / filme radiocromice
RF	radiofrequency / radiofrecvență
RPA	radiation pressure acceleration
S/N	signal-to-noise ratio / raport semnal-zgomot
TNSA	target normal sheath acceleration
TP	Thomson Parabola / Parabola Thomson

Introducere

În ultimele decenii, laserele de mare putere (Terrawatt, Pettawatt) au început să prezinte un interes tot mai mare pentru fizica nucleară fundamentală și științele aplicate, putând produce particule încărcate cu energie ridicată, precum ioni de ordinul GeV [1], electroni și protoni cu energii de până la aproape 100 MeV [2, 3], neutroni cu flux ridicat [4], generați direct într-o țintă primară prin reacții (d, d) sau (d, t) [5] sau folosind o țintă secundară prin reacții (p, n), (d, n) [4, 6, 7] sau reacții fotonucleare [8], precum și radiații X cu energie mare și radiații gamma obținute folosind mecanisme de tip bremsstrahlung [9], betatron [10] sau împrăștiere Compton inversă [11]. Comparativ cu acceleratoarele clasice de particule cu radiofrecvență, lasere de mare putere pot oferi caracteristici unice ale particulelor accelerate, cum ar fi mai multe tipuri de particule accelerate simultan în pulsuri cu durată scurtă și densitate mare. Aceste caracteristici fac laserele de mare putere un instrument excelent pentru aplicații de imagistică și terapie în medicina nucleară [12], pentru științe spațiale și tehnologia materialelor [13], fizică nucleară fundamentală [8], fuziune folosind aprinderea rapidă [14] etc.

Proiectul Extreme Light Infrastructure (ELI) promite să împingă limitele cunoașterii în acest domeniu dincolo de ceea ce s-a realizat până acum. ELI constă din trei piloni: ELI - Beamlines (în Republica Cehă), ELI - ALPS (în Ungaria) și ELI - Nuclear Physics (în România). ELI - Nuclear Physics (ELI-NP) este cea mai puternică infrastructură laser construită până acum și va consta în două componente. Prima componentă este un sistem laser de mare putere format din două linii de amplificare care vor funcționa în paralel, fiecare linie de amplificare având trei ieșiri cu puteri maxime diferite: 10 PW cu o rată de repetiție de 0,017 Hz, capabil să atingă intensități laser mai mari de 10²² W/cm² și câmpuri electrice de peste 10¹⁵ V/m, 1 PW cu o rată de repetiție de 1 Hz, 100 TW cu o rată de repetiție de 10 Hz. A doua componentă a ELI-NP va fi un sistem care poate genera un fascicul gamma foarte intens cu energie reglabilă continuu între 1 MeV și 19,5 MeV, lățimea de bandă relativă mai bună de 0,5% și o densitate spectrală mai mare de 0.5×10⁴ fotoni/s/eV, care se obține prin împrăștierea Compton inversă a fasciculelor laser pe fascicule de electroni relativişti [15].

Această teză abordează problema diagnozei nucleare necesare în experimentele cu lasere de mare putere la ELI-NP. Pentru a măsura și caracteriza particulele accelerate la ELI-NP, trebuie să dezvoltăm o generație optimizată de detectori, care să poată determina cu rezoluție înaltă energia particulelor, raportul dintre masă și sarcină, intensitatea și distribuția fasciculelor de particule.

Teza este împărțită în trei capitole, primul oferă o introducere în principiile de bază ale mecanismelor de accelerare a protonilor și ionilor grei folosind ținte solide: *Target Normal Sheath Acceleration* (TNSA) și *Radiation Pressure Acceleration* (RPA) și subliniază principalele caracteristici ale fasciculelor de particule accelerate folosind aceste mecanisme.

Al doilea capitol are două părți majore. Prima parte descrie trei spectrometre Parabola Thomson cu domeniu de măsurare extins, proiectate pentru a măsura protoni cu energii cuprinse între 1 MeV și 200 MeV și ioni de carbon cu energii variind de la 1 MeV/n până la 160 MeV/n rezultați din interacția laserelor de mare putere cu materia. A doua parte a capitolului descrie un experiment de calibrare a filmelor radiocromice, care vor fi folosite pentru determinarea dozei, energiei și a profilului fasciculului de particule accelerate cu lasere de mare putere la ELI-NP.

Al treilea capitol conține o descriere detaliată a unui experiment care a fost făcut pentru a testa și optimiza o metodă de caracterizare a pulsurilor de protoni accelerați cu lasere de mare putere ce se bazează pe producerea de izomeri nucleari în ținte secundare și măsurarea in-situ a dezexcitării γ a produșilor de reacție folosind scintilatori LaBr₃:Ce.

În ultima parte sunt sintetizate concluziile tezei și sunt prezentate planuri de viitor pentru contribuția la cercetarea și dezvoltarea metodelor și a detectorilor folosiți pentru caracterizarea pulsurilor de particule generate de interacția laserelor de mare putere cu ținte solide la ELI-NP.

Capitolul 1

Mecanisme de accelerare a protonilor și a ionilor grei folosind ținte solide. Principii de bază

În cele ce urmează vor fi prezentate cele mai importante mecanisme de accelerare a ionilor cu lasere de mare putere și principalele proprietăți ale particulelor generate, care definesc proprietățile detectorilor dezvoltați pentru caracterizarea acestora din punct de vedere al energiilor, acceptanței unghiulare, sensibilității și rezoluției.

1.1 Noțiuni de bază ale interacției laser-plasmă

Mișcarea unui singur electron cu masa m_e și sarcină electrică negativă e în prezența câmpurilor electromagnetice E și B este descrisă de ecuația Lorentz [16]:

$$\frac{d\boldsymbol{p}}{dt} = -e(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{\nu} \times \boldsymbol{B}) \quad (1)$$

implicând după multiplicarea cu v, ecuația energiei:

$$\frac{d}{dt}(\gamma m_e c^2) = -e(\boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{E}) \quad (2)$$

unde \boldsymbol{v} este viteza electronului, $\boldsymbol{p} = \gamma m_e \boldsymbol{v}$ este impulsul electronului, c este viteza luminii în vid și γ este factorul relativist:

$$\gamma = \left(1 + \frac{p^2}{m_e^2 c^2}\right)^{\frac{1}{2}} = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} (3)$$

În aceste formule, cantitățile care apar cu caractere bold-italic sunt vectori tridimensionali și cele numai cu caractere italice sunt module ale vectorilor 3D sau alte mărimi scalare.

În plasmă, sarcina negativă a electronilor este compensată de sarcina pozitivă a nucleelor atomice. O deplasare $d\mathbf{r}$ a electronilor într-un volum dV = dSdl va genera o regiune de sarcină netă pozitivă $Q = e n_e dSdr$ precum și o regiune de sarcină negativă egală generând în volumul respectiv un câmp uniform $E = \frac{Q}{dS}/\epsilon_o = e n_e dr/\epsilon_o$ în direcția $d\mathbf{r}$ (folosind formula condensatorului plan).

1.2 Mecanisme de accelerare a ionilor

În ultimele decenii, au fost identificate mai multe mecanisme de accelerare a ionilor, două dintre cele mai importante fiind *Target Normal Sheath Acceleration* (TNSA) și *Radiation Pressure*

Acceleration (RPA). În Figura 1.1, pe baza parametrilor principali ai pulsului laser și ai țintei, este prezentată o imagine de ansamblu a regimurilor de accelerare [20].



Figura 1.1: Regimuri de accelerare a ionilor cu ajutorul laserelor folosind *target normal sheath acceleration* (TNSA), *radiation-pressure-dominated acceleration* (RPDA) și Coulomb explosion (CE). Linia gri indică granița țintă opacă/țintă transparentă și linia punctată grosimea țintei ℓ pentru care energia protonilor la o anumită intensitate laser I_L va fi maximă. Regimurile se suprapun în anumite regiuni de parametri. Condițiile de intensitate, așa cum este indicat de săgeata verde, ar trebui să fie accesibile cu ELI-NP 10 PW HPLS [20].

1.2.1 Target Normal Sheath Acceleration (TNSA)

TNSA este mecanismul dominant pentru accelerarea protonilor cu ajutorul laserelor în majoritatea experimentelor raportate până acum, atât pentru pulsurile laser "lungi", cât și "scurte" [17]. Mecanismul TNSA a fost descris încă din 2001 [19] și se bazează pe o generare eficientă de electroni de energii mari în regim relativist, care, după ce ajung în partea din spate a țintei, formează un nor de electroni. În regiunea (teaca) dintre partea din spate a țintei și norul de electroni este generat un câmp electric intens, care "trage înapoi" electronii de energie înaltă, potențialul electric din acea regiune fiind [18]:

$$\Delta \phi \approx T_f/e \quad (4)$$

unde T_f este temperatura electronilor rapizi.



Figura 1.2: Descrierea schematică a mecanismului Target Normal Sheath Acceleration (TNSA). Fasciculul laser lovește partea din față a țintei și împinge electronii către partea din spate a țintei, formând o teacă. Se creează un câmp electric intens, cu efect de reținere a electronilor de energie mare, care accelerează ionii perpendicular pe suprafața țintei.

În acest mecanism, câmpul electric din partea din spate a țintei accelerează ioni perpendicular pe suprafața țintei (normal la suprafața țintei).

Regimul TNSA poate fi ușor atins prin utilizarea unui puls laser cu $I_L \ge 10^{18} W/cm^2$ și ținte cu grosimi de zeci de nm [20]. Spectrul de energie al protonilor accelerați cu TNSA este de obicei larg (începând de la energii de câțiva keV până la o energie limită) cu o distribuție unghiulară mare de ~ 45°. Numărul de particule per MeV are o distribuție exponențială cu o scădere bruscă la energia maximă. Până în prezent, energia maximă raportată a protonilor obținută folosind mecanismul de accelerare TNSA este de ~ 70 MeV, cu un număr de protoni per MeV variind de la ~10¹² (la energii mici) la ~10⁷ (la energia maximă) [21]. De obicei, fasciculele de ioni accelerați cu TNSA au o durată de timp scurtă (ns).

1.2.2 Radiation Pressure Acceleration (RPA)

În mecanismul RPA, când o undă electromagnetică lovește o țintă plană, impulsul undei electromagnetice este transferat țintei, producând presiune. Presiunea pentru o undă electromagnetică monocromatică cu intensitatea *I*, perpendiculară pe o țintă plană în repaus este dată de [18]:

$$P_{rad} = (1 + \mathcal{R} - \mathcal{T})\frac{I}{c} = (2R + \mathcal{A})\frac{I}{c} \quad (5)$$

unde \mathcal{A}, \mathcal{R} și \mathcal{T} sunt coeficienții de absorbție, reflexie și transmisie (conservarea energiei impune condiția $\mathcal{R} + \mathcal{T} = 1 - \mathcal{A}$). Presiunea maximă $P_{rad} = 2I/c$ poate fi obținută în cazul unei oglinzi ideale unde $\mathcal{R} = 1$ și $\mathcal{T} = \mathcal{A} = 0$.

Regimul hole boring (interacția pulsului laser cu ținte groase)

În regimul *hole boring* (HB), presiunea intensă a unui fascicul laser împinge suprafața unei plasme supra-dense către interiorul țintei, crescând astfel densitatea plasmei în acea regiune și ducând la o recesiune pe suprafața de interacție. În geometrie multidimensională, acțiunea presiunii radiației formează o gaură în plasmă, viteza suprafeței este denumită în general, viteză *"hole boring"* (*HB*) v_{HB} .

Regimul light sail (interacția pulsului laser cu ținte subțiri)

Dacă se utilizează ținte subțiri, cu $l \ll v_{HB}\tau_p$, unde l este grosimea țintei și τ_p este durata pulsului laser, partea frontală HB ajunge în partea din spate a țintei înainte ca durata pulsului laser să se termine, astfel întreaga masă a țintei este accelerată [18]. În acest caz, ionii sunt accelerați cu viteze mai mari decât în regimul HB, întrucât ionii nu mai sunt ecranați de fondul de plasmă [17]. Acest regim poate fi asociat, într-o formă simplistă, unei oglinzi subțiri împinse de presiunea luminii, precum pânza unei corăbii este împinsă de vânt (light sail - LS). Pentru a ajunge la regimul RPA, cerințele parametrilor laserului sunt mai mari în comparație cu cele pentru regimul TNSA. Intensitățile pulsului laser I_L trebuie să fie $\geq 10^{21} W/cm^2$ dacă se utilizează ținte foarte subțiri ~ 10 nm și, trebuie să fie chiar mai mari dacă se utilizează ținte mai groase (zeci de nm) [20]. În comparație cu TNSA, regimul RPA are o eficiență de conversie mai mare, iar spectrul de energie este de obicei cvasi-monoenergetic [22], de regulă cu o distribuție unghiulară sub ~ 30°. Până în prezent, RPA pur nu a fost obținut experimental, dar a fost produs un regim hibrid RPA-TNSA. Energia maximă a protonilor accelerați utilizând mecanismul dominant-RPA, raportată până acum, este de ~ 100 MeV, cu un număr de protoni ($MeV^{-1}Sr^{-1}$) variind de la 10^{12} (la energii mici) la 10^9 (la energie maximă) [3]. În cazul regimului RPA, durata pulsului de ioni este mai scurtă în comparație cu regimul TNSA, fiind de obicei de ordinul ps.

Capitolul 2

Detecția și caracterizarea pulsurilor de particule încărcate rezultate din interacția laserelor cu ținte solide

În ultimii ani, s-au înregistrat progrese remarcabile în domeniul interacției laser-materie, multe laboratoare raportând producerea de particule încărcate de energie ridicată, precum ioni de ordinul GeV [1] și protoni cu energii de până la aproape 100 MeV [2, 3]. *Extreme Light Infrastructure - Nuclear Physics* (ELI-NP) găzduiește cele mai puternice lasere din lume (10 Peta Wați) și promite să împingă limitele cunoașterii în acest domeniu dincolo de ceea ce s-a realizat până acum. Interacția laserelor de putere foarte mare cu ținte solide va produce în același timp diferite tipuri de particule încărcate de energie ridicată (protoni, ioni și electroni) și câmpuri electromagnetice de intensitate foarte mare, variind de la domeniul de radiofrecvență si Terrahertz până la domeniul de raze X și γ [8].

Pentru a măsura și caracteriza particulele accelerate la ELI-NP, este necesară dezvoltarea unei generații de detectori optimizați pentru detecția particulelor produse în interacțiile laserelor de intensitate foarte mare (imune la pulsurile electromagnetice) care sa poată determina cu rezoluție înaltă energia particulelor, raportul dintre masă și sarcină, intensitatea fasciculului de particule și distribuția acestuia. Acest capitol prezintă două instrumente importante în măsurarea particulelor accelerate cu laserul, ambele imune la pulsurile electromagnetice. În prima parte a capitolului sunt descrise trei spectrometre Parabola Thomson (TP) cu domeniu de măsurare extins, capabile să măsoare la ELI-NP protoni cu energii variind de la 1 MeV la 200 MeV și ioni de carbon cu energii variind de la 1 MeV/n la 160 MeV/n. Urmând ca în cel de-al doilea capitol să fie prezentat experimentul de calibrare a filmelor radiocromice (RCF), ce vor fi folosite pentru caracterizarea dozei, energiei și profilului fasciculelor particulelor accelerate cu lasere de mare putere la ELI-NP.

2.1 Spectrometrul Parabola Thomson

Spectrometrele Parabola Thomson (TP) sunt un instrument important de diagnoză în experimentele de accelerare a particulelor folosind lasere de mare putere [23, 24]. Ideea care sta la baza spectrometrului TP a fost menționată prima dată în 1911, de către J.J. Thomson [25]. Spectrometrul TP este capabil să măsoare, într-un anumit unghi solid, distribuția energetică și tipul de particule (bazat pe raportul masă/sarcină) ale protonilor și ionilor accelerați în urma interacției fasciculelor laser de mare putere cu materia în domeniul TW - PW, pe baza deflexiei particulelor în câmpuri magnetice și electrice [20, 26, 27].

Până în prezent spectrometrele TP au fost proiectate în mai multe configurații diferite [28, 29, 30, 31], luând în considerare noile caracteristici ale laserelor, care vor fi capabile să genereze puteri de până la 10 PW [32], este necesară dezvoltarea de spectrometre TP capabile să măsoare ioni de energie înaltă. În acest capitol este prezentat designul spectrometrelor TP cu domeniu de măsurare extins. Configurațiile spectrometrelor TP prezentate în această teză sunt concepute pentru a fi utilizate pentru caracterizarea ionilor accelerati în zona experimentală E1 a ELI-NP, unde fascicule laser de 10 PW vor fi utilizate pentru experimente de fizică nucleară cu ajutorul laserelor [8] și în zona experimentală E5 unde fascicule laser 1 PW [33] vor fi utilizate pentru testarea de materiale și probe biologice în vederea determinării rezistentei la radiații în condiții extreme (ex. spațiu cosmic) [13]. Proiectele se bazează pe calcule analitice si simulări realizate cu codul SIMION v7 [34], un software folosit pentru simularea traiectoriilor particulelor încărcate. În configurațiile prezentate, spectrometrele TP sunt capabile să măsoare spectrele energetice ale protonilor și ionilor de carbon, cu rezoluție înaltă, puls cu puls. Simulările au fost făcute pentru protoni cu energii ce variază de la 1 MeV la 200 MeV și ioni de carbon cu energii ce variază de la 1 Mev/n la 160 MeV/n. Spectrometrul TP măsoară doar o mică parte a emisiei de particule din cauza acceptanței unghiulare reduse (0,2 mrad), dar are o acceptanță energetică mare și este imun la pulsurile electromagnetice (EMP) [35, 36] atunci când este cuplat la detectori pasivi [37].

2.1.1 Proiectul conceptual al spectrometrului Parabola Thomson folosit în E1

Energia maximă așteptată pentru protonii accelerați în zona experimentală E1 este de până la 200 MeV, designul TP E1 este optimizat pentru a măsura cu înaltă rezoluție protoni cu energii de până la 200 MeV. Schema simplificată a TP E1 poate fi observată în Figura 2.1. Pe post de ecran de detecție, ne propunem sa folosim două tipuri majore de detectori, activi și pasivi. Pentru detecția pasivă vom folosi *Image Plates* [IP] [38, 39] și CR 39 [40, 41], în timp ce pentru detecția activă vom folosi ecrane scintilatoare (ecrane LANEX [42] și scintilatori plastici) cuplate cu camere CCD.



Figura 2.1: Vedere laterală a spectrometrului TP E1 plasat de-a lungul direcției inițiale de propagare a fasciculului. TP E1 constă într-un pinhole de 200 μm cu o lungime de 30 mm, o pereche de magneți permanenți de 150 x 100 mm² plasați la o distanță de 10 mm unul față de celălalt (cu centrul aliniat la axa fasciculului, câmp magnetic de 1 T), un capacitor de 280 x 110 mm² cu un spațiu de 10 mm între plăci (cu centrul deplasat 3 mm la stânga axei fasciculului, tensiune aplicată 26 kV) plasat la o distanță de 15 mm față de magneți și un ecran de detecție 100 x 50 mm² plasat la 205 mm distanță față de capacitor.

2.1.1.1 Metode analitice de calcul și simulări cu SIMION

Traiectoriile protonilor și a ionilor (după trecerea prin câmp magnetic și electric) au fost calculate folosind două metode. Într-un prim pas s-au folosit formule analitice, utilizând cinematică clasică [43] și relativistă a particulelor. În al doilea pas, simulările au fost realizate utilizând codul SIMION V7. Calculele analitice și simulările cu SIMION se bazează pe aceiași parametrii de imput, dați de configurația TP E1.

Rezultatele obținute din calculele analitice folosind cinematică clasică au fost comparate cu rezultatele obținute folosind simulări cu SIMION (pentru deflexia în câmp magnetic). A fost observată o dependență proporțională între deviația curbei analitice față de curba obținută cu SIMION și energia protonilor, variind de la 1,49% la 60MeV la 5,89% la 200 MeV. Pentru o mai bună suprapunere a curbelor de deflexie obținute în urma calculelor analitice și a celor obținute în urma simulărilor cu SIMION, trebuie să ținem cont de cinematica relativistă a particulelor. Calculele analitice, utilizând cinematică relativistă [44], prezintă o diferență relativă față de curba obținută din simulările cu SIMION sub 0,31%, crescând precizia calculelor analitice cu cel puțin un ordin de mărime în comparație cu rezultatele obținute utilizând cinematică clasică.

Deflexia în câmp electric devine foarte importantă atunci când mai multe tipuri de particule (de exemplu, protoni și ioni) sunt măsurate în același timp. Câmpul magnetic schimbă poziția particulelor pe axa Oz, ceea ce nu ne permite să identificăm ce tip de particule sunt deflectate la diferite poziții pe axa Oz. Pentru a schimba poziția particulelor și pe axa Oy, trebuie să introducem câmpul electric. Utilizând atât câmpuri magnetice cât și electrice, particulele deflectate (cu raport masă/sarcină distinct), măsurate în planul ecranului de detecție, formează urme parabolice (vezi Figura 2.2).



Figura 2.2: Deflexia protonilor (linia roșie) și a ionilor de carbon (linia neagră) în planul de detecție după trecerea prin câmp magnetic (Bmax = 1 T) și electric Umax = 26 kV, în configurația spectrometrului TP E1.

2.1.1.2 Rezoluția teoretică a Parabolei Thomson

Presupunând o distribuție Gaussiană, rezoluția este definită ca fiind largimea la semiînălțime (FWHM) a varianței distribuției energetice Δ_E a spectrometrului pentru ioni monoenergetici incidenți împărțită la energia E_0 (Δ_E/E_0 la FWHM). Pentru a determina rezoluția, a fost utilizat un fascicul de ioni conic filtrat spațial de un pinhole de 200 µm.

Rezultatele calculelor folosind configurația spectrometrului TP E1 arată că rezoluția energetică teoretică este sub 1,5% pentru protoni cu energie de 200 MeV și sub 2% pentru ioni C^{6+} de 160 MeV/n.

2.1.2 Proiectul conceptual al spectrometrului Parabola Thomson folosit în E5

Proiectarea spectrometrelor TP E5 este optimizată pentru a măsura cu rezoluție înaltă protoni cu energii de până la 100 MeV, aceasta fiind energia maximă așteptată pentru protoni. Schema conceptuală generală rămâne aceeași ca în Capitolul 2.1.1, dar pentru zona experimentală E5 vom folosi două configurații ale spectrometrelor TP, configurația 1 concepută pentru a măsura protoni cu energie cuprinsă între 1 MeV și 50 MeV și configurația 2 concepută pentru a măsura protoni cu energie cuprinsă între 3 MeV și 100 MeV.

2.1.2.1 Parabola Thomson E5 - configurația 1

TP 1 E5 este conceput pentru a măsura protoni cu energii de până la 50 MeV. TP 1 E5 a fost caracterizat și calibrat (deflexia protonilor în câmp magnetic) în vid, pentru protoni cu energii cuprinse între 4 MeV și 10 MeV la acceleratorul TANDEM 9MV de la Institutul Național de Fizică și Inginerie Nucleară Horia Hulubei IFIN-HH. Configurația experimentală este prezentată în Figura 2.3.



Figura 2.3: Configurația experimentală folosită pentru calibrarea spectrometrului TP 1 E5, montată în camera de vid la acceleratorul TANDEM 9 MV al IFIN-HH. Fasciculul de protoni vine din partea stângă a imaginii (vezi săgeata roșie).

Deflexia protonilor (cu energii cuprinse între 4 MeV și 10 MeV) masurată experimental la acceleratorul TANDEM 9 MV folosind TP1 E5 a fost comparată cu deflexia protonilor (cu energii cuprinse între 1 și 50 MeV) simulată folosind codul SIMION (vezi Figura 2.4).



Figura 2.4: Deflexia protonilor (de la 4 MeV la 10 MeV) măsurată experimental la acceleratorul TANDEM 9 MV folosind TP1 E5 (puncte roșii) versus deflexia protonilor (de la 1 MeV la 50 MeV) simulată utilizând codul SIMION (linia neagră).

Analiza datelor arată o diferență relativă între deflexia simulată a protonilor folosind SIMION și deflexia protonilor măsurată experimental sub 6%.

Structura TP 1 E5 împreună cu distribuțiile câmpului magnetic și electric fac ca TP 1 E5 să poată măsura protoni cu energii cuprinse între 1 MeV și 50 MeV cu o rezoluție energetică teoretică sub 3%.

2.1.2.2 Parabola Thomson E5 - configurația 2

TP 2 E5 este proiectat pentru a măsura protoni cu energii de până la 100 MeV. Structura TP 2 E5 împreună cu distribuțiile câmpului magnetic și electric fac ca TP 2 E5 să poată măsura protoni cu energii cuprinse între 3 MeV și 100 MeV, cu o rezoluție energetică teoretică sub 1,5% pentru protonii cu energii de 100 MeV, și ioni de carbon cu energii cuprinse între 1 MeV/n și 50 MeV/n cu o rezoluție energetică teoretică sub 2% pentru ioni C^{6+} de 50 MeV/n.

2.1.3 Ecranul de detecție și estimarea semnalului

Estimarea semnalului este o parte foarte importantă a dezvoltării spectrometrelor Parabola Thomson, bazat pe distribuția numărului de protoni în funcție de energie, pentru cele mai mari energii obținute experimental până acum [3], au fost alese distanțele potrivite și diametrele pinhole-urilor pentru fiecare spectrometru TP, care va fi plasat în zonele experimentale E1 și E5.

Diametrul pinhole-ului TP E1 utilizat în simulări este de 200 µm iar grosimea este de 30 mm, pentru o distanță de 1000 mm de la țintă la pinhole-ul TP (acceptanță 0,2 mrad) și o distanță de 750 mm

de la intrarea pinhole-ului la ecranul de detecție, acceptanța pinhole-ului este de $3.14 \cdot 10^{-8}$ Sr, suficient pentru a avea câteva zeci (~ 30) de particule per puls într-un bin de 1 MeV de protoni la energie maximă. Ținând cont de geometriile TP E5, numărul de particule per puls într-un bin de 1 MeV de protoni la energie maximă ce lovesc ecranul de detecție este același ca în cazul TP E1.

Spectrometrele Parabola Thomson vor folosi ca plan de detecție două tipuri de detectori, în primele experimente la ELI-NP va fi folosit un detector offline (IP) iar în viitoarele experimente vor fi folosiți detectori online (ecrane LANEX și scintilatori plastici). Semnalele de la detectorii online vor fi colectate și transmise în afara camerei de interacție utilizând un sistem optic format dintr-un sistem de lentile, un mănunchi de fibre optice (OFB) cuplat la o trecere de vid optică și o cameră PCO. Soluția offline este deja testată în numeroase experimente de accelerare a particulelor cu ajutorul de laserelor de mare putere, pe post de ecran de detecție al Parabolei Thomson [38, 39], astfel încât accentul se va pune pe estimarea semnalului generat de scintilatorii care vor fi utilizați pe post de ecran de detecție online al TP (citire online). Având estimat numărul de protoni, aproximat mai sus, se poate face o estimare a numărului de fotoni emiși pentru acest caz. Au fost comparate două tipuri de ecrane de detecție activă, scintilatorul plastic BC 430 și LANEX rapid. Luând în considerare acceptanța unghiulară a TP, pierderea de energie a protonilor în volumul activ al scintilatorilor (calculată cu GEANT4), emisia de lumină (fotoni/MeV) a scintilatorilor (BC 430 [45] și LANEX [46]) și sistemul utilizat pentru a colecta lumina emisă (OFB [47] și camera PCO [48]), în ambele cazuri numărul de fotoni emiși este suficient pentru a fi detectat corespunzător cu camera PCO cuplată la sistemul optic.

Estimarea raportului semnal-zgomot

Spectrometrul TP va fi plasat în experimentele noastre în majoritatea cazurilor chiar de-a lungul sau la un unghi mic în raport cu axa fasciculului laser. Prin urmare, se așteaptă ca TP să fie instrumentul cel mai afectat de pulsul intens și energetic de raze γ care apare în timpul pulsurilor laser. Așadar, o estimare a raportului semnal-zgomot (S/N) pentru detectarea de protoni cu energie ridicată este o sarcină crucială în proiectarea și implementarea instrumentului. În acest scop, au fost efectuate mai multe seturi de simulări cu GEANT 4 pentru trecerea particulelor și a radiației prin materie.

Rezultatele studiului arată că, configurația de ecranare adoptată asigură faptul că protonii de 200 MeV pot fi detectați cu instrumentul deoarece, în cel mai rău caz, se poate presupune un raport S/N de 7:1 dacă se decide utilizarea unui ecran de Pb cu o grosime de 80 mm în partea frontală și 30 mm pentru părțile laterale și spate.

2.1.4 Proiectul tehnic

În Figura 2.5 este prezentat desenul tehnic preliminar, fără ecranare, al spectrometrului TP E 1 (vezi Capitolul 2.1.1). Pinhole-ul TP E 1 are un diametru de 200 μ m și o lungime de 30 mm, ceea ce înseamnă că va fi foarte dificil să îl aliniem. Pentru a putea face o aliniere atât de precisă, pinhole-ul va fi montat pe un suport cinematic (precizie μ m) și vom folosi o diodă laser montată în partea din spate

a spectrometrului pentru a verifica alinierea. Ecranul de detecție va fi montat pe un suport detașabil, atunci când vor fi folosiți detectori pasivi. După fiecare puls laser, detectorul pasiv trebuie să poată fi îndepărtat rapid și înlocuit cu unul nou. Întreg ansamblul componentelor spectrometrului va fi montat într-o cutie care va fi așezată pe un suport reglabil pe înălțime, care ce ne va permite să realizăm alinierea grosieră a spectrometrului.



Figura 2.5: Vedere izometrică schematică 3D din spatele spectrometrului TP E 1 montat pe suportul reglabil pe înălțime. Detectorul are o lungime totală de \approx 700 mm și o înălțime de \approx 900 mm.

2.1.5 Concluzii

În acest capitol, este prezentată o soluție completă pentru măsurări cu înaltă rezoluție a protonilor cu energii începând de la 1 MeV până la 200 MeV și a ionilor de carbon cu energii începând de la 1 MeV/n până la 160 MeV/n, utilizând diferite configurații noi de spectrometre Parabola Thomson cu domeniu de măsurare extins. Datorită designului optimizat al spectrometrelor Parabola Thomson, rezoluția energetică este sub 3% pentru protoni și sub 2% pentru ionii C⁶⁺, pentru întreaga gamă de energii măsurate. Calculele teoretice au făcute cu software-ul de optică ionică SIMION 7, rezultatele obținute au fost comparate cu succes cu calcule analitice, diferența relativă dintre cele două tipuri de calcule fiind de doar 0,31%, în cea mai bună aproximare, folosind cinematică relativistă în calculele analitice. Rezultatele simulării au fost testate cu succes prin efectuarea unui experiment de calibrare cu protoni la TANDEM 9 MV al IFIN-HH, diferența relativă maximă dintre rezultatele simulării și punctele măsurate experimental fiind sub 6%.

2.2 Calibrarea filmelor radiocromice pentru protoni la acceleratorul Tandem 9 MV

Filmele radiocromice (RCF) sunt utilizate în mod frecvent ca instrumente de diagnoză în experimentele laser-plasmă, pentru caracterizarea fasciculelor de ioni (în principal protoni) generați de interacția laserelor cu diferite ținte [49]. Folosind un singur film, RCF poate determina forma distribuției spațiale fasciculelor și, într-o structură cu mai multe straturi, RCF-urile pot măsura spectrul energetic al fasciculelor, folosind depunerile de energie în fiecare strat.

Atunci când este iradiat, stratul activ al RCF-ului suferă o reacție de polimerizare [50] având drept consecință o schimbare de culoare. Efectiv, densitatea optică (OD) se schimbă, filmul devenind mai închis la culoare. RCF-urile se auto-developează și sunt scanate de obicei cu scanere de înaltă rezoluție. Parametrul [51]:

$$OD = \log\left(\frac{PV_{max} - PV_{sig}}{PV_{max} - PV_{bkg}}\right) \quad (6)$$

denumit densitate optică este proporțional cu doza depusă. Este o funcție a valorilor pixelilor din regiunile iradiate (PV_{sig}) și neiradiate (PV_{bkg}), precum și a valorii maxime a pixelilor (PV_{max}), care este dată de rezoluția de culoare (*colour depth*) a scanării [51].

În viitoarele experimente ce vor avea loc la facilitatea ELI-NP, se propune utilizarea a două tipuri de RCF, fiecare corespunzând unui interval de doze specific: HD-V2 cu intervalul de doze de la 10 Gy la 1 kGy și MD-V3 cu intervalul de doze de la 1 Gy la 100 Gy, ambele tipuri sunt fabricate de Ashland Inc. SUA [52]. Pentru a furniza informații despre doză și despre energia depusă, filmele au fost calibrate, ceea ce înseamnă asocierea dozei cu valorile OD. Chiar dacă în literatură sunt furnizate multe date referitoare la calibrarea RCF pentru protoni (și de producător pentru electroni), nu există o curbă de calibrare universală pentru RCF [49]. Motivele sunt legate de diferite modificări (chimice) în compoziția stratului activ, diferențe față de procesul de scanare etc. În consecință, este obligatorie efectuarea calibrării pentru același tip de film care va fi utilizat în experimentele reale, cu același scaner, aceiași parametri de scanare, procedură etc.

2.2.1 Aranjamentul experimental

Experimentul pentru calibrarea RCF se bazează pe relația dintre răspunsul RCF-urilor și secțiunea eficace de împrăștiere a unui fascicul de protoni pe o folie de Tantal. Protonii utilizați sunt accelerați de acceleratorul Tandem 9 MV al IFIN-HH [53]. Configurația experimentală este prezentată în Figura 2.6.

Mai multe straturi de RCF a fost puse într-un suport circular, la o distanță de 100 mm de punctul de interacție fascicul-țintă, acoperind unghiuri de la 10° la 90°. Curbura suportului a asigurat aceeași distanță de la punctul de împrăștiere la RCF, independent de unghiul de împrăștiere.



Figura 2.6. Configurația experimentală folosită pentru calibrarea RCF, montată în camera de vid la acceleratorul Tandem 9 MV al IFIN-HH. Fasciculul de protoni (linia roșie) lovește folia de Tantal iar protonii împrăștiați în direcția înainte iradiază RCF-urile, montate în suportul curbat de RCF (roz).

2.2.2 Analiza datelor

Analiza datelor a fost prezentată în [51]. După timpul de iradiere, fiecare RCF din pachetul de RCF-uri a fost scanat în modul transmisie, utilizând un scaner Epson V850, în tonuri de gri de 16 biți la 600 dpi. Pofilele în tonuri de gri ale suprafeței RCF iradiate (vezi Figura 2.7) au fost extrase utilizând software-ul de procesare de imagine ImageJ [54], iar analiza datelor a fost făcută în ROOT [55].



Figura 2.7: Un exemplu cu o imagine a unui RCF scanat. Regiunea iradiată este plasată în partea din mijloc, între două regiuni neiradiate. Variația OD a RCF-ului (de la stânga la dreapta) are la bază secțiunea eficace de împrăștiere a unui fascicul de protoni pe o folie de Tantal. Secțiunea eficace a fasciculului în interiorul țintei a fost estimată cu formalismul Rutherford pentru împrăștiere elastică.

Analiza datelor se bazează pe o serie de valori unghiulare începând cu 10°, pentru care s-a estimat doza, valorile OD (conform ecuației 6) și propagarea incertitudinilor au fost calculate așa cum este descris în cele ce urmează. Valorile de fond au fost estimate pentru fiecare imagine RCF folosind regiunile neiradiate. Depunerile de energie ale protonilor în țintă și în straturile de RCF au fost estimate cu SRIM [56] iar secțiunea eficace a fasciculului împrăștiat în interiorul țintei cu formalismul Rutherford pentru împrăștiere elastică [57].

2.2.2.1 Surse de incertitudine

În analiza datelor au fost identificate mai multe surse de incertitudine asociate atât cu OD, cât și cu doza estimată. Pentru OD incertitudinea a fost calculată folosind următoarea formulă:

$$\delta_{tot}^{OD} = \sqrt{\delta_{aa}^2 + \delta_{bk}^2} \quad (7)$$

iar pentru doza estimată:

$$\delta_{tot}^{DOS} = \sqrt{\delta_{tt}^2 + \delta_{bd}^2 + \delta_{id}^2} \quad (8)$$

unde δ_{xx} sunt incertitudinile induse de: unghiul mediu de împrăștiere (*aa*), scăderea fondului (*bk*), grosimea țintei (*tt*), diametrul fasciculului (*bd*) și respectiv doza integrată (*id*).

2.2.2.2 Rezultate și discuții

În analiză au fost prelucrate depunerea de energie în stratul activ, doza și densitatea optică a fiecărui RCF din pachetul de RCF-uri.

Pentru a furniza expresii funcționale ale curbelor de calibrare, au fost combinate datele din toate straturile pentru fiecare tip de RCF, așa cum se poate vedea în Figura 2.8. Aici, doza totală versus densitatea optică a fost fitată cu o funcție polinomială:

$$F(OD) = \sum_{j} a_{j} OD^{j} \quad (9)$$

Graficele din Figura 2.8 arată totodată și răspunsul RCF-urilor în apropiere de zona de saturare și de regiunea de dozei mici.



Figura 2.8. Fitare globală a datelor obținute din toate straturile RCF HD-V2 (stânga) și RCF MD-V3 (dreapta).

2.2.3 Caracterizarea protonilor în experimentele de accelerare cu laser

O configurație bazată pe un pachet cu mai multe straturi RCF poate măsura divergența și spectrul energetic al protonilor generați în interacțiile laser-plasmă. Fiecare strat activ corespunde unei energii specifice a protonilor, și anume cea dată de peak-ul Bragg. Spectrul de protoni este deconvolutat cu o

procedură de minimizare începând de la straturile cele mai din spate din pachet. După cum este descris în referințele [49, 58], energia totală depusă într-un anumit strat RCF este convoluția spectrului cu funcția de răspuns a RCF-urilor:

$$E_{tot}(i) = \int_{E'_{min}}^{E'_{max}} \frac{dN(E')}{dE'} E_{dep}(i, E') dE' \quad (10)$$

unde dN/dE este spectrul numărului de particule pe unitatea de energie și E_{dep} este pierderea de energie calculată pentru un proton cu energia E într-un strat dat i al pachetului. E_{dep} poate fi estimat pentru o configurație dată a pachetului cu un cod de propagare a particulelor, cum ar fi SRIM sau GEANT4 [59], iar E_{tot} pentru un strat dat i este comparat cu datele experimentale din punct de vedere al densității optice, deoarece E_{tot} este legat de doză, definită în Ecuația 9 în termeni de OD. Integrala calculează $E_{tot}(i)$ pentru intervalul $[E'_{min}, E_{max}]$, unde E'_{min} este energia minimă a protonilor necesară pentru a ajunge la stratul i, iar E_{max} este energia maximă a unui proton la care acesta nu iese din stratul i. Minimizând diferența dintre aceste două cantități poate fi obținută expresia spectrului energetic al ionilor accelerați cu laserul, dN/dE. Pentru a furniza această expresie, procedura presupune un comportament a-priori al spectrului protonilor; diferite expresii sunt prezentate în [49, 60].

2.2.4 Concluzii

În acest capitol am prezentat un experiment de împrăștiere cu protoni monoenergetici accelerați cu acceleratorul electrostatic TANDEM 9 MV al IFIN-HH pentru calibrarea a două tipuri de RCF: HD-V2 și MD-V3. Datorită dependenței unghiulare a secțiunii eficace de împrăștiere a protonilor, configurația experimentală reușește să furnizeze o gamă largă de doze într-o singură sesiune de expunere. În analiza datelor obținute, au fost luate în considerare principalele incertitudini sistematice care au influențat rezultatele, iar curbele de calibrare au fost obținute pentru a fi utilizate în reconstrucția fasciculelor de protoni obținuți în experimentele laser-plasmă, folosind o configurație în care mai multe RCF-uri sunt așezate într-un pachet.

Capitolul 3

Caracterizarea protonilor bazată pe popularea și dezexcitarea de stări izomere nucleare – spectroscopie gamma

În acest capitol este prezentată o metodă de caracterizare a pulsurilor de protoni accelerați cu laserul ce are la bază popularea de izomeri nucleari în ținte secundare și măsurarea in-situ a dezexcitării γ a produșilor de reacție folosind scintilatori LaBr₃:Ce. Din multe puncte de vedere este similară cu tehnicile de activare nucleară utilizate pe scară largă, cum ar fi NATALIE, un sistem dezvoltat la Centrul de studii nucleare Bordeaux Gradignan - CENBG [61], bazat pe dezintegrarea β + și măsurători în coincidență ale gammelor de 511 keV rezultate din anihilarea pozitronilor sau NAIS - spectroscopie imagistică bazată pe activarea nucleară, ce are la bazată autoradiografia de folii activate folosind detectori IP [62], cu excepția faptului că, eliminând timpul de transport al probelor iradiate până la poziția detectorului gamma, poate fi utilizată în aplicații cu lasere cu rată de repetiție mare. Rezultate preliminare sunt raportate în [63, 64], acestea arată că, cu pulsuri laser puțin sub PW, folosind o ecranare potrivită, pot fi măsurate stări izomere cu durată de viață de milisecunde și chiar zeci de microsecunde.

Fezabilitatea metodei pentru pulsuri laser multi-PW este demonstrată experimental în această teză utilizând dezexcitarea γ indusă a izomerului ^{109m}In cu nivelul de energie E_{lev} =649.7 keV și timp de înjumătățite T_{1/2}=80.4s produs în reacția ^{108...116}Cd + p \rightarrow ^{109m}In + *x*n și a izomerului ^{90m}Nb cu nivelul de energie E_{lev} =124.7 keV, T_{1/2}=18.8s, produs în reacția ^{90...96}Zr + p \rightarrow ^{90m}Nb + xn, la *Center for Relativistic Laser Science from Institute for Basic Science* - CoReLS / IBS - facilitatea laser de 4 PW, Gwangju, Coreea de Sud [65, 66]. Capacitatea de a măsura simultan mai mulți izomeri permite extragerea de informații cantitative despre distribuția energetică și spațială, precum și despre compoziția pulsurilor de protoni accelerați, dacă mai mulți detectori, amplasați la unghiuri diferite, sunt folosiți simultan.

3.1 Descrierea metodei

Această metodă reprezintă o tehnică de măsurare cvasi-online care poate fi utilizată pentru a măsura particulele accelerate în interacția laserelor de mare putere cu o țintă primară. Particulele accelerate interacționează cu o țintă secundară (sau un pachet de ținte secundare) unde induc reacții nucleare și populează stări izomere [64]. În timpul dezexcitării stărilor izomere de interes, sunt emise raze γ întârziate care sunt măsurate in-situ folosind detectori cu caracteristici adecvate (o primă

încercare de spectroscopie gamma in-situ poate fi găsită în [67]). Utilizând aceste măsurători se poate determina numărul de particule care lovesc ținta secundară și pe baza calculului pierderii de energie a particulelor în ținta secundară, poate fi estimată energia particulelor, cu rezoluție reglabilă, conform configurației țintei secundare. Distribuția spațială a particulelor poate fi, de asemenea, investigată utilizând o configurație de detecție care constă în mai mulți detectori plasați în jurul țintei secundare (pachetului de ținte secundare) sau prin plasarea mai multor ținte la diferite unghiuri.

3.2 Teste și aranjamentul experimental

3.2.1 Sistemul de detecție – descriere și caracterizare

Sistemul de detecție este compus dintr-un cristal scintilator LaBr₃:Ce (cilindru cu diametrul de 1,5" și înălțimea de 1.5") cuplat cu un tub fotomultiplicator (PMT) care este conectat cu un digitizor. Ansamblul detectorului a fost montat într-o incintă cu aer (*air bubble*) cu ajutorul unui suport special conceput (vezi Figura 3.1).



Figura 3.1: Ansamblul detectorului LaBr₃:Ce. Detectorul este compus dintr-un cristal scintilator LaBr₃:Ce (cilindru de diametru 1,5'' x înălțime 1.5'') cuplat cu un tub fotomultiplicator, ambele montate într-o incintă cu aer.

Incinta cu aer este folosită pentru a evita supraîncălzirea electronicii detectorului (mai precis divizorul de tensiune instalat la capătul PMT în interiorul incintei cu aer, vezi Figura 3.1), dat fiind că, pentru această tehnică de detecție, detectorul trebuie utilizat în vid. Semnalele electrice colectate de la detector sunt convertite într-un semnal digital utilizând un modul digitizor CAEN, controlul și citirea datelor cu ajutorul unui PC realizându-se cu software-ul de achiziție COMPASS [68].

Rezoluția și eficacitatea detectorului

Rezoluția și eficacitatea sunt caracteristici foarte importante ale unui sistem de detecție. Pentru a le determina au fost utilizate două surse standard de calibrare gamma, ⁶⁰Co și ¹⁵²Eu. Peak-urile gamma măsurate au fost fitate cu funcția Gauss și a fost determinată rezoluția relativă ($\Delta E_{FWHM}/E_{\gamma}$). Acesta variază între 2,8% la energia maximă măsurată (1332,5 keV) și 12,4% la energia minimă măsurată (122 keV).

Un rol cheie îl joacă estimarea eficacității detectorului, deoarece determinarea numărului total de raze γ emise din ținta secundară depinde de aceasta. Pentru a determina cu precizie înaltă eficacitatea detectorului pentru fiecare strat al țintei secundare (Cd, Al, Zr, cu o grosime totală de 3,32 mm), am folosit GEANT4.

În plus, pentru a verifica precizia simulării, măsurarea făcută utilizând sursa radioactivă punctiformă ¹⁵²Eu (activitate Λ =450,6132 kBq, timp de achiziție 1200 s) a fost comparată cu o simulare GEANT4, utilizând aceeași configurație. A fost observat un acord bun, validând rezultatele simulării, după aplicarea unui factor de corecție global *f*=0,846 rezultatelor simulării, factor datorat mai multor incertitudini sistematice.

3.2.2 Selecția țintelor secundare

În studiul actual, metoda a fost aplicată pentru diagnoza de protoni accelerați cu laserul. Au fost folosite ținte secundare din Cd și Zr natural, vizând popularea de stări izomere în izotopii In și Nb. Utilizarea de Cd și Zr natural a asigurat popularea unui număr de stări izomere nucleare, ce acoperă o gamă largă de timpi de înjumătățire și energii ale razelor γ întârziate [70].

Reacțiile induse de protoni într-o țintă de Cd natural (^{108...116}Cd) duc la popularea de stări izomere în ¹⁰⁹In prin diferite canale de reacție (^{108...116}Cd + p \rightarrow ^{109m}In + *x*n, *E*_{*lev*}=649.7 keV, T_{1/2}=80.4 s). Prin utilizarea țintei de Zr natural (^{90...96}Zr) poate fi accesată starea izomeră de 124,7 keV în ⁹⁰Nb (^{90...96}Zr + p \rightarrow ^{90m}Nb + xn, *E*_{*lev*}=124.7 keV, T_{1/2}=18.8 s).

Secțiunea eficace pentru canalele de reacție de mai sus a fost calculată utilizând codul TALYS [69] pentru o gamă largă de energii inițiale ale protonilor (0-150 MeV). Dezexcitarea tuturor acestor izomeri are loc printr-o tranziție izomeră, ceea ce înseamnă că nu există nici o competiție cu dezintegrarea beta (sau captură de electroni). Cu toate acestea, nu toate stările izomere vor emite radiație gamma, datorită mecanismului de conversie internă, caracterizat prin coeficientul α [71, 72].

În toate reacțiile menționate, numărul atomic al izomerilor produși este mai mare (cu 1) comparativ cu numărul atomic al țintei, așadar reacțiile induse de electroni sau gamma sunt excluse.

3.2.3 Aranjamentul experimental

Configurația experimentală este prezentată în Figura 3.2. Pulsurile laser folosite pentru acest experiment au fost orientate pe suprafața țintei la un unghi de incidență de 5° în raport cu incidența normală. Protonii multi-MeV au fost produși și ciocniți cu o țintă secundară compusă din mai multe materiale, poziționată la un unghi de incidență de 15° în raport cu incidența normală a țintei primare.

Pachetul de ținte secundare a avut o suprafață de 50 x 50 mm² și era compus din diferite materiale cu grosimi diferite (1,1 mm Cd, 2 mm Al și 1,22 mm Zr). Pentru reacțiile induse de protoni

în stratul de Cd, pragul de energie al protonilor incidenți este direct legat de secțiunea eficace în funcție de energia de reacție. În cazul stratului de Zr, pentru configurația aleasă a țintei secundare, pragul de energie este de 32 MeV așa cum ne arata calculele făcute cu modelul pentru de putere de stopare și parcurs ATIMA 1.2 [73] implementat în LISE ++ [74].



Figura 3.2: Configurație experimentală schematică utilizată la facilitatea laser CoReLS/IBS - 4 PW. Fasciculul laser focalizat (orientat pe suprafața țintei la un unghi de incidență de 5° față de incidența normală) lovește ținta primară, montată într-un suport cu mai multe ținte. Spectrometrele de protoni Parabola Thomson (TP) au fost instalate pe direcția înainte și înapoi, așa cum se poate vedea în imagine.

Protonii accelerați au fost caracterizați în timpul aceluiași puls laser și din punct de vedere al distribuției de energie prin utilizarea mai multor spectrometre Parabola Thomson (TP) plasate la diferite unghiuri, așa cum este descris în Figura 3.2. Pachetul de ținte secundare a fost plasat la jumătatea unghiului dintre TP2 și TP3 astfel încât măsurătorile cu cele două tipuri de diagnoză să nu se perturbe reciproc. Media energiilor maxime ale protonilor măsurate pentru fiecare puls cu aceste două spectrometre Parabola Thomson va fi notată ca E_p în cele ce urmează.

3.3 Spectre energetice ale razelor γ – rezultate preliminare

Analiza datelor a fost făcută în ROOT. Primul lucru observat în timpul analizei datelor a fost timpul de recuperare foarte lung al detectorului după anumite pulsuri laser (până la 10 secunde). De asemenea, în cazul majorității pulsurilor, am observat o variație a energiei în funcție de timp (vezi Figura 3.3). Acești doi factori duc la pierderea datelor asociate cu izomerii de viață scurtă. Pentru a minimiza întârzierea dintre momentul în care interacționează pulsul laser și datele utile înregistrate, am

dezvoltat în ROOT un algoritm pentru a corecta variația energiei în timp. Algoritmul se bazează pe fitarea curbei de energie în histograma bidimensională brută (vezi Figura 3.3) și prin aplicarea factorilor de corecție pentru a genera o nouă histogramă bidimensională corectată (vezi Figura 3.4). Același algoritm include și calibrarea în energie, bazată pe peak-ul de anihilare de 511 keV, și astfel analiza devine independentă de modificările de configurație (atenuatori, Vpp etc.).



Figura 3.3: Histogramă bidimensională brută (energie, timp) obținută experimental utilizând sistemul de detecție LaBr₃:Ce. Distribuțiile arată razele γ detectate într-un interval de până la 120 s, înainte și după pulsul laser (momentul interacției pulsului laser: 27.2s)



Figura 3.4: Aceleași date experimentale ca în Figura 3.3 după aplicarea algoritmului de corecție, care include și calibrarea în energie. Săgețile indică cele 4 ferestre de timp utilizate în analiza datelor pentru generarea spectrelor gamma unidimensionale.

Pentru a măsura numărul de raze gamma detectate, de o anumită energie, proiecția pe axa y a histogramelor bidimensionale a fost făcută cu timpi de integrare diferiți (vezi Figura 3.4). Pentru fiecare puls s-au făcut patru proiecții cu patru ferestre de timpi de integrare t_m diferiți. Numărul total de γ emis pentru fiecare dezexcitare de stare izomeră (N_0) a fost calculat folosind următoarea formulă:

$$N_{0} = \frac{N_{\gamma m}}{e^{-\frac{\ln(2)}{T_{1/2}}t_{del}} \cdot \left(1 - e^{-\frac{\ln(2)}{T_{1/2}}t_{m}}\right)} \cdot \left(\frac{1}{\varepsilon^{(det.)}}\right) \quad (11)$$

unde $N_{\gamma m}$ este numărul de raze γ măsurate experimental pentru o stare izomeră populată de un anumit puls laser, $T_{1/2}$ este timpul de înjumătățire al izomerului, t_{del} este timpul de întârziere de la t_0 (momentul în care a fost tras pulsul laser) la punctul în care începe măsurarea iar t_m este timpul de integrare. $N_{\gamma m}$ se obține prin fitare cu Gaussiană și scăderea fondului, în spectrele gamma unidimensionale (proiectate). Prin integrarea pe intervale de timp diferite, se poate verifica acuratețea metodei de fitare. Dacă integrarea peak-ului este bună și toți ceilalți parametri sunt corecți, pentru un izomer dat, obținut cu un singur puls laser, numărul de raze γ determinat N_0 trebuie să fie aproape constant, independent de timpul de integrare sau timpul la care începe integrarea, afectat doar de fluctuații statistice. Numărul de raze gamma emise de fiecare stare izomeră a fost obținut ca medie a valorilor obținute pentru fiecare fereastră de integrare. Apoi, numărul izomerilor a fost calculat cu relația:

$$Y = N_0^{(av.)}(1+\alpha) \ (12)$$

care rezultă din definiția coeficientului de conversie α ca număr de electroni împărțit la numărul de raze gamma, care au fost emise în tranziție. În Figura 3.5 este prezentat ca exemplu un spectru gamma.



Figura 3.5: Spectru energetic (1 keV pe diviziune) obținut experimental utilizând sistemul de detecție LaBr₃:Ce, timp de integrare de 100 s, după un singur puls. În spectru se pot observa razele gamma provenite din dezexcitarea izomerilor populați de reacții induse de protoni în Zr și Cd și a izomerilor populați de reacții induse de γ în Br.

Pe lângă peak-urile cu γ întârziate care rezultă din reacția ^{108...116}Cd + p \rightarrow ^{109m}In + xn, E_{lev} = 649.7 keV și ^{90...96}Zr + p \rightarrow ^{90m}Nb + xn, E_{lev} =124.7 keV, au fost observate și alte peak-uri γ . După ce am verificat originea peak-urilor γ necunoscute, am constatat că o serie de izomeri sunt populați de reacții induse de γ în Br. Dintre izomerii observați în Figura 3.5 în cele ce urmează ne vom concentra pe doi dintre ei: izomerul ^{109m}In la 649,7 keV produs în folia de Cd și ^{90m}Nb la 124,7 keV (și măsurat prin tranziția de 122,4 keV) produs în folia de Zr.

În timpul analizei datelor am observat că, în cazul pulsurilor în care energia protonilor E_p a fost mare, pentru izomerii ^{90m}Nb (124,7 keV) produși în folia de Zr, numărul total de γ emise (N_0) nu este constant pentru timpi de integrare t_m diferiți (vezi Figura 3.4). Mai precis, acesta crește odată cu timpul de întârziere t_{del} . Verificând originea acestei probleme, am constatat că, dacă protonii incidenți au suficientă energie pentru a ajunge în volumul cristalului scintilator LaBr₃:Ce, aceștia populează stări izomere în ⁷⁹Kr prin reacția ^{79, 81}Br + p \rightarrow ^{79m}Kr + xn. Izomerul ^{79m}Kr are energia de excitare E_{lev} =129.8 keV, astfel, suprapunându-se cu peak-ul γ al izomerului ^{90m}Nb acesta având energia mai mică cu doar 6%, rezoluția energetică a detectorului fiind de 12%. Timpul de înjumătățire al ^{79m}Kr este de 50 s, mai mare decât timpul de înjumătățire al ^{90m}Nb, care este de 18,8 s, acest lucru explicând de ce în acest caz N_0 crește odată cu timpul de înfârziere. Pe baza valorilor secțiunii eficace și a configurației țintei secundare, am calculat că energia minimă a protonilor incidenți pentru a popula starea izomera ^{79m}Kr este de ~ 44 MeV.

Pentru pulsurile în care au fost măsurate energii E_p mari ale protonilor am separat contribuția izomerilor ^{90m}Nb și ^{79m}Kr folosind următoarea procedură bazată pe constantele de dezintegrare cunoscute $\lambda^{(1)} = \frac{ln2}{T_{1/2}^{(90mNb)}}$ și $\lambda^{(2)} = \frac{ln2}{T_{1/2}^{(79mKr)}}$. Dacă notăm cu $Y^{(1)}$ numărul (yield) izomerilor ^{90m}Nb și cu $Y^{(2)}$ numărul izomerilor ^{79m}Kr, numărul teoretic de evenimente $N_i^{(th.)}$ în peak-ul gamma corespunzător ferestrei de integrare cu durata $t_{m,i}$ ce începe în momentul $t_{del,i}$ după pulsul laser poate fi scrisă ca fiind suma:

$$N_i^{(th.)} = Y^{(1)}\tilde{a}_i + Y^{(2)}\tilde{b}_i \quad (13)$$

Unde:

$$\tilde{a}_{i} = e^{-\lambda^{(1)} t_{del,i}} \left(1 - e^{-\lambda^{(1)} t_{m,i}} \right) \varepsilon^{(1)} = a_{i} \varepsilon^{(1)} \quad (14)$$
$$\tilde{b}_{i} = e^{-\lambda^{(2)} t_{del,i}} \left(1 - e^{-\lambda^{(2)} t_{m,i}} \right) \varepsilon^{(2)} = b_{i} \varepsilon^{(2)} \quad (15)$$

În analogie cu relația 11, factorii $\varepsilon^{(1)}$ și $\varepsilon^{(2)}$ sunt legați de eficacitatea de detecție, dar includ și coeficienții de conversie internă $\alpha^{(1)}$ și $\alpha^{(2)}$. În cazul ^{90m}Nb, eficacitatea de detecție gamma $\varepsilon^{(det.)}$ este cea calculată în Capitolul 3.2.1, dat fiind că numărul stărilor izomere este mai mare decât numărul razelor gamma emise, cu factorul $(1 + \alpha^{(1)})$. Prin urmare:

$$\varepsilon^{(1)} = \varepsilon^{(det.)} / (1 + \alpha^{(1)})$$
 (16)

În cazul izomerilor ^{79m}Kr situația este mai complexă, deoarece aceștia se dezexcită în interiorul scintilatorului. Pentru a calcula eficacitatea de detecție gamma în această situație, a fost făcut un nou set de simulări Monte Carlo utilizând GEANT4. În plus, electronii asociați procesului de conversie

internă își depun energia, în interiorul cristalului, în doar câteva zeci de micrometri. Razele X cu energie foarte scăzută care însoțesc electronii de conversie sunt, de asemenea, absorbite local prin intermediul procesului fotoelectric și, prin urmare, în cazul conversiei interne, este generat un semnal cu aceeași amplitudine ca și în cazul detecției gammelor emise de izomeri, dar eficacitatea de detecție este 100%. În consecință, eficacitatea totală pentru detecția dezexcitării izomerice în fotopeak este, în acest caz, suma contribuțiilor razelor gamma și a electronilor de conversie:

$$\epsilon^{(2)} = \epsilon / (1 + \alpha^{(2)}) + \alpha^{(2)} / (1 + \alpha^{(2)}) \quad (17)$$

Cunoscând coeficienții a_i și b_i definiți mai sus pentru mai multe condiții de integrare { $t_{m,i}$, $t_{del,i}$, $i = \overline{1, ..., n}$ }, cele două cantități de interes ($Y^{(1)}$ și $Y^{(2)}$) sunt obținute prin minimizarea lui:

$$\chi^{2} = \sum_{i=1}^{n} \frac{(N_{i} - N_{i}^{(th.)})^{2}}{\sigma_{i}^{2}} \quad (18)$$

unde N_i este numărul de evenimente determinat în urma fitării cu funcția Gauss a peak-ului gamma în spectrul experimental corespunzător acelorași condiții de integrare iar σ_i este eroarea asociată raportată de procedura de fitare.



Figura 3.6: Numărul total de izomeri ^{109m}In, ^{90m}Nb și ^{79m}Kr produși în funcție de energia maximă a protonilor incidenți E_p pentru un număr de 13 pulsuri consecutive.

Așa cum era de așteptat, în cazul pulsurilor cu energii ale protonilor sub 32 MeV nu sunt produși izomeri ^{90m}Nb. Pragul de 44 MeV pentru producția ^{79m}Kr este mai puțin clar observat, ceea ce poate fi explicat de incertitudinea cu care este măsurată energia maxima a protonilor folosind cele două spectrometre TP plasate în stânga și în dreapta detectorului. Dispersia pe verticală a punctelor este, de asemenea, tipică pentru experimentele cu lasere de mare putere și se datorează fluctuației de la un puls la altul a numărului protoni accelerați și a spectrului energetic chiar dacă energia maximă este aceeași.

3.4 Caracterizarea fasciculului de protoni

3.4.1 Calculul numărului de reacții

Numărul de reacții dintr-o țintă subțire se calculează cu relația:

$$N = N_{proj} \frac{\rho_{target}}{\mathcal{M}} t_{target} c_{target} N_A \sigma (E_{proj}) \quad (19)$$

unde N_{proj} este numărul de proiectile, $\sigma(E_{proj})$ este secțiunea eficace de reacție la energia E_{proj} a proiectilului, ρ_{target} , \mathcal{M} , t_{target} , c_{target} sunt densitatea țintei, masa molară, grosimea și concentrația izotopului implicat în reacția considerată. Împreună cu numărul lui Avogadro, N_A , factorul $\frac{\rho_{target}}{\mathcal{M}} t_{target} c_{target} N_A$ reprezintă densitatea superficială a țintei. Formula de mai sus este valabilă pentru o țintă foarte subțire, astfel încât E_{proj} este constant pe toată grosimea țintei.

În cazul unei ținte groase, dacă proiectilul este o particulă încărcată și energia sa scade de la E_{proj}^{inc} la E_{proj}^{out} , trebuie să folosim puterea de stopare a proiectilului $P(E_{proj})$ în țintă, pentru a obține numărul lor.

Neglijând fenomenele de straggling unghiular și al energiei asociate puterii de stopare, putem defini funcția:

$$E_{proj}(t) = \begin{cases} E_{proj}^{inc} & t = 0\\ E_{proj}(t) & (20)\\ E_{proj}^{out} & t = t_{target} \end{cases}$$

reprezentând energia proiectilului la adâncimea t în interiorul țintei. Deci, integrând ecuația (19) în funcție grosimea țintei se obține:

$$N = \int_{0}^{t_{target}} dt \, N_{proj} C\sigma \big(E_{proj}(t) \big) \quad (21)$$

unde este introdusă următoarea constantă:

$$C = \frac{\rho_{target}}{\mathcal{M}} c_{target} N_A \quad (22)$$

3.4.2 Determinarea numărului de proiectile incidente

Problema pe care trebuie să o rezolvăm este determinarea distribuției energetice a particulelor incidente cunoscând câteva numere de reacții măsurate (numere de izomeri produși) $Y^{(1)}, Y^{(2)}, ..., Y^{(i)}, ..., Y^{(k)}$, fiecare corespunzând unor condiții experimentale bine definite în ceea ce privește grosimea și compoziția țintei, precum și cunoștințele despre puterea de stopare a proiectilului

 $P(E_{proj})$ implicată și a secțiunii eficace $\sigma^{(i)}(E_{proj})$ pentru fiecare tip de reacție. Evident, nu este posibil să se deducă o distribuție arbitrară a particulelor incidente $\mathfrak{D}(E_{proj}^{inc})$ rezolvând k ecuații. Cu toate acestea, informațiile regăsite în numerele de reacții măsurate pot fi utilizate în diferite abordări, cum ar fi:

- a) $\mathfrak{D}(E_{proj}^{inc})$ este aproximat de o funcție cu câțiva parametri care pot fi obținuți într-o procedură de fitare. De exemplu, spectrul energetic al ionilor în TNSA este descris de 3 parametri: temperatură, energie maximă și amplitudine
- b) un anumit domeniu de energii incidente poate fi împărțit în k intervale definite de $\{E_{inc}^{j}, j = \overline{0, k}\}$ și presupunând că distribuția incidentă are valoare $D^{(j)}$ constantă în fiecare interval. Numărul de reacții de fiecare tip poate fi scris:

$$Y^{(i)} = C^{(i)} \sum_{j=1}^{j=k} D^{(j)} F^{(i,j)}$$
(23)

Unde matricea $F^{(i,j)}$ este definită ca:

$$F^{(i,j)} = \int_{E_{inc}^{j-1}}^{E_{inc}^{j}} dE_{proj}^{inc} \int_{E_{proj}^{out}(E_{proj}^{inc}, t_{target})}^{E_{proj}^{inc}} dE_{proj} \frac{1}{P(E_{proj})} \sigma^{(i)}(E_{proj})$$
(24)

și poate fi calculată numeric, luând în considerare, dacă este necesar, structura stratificată a țintei.

Pe baza rezultatelor prezentate în Figura 3.6, folosind metoda b) descrisă mai sus, s-a determinat numărul de protoni per puls, în trei intervale diferite:

1) $D^{(1)}$ - de la 14 MeV la 32 MeV corespunzător reacțiilor ce au loc doar în stratul de Cd,

2) $D^{(2)}$ - de la 32 MeV la 45 MeV corespunzător reacțiilor cu secțiune eficace mare în stratul de Zr; cu toate acestea, protonii cu energii în acest interval vor produce, de asemenea, ^{109m}In în stratul de Cd, dar nu și în scintilator

3) $D^{(3)}$ - de la 45 MeV la 56 MeV corespunzător reacțiilor ce au loc în scintilator, dar de asemenea, cu o secțiune eficace mai mică, și în straturile de Cd și Zr.

Rezultatele prezentate în Figura 3.7 sunt de la aceleași pulsuri laser prezentate în secțiunea 3.3. Aceste valori ale numărului de protoni produși sunt integrate în funcție de unghiul solid acoperit de sistemul de detecție care este de 9.61×10^{-3} Sr cu centrul poziționat la 15° în raport cu direcția laserului incident. Prin urmare, ei reprezintă doar o mică parte din totalul protonilor accelerați în puls. Când numărul de protoni determinat este împărțit la unghiul solid, se poate observa o bună corelație cu alte rezultate prezentate în literatură (luând în considerare poziția pachetului de ținte secundare), pentru numărul de protoni accelerați cu laserul, măsurat cu tehnici complementare [3]. Caracteristica remarcabilă a datelor din Figura 3.7 este scăderea numărului de protoni în primul interval energetic atunci când energia maximă a protonilor este de peste 55 MeV. Luând în considerare lărgimea domeniului de energii a fiecărui interval, rezultatul sugerează că s-a atins un efect de saturație al factorului de conversie de la energia laser la energiile de protoni. Cu cât numărul de protoni de energie mare este mai ridicat, nu numai că scade numărul de protoni de energie mică, ci și numărul total de protoni. Evident, sunt necesare mai multe date experimentale pentru a trage o concluzie.



Figura 3.7: Numărul de protoni per puls, în cele trei intervale, $D^{(1)}$, $D^{(2)}$ și $D^{(3)}$ definite în text, în funcție de energia maximă a protonilor incidenți E_p .

3.5 Timpul de recuperare al detectorului

În timpul analizei datelor, în cazul anumitor pulsuri (celor cu energie ridicată) a fost observat un timp de recuperare foarte lung al detectorului, când detectorul este saturat și nu poate detecta nimic, urmat de o creștere lentă a amplitudinii semnalului până la o valoare mai mare decât cea nominală (stabilă). În unele cazuri, recuperarea durează chiar mai mult de 10 secunde (a se vedea Capitolul 3.3, Figurile 3.3, 3.4). Pentru a identifica sursa timpului de recuperare lung al detectorului, au fost testate cele două componente majore ale detectorului, PMT (cuplat cu electronica detectorului) și cristalul scintilator LaBr₃:Ce [75].

Pentru testele PMT, a fost făcut un experiment folosind un fascicul laser de 532 nm cu durată de puls de 6 ns și energie \geq 200 mJ [76]. Rezultatele testelor arată că după ce PMT primește un puls de lumină puternic (170 mJ energie, 6 ns durată de puls), cu mult peste limita sa de saturare, timpul de recuperare al PMT este sub 1 µs, ceea ce indică faptul că timpul lung de recuperare al detectorul nu se datorează PMT-ului.

Cristalul scintilator LaBr₃:Ce a fost testat la acceleratorul de electroni ALID 7 [77, 78] de la Institutul Național pentru Fizica Laserilor, Plasmei și Radiației (INFLPR) [79] folosind radiație de frânare (bremsstrahlung), obținută în urma interacției unui fasciculul de electroni de 6 MeV cu o țintă de Cu (5 mm grosime). În timpul testelor a fost înregistrată o emisie de lumină de lungă durată a cristalului scintilator LaBr₃:Ce, de până la 80 µs. Acest rezultat este în concordanță cu studiul efectuat în referința [64], unde două fitări exponențiale ale fosforescenței au indicat o componentă cu timp de înjumătățire de 18 µs și o a doua componentă cu timp de înjumătățire de 266 µs. Un studiu mai detaliat al mecanismelor de scintilație este prezentat în referința [80], care confirmă faptul că scintilatorii din clasa din care face parte LaBr₃:Ce au, pe lângă componenta rapidă de zeci de nanosecunde, diverse mecanisme de captare a electronilor și goluri formate în structura cristalină care sunt responsabile pentru emisii întârziate.

3.6 Concluzii

În acest capitol este prezentată o metodă de caracterizare a pulsurilor de protoni accelerați cu laserul ce are la bază producerea de izomeri nucleari în ținte secundare și măsurarea in-situ a dezexcitării γ a produșilor de reacție folosind detectori cu scintilatori LaBr₃:Ce. Fezabilitatea metodei pentru a măsura pulsuri de protoni accelerați cu laserul a fost demonstrată experimental, folosind dezexcitarea γ indusă a ^{110...114}Cd + p \rightarrow ^{109...113m}In + *x*n, nivel de energie E_{lev} =649.7 keV, T_{1/2}=80.4 s și ^{90...96}Zr + p \rightarrow ^{90m}Nb + n, nivel de energie E_{lev} =124.7 keV, T_{1/2}=18.8 s, la facilitatea laser de 4 PW CoReLS/IBS, Gwangju, Coreea de Sud. Rezultatele preliminare sunt în bună concordanță cu ceea ce se așteaptă în urma calculelor efectuate pentru determinarea pierderilor de energie ale protonilor în ținta secundară (pragurile la care protonii pot produce diferite reacții) și a calculelor pentru popularea de stări izomere în ținta secundară. În cazul numărului de protoni determinare folosind această metodă, se poate observa o bună corelație cu alte rezultate prezentate în literatură (luând în considerare poziția pachetului de ținte secundare), pentru numărul de protoni accelerați cu laserul, măsurat cu tehnici complementare.

Sumar și perspective

Această teză își propune să aducă contribuții la cercetarea și dezvoltarea metodelor și detectorilor folosiți pentru caracterizarea pulsurilor de particule generate de interacția laserelor de mare putere cu ținte solide. ELI-NP are caracteristici unice în acest context, în prezent găzduiește cel mai puternic sistem laser din lume (2×10 PW) și promite să împingă limitele cunoașterii în acest domeniu dincolo de ceea ce s-a realizat până acum. În consecință, caracterizarea particulelor accelerate la ELI-NP necesită detectori cu caracteristici unice, care nu sunt disponibili pe piața comercială.

Este cunoscut faptul că interacția pulsurilor laser de mare putere cu ținte solide produce în același timp diferite tipuri de particule încărcate, cu energie ridicată, (protoni, ioni și electroni) și câmpuri electromagnetice de intensitate foarte mare, ce variază de la domeniul undelor radio si Terrahertz până la domeniul razelor X și γ . În cazul ELI-NP, este dificil să fie anticipate cu precizie caracteristicile radiației și ale particulelor generate în urma interacției laserelor cu materia, în această teză au fost folosite extrapolări ale datelor cunoscute și rezultate ale simulărilor PIC.

Dintre metodele folosite în general pentru detectarea particulelor accelerate cu ajutorul cu laserelor, teza se concentrează pe trei dintre ele: detectarea particulelor folosind spectrometrele TP, pachete de RCF și o metodă bazată pe popularea și dezexcitarea de stări izomere nucleare.

Spectrometrele TP dezvoltate în teză au caracteristici unice. Acestea sunt proiectate pentru a măsura protoni cu energii de până la 200 MeV și ioni de carbon cu energii de până la 160 MeV/n, menținând o rezoluție energică bună. Datorită designului optimizat al spectrometrelor TP, rezoluția energetică este sub 3% pentru protoni și sub 2% pentru ionii C⁶⁺, pentru întreg domeniul de energii măsurate. Proiectele au fost dezvoltate pe baza calculelor analitice și a simulărilor cu SIMION. Una dintre configurațiile TP a fost testată cu succes într-un experiment de calibrare la acceleratorul TANDEM 9 MV al IFIN-HH. Pe lângă calculele teoretice și experimentele făcute pentru determinarea valorilor de deflexie a particulelor și a rezoluțiilor spectrometrului, bazat pe distribuția numărului de protoni în funcție de energie, pentru cele mai mari energii obținute experimental până acum și pe baza rezultatelor obținute din simulări PIC, au fost realizate estimări ale semnalului dat de spectrometre și calcule pentru determinarea raportului semnal/zgomot (raport S/N: 7:1). Pe baza acestor calcule a fost găsită cea mai bună soluție pentru alegerea raportului rezoluție/semnal și a soluției pentru ecranarea spectrometrelor, aceasta fiind implementată în proiectarea mecanică a spectrometrelor. În viitor este propus un experiment de calibrare a spectrometrelor la 230 MeV Cyclotron Centre Bronowice.

A doua metodă prezentată, pentru detecția particulelor accelerate cu ajutorul cu laserelor la ELI-NP, se bazează pe pachete de RCF. În această parte a tezei este prezentat un experiment de împrăștiere cu protoni monoenergetici. Experimentul a fost făcut la acceleratorul TANDEM 9 MV al IFIN-HH, pentru calibrarea a două tipuri de RCF: HD-V2 și MD-V3. Chiar dacă în literatură sunt furnizate multe date referitoare la calibrarea RCF pentru protoni (și de producător pentru electroni), nu există o curbă de calibrare universală pentru RCF. În consecință, este obligatorie efectuarea calibrării RCF-urilor pentru același tip de filme care vor fi utilizate în experimentele reale la ELI-NP, cu același scaner, aceiași parametri de scanare, procedură etc. În analiza datelor obținute, a fost acordată o atenție deosebită principalelor incertitudini sistematice care au influențat rezultatele. Au fost determinate curbele de calibrare ce vor fi utilizate pentru o reconstrucție precisă a caracteristicilor fasciculului de protoni obținuți în experimentele cu laser-plasmă la ELI-NP, folosind pachete de RCF. Teza contribuie la dezvoltarea metodei care va fi utilizată pentru caracterizarea fasciculelor de protoni utilizând pachete de RCF la ELI-NP. Mai departe, pe baza expertizei dobândite, vor fi proiectate și construite un suport de RCF și atenuatori, pentru experimentele ce vor avea loc la ELI-NP.

Ultima metodă prezentată în teză se bazează pe producerea de izomeri nucleari în ținte secundare și măsurarea in-situ a dezexcitării γ a produșilor de reacție folosind detectori cu LaBr₃:Ce. Fezabilitatea metodei pentru a măsura protoni accelerați cu laserul a fost demonstrată experimental, folosind dezexcitarea γ indusă a ^{110...114}Cd + p \rightarrow ^{109...113m}In + xn, nivel de energie E_{lev} =649.7 keV, $T_{1/2}$ =80.4 s și ^{90...96}Zr + p → ^{90m}Nb + n, nivel de energie E_{lev} =124.7 keV, $T_{1/2}$ =18.8 s, la facilitatea laser de 4 PW CoReLS/IBS, Gwangju, Coreea de Sud. Această metodă este similară din multe puncte de vedere cu tehnicile de activare nucleară utilizate pe scară largă, cum ar fi NATALIE, un sistem dezvoltat la Centrul de studii nucleare Bordeaux Gradignan - CENBG, bazat pe dezintegrarea β^+ si măsurători în coincidență 511 keV - 511 keV sau NAIS - spectroscopie imagistică bazată pe activarea nucleară, ce are la bazată autoradiografia de folii activate folosind detectori IP, cu excepția faptului că, în cazul nostru, detectorul gamma este plasat în interiorul camerei de interacție. Acest lucru elimină timpul de transport al probei iradiate până poziția detectorului gamma (plasat de obicei în afara camerei de interacție) și face această metodă potrivită pentru măsurători cu rată de repetiție mare. Rezultatele preliminare sunt bună concordanță cu ceea ce se așteaptă în urma calculelor efectuate pentru determinarea pierderilor de energie ale protonilor în ținta secundară și a calculelor pentru popularea stărilor izomere în ținta secundară. În cazul numărului de protoni determinat folosind această metodă, se poate observa o bună corelație cu alte rezultate prezentate în literatură (luând în considerare poziția pachetului de ținte secundare) pentru numărul de protoni accelerați cu laserul, măsurat cu tehnici complementare. Pe lângă peak-urile cu γ întârziate care rezultă dezexcitarea stărilor izomere ^{109m}In $(E_{lev} = 649.7 \text{ keV})$ și ^{90m}Nb $(E_{lev} = 124.7 \text{ keV})$, populate de reacțiile induse de protoni în Cd și Zr, au fost observate și alte peak-uri γ. După ce am verificat originea peak-urilor γ necunoscute, am constatat că o serie de izomeri sunt populați de reacții induse de γ în Br. Am observat că popularea și dezexcitarea stărilor izomere nucleare induse de razele γ în Br pot fi folosite pentru a obține informații despre intensitatea pulsului de raze γ pentru fiecare puls laser și, de asemenea, despre distribuția lui energică, potrivit pragurilor energetice necesare popularii diferitelor stări izomere induse de razele γ în Br. A fost observată o bună corelație între intensitatea peak-ului gamma de 207,6 keV (^{79, 81}Br + $\gamma \rightarrow$ ^{79m}Br + *x*n) și energia maximă a protonilor E_p măsurată cu spectrometre TP, sugerând o legătură strânsă între intensitatea pulsului gamma și mecanismul de accelerare a protonilor.

În timpul analizei datelor, în cazul anumitor pulsuri (celor cu energie ridicată) a fost observat un timp de recuperare foarte lung al detectorului, când detectorul este saturat și nu poate detecta nimic, urmat de o creștere lentă a amplitudinii semnalului până la o valoare mai mare decât cea nominală (stabilă). În unele cazuri, recuperarea durează chiar mai mult de 10 secunde. Pentru a identifica sursa timpului de recuperare lung al detectorului, au fost testate cele două componente majore ale detectorului, PMT (cuplat cu electronica detectorului) și cristalul scintilator LaBr3:Ce. În cazul PMTului, rezultatele testelor au arătat că, după ce PMT primește un puls puternic de lumină, peste limita sa de saturație, timpul de recuperare al PMT-ului este sub 1 µs, ceea ce indică faptul că timpul de recuperare lung al detectorului nu este din cauza PMT. În cazul cristalului scintilator LaBr₃:Ce lucrurile sunt diferite, după ce acesta a fost iradiat cu radiatie de frânare (bremsstrahlung) obtinută în urma interacției unui fascicul de electroni cu o țintă de cupru la acceleratorul de electroni ALID 7 al INFLPR a fost observat un timp de recuperare de 80 µs. Acest rezultat este în concordanță cu studiile prezentate în literatură, care confirmă faptul că clasa de scintilatori din care face parte LaBr₃:Ce are, pe lângă componenta rapidă de zeci de nanosecunde, diverse mecanisme de captură de electroni si goluri formate în structura cristalină care sunt responsabile pentru emisii întârziate (pana la 1090 s). Testele pentru investigarea acestei probleme vor continua, în paralel cu căutarea soluțiilor pentru eliminarea timpului lung de recuperare al detectorului.

Referințe

- [1] M. Nishiuchi et al., "Acceleration of highly charged GeV Fe ions from a low-Z substrate by intense femtosecond laser", Physics of Plasmas, **22**, 2015
- [2] F. Wagner et al., Maximum Proton Energy above 85 MeV from the Relativistic Interaction of Laser Pulses with Micrometer Thick CH2 Targets", Physical Review Letters, 116, 2016
- [3] A. Higginson et al., "Near-100 MeV protons via a laser-driven transparency-enhanced hybrid acceleration scheme" Nature Communications **9**, 2018
- [4] M. Roth et al., "Bright Laser-Driven Neutron Source Based on the Relativistic Transparency of Solids", Physical Review Letters, 110, 2013
- [5] I.S. Anderson et al., "Research opportunities with compact accelerator-driven neutron sources", Physics Reports, 654, 2016
- [6] C. Zulick et al., "Energetic neutron beams generated from femtosecond laser plasma interactions", Applied Physics Letters, 102, 2013
- [7] Y. Arikawa et al., "Efficient and Repetitive Neutron Generation by Double-Laser-Pulse Driven Photonuclear Reaction", Plasma and Fusion Research, **13**, 2015
- [8] F. Negoita et al. "Laser driven nuclear physics at ELI-NP", Romanian Reports in Physics, **68**, Supplement, P. S37–S144, 2016
- [9] Christopher P. Jones et al., "Evaluating laser-driven Bremsstrahlung radiation sources for imagingand analysis of nuclear waste packages", Journal of Hazardous Materials **318**, 2016
- [10] Silvia C. et al., "Gamma-rays from harmonically resonant betatron oscillations in a plasma wake", Nature Physics, 7, 2011
- [11] S. Chen et al., "MeV-Energy X Rays from Inverse Compton Scattering with Laser-Wakefield Accelerated Electrons", Physical Review Letters, 110, 2013
- [12] M. Bobeica et al., "Radioisotope production for medical applications at ELI-NP", Romanian Reports in Physics, 68, Supplement, P. S847–S883, 2016
- [13] T. Asavei et al., "Materials in extreme environments for energy, accelerators and space applications at ELI-NP", Romanian Reports in Physics, **68**, Supplement, P. S275–S347, 2016
- [14] J.C. Fernández et al., "Fast ignition with laser-driven proton and ion beams", International Atomic Energy Agency Nuclear Fusion Nucl. Fusion, 54, 2014
- [15] http://www.eli-np.ro
- [16] P. Gibbon et al., "Short Pulse Laser Interraction with Matter, An Introduction", Imperial College Press, 2015

- [17] A. Macchi et al, "Ion acceleration by superintense laser-plasma interaction", Rev. Mod. Phys., 85, 2013
- [18] A. Macchi et al., "A Review of Laser-Plasma Ion Acceleration", arXiv:1712.06443v1 [physics.plasm-ph], 2017
- [19] S. C. Wilks et al., "Energetic proton generation in ultra-intense laser-solid interactions", Physics of Plasmas, 8, 542, 2001
- [20] K. A. Tanaka et al., "Current status and highlights of the ELI-NP research program", Matter Radiat. Extremes, **5**, 2020
- [21] S. A. Gaillard et al., "Increased laser-accelerated proton energies via direct laser-light-pressure acceleration of electrons in microcone targets", Phys. Plasmas, 18, 2011
- [22] A. Henig et al., "Radiation-Pressure Acceleration of Ion Beams Driven by Circularly Polarized Laser Pulses", Physical Review Letters, 103, 2009
- [23] D. Gwynne et al., "Modified Thomson spectrometer design for high energy, multi-species ion sources", Review of Scientific Instruments, 85, 2014
- [24] D. Jung et al., "Development of a high resolution and high dispersion Thomson parabola", Review of Scientific Instruments, 82, 2011
- [25] J.J. Thomson "Rays of positive electricity", Phil Mag, S. 6, No 122, 21, 1911
- [26] R. Prasad et al., "Calibration of Thomson parabola—MCP assembly for multi-MeV ion spectroscopy", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 623, 2010
- [27] P. Bolton et al., "Instrumentation for diagnostics and control of laser-accelerated proton (ion) Beams", Physica Medica, October, 2013
- [28] L. Torrisi et al., "Compact Thomson parabola spectrometer for fast diagnostics of different intensity laser-generated plasmas", PHYSICAL REVIEW ACCELERATORS AND BEAMS, 22, 2019
- [29] F. Schillaci et al., "Calibration and energy resolution study of a high dispersive power Thomson Parabola Spectrometer with monochromatic proton beams", Journal of Instrumentation, 9, 2014
- [30] P. G. A. Cirrone et al., "A new Thomson Spectrometer for high energy laser-driven beams diagnostic", Journal of Instrumentation, 9, 2014
- [31] K. Michel et al., "Development and calibration of a Thomson parabola with microchannel plate for the detection of laser-accelerated MeV ions", 79, 2008
- [32] S. Gales et al., "The extreme light infrastructure-nuclear physics (ELI-NP) facility: new horizons in physics with 10 PW ultra-intense lasers and 20 MeV brilliant gamma beams", Rep. Prog. Phys., 81, 2018
- [33] D. Ursescu et al., "Laser Beam Delivery at ELI-NP", Romanian Reports in Physics, Vol. 68, Supplement, P. S11–S36, 2016
- [34] https://simion.com
- [35] M. J. Mead et. al., Electromagnetic pulse generation within a petawatt laser target chamber", Review of Scientific Instruments, no. 10, 75, 2004

- [36] F. Consoli et al., "Laser produced electromagnetic pulses: generation, detection and mitigation", High Power Laser Science and Engineering, 8, 2020
- [37] A. Mančić et al., "Absolute calibration of photostimulable image plate detectors used as (0.5-20 MeV) high- energy proton detectors", Review of Scientific Instruments, 79, 2008
- [38] A. Alejo et al, "High resolution Thomson Parabola Spectrometer for full spectral capture of multispecies ion beams", Review of Scientific Instruments, **87**, 2016
- [39] J. Teng et al., "A compact high resolution Thomson parabola spectrometer based on Halbach dipole magnets", Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A 935, 2019
- [40] J. A. Cobble et al., "High-resolution Thomson parabola for ion analysis", Review of Scientific Instruments, 82, 2011
- [41] N. Sinenian et al., "The response of CR-39 nuclear track detector to 1–9 MeV protons", Review of Scientific Instruments, 82, 2011
- [42] https://www.carestream.com
- [43] C. G. Freeman et al, "Calibration of a Thomson parabola ion spectrometer and Fujifilm imaging plate detectors for protons, deuterons, and alpha particles", Review of Scientific Instruments, 82, 2011
- [44] L. Tudor et al., "The design of a proton spectrometer for 60-200 MeV energy range", U.P.B. Scientific Bulletin Series A, 79, Iss. 4, 2017
- [45] Helmuth S., "Introduction to Radiation Detectors and Electronics", 1999
- [46] K. Nakamura et al., "Electron beam charge diagnostics for laser plasma accelerators", Physical Review Special Topics–Accelerators and Beams, 14, 2011
- [47] https://www.schott.com
- [48] https://www.pco.de
- [49] F. Nürnberg et al., "Radiochromic film imaging spectroscopy of laser-accelerated proton beams", Review of Scientific Instruments, 80, 2009
- [50] W. McLaughlin et al., "Radiochromic Solid State Polymerization Reaction, Irradiation of Polymers, American Chemical Society", 1996
- [51] A. S. Cucoanes et al., "Radiochromic film calibration at 9 MV accelerator of IFIN-HH", Proceedings of the Romanian Academy, Series A, 20, 2019
- [52] https://www.ashland.com/products/gafchromic-radiotherapy-films
- [53] D. G. Ghita et al., "Improvements of the research infrastructure at the tandem laboratory in IFIN-HH", AIP Conf. Proc. 1525, 208, 2013
- [54] W. S. Rasband, "ImageJ, U.S. National Institutes of Health, Bethesda, Maryland, USA". See also: https://imagej.nih.gov/ij/
- [55] R. Brunand et al., "ROOT-An Object Oriented Data Analysis Framework, Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne", 1996, Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A 389, 1997. See also http://root.cern.ch
- [56] J. F. Ziegler et al., "SRIM-The stopping and range of ions in matter", Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. B **268**, 2010

- [57] J. W. Mayer et al., "Ion Beam Handbook for Material Analysis, Academic Press, New York", 1977
- [58] M. Schollmeier et al., "Improved spectral data unfolding for radiochromic film imaging spectroscopy of laser-accelerated proton beams", Rev. of Sci. Instr. **85**, 2014
- [59] S. Agostinelli et al., "Geant4 a simulation toolkit", Nucl. Inst. & Meth. In Phys. Res. A, 506, 2003
- [60] J. Fuchs et al., "Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase", Nature Physics, 2, 2006
- [61] M. Tarisien et al., "NATALIE: A 32 detector integrated acquisition system to characterize laser produced energetic particles with nuclear techniques", Review of Scientific Instruments, 82, 2011
- [62] M. M. Günther et al. "NAIS: Nuclear activation-based imaging spectroscopy" Review of Scientific Instruments, 84, 2013
- [63] F. Negoita et al., "Perspectives for neutron and gamma spectroscopy in high power laser driven experiments at ELI-NP", AIP Conference Proceedings, **1645**, 2015
- [64] M. Tarisien et al., "Scintillators in High-Power Laser-Driven Experiments" IEEE Transactions on Nuclear Science, 65, no. 8, 2018
- [65] J. H. Sung et al., "0.1 Hz 1.0 PW Ti:sapphire laser", Optics Letters, 35, 2010
- [66] J. H. Sung et al., "4.2 PW, 20 fs Ti:sapphire laser at 0.1 Hz", Optics Letters, 42, 2017
- [67] R. J. Clarke et al., "Detection of short lived radioisotopes as a fast diagnostic for intense lasersolid Interactions", Applied Physics Letters, 89, 2006
- [68] https://www.caen.it
- [69] A. J. Koning et al., "Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology" 211, 2008
- [70] https://www.nndc.bnl.gov
- [71] http://bricc.anu.edu.au/index.php
- [72] T. Kibédi, et al., "Evaluation of theoretical conversion coefficients using BrIcc' Nucl. Instr. and Meth. A" 589, 2008
- [73] http://web-docs.gsi.de/~weick/atima
- [74] http://lise.nscl.msu.edu
- [75] https://www.crystals.saint-gobain.com/products/standard-and-enhanced-lanthanum-bromide
- [76] https://www.quantel-laser.com/en/products/item/q-smart-450-mj-.html
- [77] D. Ticoş et al., "Complementary dosimetry for a 6 MeV electron beam", Results in Physics, 14, 2019
- [78] http://ale.inflpr.ro/index_files/Facilitati.htm
- [79] http://www.inflpr.ro
- [80] O. Sellès, "Halogénures de lanthane dopés cérium Des scintillateurs rapides pour l'imagerie médicale," Ph.D. dissertation, Dept. ENSCP, Univ. Paris VI, Paris, France, 2006

Publicații în reviste indexate ISI

- K. A. Tanaka, K. M. Spohr, D. L. Balabanski, S. Balascuta, L. Capponi, M. O. Cernaianu, M. Cuciuc, A. Cucoanes, I. Dancus, A. Dhal, B. Diaconescu, D. Doria, P. Ghenuche, D. G. Ghita, S. Kisyov, V. Nastasa, J. F. Ong, F. Rotaru, D. Sangwan, P.-A. Söderström, D. Stutman, G. Suliman, O. Tesileanu, <u>L. Tudor</u>, N. Tsoneva, C. A. Ur, D. Ursescu, and N. V. Zamfir, "Current status and highlights of the ELI-NP research program", Matter Radiat. Extremes 5, 024402, 2020;
- A. S. Cucoanes, M. Gugiu, F. Rotaru, F. Negoita, <u>L. Tudor</u>, S. Kisyov, C. Manailescu, V. Nastasa, "RADIOCHROMIC FILM CALIBRATION AT 9 MV ACCELERATOR OF IFIN-HH", PROCEEDINGS OF THE ROMANIAN ACADEMY, Series A, Volume 20, Number 1/2019, pp. 29–36, 2019;
- M. Tarisien, J. L. Henares, C. Baccou, T. Bonnet, F. Boulay, F. Gobet, M. Gugiu, F. Hannachi, S. Kisyov, C. Manailescu, V. Meot, F. Negoita, X. Raymond, G. Revet, <u>L. Tudor</u>, M. Versteegen "Scintillators in High-Power Laser-Driven Experiments, "IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, VOL. 65, NO. 8, 2018
- L. Tudor, F. Negoita, D. Stutman, C. A. Ur, M. Gugiu, A. Cucoanes, F. Rotaru, C. Manailescu, S. Kisyov, "The design of a Proton Spectrometer for 60-200 MeV energy range", U.P.B. Sci. Bull. Series A, Vol. 79, Iss. 4, 2017

Mulțumiri

Vreau să le mulțumesc tuturor colegilor și colaboratorilor mei care m-au susținut pe toată durata tezei de doctorat, fără de care nu aș fi putut ajunge în acest punct.

În primul rând, aș dori să-i mulțumesc coordonatorului meu, Dr. Călin A. Ur, care mi-a oferit posibilitatea de a studia și de a mă dezvolta profesional și personal la Extreme Light Infrastructure Nuclear Physics (ELI-NP), facilitatea care găzduiește în prezent cel mai puternic laser din lume.

Mulțumiri speciale și Dr. Florin Negoiță, care m-a îndrumat cu atenție pe tot parcursul perioadei tezei de doctorat și m-a susținut cu tot ce am avut nevoie.

De asemenea, îi sunt recunoscător Dr. Il Woo Choi și membrilor echipei implicați, pentru sprijinul oferit în timpul experimentului efectuat la Center for Relativistic Laser Science from Institute for Basic Science - CoReLS / IBS - facilitatea laser de 4 PW, Gwangju, Coreea de Sud.

Multe mulțumiri Dr. Călălin Ticoș pentru oportunitatea de a utiliza acceleratorul de electroni ALID 7 de la Institutul Național pentru Fizica Laserilor, Plasmei și Radiației (INFLPR).

De asemenea, aș dori să mulțumesc colegului meu, Ing. Matei Tătaru, pentru sprijinul ingineresc și proiectele CAD prezentate în teză.

Nu în ultimul rând, vreau să le mulțumesc colegilor mei, Dr. Stanimir Kisyov, Dr. Pär-Anders Söderström, Dr. Florin Rotaru, Dr. Marius M. Gugiu și Dr. Andi S. Cucoaneș, cu care am participat la mai multe experimente și, de asemenea, care mi-au răspuns la toate întrebările pe care le-am avut.

Studiile raportate în teză au fost susținute de Fazele I și II ale Proiectului Extreme Light Infrastructure Nuclear Physics (ELI-NP), un proiect cofinanțat de Guvernul României și Uniunea Europeană prin Fondul European de Dezvoltare Regională.