



**MINISTERUL EDUCAȚIEI**  
**Universitatea Națională de Știință și Tehnologie**  
**POLITEHNICA București**  
**ȘCOALA DOCTORALĂ DE INGINERIE MECANICĂ SI MECATRONICĂ**

# **REZUMATUL TEZEI DE DOCTORAT**

**CERCETĂRI PRIVIND ACCELERATORELE DE  
PROTONI ÎN PLASMĂ LASER PENTRU  
RADIOTERAPIA TUMORILOR MALIGNE**

**Conducător de doctorat:**  
**Prof. Dr. Ing. Octavian DONȚU**

**Autor:**  
**MSc. Ing. Alexandru LAZĂR**

**BUCUREȘTI**  
**2023**



## CUPRINS

<b>INTRODUCERE.....</b>	<b>8</b>
<b>1. Motivația științifică.....</b>	<b>8</b>
<b>2. Necesitatea cercetărilor din cadrul tezei.....</b>	<b>9</b>
<b>3. Structura și obiectivele tezei .....</b>	<b>10</b>
<b>CAP 1. UNELE PROBLEME PRIVIND ACCELERAREA FASCICULELOR DE PROTONI PENTRU RADIOTERAPIA TUMORILOR MALIGNNE.....</b>	<b>12</b>
<b>1.1. Acceleratoarele în radiofrecvență utilizate în prezent .....</b>	<b>12</b>
1.1.1. Dificultăți tehnologice de fabricare și costuri ridicate .....	13
1.1.2. Intensitatea câmpului de accelerare limitată.....	15
1.1.3. Distanțe lungi de accelerare a particulelor.....	15
1.1.4. Statistica centrelor medicale pentru radioterapia cu fascicule de protoni și ioni.....	16
<b>1.2. Acceleratoarele de protoni în plasmă laser .....</b>	<b>11</b>
1.2.1. Limitarea puterii de vârf a sistemelor laser.....	11
1.2.2. Caracteristici ale fasciculelor laser de mare putere.....	20
1.2.3. Accelerarea și caracterizarea fasciculelor de protoni.....	21
1.2.4. Reproducibilitatea și rata de repetiție .....	23
<b>1.3. Concluzii privind acceleratoarele în radiofrecvență și posibilitatea utilizării acceleratoarelor în plasmă laser pentru radioterapie cu fascicule de protoni.....</b>	<b>24</b>
<b>CAP 2. STADIUL ACTUAL PRIVIND ACCELERAREA PARTICULELOR CU FASCICULE LASER DE MARE PUTERE .....</b>	<b>26</b>
<b>2.1. Cercetări privind modul de funcționare al sistemelor laser de mare putere .....</b>	<b>27</b>
2.1.1. Fenomenele care stau la baza generării pulsurilor laser ultracurte .....	28
2.1.2. Proprietățile de dispersie și scurtare temporală a pulsului laser ultracurt .....	39
2.1.3. Metodele de amplificare a pulsurilor laser cu derivă de frecvență .....	43
2.1.4. Scurtarea temporală a pulsurilor laser de bandă spectrală mare .....	49
<b>2.2. Cercetări cu privire la accelerarea fasciculelor de protoni în plasmă laser.....</b>	<b>50</b>
2.2.1. Fenomenele implicate în procesul de accelerare a particulelor .....	51
2.2.2. Mecanismele utilizate la accelerarea protonilor .....	53
2.2.3. Tehnici de caracterizare a proprietăților temporale și spațiale .....	54
2.2.4. Sisteme de control și orientare a direcției de propagare .....	58
2.2.5. Metodele de iradiere a tumorii maligne cu fascicule de protoni.....	61
<b>2.3. Primele cercetări privind iradierea tumorii unui animal murin cu fascicule de protoni accelerate în plasmă laser .....</b>	<b>62</b>
<b>2.4. Perspectiva de viitor privind utilizarea acceleratoarelor de protoni în plasmă laser pentru aplicații medicale (2024) .....</b>	<b>63</b>
<b>2.5. Concluzii privind stadiul actual al acceleratoarelor de protoni în plasmă laser .....</b>	<b>64</b>
<b>CAP. 3. ELEMENTE DE CALCUL PENTRU DIMENSIONAREA SISTEMULUI LASER DE MARE PUTERE UTILIZAT PENTRU ACCELERAREA PROTONILOR..</b>	<b>66</b>
<b>3.1. Oscilator laser cu pulsuri ultracurte .....</b>	<b>68</b>



3.1.1. Elemente de construcție a cavității laser .....	68
3.1.2. Determinarea duratei de puls și a ratei de repetiție .....	71
<b>3.2. Determinarea caracteristicilor temporale ale pulsului laser .....</b>	<b>72</b>
3.2.1. Determinarea caracteristicilor de dispersie .....	72
3.2.2. Determinarea factorului de creștere temporală a pulsurilor laser .....	74
<b>3.3. Amplificatoare de energie pentru pulsurile laser ultracurte.....</b>	<b>76</b>
3.3.1. Dimensionarea fasciculelor laser din amplificator optic parametric .....	78
3.3.2. Dimensionarea amplificatorului cu patru treceri prin mediul laser de Ti:Safir .....	79
3.3.3. Dimensionarea amplificatorului cu trei treceri prin mediul laser de Ti:Safir .....	82
3.3.4. Dimensionarea amplificatorului cu două treceri prin mediul laser de Ti:Safir .....	84
<b>3.4. Dimensionarea fasciculului laser din sistemul optic de scurtare temporală a pulsurilor laser .....</b>	<b>86</b>
<b>CAP. 4. CERCETĂRI PRIVIND AUTOMATIZAREA UNOR PROCESE DIN COMPONENTA SISTEMULUI LASER DE MARE PUTERE.....</b>	<b>88</b>
4.1. Automatizarea procesului de generare a pulsurilor ultracurte .....	88
4.2. Controlul și reglarea ratei de repetiție cu sisteme electrooptice.....	90
4.3. Automatizarea procesului de amplificare optică parametrică (OPA).....	91
4.4. Automatizarea procesului de amplificare în mediile active de Ti:Safir .....	93
<b>CAP. 5. ELEMENTE DE PROIECTARE A ACCELERATORULUI DE PROTONI ÎN PLASMĂ LASER PENTRU RADIOTERAPIA TUMORILOR MALIGNNE .....</b>	<b>100</b>
5.1. Elemente de proiectare și construcție a oscilatorului laser cu pulsuri ultracurte..	100
5.2. Proiectarea sistemului de control și reglare a frecvenței și a duratei de puls .....	103
5.3. Modelul 3D al amplificatorului optic parametric cu două stagii de amplificare .....	104
5.4. Elementele de proiectare a sistemului optic de creștere temporală .....	106
5.5. Proiectarea amplificatoarelor de energie cu medii active de Ti:Safir .....	108
5.6. Modelul 3D al sistemului optic pentru scurtarea temporală a pulsurilor laser .....	110
5.7. Sistemul laser de mare putere utilizat ca accelerator de protoni .....	112
5.8. Elementele de proiectare a sistemului simplificat pentru accelerarea protonilor ...	114
5.9. Sistemul simplificat de control și orientare al fasciculelor de protoni.....	115
5.10. Acceleratorul de protoni în plasmă laser pentru radioterapia tumorilor maligne	116
<b>CAP. 6. REZULTATE ALE SIMULĂRILOR PRIVIND INTERACȚIUNEA LASER-ȚINTĂ ȘI DINAMICA FASCICULULUI DE PROTONI PRIN SISTEMUL DE CONTROL AL DIRECȚIEI DE PROPAGARE .....</b>	<b>118</b>
6.1. Sistemul simplificat de accelerare în plasmă laser a fasciculelor de protoni .....	118
6.1.1. Rezultate ale simulărilor privind interacțiunea laser-țintă .....	119
<b>6.2. Modelul simplificat al sistemului de control și orientare al fasciculelor de protoni</b>	<b>125</b>
6.2.1. Rezultate ale simulării privind efectele de focalizare și deflexie a protonilor.....	127
6.2.2. Rezultatele ale simulărilor privind controlul și orientarea fasciculelor de protoni...	128



<b>CAP. 7. REZULTATE ALE CERCETĂRILOR EXPERIMENTALE PRIVIND SISTEMELE DE ORIENTARE ȘI REGLARE AUTOMATĂ A FASCICULELOR LASER .....</b>	<b>130</b>
<b>7.1. Rezultate ale cercetărilor experimentale privind testarea sistemelor de monitorizare și orientare în buclă închisă a fasciculelor laser.....</b>	<b>130</b>
7.1.1. Rezultate ale cercetări privind automatizarea structurilor cinematice pentru orientarea automată a oglinzilor.....	131
7.1.2. Rezultate ale cercetărilor privind procesul de imprimare 3D a structurilor cinematice cu acționare electrică.....	132
7.1.3. Rezultate ale cercetărilor privind analiza modală și structurală a structurilor cinematice de orientare a oglinzilor .....	134
7.1.4. Rezultate ale cercetărilor privind monitorizarea fasciculelor laser și metoda de orientare automată a oglinzilor .....	135
7.1.5. Rezultate ale cercetărilor privind dezvoltare interfeței grafice pentru controlul structurilor cinematice de orientare a oglinzilor .....	137
<b>7.2. Rezultate ale cercetărilor experimentale privind controlul automat al energiei pentru fasciculele laser utilizate în procesul de amplificare a pulsurilor ultrascurte.....</b>	<b>139</b>
7.2.1. Rezultate ale cercetărilor privind metoda de control în buclă închisă a energiei fasciculelor laser .....	140
7.2.2. Rezultate ale cercetărilor privind testarea sistemului de control al energiei fasciculelor laser .....	142
<b>7.3. Rezultate ale cercetărilor experimentale privind măsurarea stabilității spațiale a fasciculelor laser .....</b>	<b>143</b>
7.3.1. Rezultate ale cercetărilor privind testarea sistemului de măsurare a stabilității spațiale ale fasciculelor laser.....	144
<b>CONCLUZII .....</b>	<b>146</b>
<b>C.1. CONCLUZII GENERALE .....</b>	<b>146</b>
<b>C.2. CONTRIBUȚII ORIGINALE.....</b>	<b>147</b>
<b>C.3. PERSPECTIVE DE DEZVOLTARE ÎN VIITOR.....</b>	<b>149</b>
<b>ANEXE.....</b>	<b>150</b>
<b>ANEXA 1. LISTA LUCRĂRILOR PUBLICATE.....</b>	<b>150</b>
<b>BIBLIOGRAFIE.....</b>	<b>152</b>



## Listă de notații

RF-LINAC	accelerator liniar comandat în radio frecvență
PBT	terapia cu fascicule de protoni
LET	transport liniar de energie
CERN	Centrul European de Cercetare Nucleară
LPA	accelerator în plasmă laser
CPA	amplificarea pulsurilor cu derivă de frecvență
Ti:Safir	safir dopat cu ioni de titan
SAC	Societatea Americană de Cancer
OPCPA	amplificarea optică parametrică a pulsurilor cu derivă de frecvență
BELLA	acceleratorul laser de la laboratorul din Berkeley
PIC	particule în celule
ELI	Infrastructura Luminii Extreme
TNSA	<i>target normal sheath acceleration</i>
Nd:YAG	granat de ytriu aluminiu dopat cu ioni de neodim
FTL	transformata Fourier la limită
FWHM	<i>full width at half maximum</i>
OPA	amplificare optică parametrică
ASE	amplificarea emisiei spontane
CR-39	detector cu material sensibil la radiații din policarbonat
RCF	detector pentru spectroscopie de imagistică cu film radiocromic
TP	spectrometru <i>Thomson Parabola</i>
PMQ	magnet permanent cu patru poli
EMQ	electromagnet cu patru poli
TEM <sub>00</sub>	<i>transverse electromagnetic</i>
GVD	<i>group velocity dispersion</i>
GDD	<i>group delay dispersion</i>
SF11	mediu optic dispersiv
AO	dispozitiv acustooptic
BBO	beta borat de bariu
SHG	generarea armoniciei a doua
EO	dispozitiv electrooptic
MO	dispozitiv magneto optic
STL	<i>standard triangle language</i>
PLA	<i>polylactic acid</i>
GUI	<i>graphical user interface</i>
KTP	<i>potassium titanyl phosphate</i>
(C <sub>8</sub> H <sub>8</sub> ) <sub>n</sub>	polistiren
HSV	<i>huge saturation value</i>



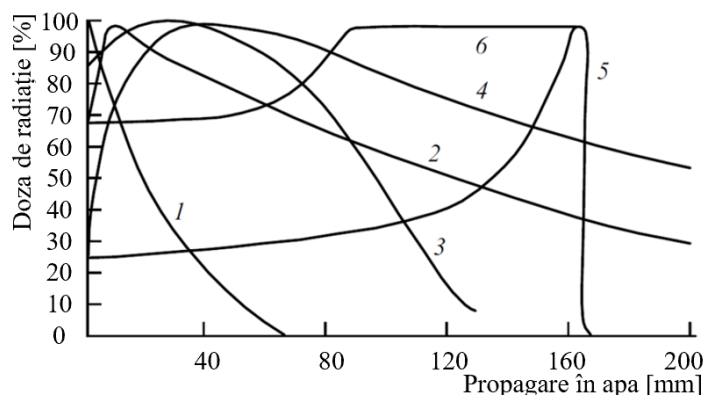
## INTRODUCERE

### 1. Motivația științifică

Acceleratorul de protoni în plasmă laser va fi compus dintr-un sistem laser de mare putere [23,24], un sistem de accelerare a fasciculelor de protoni [25-28] și un sistem de control și orientare al fasciculelor de protoni în sala de tratament [29-32]. Soluția constructivă a acceleratorului de protoni în plasmă laser pentru radioterapia tumorilor maligne, vizează automatizarea unor procese care au rolul de a reduce instabilitățile temporale și spațiale ale fasciculelor de protoni. Acceleratorul de protoni a fost proiectat pe baza unor rezultate ale elementelor de calcul analitic efectuate în urma cercetărilor de specialitate privind modul de funcționare al sistemelor laser de mare putere. Sistemele de reglare în buclă închisă au fost concepute pe baza rezultatelor cercetărilor experimentale privind orientarea poziției și reglarea automată a energiei fasciculelor laser. Procesul de generare a fasciculelor de protoni a fost cercetat prin interpretarea rezultatelor simulărilor cu privire la interacțiunea fasciculului laser și ținta solidă care a servit ca sursă de protoni. Sistemul de control și orientare a fasciculelor de protoni în sala de tratament a fost cercetat pe baza rezultatelor simulărilor privind comportamentul dinamic al fasciculului de protoni în funcție de energie și de direcția de propagare.

### 2. Necesitatea cercetărilor din cadrul tezei

În prezent, mai multe tipuri de radiații ionizante [34] sunt utilizate la tratarea tumorilor maligne. Dintre toate acestea fasciculele de protoni de energie înaltă sunt printre cele mai eficiente fascicule pentru radioterapie. Proprietăți unice ale fasciculelor de protoni determină avantajele acestui tip de radioterapie față de iradierea cu fotoni, electroni și alte tipuri de radiații prezentate în fig. 1. Pentru a furniza o doză terapeutică la o distanță de penetrare adecvată, acceleratoarele și sistemele de control al direcției de propagare al fasciculului trebuie să poată genera energii pentru protoni în intervalul 100 MeV - 250 MeV.



**Fig. 1.** Distribuția dozei la propagarea prin apă a diferitelor tipuri de radiații: 1-raze X, 140 keV; 2-radiația gamma din izotopi de cobalt ( $^{60}\text{Co}$ ), 17 keV; 3-fascicul de electroni, 25 MeV; 4-radiații bremsstrahlung, 25 MeV; 5-fascicul de protoni monocromatic, 160 MeV (curba Bragg); 6-curba Bragg modificată, spectrul de energie al fasciculului este controlat și reglat pentru iradierea uniformă a țintei biologice la o distanță de pătrundere de 90 până la 160 mm, figură adaptată după [34].



Avantajele utilizării fasciculelor de protoni pentru radioterapia tumorilor maligne provin din următoarele caracteristici specifice precum:

- ✓ Propagarea în țesutul biologic al pacientului depinde de energie și face posibilă oprirea fasciculului la o distanță de pătrundere predeterminată [41, 42].
- ✓ Protonii au o divergență mai mică decât razele gamma, ca urmare sunt mai ușor de colimat.
- ✓ Pierderile prin ionizare cresc odată cu distanță de pătrundere și ating maximum în punctul în care particula se oprește, dând naștere așa-numitului vârf Bragg [43].
- ✓ Minimizarea daunelor țesuturilor sănătoase din jurul tumorii.

Aceste caracteristici ale interacțiunii fasciculului de protoni cu țesuturile biologice, determină avantajele acestui tip de radioterapie.

La ora actuală, sistemele laser de mare putere deschid noi oportunități spre a fi utilizate ca acceleratoare de particule [1] cu impact revoluționar în mai multe domenii [38]. În comparație cu RF-Linac [41] care utilizează câmpuri electromagnetice generate de surse de tensiune înalte, acceleratoarele de particule în plasmă laser utilizează câmpuri electromagnetice generate de fascicule laser pentru accelerarea particulelor [46].

Avantajele utilizării acceleratoarelor de particule în plasmă laser:

- ✓ Complexitatea și dimensiunile de gabarit sunt reduse.
- ✓ Particulele sunt accelerate pe distanțe de câțiva micrometrii.
- ✓ Costurile de implementare și operare sunt reduse.
- ✓ Produce fascicule de protoni cu bandă spectrală largă de energie.

### 3. Structura și obiectivele tezei

Obiectivele impuse în etapa de proiectare a sistemului laser care va fi utilizat pentru accelerarea fasciculelor de protoni sunt: 1) obținerea unor intensități pentru fasciculele laser de  $10^{20}$ - $10^{21}$  W/cm<sup>2</sup>, 2) automatizarea unor procese din cadrul sistemului laser de mare putere pentru controlul stabilității spațiale și temporale a fasciculului laser și implicit a fasciculului de protoni, și 3) proiectarea sistemului laser de mare putere la o rată de repetiție de cel puțin 5 Hz.

Principalele obiective urmărite în cadrul sistemului de generare a fasciculelor de protoni care vor putea fi utilizate pentru radioterapia tumorilor maligne sunt: 1) cercetarea interacțiunii dintre fasciculul laser și țintă, 2) simularea procesului de generare a fasciculelor de protoni, 3) obținerea unui număr de protoni mai mare de  $10^6$  per puls în spectrul de energie generat.

Cercetările asupra sistemului de control al profilului de distribuție spațială și de orientare a direcției de propagare în sala de tratament al fasciculelor de protoni urmărește atingerea următoarelor obiective: 1) simularea comportamentului dinamic al fasciculului de protoni la propagarea acestuia prin sistem și 2) posibilitatea de modulare a energiei prin sistemul de control și orientare.

Pentru atingerea obiectivelor propuse au fost efectuate cercetări în literatura de specialitate din mai multe domenii precum: fizica laserelor de mare putere, ingineria acceleratoarelor de particule și știința medicală respectiv domeniul oncologic. Așadar teza a fost structurată în șapte capitole după cum urmează.



## CAP 1. UNELE PROBLEME PRIVIND ACCELERAREA FASCICULELOR DE PROTONI PENTRU RADIOTERAPIA TUMORILOR MALIGNNE

În ciuda avantajului că doza de radiație a fasciculului de protoni [43] este cea mai conformă pentru terapia tumorală, în comparație cu alte fasciculele de particule accelerate [39], 40], la ora actuală doar câteva zeci de centre din întreaga lume furnizează fascicule de ioni. Implementarea lor pe scară largă este împiedicată de dimensiunile mari și costurile ridicate. Din acest motiv se depun eforturi pentru a dezvolta sisteme compacte și fiabile pentru radioterapia cu protoni.

### 1.1. Acceleratoarele în radiofrecvență utilizate în prezent

#### 1.1.1. Dificultăți tehnologice de fabricare și costuri ridicate

Un RF-Linac de ioni de carbon, avansat și compact, care accelerează fascicule la o energie suficientă pentru radioterapie, are aproximativ 45 m [58] și este propus pentru a furniza o energie completă de 450 MeV/u, care depășește energia maximă necesară pentru terapia cu ioni de carbon. De asemenea, acesta este capabil să accelereze protoni și multe alte specii de ioni la aceeași energie per nucleon [59]. Chiar dacă dezvoltarea ciclotroanelor supraconductoare [60] pentru radioterapia cu protoni a condus la o reducere a dimensiunii și greutateii, costurile de fabricare a componentelor esențiale rămân în continuare ridicate. În prezent, cel mai mic sistem de terapie cu fascicul de protoni are aproximativ 2600 m<sup>3</sup> în volum cu 190 m<sup>2</sup> amprentă la sol și poate accelera protonii până la 230 MeV.

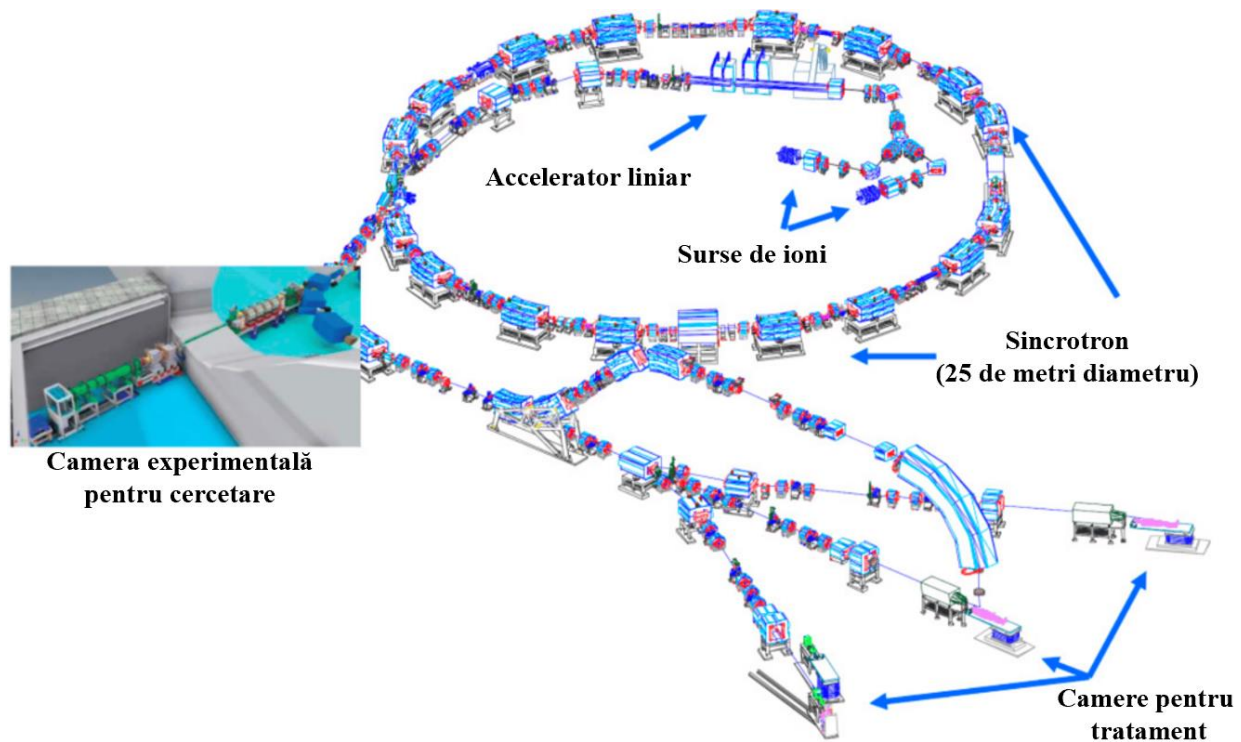
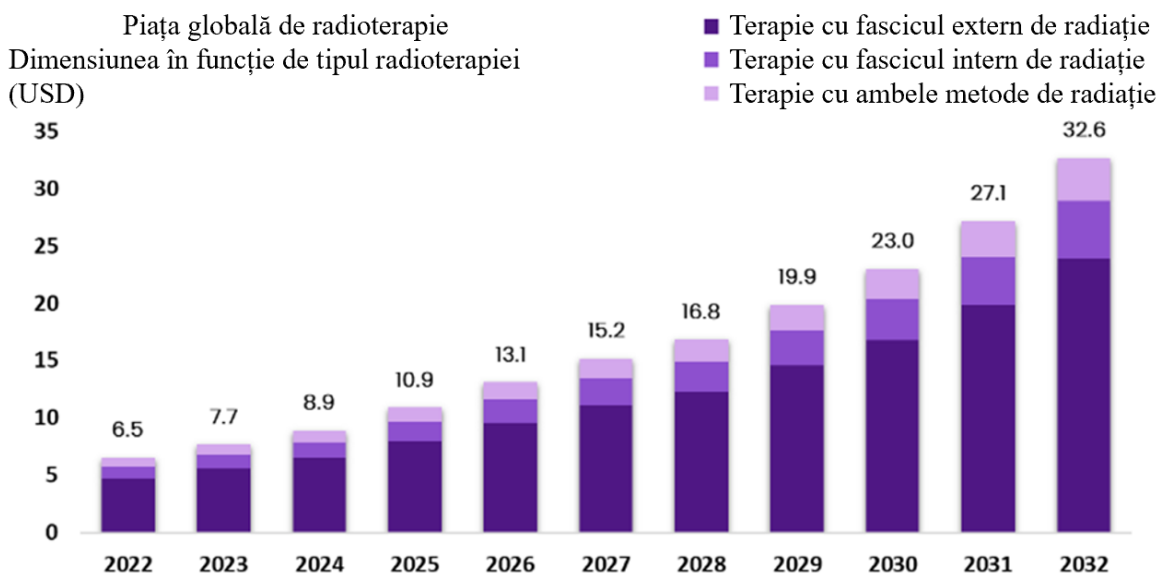


Fig. 1.1. Modelul unui accelerator de ioni (protoni) în RF pentru radioterapia tumorilor maligne [62].





La Pavia (Italia) a fost construit un centru medical pentru hadron-terapie oncologică, ce a fost a doua instituție din lume după cea din Japonia, care a oferit tratament de radioterapie cu ioni de carbon [67]. Sistemul de la Pavia a fost dezvoltat pe baza unui studiu al radioterapiilor cu protoni/ioni realizat la Centrul European de Cercetare Nucleară (CERN) [68]. CERN a propus o instalație pentru terapia cu hadroni constând dintr-un sincrociclotron static, în care fasciculele de protoni sunt selectate în funcție de energie [69], ce se bazează pe magneți cu patru poli în radiofrecvență de 750 MHz. În colaborare cu CERN, Centrul de Cercetare și Dezvoltare în Terapia cu Hadroni construiește prototipuri de noi structuri [70] la care intensitatea câmpului electric să ajungă la 50 MV/m, pentru a controla și orienta cu precizie ridicată fasciculele de particule din acceleratoarele liniare. Același lucru este valabil și pentru terapia oncologică cu ioni de carbon, care, de asemenea, a fost studiată în colaborare cu CERN [71].



**Fig. 1.2.** Perspectivă pentru segmentul de industrie, evaluarea pieței, scenariul concurenței, tendințele și prognoza 2023-2032, în ceea ce privește piața globală de radioterapie, figură adaptată după [73].

Se estimează că dimensiunea pieței globale de radioterapie va valora aproximativ 32,6 bilioane de dolari în perioada 2023-2032, de la 6,5 bilioane de dolari în 2022 [72]. Piața globală de radioterapie se clasifică (Fig. 1.2.) în funcție de tipul de terapie (radioterapie cu fascicul extern [74], radioterapia cu fascicul intern [75] și radioterapia sistemică), în funcție de aplicație (tumoare malignă de prostată, tumoare malignă de sân, tumoare malignă de plămân, tumoare malignă cerebrală, tumoare malignă de gât, tumoare malignă de colon, tumoare malignă de col uterin și altele [76]), în funcție de utilizatorii finali, respectiv în funcție de regiune și companii.

### 1.1.2. Intensitatea câmpului de accelerare limitată

Datorită limitărilor de degradare a vidului, câmpul de accelerare este limitat. Câmpurile de accelerare pot induce interacțiuni între particulele accelerate și moleculele de gaz din sistemul prin care se propagă. Aceste interacțiuni pot duce la producerea de particule secundare și radiații, care pot afecta calitatea fascicului sau pot deteriora componentele acceleratorului.



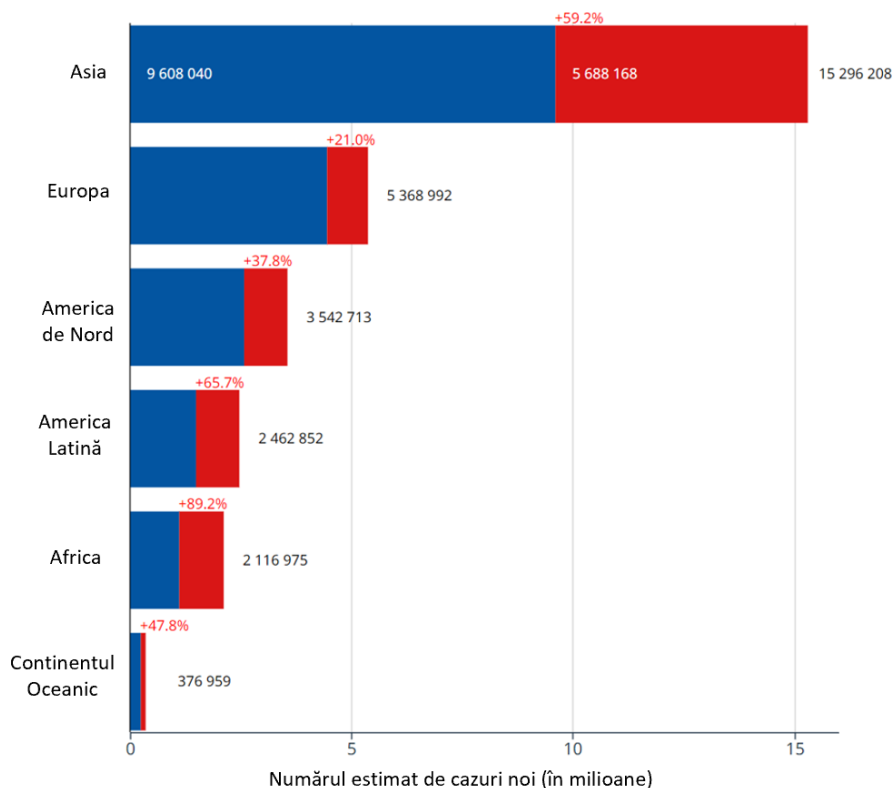
Câmpurile de accelerare pot genera cantități semnificative de energie și căldură. Dacă intensitatea câmpului este prea mare, poate apărea supraîncălzirea și deteriorarea componentelor acceleratorului [58]. Acest lucru poate conduce la costuri ridicate de întreținere și reparații.

### 1.1.3. Distanțe lungi de accelerare a particulelor

Acceleratoarele de particule au dimensiuni mari [74], adesea de zeci de metri sau chiar sute de metri, din mai multe motive. Pentru a accelera particulele la energii foarte ridicate, este necesară o distanță lungă la propagarea prin câmpurile electrice sau magnetice generate de componentele acceleratorului pentru a le oferi timpul necesar de a obține energia dorită.

### 1.1.4. Statistica centrelor medicale pentru radioterapia cu fascicule de protoni și ioni

La ora actuală, domeniul medical a devenit dependent de acceleratoarele de particule, deoarece sunt cele mai eficiente instrumente utilizate la tratarea tumorilor maligne [92, 93]. În fiecare an, Societatea Americană de Cancer (SAC) estimează noi cazuri de tumori maligne și decese. De exemplu în 2023, în Statele Unite se estimează că vor avea loc 1.958.310 de noi cazuri de tumori maligne și 609.820 de decese datorate unor tumori maligne [94].

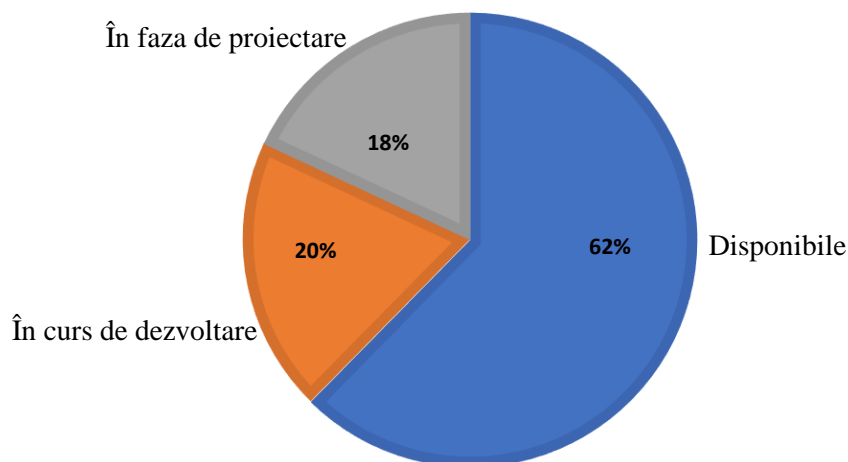


**Fig. 1.3.** Numărul estimat de cazuri noi de tumori maligne din 2020 până în 2044, pentru toate tipurile de tumori maligne, ambele sexe, toate vârstele. Figură adaptată după [94].

Tumoarea malignă este o patologie complexă care se manifestă prin diviziunea necontrolată a celulelor tumorale însă poate conduce și la afectarea funcției țesuturilor în care se



dezvoltă sau metastazează. Numărul de pacienți (Fig.1.3.) care ar trebui tratați prin radioterapie este mult prea mare comparativ cu cei care au acces la aceasta. Cercetarea și dezvoltarea în curs a domeniului contribuie la eliminarea acestui impediment, inclusiv la îmbunătățirea eficienței și eficacității tratamentului. Un număr aproximativ de 191 de centre medicale pentru radioterapie vor fi disponibile la sfârșitul anului 2026 [64]. La ora actuală doar 121 din acestea sunt disponibile pentru radioterapie, 38 sunt în curs de dezvoltare iar 35 se află în fază de proiectare (Fig. 1.4.).



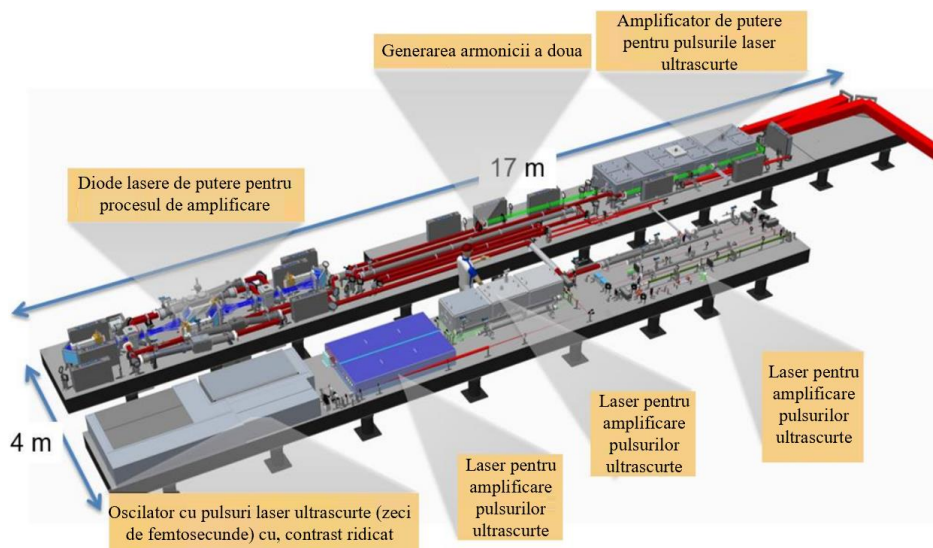
**Fig. 1.4.** Statistica centrelor medicale disponibile (albastru), în curs de dezvoltare (portocaliu) și în fază de proiectare (gri) pentru radioterapie cu protoni și ioni.

## 1.2. Acceleratoarele de protoni în plasmă laser

În prezent, se lucrează activ pentru a proiecta așa-numitele acceleratoare de protoni în plasmă laser [91]. Un puls laser de mare putere incident asupra unei ținte solide poate produce fascicule de protoni de diferite energii [1]. Principalele provocări sunt obținerea unor energii a particulelor în intervalul 200-250 MeV, în locul celor 100 MeV disponibili în prezent [18, 19].

### 1.2.1. Limitarea puterii de vârf a sistemelor laser

În martie 2019, sistemul laser de mare putere instalat în cadrul proiectului ELI din România a generat primele pulsuri la un nivel de putere de 10 PW fiind un record mondial [106]. În august 2020, pentru prima dată în lume, au fost măsurate zece pulsuri consecutive de 10 PW (240 J/23 fs) [109] ce au ajuns în zona camerelor de cercetare ale facilității, după propagarea prin sistemul de control și orientare al fasciculului. Una dintre aceste camere va fi dedicată accelerării electronilor, cu scopul de a atinge niveluri de energie de zeci-sute de GeV [107]. Celelalte camere experimentale vor fi folosite pentru accelerarea protonilor și ionilor și pentru cercetări care vizează înțelegerea mecanismelor fundamentale ale fizicii nucleare, cum ar fi formarea materiei în inima stelelor, însăși originea vieții așa cum o cunoaștem [108].



**Fig. 1.5.** Schema sistemului laser de clasa PW din Cehia [110].

Facilitatea ELI din Cehia, urmează să finalizeze al patrulea laser de mare putere (Fig. 1.5), ce va accelera particule în plasmă laser la energii mai mari de 10 GeV cu o durată de timp ultrascurtă [110].

#### 1.2.4. Reproductibilitatea și rata de repetiție

Sistemele laser actuale de mare putere funcționează la rate de repetiție de câțiva Hz, iar tehnicile de accelerare laser-plasmă, controlul fascicului laser, diagnosticarea s.a., [128] vor trebui dezvoltate pentru rate mari de repetiție (zeci de kHz). Accelerarea în plasmă laser a fasciculelor de particule [127], la o rată de repetiție la 1 Hz a prezentat variații semnificative în energie de la un puls la altul [129].

La ora actuală, cercetările tehnicilor și mecanismelor de accelerare în plasmă laser [18, 19] a protonilor sunt în curs de dezvoltare [130]. Până acum nu au fost remarcate rezultate experimentale în care fasciculi să fie reproductibili de la un puls la altul. Majoritatea cercetătorilor studiază și propun diferite soluții [131] pentru a avea un rezultat cât mai bun în ceea ce privește energia fasciculelor de protoni și reproductibilitatea acestora [1].

### 1.3. Concluzii privind acceleratoarele în radiofrecvență și posibilitatea utilizării acceleratoarelor în plasmă laser pentru radioterapia cu fascicule de protoni

Chiar dacă acceleratoarele în plasmă laser furnizează fascicule pulsate cu o rată de repetiție scăzută, fasciculul accelerat are un număr mare de protoni per puls, iar spectrele de energie sunt mari. În viitor, sistemele de control în buclă închisă vor permite o stabilitate, un control și o precizie ridicată la rate de repetiție mai mari de ordinul kHz [128], prin utilizarea metode de învățare și inteligență artificială [146-148]. Dezvoltarea unui LPA la rate de repetiție de ordinul kHz va fi un pas cheie către aplicarea acestei tehnologii de accelerare în mai multe domenii.



## CAP 2. STADIUL ACTUAL PRIVIND ACCELERAREA PARTICULELOR CU FASCICULE LASER DE MARE PUTERE

Acceleratoarele în plasmă laser [127, 126] sunt capabile să producă câmpuri de accelerare de ordinul 10-100 GeV/m, de 100-1000 de ori mai mari decât cele generate cu ajutorul tehnologiei convenționale. LPA accelerează particule pe distanțe de câteva ordine de mărime mai scurte decât tehnologia în radiofrecvență. Acest fapt conduce la reducerea radiației de frânare ”*bremsstrahlung*” [37, 40] și, prin urmare, la reducerea consumului total de energie pentru a ajunge la energia dorită. Aceste proprietăți ale LPA deschid un nou orizont pentru un acceleratoar de particule de înaltă energie, compact și mai puțin costisitor.

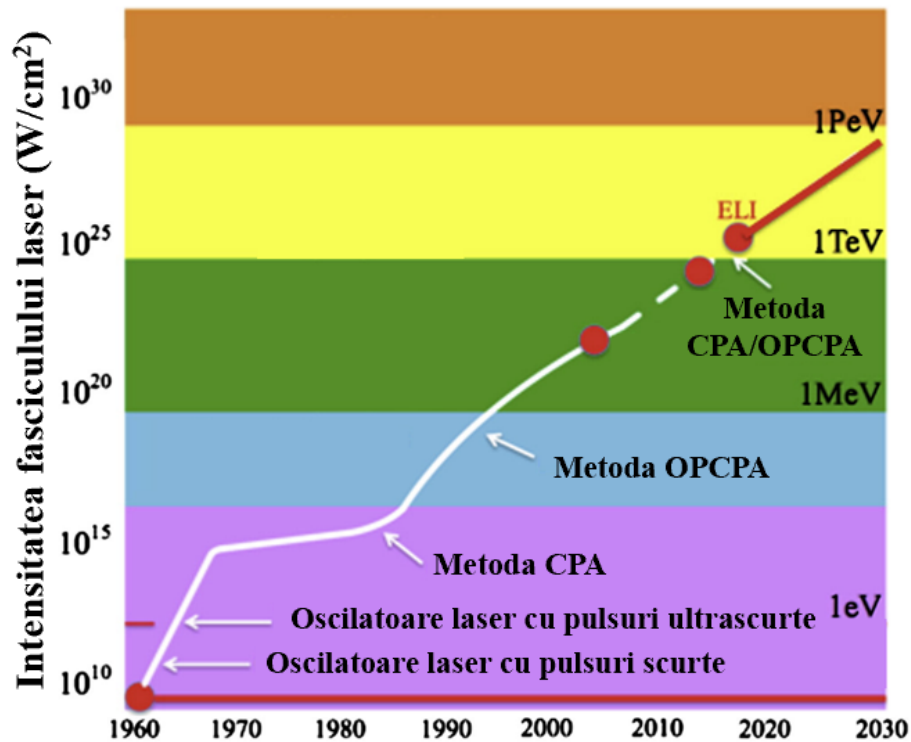


Fig. 2.1. Evoluția în timp a intensității fasciculelor, figură adaptată după [195].

În cadrul laboratorului european de lasere a fost elaborat un plan de cercetare și dezvoltare pentru LPA, care se întinde până în anul 2045. Ținta acestor cercetării este de a oferi o perspectivă a LPA cu dimensiuni semnificativ reduse, care ar putea fi o cale alternativă pentru accelerarea particulelor la scară TeV-MeV [27, 28]. Aceste acceleratoare oferă perspectiva unor experimente de fizică a particulelor compacte și rentabile pe termen scurt, cu noi posibilități fizice care contribuie la cercetările de precizie și căutarea de noi particule.

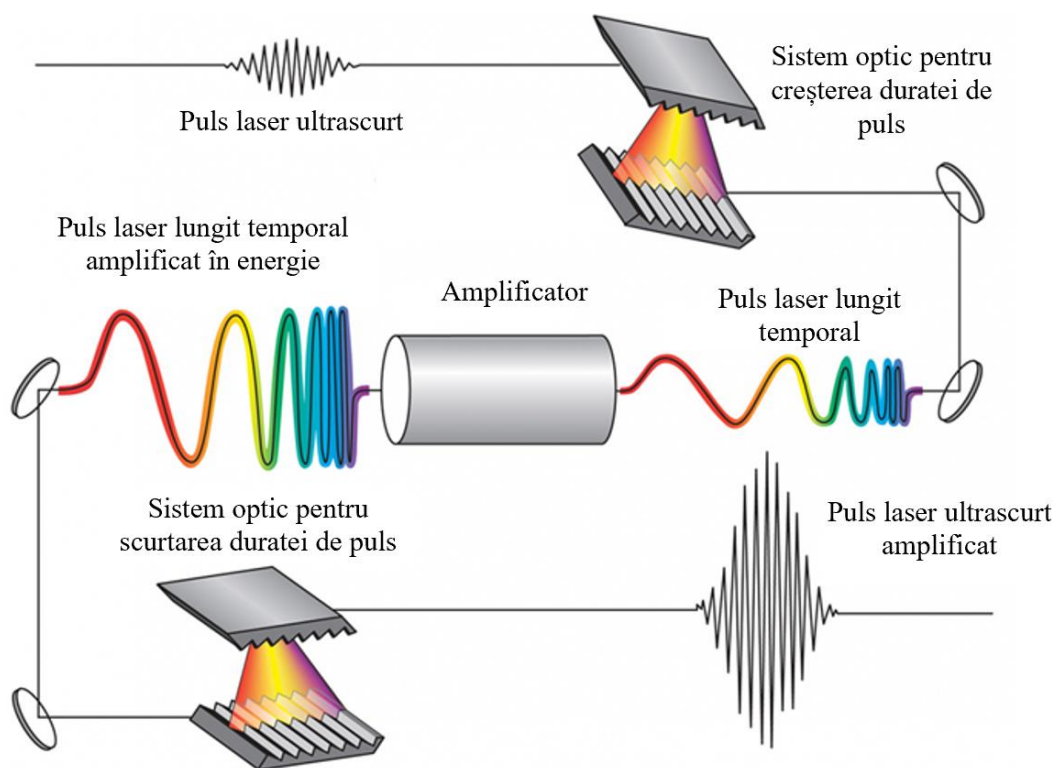
Elementele cheie ale unui LPA [126] sunt dezvoltarea tehnicilor de generare a efectelor de plasmă [38] și de reducere a densității plasmei pentru a controla și regla viteza de fază a undei de plasmă [57]. Minimizarea emisiei cromatice asociată cu divergența sau cu emitanța fasciculului este o problemă critică [94]. Modele matematice care descriu fasciculul laser pe bază de plasmă ar trebui abordate pentru rezolvarea acestei probleme. Accelerarea particulelor până la



energii de GeV [18] este cea mai mare prioritate în cercetare pe termen scurt pentru dezvoltarea LPA [95].

## 2.1. Cercetări privind modul de funcționare al sistemelor laser de mare putere

Laserele de mare putere bazate pe metoda de funcționare CPA [156], pot genera pulsuri laser la nivel de PW [27] care fac posibilă cercetarea experimentală a proceselor neliniare în fizica atomică, moleculară, plasmatică, a stării solide și cercetarea stărilor de materie neexplorate anterior. Metoda de funcționare CPA [149] presupune ca un puls laser ultrascort să fie crescut temporal, amplificat în energie și apoi scurtat la durata de puls dată de oscilator (Fig. 2.2).



**Fig. 2.2.** Obținerea pulsurilor laser de mare putere prin metoda CPA, [Universitatea Rochester – Laborator pentru energia Laser] [84].

Pulsurile laser ultrascorte (femtosecunde) [135, 136] sunt obținute într-un oscilator laser prin metoda de cuplare în fază a tuturor lungimilor de undă. Sistemul optic pentru creșterea duratei de puls [132, 133, 134] utilizează rețele de difracție pentru controlul și reglarea profilul temporal al pulsului laser. Această etapă a metodei CPA [149], face posibilă amplificarea pulsurilor laser [118, 119] la energii de sute de J. În final, sistemul optic de scurtare temporală [95, 16] va readuce durata pulsului laser la o valoare aproape de cea a oscilatorului cu pulsuri ultrascorte.

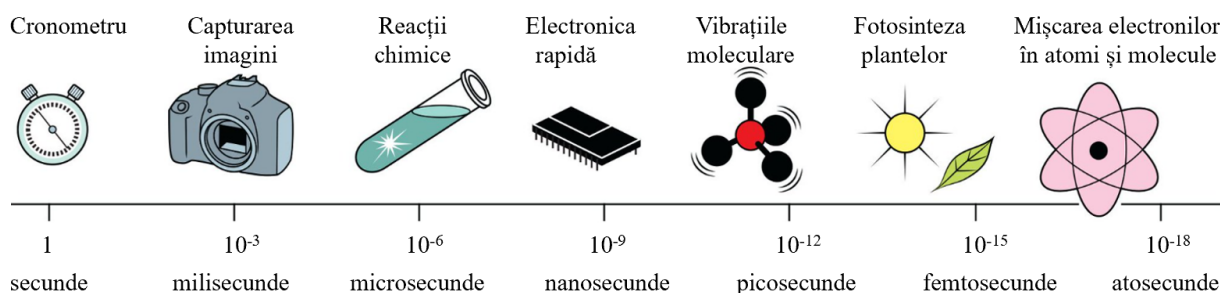
Pentru aceste sisteme laser, principalele provocări sunt fabricarea componentelor optice cu dimensiuni mari [158] (rețele de difracție pentru scurtare temporală [96], oglinzi pentru orientarea fasciculului laser, oglinzi deformabile pentru corectarea frontului de undă, amplificare, focalizare s.a.) și caracterizarea fasciculului laser.



### 2.1.1. Fenomenele care stau la baza generării pulsurilor laser ultrascurte

Intervalul de timp din care fac parte pulsurile laser ultrascurte sunt cuprinse între  $10^{-14}$  -  $10^{-16}$  secunde, interval în care au loc unele procese din fizică, chimie și biologie (Fig. 2.3) [159]. Obținerea unor astfel de durate de timp pentru pulsurile laser a devenit posibilă o dată cu dezvoltarea tehnicilor de generare a fasciculelor laser policromatice. Majoritatea oscilatoarelor cu pulsuri laser ultrascurte sunt capabile să furnizeze pulsuri cu durate de ordinul zeci-sute de fs [160]. Pentru a înțelege cât este de scurt pulsul laser putem spune că evenimentul unui proces care durează o fs, raportat la o secundă este echivalent cu 8 minute din vârsta universului. Distanța pe care o poate parcurge lumina vizibilă într-o fs este de câteva sute de nanometri, distanță atomică care corespunde a câteva mii de particule elementare dintr-un solid. Acest lucru sugerează ce importanța are scala de timp de fs raportată la microcosmos.

Proprietățile unice ale pulsurilor de lumină ultrascurte [126] deschid noi posibilități de înțelegere a materiei, deoarece energia poate fi concentrată într-un interval temporal ultrascurt, care permite studiul unui sistem dinamic cu o rezoluție temporală extraordinară. Chiar și la energii mici, puterea pulsului poate fi foarte mare.

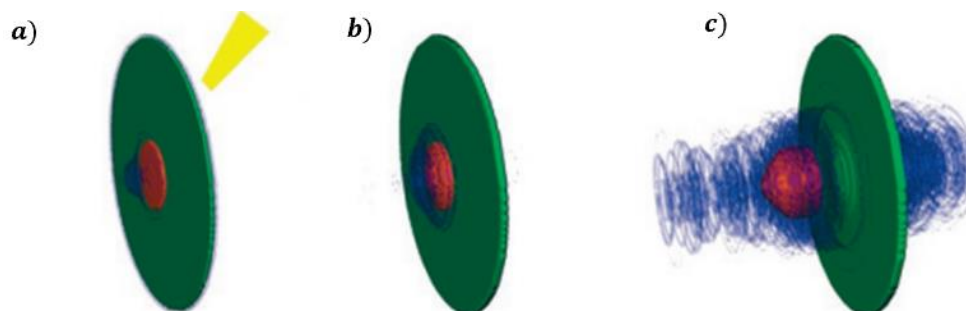


**Fig. 2.3.** Evidențierea timpului de reacție pentru diferite evenimente de natură mecanică, electronică, chimică, biologică și fizică. Figură adaptată după referința [149].

De exemplu, dacă pulsul laser are o durată de 1 fs, la o energie de 1 mJ, adică  $\approx 3 \cdot 10^{15}$  fotoni cu lungimea de undă de  $\lambda = 800$  nm, prezintă o putere medie de 1 terrawatt. Focalizarea unui astfel de puls într-un diametru de  $10 \mu\text{m}^2$  produce o intensitate de  $1 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ , adică aproximativ 3 GV/cm, intensitate pentru câmpul electric. O altă caracteristică importantă pentru pulsurile ultrascurte este lungimea spațială raportată la fenomenul de coerență. Datorită fazelor temporale stabile care sunt prezente în câmpul electromagnetic (Fig. 2.4), condiția de coerență este îndeplinită.

## 2.2. Cercetării cu privire la accelerarea fasciculelor de protoni în plasmă laser

Fasciculele de protoni sunt formați (roșu) pe un substrat subțire de material (verde) atunci când un puls laser scurt și intens (galben) este incident pe suprafața țintei (Fig. 2.4. a). Electronii care se deplasează prin țintă (albastru) sunt accelerați la energii relativiste (a) și generează un câmp electrostatic care accelerează protonii (Fig. 2.4. b), datorită neuniformității câmpului de electroni în plan transversal și radial (Fig. 2.4. c).



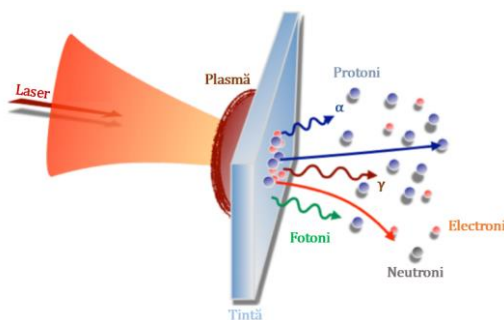
**Fig 2.4.** Ilustrarea etapelor de accelerare a protonilor de pe suprafața unei ținte subțiri iradiate cu fasciculul laser. a) interacțiunea laser-țintă, b) generarea câmpului electrostatic, c) accelerarea protonilor [255].

### 2.2.1. Fenomenele implicate în procesul de accelerare a particulelor

Principalele forțe induse de fasciculul laser în plasmă, care sunt capabile de accelerarea ionilor la viteze foarte mari pe distanțe scurte pot fi împărțite pe scurt în forțe electromagnetice [193] și forțe hidrodinamice sau de presiune termică [194]. Forțele electromagnetice implicate fac parte din categoria pulsurilor laser cu intensități înalte  $10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> și foarte înalte  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup> (intensități relativiste, atunci când un electron plasat în acest mediu capătă viteze comparabile cu viteza luminii) care interacționează cu plasma. Câmpul indus de forțele electromagnetice generate de laser pot atinge valori extreme ale intensității câmpului electric ( $> 100$  GV/cm). Ca rezultat, aceste forțe pot accelera ionii la viteze înalte pe distanțe mai scurte de un mm. Forțele electromagnetice care pot accelera ionii în plasmă laser la intensități înalte și foarte înalte pot fi descrise simplu de ecuația Lorentz [195]:

$$F = qE + q(v \times B) \quad (2.1)$$

Unde:  $q$  este sarcina particulei,  $v$  este viteza particulei iar  $E$  și  $B$  sunt componentele electrice și magnetice ale câmpului electromagnetic în plasmă. Această forță care interacționează cu plasma de electroni și plasma de ioni este denumită forța ponderomotoare. Electronii sunt împinși de forța ponderomotoare departe de ioni (din poziția de echilibru), ceea ce conduce la crearea unui câmp electric imens între particulele de electroni în mișcare și ioni. Acest câmp electric accelerează ionii, care de obicei se mișcă împreună cu particulele de electroni.



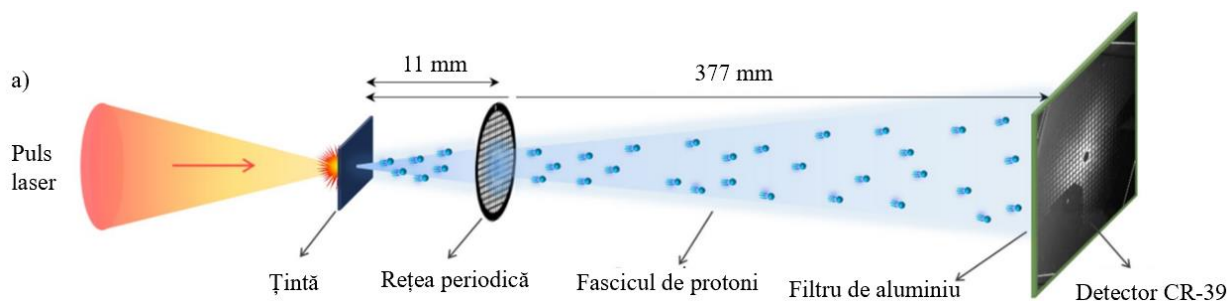
**Fig. 2.5.** Schema simplificată a mecanismului de interacțiune laser-țintă pentru accelerarea ionilor [141].





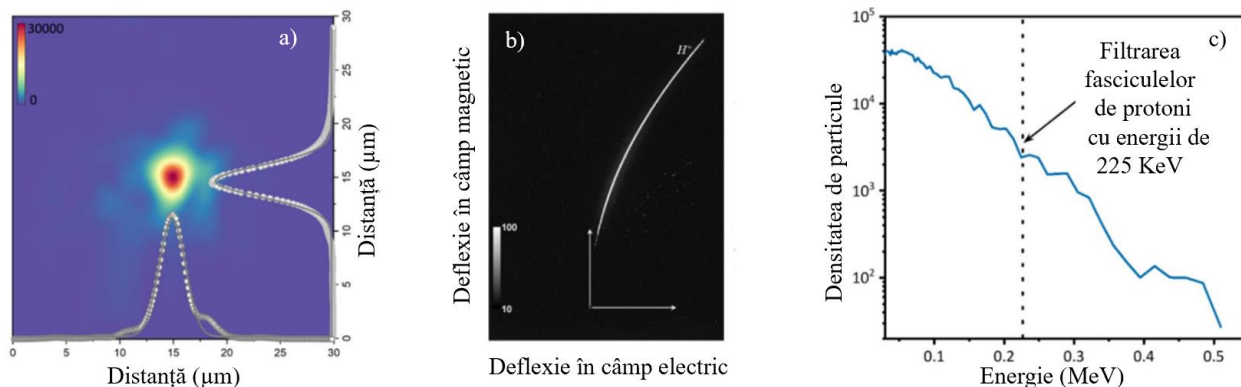
### 2.2.3. Tehnici de caracterizare a proprietăților temporale și spațiale

Schema experimentală în care detectorii CR-39 au fost utilizați, s-a realizat în cadrul laboratorului de cercetare cu fascicule laser de atosecunde din Szeged, Ungaria [220]. Fasciculul laser de 12 fs, 35 mJ, polarizat liniar, a fost focalizat pe o țintă de aluminiu de  $2\ \mu\text{m}$  de unde s-a obținut un fascicul de protoni accelerat (Fig. 2.6). Caracterizarea spațială a fasciculului de protoni a fost realizată prin imagistica de proiecție a fasciculului de protoni printr-o rețea periodică [221], formată dintr-o plasă de cupru, având o grosime de  $20\ \mu\text{m}$ .



**Fig. 2.6.** Schema sistemului pentru generarea fasciculului de protoni utilizând fasciculul laser de mare putere. Imaginea rețelei periodice de este proiectată pe detectorul CR-39 folosind fasciculul de protoni accelerat [219].

Suprafața fasciculului laser măsurată la FWHM a fost de  $2,9\ \mu\text{m} \times 3,5\ \mu\text{m}$ , din care sa obținută o intensitate maximă estimată de  $10^{19}\ \text{W}/\text{cm}^2$  (Fig. 2.7 a). Fig. 2.26 b arată imaginea brută a urmelor de particule, unde protonii domină peste alte specii de ioni, cum ar fi carbonul sau oxigenul. Spectrul de energie cinetică estimat corespunzător (Fig. 2.7 c) al fasciculului de protoni arată o reducere a energiei de  $0,5\ \text{MeV}$ . Pentru a evita saturarea plăcii CR-39 cu protonii de energie scăzută și ionii de carbon, în fața detectorului CR-39 a fost folosit un filtru de aluminiu cu grosimea de  $2\ \mu\text{m}$ . Acest filtru poate bloca protoni de până la  $225\ \text{keV}$  (arătați prin linia verticală în fig. 2.7 c) și ionii de carbon până la  $1,8\ \text{MeV}$  [222].



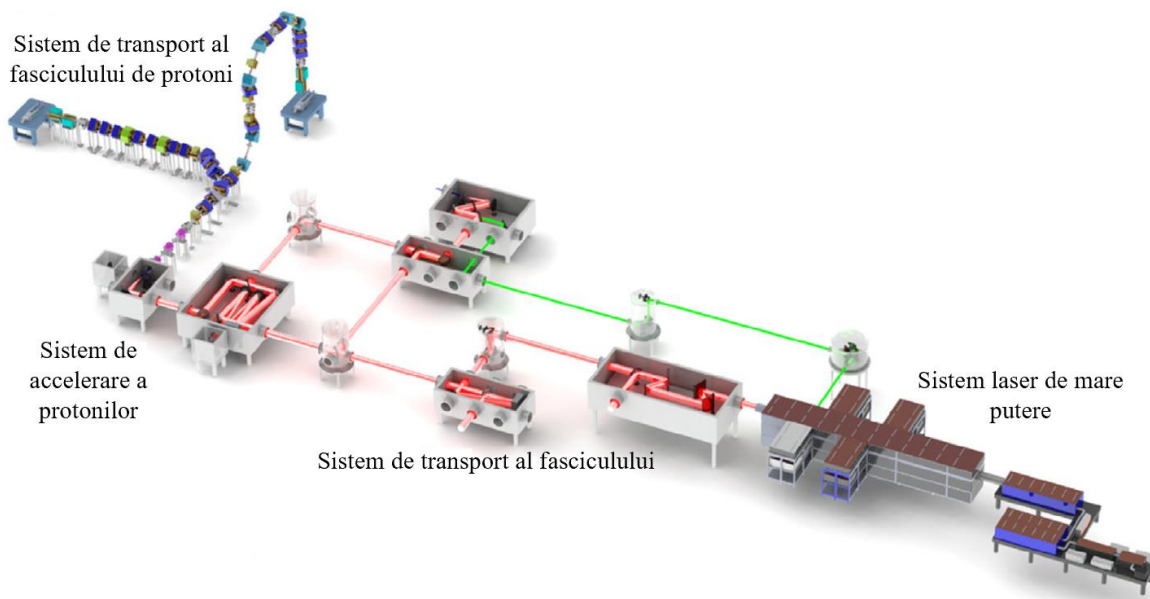
**Fig. 2.7.** Distribuția intensității fasciculului laser focalizat (a). Deviația în câmp magnetic și electric a fasciculului de protoni (b) și spectrul de energie cinetică calculat (c) [219].



## 2.4. Perspectiva de viitor privind utilizarea acceleratoarelor de protoni în plasmă laser pentru aplicații medicale (2024)

La ora actuală nu există un centru medical funcțional pentru radioterapia tumorilor maligne cu fascicule de protoni accelerate în plasmă laser [126], deoarece această nouă tehnologie este în curs de cercetare. Dezvoltarea centrelor pentru radioterapia tumorilor maligne cu fascicule de protoni accelerate în plasmă laser prezintă mult interes datorită avantajelor pe care le au aceste tipuri de radiații [43]. La ora actuală, se depun eforturi de cercetare pentru înțelegerea și aplicarea acestor tehnologii în viitorul apropiat. Multe instituții de cercetare din Europa, Asia și America, studiază prin diferite mecanisme accelerarea protonilor în plasmă laser și propun mai multe soluții de caracterizare a particulelor accelerate. Validarea performanțelor și optimizarea acestor sisteme destinate tratamentelor de radioterapie se află în faza de testare.

În fig. 2.8 este prezentat acceleratorul în plasmă laser care poate genera și controla fascicule de protoni de energii mai mici de 10 MeV [223]. Fascicule de protoni de curenți electrici mari, cu spectru de energie continuu și unghi de divergență mare, este generat prin utilizarea unui fascicul laser cu contrast ridicat și a țintelor cu grosime de ordinul micronilor. Fasciculul emis este ulterior colectat, analizat și focalizat de un sistem de control și orientare folosind electromagneți cu patru poli și magneți dipol. Acest sistem de control și orientare are capacitatea de a reduce deformarea profilului spațial al fasciculelor accelerate în plasmă laser și de a realiza un control precis al fasciculelor de protoni.



**Fig. 2.8.** Accelerator de protoni în plasmă laser pentru radioterapia tumorilor maligne construit la Universitatea din Peking cu sprijinul Ministerului de Știință și Tehnologie din China [264].

Liu Weihao și colaboratorii [264] au arătat că datorită dispersiei pulsului de protoni accelerat, colimarea și schimbarea direcției de propagare reprezintă o problemă pentru proiectarea acceleratoarelor de particule în plasmă laser. Wang și colaboratorii [264] cercetează aceste probleme în cadrul construcției primului accelerator de protoni în plasmă laser pentru radioterapia tumorilor maligne [265].



### CAP. 3. ELEMENTE DE CALCUL PENTRU DIMENSIONAREA SISTEMULUI LASER DE MARE PUTERE UTILIZAT PENTRU ACCELERAREA PROTONILOR

În cadrul dimensionării sistemului laser, tehnica utilizată la obținerea unor astfel de puteri pentru fasciculele laser se bazează pe amplificarea pulsurilor ultrascurte cu derivă de frecvență. Această metodă a primit premiul Nobel [146] în anul 2018 și presupune ca un puls laser ultrascurt să fie crescut temporal, amplificat în energie și comprimat la o durată de puls care este dată de oscilatorul laser cu pulsuri ultrascurte.

Pentru a obține o putere de 2 PW, energia de după sistemul optic de scurtare temporală ( $E_{DC}$ ) trebuie să fie 20 J, iar pulsul laser trebuie să aibă o durată ( $\Delta t$ ) de 10 fs conform relației de mai jos:

$$P = \frac{E_{DC}}{\Delta t} = \frac{20}{10 \cdot 10^{-15} \text{ s}} = 2 \cdot 10^{15} \text{ W} \quad (3.1)$$

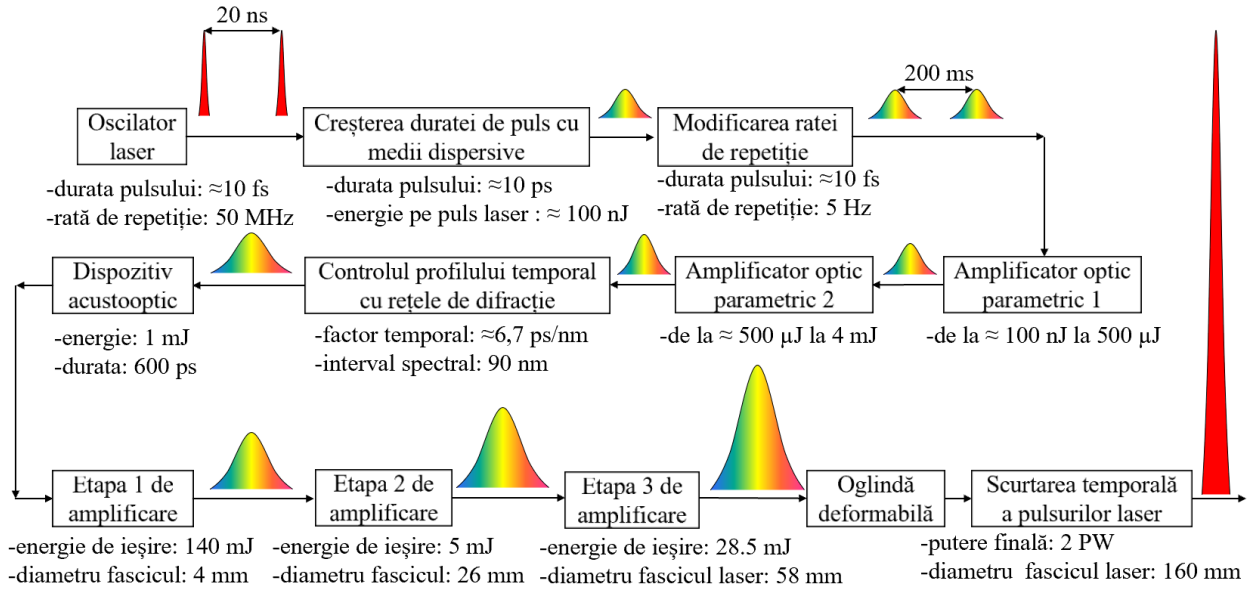
Sistemul optic de scurtarea temporală a pulsurilor laser cu patru rețele de difracție care recompune în fază undele de oscilație longitudinale din structura electromagnetică a pulsului laser are o eficiență de transmisie de 70%. Restul de energie se pierde prin absorbție și reflexie pe ordinele superioare de dispersie ale rețelelor de difracție. Prin urmare, va trebui ca energia înainte de sistemul optic de scurtare temporală ( $E_{IC}$ ) să fie:

$$E_{IC} = 20 \cdot \frac{100}{70} = 28,5 \text{ J} \quad (3.2)$$

Intensitatea depinde de puterea maximă ( $P$ ) și de diametrul ( $D$ ) fasciculului laser. Pentru un profil de distribuție gaussian cu diametru de 10  $\mu\text{m}$ , intensitatea fasciculului laser va fi:

$$I = \frac{P}{D} = \frac{2 \cdot 10^{15}}{\pi \cdot (0.001/2)^2} = 2.546 \cdot 10^{21} \text{ W/cm}^2 \quad (3.3)$$

Schema simplificată a sistemului laser de 2 PW (Fig. 3.1.) este compus dintr-un oscilator laser, un sistem de schimbare a ratei de repetiție, preamplificator optic parametric (OPA), sistem optic de creștere temporală a pulsurilor laser, amplificator de energie înaltă și sistem optic de scurtare temporală. Oscilatorul laser va genera pulsuri ultrascurte de 10 fs și 100 de nJ energie cu bandă spectrală largă la o rată de repetiție de 50 kHz. Pulsurile generate de oscilator vor fi crescute temporal la 10 ps printr-un material dispersiv din sticlă (SF11), iar rata de repetiție va fi modificate la 1 kHz prin schimbarea polarizării luminii în mediul neliniar electrooptic. Astfel, numărul de pulsuri și intensitatea lor sunt reduse și pot fi trimise către următorul modul din componența sistemului laser de mare putere.



**Fig. 3.1.** Schema simplificată a sistemului laser de 2 PW.

### 3.1.2. Determinarea duratei de puls și a ratei de repetiție

Oscilatorul cu pulsuri ultrascurte se remarcă prin rata de repetiție care de obicei este de megahertzi, pentru un nivel de energie de nanojouli (nJ). De două ori lungimea rezonatorului ( $d$ ) determină rata de repetiție ( $f$ ) și implicit distanța dintre două pulsuri. Așadar în cazul unui rezonator cu o lungime de 3 m, la o propagare a fascicului dus-întors distanța va fi  $d = 6$  m, de unde va rezulta:

$$v = \frac{d}{t}, \quad t = \frac{d}{c} = \frac{2(0,7 \cdot 2 + 0,65 \cdot 2 + 0,3)}{299\,792\,458} = 2 \times 10^{-8} \text{ s} \quad (3.4)$$

$$f = \frac{1}{T}, \quad f = \frac{1}{2 \cdot 10^{-8} \text{ s}} = 50 \text{ MHz} \quad (3.5)$$

La frecvența de repetiție de 50 MHz, distanța dintre două pulsuri adiacente este de 20 ns. Dacă în rezonator se utilizează oglinzi cu depuneri reflexive în gama 700 – 900 nm, atunci vom avea o lungime de undă centrală de  $\lambda_0 = 800$  nm și putem considera o gama variabilă de lungimi de undă la lățimea din semi-înălțime a pulsului (FWHM) cu  $\Delta\lambda = 90$  nm. Relația dintre banda spectrală și lungimea de undă este următoarea:

$$\Delta\nu = \frac{c}{\lambda_0^2} \Delta\lambda = \frac{3 \times 10^8}{(800 \times 10^{-9})^2} 90 \times 10^{-9} = 4,218 \times 10^{13} \text{ s}^{-1} \quad (3.6)$$

Pentru un profil spectral gaussian  $\Delta P$ , în transformata Fourier la limită, produsul dintre durata pulsului la FWHM și lățimea de bandă a frecvenței este:

$$\Delta P = 2 \log 2 / \pi = 0,4423 \quad (3.7)$$



Durata de puls  $\Delta\Gamma$  este invers proporțională cu banda spectrală a mediului activ. Cu cât cavitatea optică a oscilatorului este mai bine aliniată, cu atât se obține mai multă bandă spectrală și, în consecință, durata pulsului devine ultracurtă:

$$\Delta\Gamma = \frac{0,4423}{4,218 \times 10^{13}} = 10,48 \text{ fs} \quad (3.8)$$

### 3.2. Determinarea caracteristicilor temporale ale pulsului laser

Amplificarea în energie a pulsurilor ultracurte este posibilă doar prin creșterea temporală a pulsului laser și ajustarea dimensiunii fasciculului, astfel încât densitatea de fotoni pe suprafață să fie sub pragul de distrugere a componentelor optice. Întrucât, energia de ieșire disponibilă de la amplificatoare este dependentă de durata pulsului de intrare, prin creșterea temporală a acestuia se poate reduce puterea de vârf cu un ordine de mărime.

#### 3.2.1. Determinarea caracteristicilor de dispersie

Considerăm că un puls emis de oscilator are un profil de intensitate gaussian, FWHM de 90 nm și durată la limita transformatei Fourier [177] de  $\Delta t_{FTL} = 10,48 \cdot 10^{-15} \text{ s}$ . Lungimea temporală se face prin propagarea fasciculului printr-o sticlă fabricată din SF11 [270] cu lungime de 150 mm, la care se determină dispersia vitezei de grup (GVD) [271]. Formula generală a dispersiei pentru indicele de refracție a sticlei SF11 este dată de ecuația Sellmeier:

$$n(0.8) = \sqrt{1 + \frac{1,73759695 \cdot 0,8^2}{0,8^2 - 0,013188707} + \frac{0,313747346 \cdot 0,8^2}{0,8^2 - 0,0623068142} + \frac{1,89878101 \cdot 0,8^2}{0,8^2 - 155,23629}} = 1,764 \quad (3.9)$$

Dispersia vitezei de grup pentru lungimea de undă de  $\lambda = 0,8 \mu\text{m}$  a fost determinată ca fiind:  $GVD = 187,50 \text{ fs}^2/\text{mm}$ . După două treceri prin materialul dispersiv SF11, dispersia întârzierii de grup ( $GDD$ ) exprimat ca produsul dintre  $GVD \cdot L$  va fi:

$$GDD = 187,50 \cdot 150 \cdot 2 \text{ (treceri)} = 56\,250 \text{ fs}^2 \quad (3.10)$$

Prin urmare, profilul temporal al pulsului laser după propagarea de 2 ori prin materialul SF11 cu lungimea  $L$ , poate fi exprimat cu următoarea relația:

$$\Delta t_{out} = \frac{\sqrt{\Delta t_{FTL}^4 + 16(\ln 2)^2 GDD^2}}{\Delta t_{FTL}} \quad (3.11)$$

Pentru  $\Delta t_{FTL} = 10,48 \text{ fs}$ , și un  $GDD = 56\,250 \text{ fs}^2$ , prin înlocuire în relația (3.11) rezultă următoarea durată de puls:

$$\Delta t_{out} = \frac{\sqrt{(10,48 \cdot 10^{-15})^4 + 16(\ln 2)^2 (56250 \cdot 10^{-15})^2}}{10,48 \cdot 10^{-15}} = 9,56 \cdot 10^{-12} \approx 10 \text{ ps} \quad (3.12)$$



### 3.2.2. Determinarea factorului de creștere temporală a pulsurilor laser

Pulsul laser la aproximativ 10 ps durată și cu bandă spectrală largă 90 nm este trimis către sistemul de creștere temporală de tip "Offner" [272-274]. Energia de ieșire din modulul OPA este limitată pentru a nu distruge rețeaua de difracție. Diametrul fascicului laser la intrarea în sistemul optic de creștere temporală este exprimat în funcție de fluența limită ( $F_{limit}$ ) și de energie, după cum urmează:

$$F_{limit} = \frac{E_{OPA}}{\pi \left( \frac{D_{800}}{2} \right)^2} \Rightarrow D_{800} = 2 \cdot \sqrt{\frac{4}{\pi \cdot 150}} = 0,1842 \text{ cm} \quad (3.13)$$

Timpul de întârziere ( $t_{lt}$ ) dintre lungimile de undă marginale introduse de sistemul optic de creștere temporală va fi diferența totală de drum optic raportată la viteza luminii. Sistemul optic de creștere temporală va avea un factor  $\zeta_{temporal}$  de:

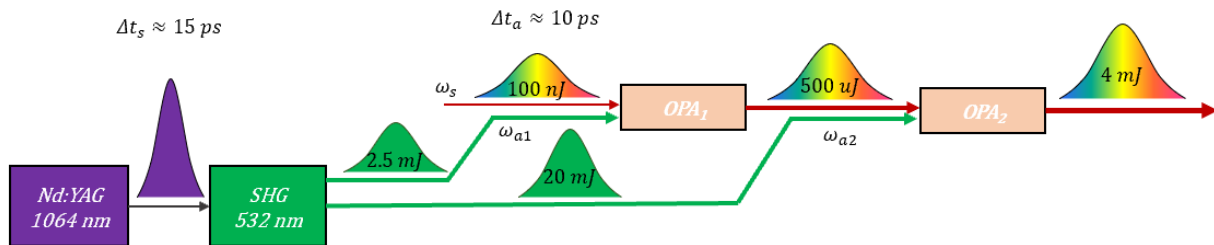
$$t_{lt} = \frac{dif}{c} = \frac{183,16 \cdot 10^{-3}}{299792458} \cong 610 \text{ ps} \quad (3.14)$$

$$\zeta_{temporal} = t_{lt} / \Delta\lambda = \frac{610 \text{ ps}}{90 \text{ nm}} \cong 6,78 \text{ ps/nm} \quad (3.15)$$

### 3.3. Amplificatoare de energie pentru pulsurile laser ultracurte

#### 3.3.1. Dimensionarea fasciculelor laser din amplificator optic parametric

Deoarece pulsul laser la intrare în OPA trebuie să crească la o energie de 4 mJ de la o energie de 100 nJ, OPA va fi divizat în două etape de amplificare. În primul amplificator optic parametric ( $OPA_1$ ), energia pulsului laser este amplificată de la sute de nJ la sute de  $\mu$ J. În al doilea amplificator optic parametric ( $OPA_2$ ) energia pulsului laser este amplificată de la sute de  $\mu$ J la câțiva mJ. La propagarea prin sistemul optic de creștere temporală și modulul acustooptic (AO), o parte din energia pulsului laser este diminuată prin absorbție și reflexie. Sistemul optic de creștere temporală are aproximativ 70% [283] eficiență energetică, iar AO în jur de 40-50%. Pentru a obține o energie de 1mJ la intrarea în primul amplificator, pulsul laser este amplificat până la 4 mJ energie.



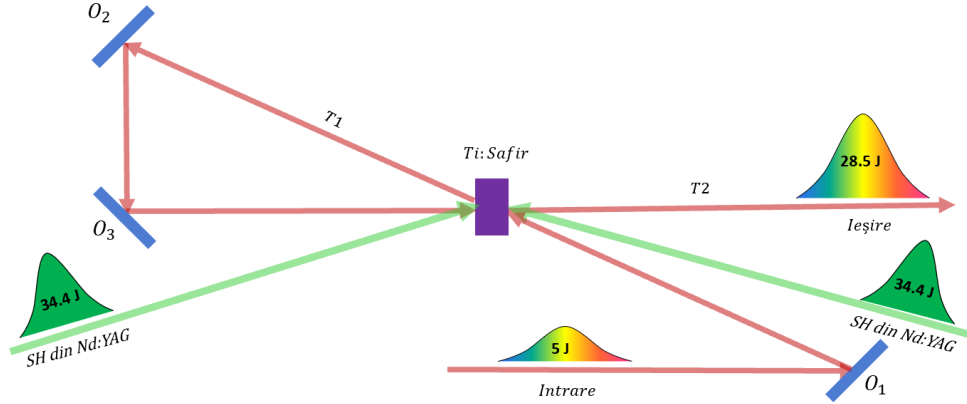
**Fig. 3.2.** Schema amplificatorului de energie cu două stagii de amplificare  $OPA_1$  și  $OPA_2$ .  $\omega_s$ - fascicul laser principal,  $\omega_{a1}$ ,  $\omega_{a2}$ - fascicul laser pentru amplificare [151].



### 3.3.4. Dimensionarea amplificatorului cu două treceri prin mediul laser de Ti:Safir

Fluența disponibilă în mediul activ laser ( $F_{dis}$ ) utilizată în procesul de amplificare va fi:

$$F_{dis} = 0,9 \cdot 0,665 \cdot 0,95 \cdot 2,433 = 1,383 \text{ J/cm}^2 \quad (3.16)$$



**Fig. 3.3.** Schema de principiu a amplificatorului de energie cu două treceri prin mediul activ de Ti:Safir.  $O_1, O_2, O_3$ - oglinzi plane,  $T_1, T_2$ - numărul de treceri ale fasciculului laser prin mediul activ,  $SH$ - armonica a doua,  $Nd:YAG$ - laser cu mediu activ granat de ytriu aluminiu dopat cu ioni de neodim.

După prima trecere prin mediul activ laser,  $F_{t1}$  se modifică conform relației de mai jos, în care:

$$F_{t1} = F_{sat} \left\{ \ln \left[ 1 + \left( e^{\frac{F_a}{F_{sat}}} - 1 \right) e^{\frac{F_{dis}}{F_{sat}}} \right] \right\} = 0,9 \left\{ \ln \left[ 1 + \left( e^{\frac{0,189}{0,9}} - 1 \right) e^{\frac{1,383}{0,9}} \right] \right\} = 0,662 \text{ J/cm}^2 \quad (3.17)$$

Fluența disponibilă  $F_{dis2}$  în mediul activ laser pentru a doua trecere ( $F_{t2}$ ) va fi:

$$F_{dis2} = F_{dis} - F_{t1} = 1,383 - 0,662 = 0,721 \frac{\text{J}}{\text{cm}^2} \quad (3.18)$$

$$F_{t2} = F_{sat} \left\{ \ln \left[ 1 + \left( e^{\frac{F_{t1}}{F_{sat}}} - 1 \right) e^{\frac{F_{dis2}}{F_{sat}}} \right] \right\} = 0,9 \left\{ \ln \left[ 1 + \left( e^{\frac{0,662}{0,9}} - 1 \right) e^{\frac{0,721}{0,9}} \right] \right\} = 1,106 \text{ J/cm}^2 \quad (3.19)$$

Energia extrasă ( $E_{ext}$ ) din mediul activ laser de Ti:Safir după cele 3 treceri ( $E_{t3}$ ) este:

$$E_{t2} = F_{t2} * s = 1,106 * \pi * \left( \frac{5,8}{2} \right)^2 \cong 29 \text{ J} \quad (3.20)$$

$$E_{amp} = E_{t2} - E_{in} = 29 - 5 = 24 \text{ J} \quad (3.21)$$

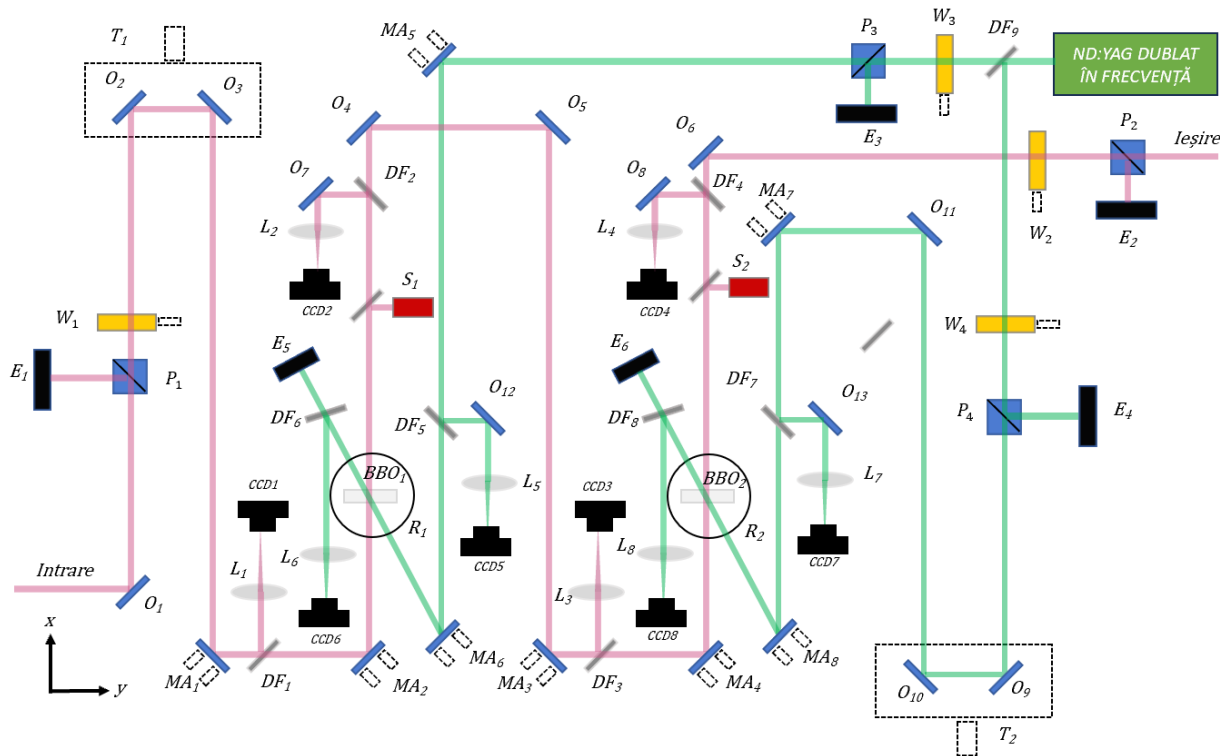
Calcululele au fost efectuate considerând o distribuție uniformă de intensitate atât pentru fasciculul laser ce trebuie amplificat, cât și pentru fasciculul laser de stimulare a inversiei de populație. În general pentru laserele din clasa 2 PW, sunt necesare medii active de Ti:Safir cu dimensiuni cuprinse între 80-100 mm diametru și 20-50 mm grosime. Fasciculele laser au un diametru cuprins între 60-90 mm și puțin peste în cazul fasciculelor utilizate pentru amplificare.



## CAP. 4. CERCETĂRI PRIVIND AUTOMATIZAREA UNOR PROCESE DIN COMPONENTA SISTEMULUI LASER DE MARE PUTERE

### 4.3. Automatizarea procesului de amplificare optică parametrică (OPA)

În fig. 4.1. atât poziția fascicului la  $\lambda = 800 \text{ nm}$  ( $\omega_s$ ) cât și poziția fascicului la  $\lambda = 532 \text{ nm}$  ( $\omega_a$ ) vor fi detectate de semnalul generat de o fotodiodă. Distanța dintre cele două pulsuri va fi compensată acționând masa de translație  $T_1$ . Astfel, se realizează suprapunerea spațială pe direcția axei x de propagare, între  $\omega_a$  cu  $\omega_s$ , în primul mediu activ laser neliniar ( $BBO_1$ ). Ajustarea profilului spațial se realizează cu monturile acționate electric  $MA_1$ - $CCD1$  și  $MA_2$ - $CCD2$  pentru  $\omega_s$ . Optimizarea transferului de energie de la  $\omega_a$  la  $\omega_s$  este realizat prin ajustarea unghiului pentru  $BBO_1$  în acord cu direcția de propagare a lui  $\omega_a$  din masa de rotație  $R_1$ . Deoarece intensitatea este foarte mare în centrul fascicului, o parte din fotoni sunt convertiți la loc în energie de amplificare.



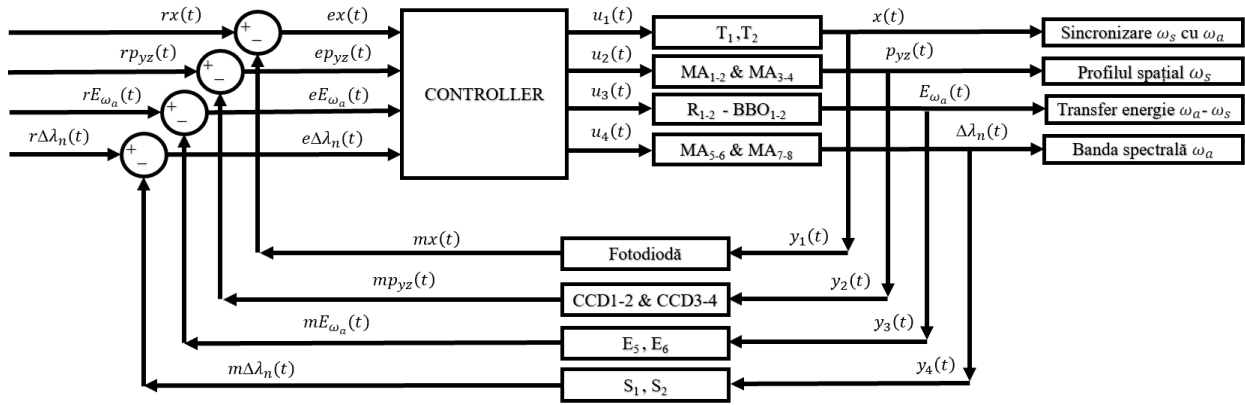
**Fig. 4.1.** Schema de automatizare a procesului de amplificare optică parametrică cu două stagii de amplificare.  $L_1, \dots, L_{10}$ - lentile pentru focalizare  $CCD_1, \dots, CCD_8$ - camere pentru monitorizarea fasciculelor laser.  $DF_1, \dots, DF_8$ - divizoare de fascicul,  $MA_1, \dots, MA_8$ - monturi cinematice acționate electric,  $O_1, \dots, O_{10}$ - oglindă plană,  $BBO_1, BBO_2$ - medii laser neliniare,  $E_1, \dots, E_6$ - energimetre,  $P_1, \dots, P_4$ - polarizor de tip cub.  $T_1, T_2$ - mese de translație,  $S_1, S_2$ - spectrometre,  $W_1, \dots, W_4$ - componente optice cu schimbare de fază.

Energia din fasciculul laser care nu va fi utilizat în procesul de amplificare va fi măsurat cu energimetrului  $E_5$  și va reprezenta răspunsul buclei de control al unghiului  $\alpha$ . Pentru menținerea unei bande spectrale largi a pulsului de ieșire, cu  $MA_5$ - $CCD5$  și  $MA_6$ - $CCD6$  se orientează poziția pentru  $\omega_a$  pe baza informațiilor primite de la spectrometrul  $S_1$ . Metoda de control automat al procesului de amplificare pentru  $OPA_2$  se realizează în aceeași manieră, cu





diferență că, suprapunerea spațială în  $BBO_2$  pe direcția de propagare  $x$ , este obținută modificând lungimea de propagare pentru  $\omega_s$  din masa de translație  $T_2$ . O suprapunere perfectă între cele două fascicule este necesară și înseamnă că lungimile de unda se compun perfect.



**Fig. 4.2.** Diagrama bloc pentru automatizarea procesului de amplificare optică parametrică prin controlul: sincronizării dintre  $\omega_a$ -  $\omega_s$ , profilului spațial  $\omega_s$ , transferului de energie de la  $\omega_a$  la  $\omega_s$  și benzii spectrale.

Din diagrama bloc din fig. 4.2, a fost dedus sistemul de ecuații (4.1) care va trebui implementat în limbajul de programare al controlerului pentru obținerea semnalelor de comandă, în vederea automatizării procesului de amplificare optică parametrică.

$$\begin{cases} ex(t) = rx(t) - mx(t) \\ epyz(t) = rpyz(t) - mpyz(t) \\ eE_{\omega_a}(t) = rE_{\omega_a}(t) - mE_{\omega_a}(t) \\ e\Delta\lambda_n(t) = r\Delta\lambda_n(t) - m\Delta\lambda_n(t) \end{cases} \quad \begin{cases} x(t) = y_1(t) \\ pyz(t) = y_2(t) \\ E_{\omega_a}(t) = y_3(t) \\ \Delta\lambda_n(t) = y_4(t) \end{cases} \quad (4.1)$$

Primul pas pentru automatizarea procesului de amplificare optică parametrică este sincronizarea spațială în interiorul mediului activ laser nelinier. Fotodioda va identifica distanța dintre cele două pulsuri laser și va furniza poziția actuală pentru  $\omega_a$  și  $\omega_s$  cu semnalul  $mx(t)$ . Dacă acest semnal nu este egal cu referința setată  $rx(t)$ , se va obține o diferență de poziție  $ex(t)$ , care va trebui reglată. Controlerul va calcula, conform primei ecuații, valoarea exactă care trebuie compensată și va genera semnalul de comandă  $u_1(t)$  care va acționa mesele de translație  $T_1$  și  $T_2$ . Lungimea de propagare pentru cele două fascicule trebuie reglată până când semnalul de ieșire  $x(t)$  va fi egal cu referința.

Profilul spațial al fasciculului  $\omega_s$  poate fi reglat automat din monturile cinematice acționate electric  $MA_1$ ,  $MA_2$ , la ieșire din  $BBO_1$  și  $MA_3$  și  $MA_4$  la ieșire din  $BBO_2$ . Poziția la care fasciculul are forma dorită va fi dat de semnalul  $pyz(t)$  și va fi memorat ca referință  $rpyz(t)$  în raport cu poziția și distribuția spațială a fasciculului, observate cu ajutorul camerelor CCD1-4.

Transferul de energie de la  $\omega_a$  la  $\omega_s$  va fi controlat, modificând unghiul de orientare a mediului activ laser pentru îndeplinirea condiției de fază dintre cele două semnale. Ajustarea unghiului pentru  $BBO_1$  se face din masa de rotație  $R_1$ , iar pentru  $BBO_2$  din masa de rotație  $R_2$ . Răspunsul acestei bucle de control este dat de semnalul  $mE_{\omega_a}$ , măsurat cu energimetrele  $E_5$  și  $E_6$ .

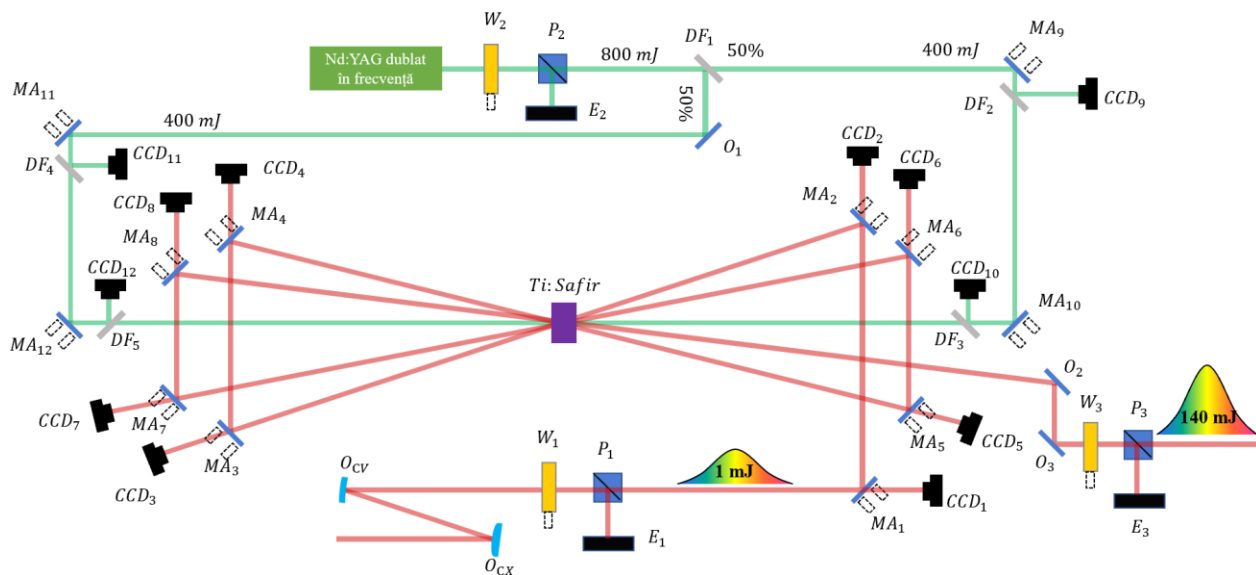


Unghiul de potrivire de fază  $\alpha$  va fi stabilit de ce mai mică valoare înregistrată de energimetrele  $E_5$  și  $E_6$ .

Având în vedere că pulsul laser are bandă spectrală ( $\Delta\lambda_n \approx 90 \text{ nm}$ ), trebuie amplificate toate lungimile de undă pentru a nu pierde rezoluția temporală a pulsului în sistemul optic de scurtare temporală. Cu  $MA_5$  și  $MA_6$  se reglează banda spectrală măsurată cu spectrometrul  $S_1$  la ieșirea din  $BBO_1$ , prin reglarea suprapunerii dintre  $\omega_a$  și  $\omega_s$  și se verifică profilul spațial cu camerele CCD5-6. Poziția cea mai bună la care toate lungimile de undă din pulsul laser sunt amplificate parametric va fi memorată ca referință  $r\Delta\lambda_n(t)$  și va fi dată de informațiile citite de la  $S_1$  și  $S_2$ . În  $BBO_2$  procesul de auto-reglare a amplificării optice parametrice se va realiza din  $MA_7$  și  $MA_8$ , urmărind banda spectrală din  $S_2$ , în acord cu referințele camerelor CCD7-8.

#### 4.4. Automatizarea procesului de amplificare în mediile active de Ti:Safir

Energia de ieșire și banda spectrală a pulsului laser la finalul fiecărui etaj de amplificare variază în funcție de poziția la care cele două fascicule laser se suprapun în mediu activ. Cu alte cuvinte, puterea finală a pulsului laser este dependentă atât de energie, cât și de banda spectrală. Dacă o parte din lungimile de undă nu sunt amplificate datorită unei erori de suprapunere în mediul de amplificare, puterea fascicului laser scade. De asemenea, pot apărea și alte probleme precum amplificarea unor lungimi de undă mai mult decât ar trebui și care, în final, pot duce la deteriorarea componentelor sistemului laser de mare putere.



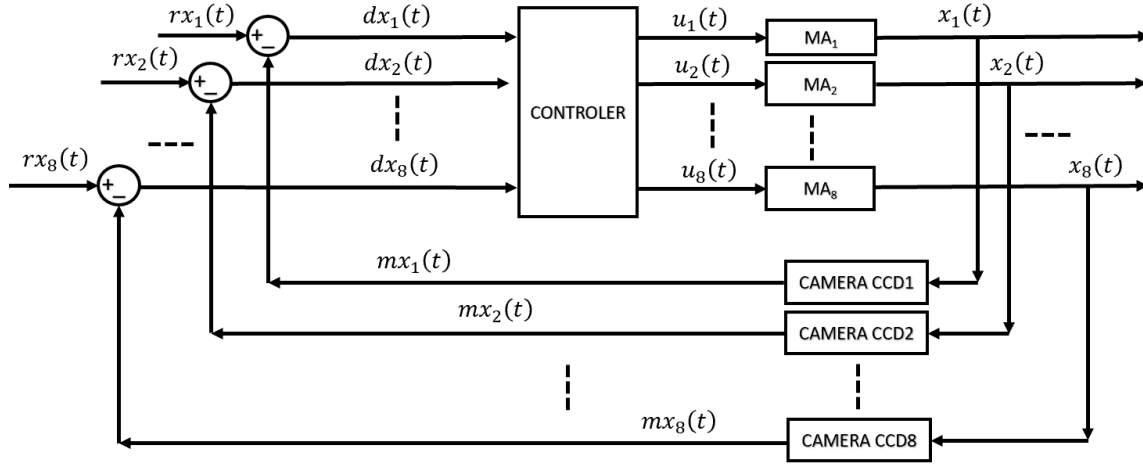
**Fig. 4.3.** Schema sistemului optic pentru monitorizarea și controlul în buclă închisă a fascicului laser de amplificare (verde) și a fascicului laser amplificat (roșu).  $CCD_1, \dots, CCD_{10}$ - camere pentru detectarea poziției,  $DF_1, \dots, DF_5$ - divizoare de fascicul,  $MA_1, \dots, MA_8$ - monturi cinematice acționate electric,  $O_{cx}$  - oglindă convexă,  $O_{cv}$  - oglindă concavă,  $O_1, O_2, O_3$ - oglinzi plane,  $P_1, P_2, P_3$ - polarizori,  $E_1, E_2, E_3$ - energimetre.

Pentru a menține o repetabilitate constantă a parametrilor fascicului laser de la un puls la altul, a fost propusă o metodă de monitorizare și control în buclă închisă a direcțiilor de propagare pentru fasciculele implicate în procesul de amplificare (Fig. 4.3). Fasciculul laser cu



lungime de undă centrală de  $\lambda = 800$  nm (roșu) este orientat automat din oglinzile acționate electric  $MA_1$  și  $MA_2$ , pentru prima trecere prin mediul activ laser de Ti:Safir. Poziția la care trebuie orientat este dată de camerele  $CCD_1$  și  $CCD_2$ . Pentru orientarea automată prin mediul activ laser la a doua trecere sunt utilizate  $MA_3$  și  $MA_4$ , cu camerele aferente  $CCD_3$  și  $CCD_4$ . Poziția fascicului laser pentru a treia trecere este monitorizată de  $CCD_5$  și  $CCD_6$  și este orientată automat din  $MA_5$  și  $MA_6$ . În ultima trecere camerele  $CCD_7$  și  $CCD_8$  împreună cu  $MA_7$  și  $MA_8$ , sunt utilizate pentru a avea un control automat și o monitorizare constantă a poziției fascicului laser.

Fasciculul generat de laserul ND:YAG dublat în frecvență trece printr-un divizor ( $DF_1$ ) de fascicul care împarte energia în mod egal. Din oglinzile montate în monturile cinematice cu acționare electrică  $MA_9, MA_{10}, MA_{11}, MA_{12}$ , cele două fascicule utilizate la amplificare sunt orientate automat. Cu divizoarele de fascicul  $DF_2, DF_3, DF_4, DF_5$ , o mică parte din energia laserului în verde este trimisă pe camerele  $CCD_9, CCD_{10}, CCD_{11}, CCD_{12}$ , pentru a monitoriza poziția în spațiu a fasciculelor pentru amplificare. Diagrama bloc după care funcționează sistemul de reglare automat este prezentată în fig. 4.7.



**Fig. 4.4.** Diagrama bloc simplificată pentru monitorizarea și controlul în buclă închisă a poziției fascicului laser la fiecare trecere prin mediul activ laser.

Dacă una din referințele setate  $rx_1(t), rx_2(t), \dots, rx_8(t)$  nu este identică cu una din valorile măsurate  $mx_1(t), mx_2(t), \dots, mx_8(t)$ , atunci se va înregistra o diferență de poziție  $dx(t)$ . În funcție de cât de mare este diferența dintre valoarea măsurată și valoarea de referință, controlerul va genera semnalele de comandă  $u_1(t), u_2(t), \dots, u_8(t)$ , care vor controla monturile cinematice acționate electric, astfel încât pozițiile fasciculelor la suprafața mediului activ laser  $x_1(t), x_2(t), \dots, x_8(t)$ , să fie egale cu referințele  $rx_1(t), rx_2(t), \dots, rx_8(t)$ .

$$\begin{cases} dx_1(t) = rx_1(t) - mx_1(t) \\ dx_2(t) = rx_2(t) - mx_2(t) \\ \vdots \\ dx_8(t) = rx_8(t) - mx_8(t) \end{cases} \quad \begin{cases} x_1(t) = y_1(t) \\ x_2(t) = y_2(t) \\ \vdots \\ x_8(t) = y_8(t) \end{cases} \quad (4.2)$$



## CAP. 5. ELEMENTE DE PROIECTARE A ACCELERATORULUI DE PROTONI ÎN PLASMĂ LASER PENTRU RADIOTERAPIA TUMORILOR MALIGNE

Structura de principiu a acceleratorului de protoni în plasmă laser pentru radioterapia tumorilor maligne are la bază un sistem laser de mare putere, o incintă de interacție pentru accelerarea protonilor și un sistem pentru controlul și orientarea fasciculelor de protoni (Fig. 5.1).



Fig. 5.1. Structura de principiu a acceleratorului de protoni în plasmă laser pentru radioterapia tumorilor maligne.

### 5.7. Sistemul laser de mare putere utilizat ca accelerator de protoni

Sistemul laser de mare putere proiectat este ilustrat în fig. 5.2 și este compus din: oscilator, selector de pulsuri, amplificator optic parametric, sistemul optic de creștere temporală, trei stagii de amplificare, un sistem de corecție spațială și un sistem optic de scurtare temporală. Oscilatorul va genera pulsuri cu durată de 10 fs, bandă spectrală largă de 90 nm cu lungimea de undă centrală de  $\lambda = 800 \text{ nm}$  și 100 nJ energie care vor fi direcționate către sistemul de selecție și creștere temporală prin fenomenul de dispersie. Frecvența de 50 MHz este redusă la 5 Hz prin schimbarea polarizării într-un dispozitiv electrooptic iar durata de puls este crescută temporal de la 10 fs la 10 ps în mediul dispersiv SF11. Amplificatorul optic parametric va utiliza medii active laser neliniare de BBO iar pulsurile laser vor fi amplificate în două etape cu o energie de 25 mJ cu lungime de undă de  $\lambda = 532 \text{ nm}$ . În primul mediu activ, pulsul laser crește în energie de la 100 nJ la 500  $\mu\text{J}$ , iar în al doilea mediu activ, pulsul laser atinge energia de 4 mJ. După amplificare, pulsurile laser sunt trimise în sistemul optic de creștere temporală format dintr-o rețea de difracție și un telescop afocal. În cadrul acestui sistem optic a fost introdus un retror în plan vertical, astfel încât fasciculul laser să efectueze un drum optic dus-întors. La ieșirea din sistemul optic de creștere temporală pulsul laser are o durată de puls de 600 ps iar energia se reduce la 2.8 mJ datorită eficienței de transmisie de 70%. Înainte de amplificatorul de 140 mJ pulsul laser trece printr-un dispozitiv acustooptic ce are la bază un cristal de oxid de telur ( $\text{TeO}_2$ ) ce ajută la compensarea ordinelor de dispersie superioare, generate în timpul propagării pulsurilor laser prin mediile dispersive ale sistemului. Dacă presupunem că eficiența dispozitivului acustooptic este de 35-40%, energia de ieșire va fi de aproximativ 1 mJ. La trecerea prin primul amplificator, energia de 1 mJ crește la 140 mJ după patru treceri prin mediul activ de Ti:Safir. Inversia de populație este realizată utilizând două fascicule laser de 0.4 J provenite de la aceeași sursă laser, dar orientate pe direcții diferite, astfel încât mediul activ laser să fie stimulat pe ambele părți. În proiectarea acestui amplificator, fluența totală a fasciculelor laser a fost limitată sub  $2 \text{ J/cm}^2$ . Mediul activ laser din primul amplificator are 10 mm diametru și 30 mm lungime. La ieșirea din amplificator, pulsul laser cu diametru de 4 mm este expandat



până la 24 mm pentru a nu distruge componentele optice ale amplificatorului 2. Mediul activ laser de Ti:Safir cu un diametru și o lungime de 40 mm, va utiliza aproximativ 15 J energie de amplificare, astfel încât pulsul principal să atingă o energie de 5 J.

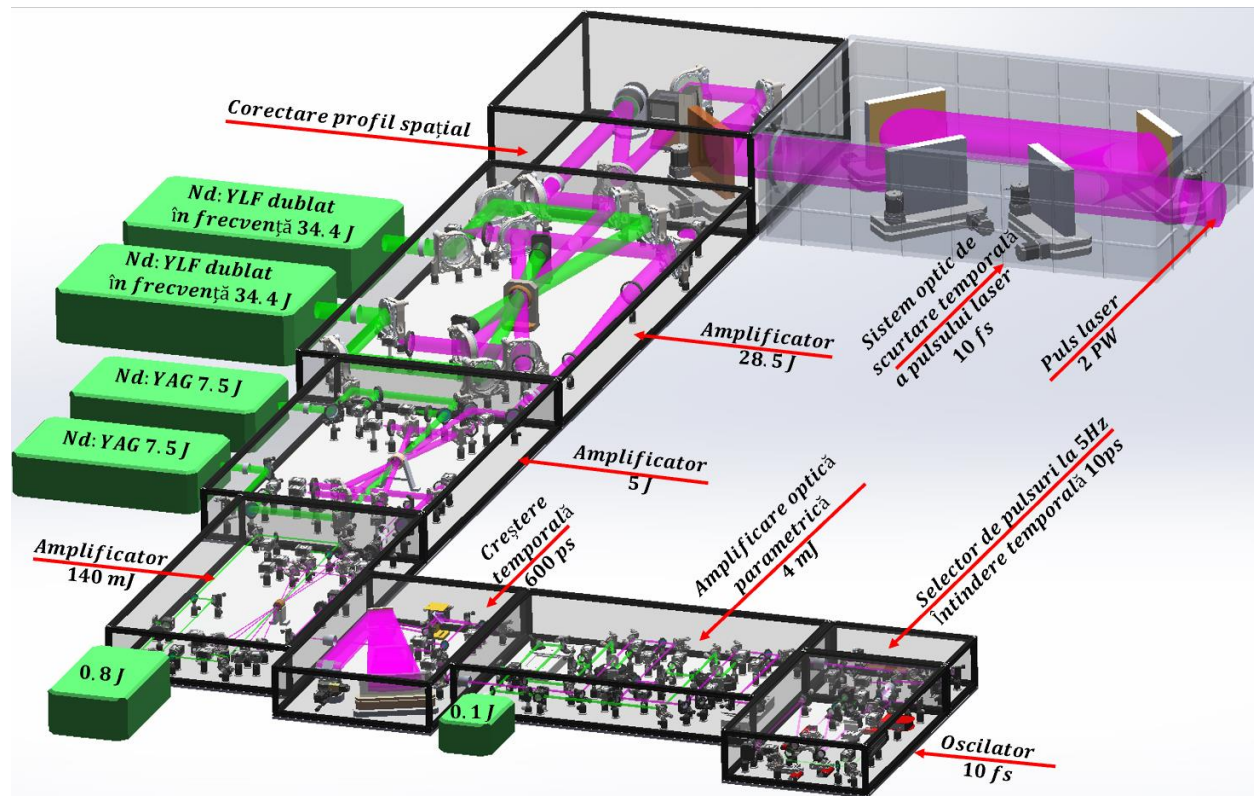


Fig. 5.2. Ansamblul sistemului laser de 2 PW utilizat ca accelerator de particule.

Tabel 5.1. Caracteristicile fascicului laser generat de sistemul laser de mare putere.

Energie de ieșire	Rată de repetiție	Durata de puls	Interval spectral
20 J	5 Hz	10 fs	90 nm

Între ultimul amplificator de energie și sistemul optic de scurtare temporală, a fost proiectat sistemul optic de corecție a profilului spațial cu oglindă deformabilă. Deoarece fluența de distrugere a rețelelor de difracție este limitată la  $150 \text{ mJ/cm}^2$ , la intrarea în sistemul optic de scurtare temporală, fasciculul va avea un diametru de 160 mm. După difracția de pe prima rețea, ordinul zero este trimis pe a doua rețea, iar fasciculul devine colimat, dar cu o diferență de drum optic între componentele spectrale ale pulsului. Distanța dintre  $RD_2$  și  $RD_3$  se alege astfel încât componentele spectrale să fie cuplate în fază pentru a scurta durata de puls la zeci de fs. La ieșirea de pe a treia rețea de difracție, razele de lumină converg și sunt colimate de a patra rețea de difracție. Din geometria sistemului optic de scurtare temporală, modurile de oscilație sunt recuplate în fază, reproducând aproximativ durata de puls generată de oscilator. Datorită eficienței de transmisie de 70 %, energia se reduce de la 28,5 J la 20 de J, iar durata de 600 ps scade la 10 fs, de unde se atinge o putere de 2 PW.

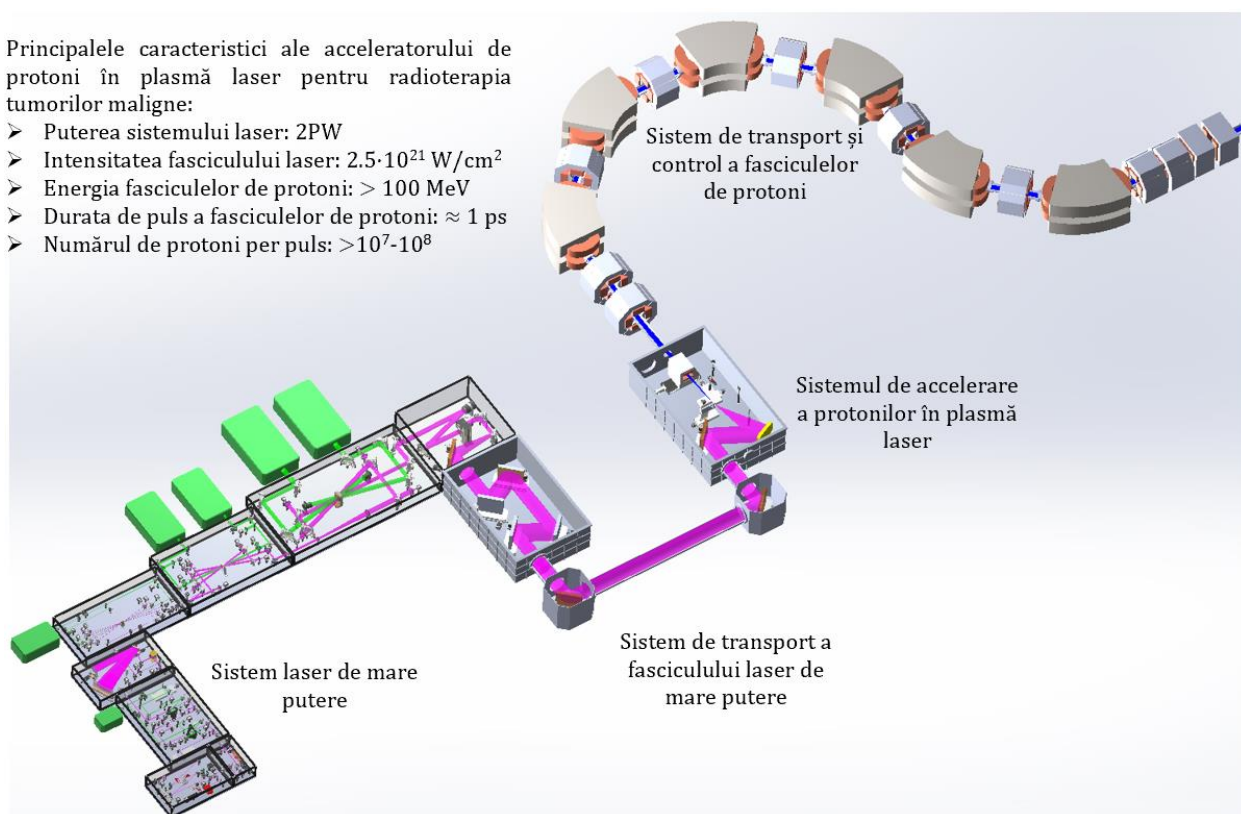


## 5.10. Acceleratorul de protoni în plasmă laser pentru radioterapia tumorilor maligne

Acceleratorul de protoni în plasmă laser pentru radioterapia tumorilor maligne este prezentat în Fig. 5.3. Sistemul laser de 2 PW este capabil să genereze pulsuri laser cu durate de timp de 10 fs și energie de 20 J. Acestea sunt direcționate către sistemul de accelerare a fasciculelor de protoni printr-un sistem de control și orientare compus din două oglinzi plane. În sistemul de accelerare a fasciculelor de protoni, fasciculul laser este focalizat pe o țintă de către o oglindă parabolică, la un diametru de 10  $\mu\text{m}$ , ceea ce permite obținerea unei intensități de  $2.5 \cdot 10^{21} \text{ W/cm}^2$ . Conform rezultatelor cercetărilor anterioare, [1, 198] prin utilizarea mecanismului TNSA de accelerare a protonilor din ținte solide de polistiren  $(\text{C}_8\text{H}_8)_n$ , se pot genera fascicule de protoni cu durate de puls de ordinul ps și energii cuprinse în intervalul 10-200 MeV.

Principalele caracteristici ale acceleratului de protoni în plasmă laser pentru radioterapia tumorilor maligne:

- Puterea sistemului laser: 2PW
- Intensitatea fascicului laser:  $2.5 \cdot 10^{21} \text{ W/cm}^2$
- Energia fasciculelor de protoni:  $> 100 \text{ MeV}$
- Durata de puls a fasciculelor de protoni:  $\approx 1 \text{ ps}$
- Numărul de protoni per puls:  $> 10^7 - 10^8$



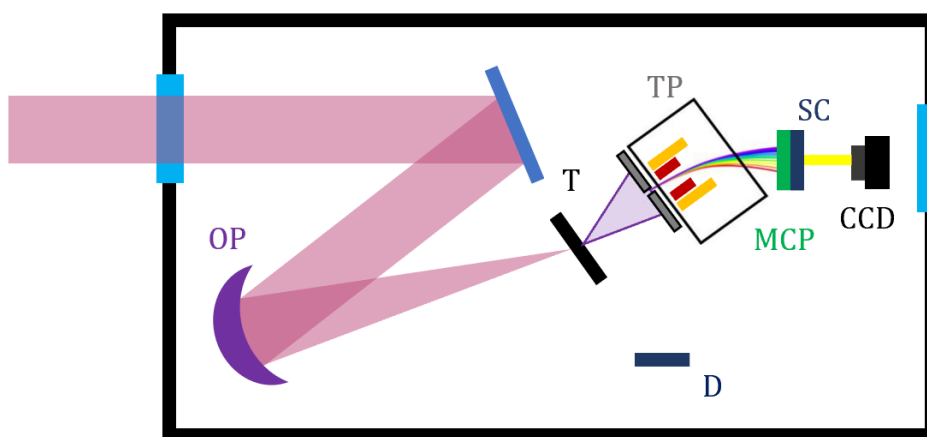
**Fig. 5.3.** Modelul 3D simplificat al acceleratului de protoni în plasmă laser pentru radioterapia tumorilor maligne.



## CAP. 6. REZULTATE ALE SIMULĂRII PRIVIND INTERACȚIUNEA LASER-ȚINTĂ ȘI DINAMICA FASCICULUI DE PROTONI PRIN SISTEMUL DE CONTROL AL DIRECȚIEI DE PROPAGARE

### 6.1. Sistemul simplificat de accelerare în plasmă laser a fasciculelor de protoni

În cadrul sistemului de accelerare a protonilor (Fig. 6.1), fasciculul laser este focalizat pe țintă la un anumit unghi, pentru a preveni propagarea în sens invers a reflexiilor fasciculului laser. Acest fenomen este datorat unui contrast de intensitate cu pre și post pulsuri suficient de înalte, astfel încât să producă fenomenul de oglindă de plasmă, care poate reflecta pulsul principal în sens invers prin sistem.



**Fig. 6.1.** Schema simplificată a sistemului de generare și caracterizarea fasciculului de protoni. OP-oglină parabolică, T-țintă, TP-spectrometru pentru protoni, MCP-detector de particule, SC-scintilator, D-detectori, CCD-cameră pentru monitorizarea fasciculelor laser.

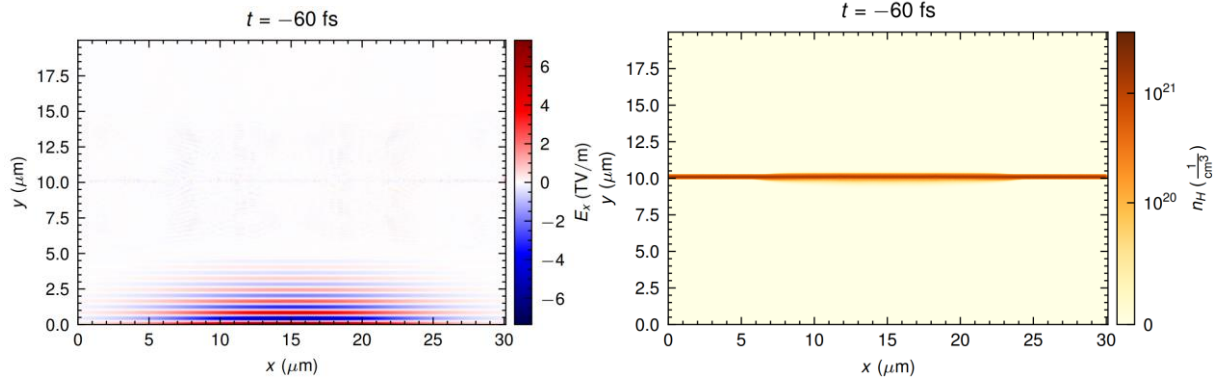
În fig.6.1 fasciculul laser este focalizat pe țintă (T) prin intermediul oglinzii parabolice (OP) într-un diametru de zeci de  $\mu\text{m}$ . Datorită unei intensități extrem de mari, deplasarea electronilor din țintă va produce un moment cinetic care va accelera protonii. Fasciculul de protoni emis este perpendicular pe țintă și este trimis către spectrometrul "Thomson Parabola" (TP), care măsoară spectrul de energie. În spatele spectrometrului TP se află un sistem cu micro-canale (MCP), unde protonii cedează energia electronilor care au o anumită sarcină electrică. Prin aplicarea unei tensiuni înalte, acest semnal electric emis, este multiplicat de către MCP. Prin măsurarea curentului generat se face o estimare a energiei fasciculului de protoni. În spatele MCP se montează un scintilator (SC) care va genera un semnal luminos ce va fi colectat de camera CCD.

Pentru generarea fasciculelor de protoni, a fost propusă o țintă solidă din plastic, deoarece având o densitate mică se pot accelera mai ușor protoni la energii de ordinul sutelor de MeV [1]. În orice caz, cercetări recente arată că majoritatea experimentelor care studiază accelerarea protonilor cu lasere de mare putere raportează detectarea unui număr mare de protoni accelerați, chiar și atunci când se folosesc ținte metalice [1].



### 6.1.1. Rezultate ale simulărilor privind interacțiunea laser-țintă

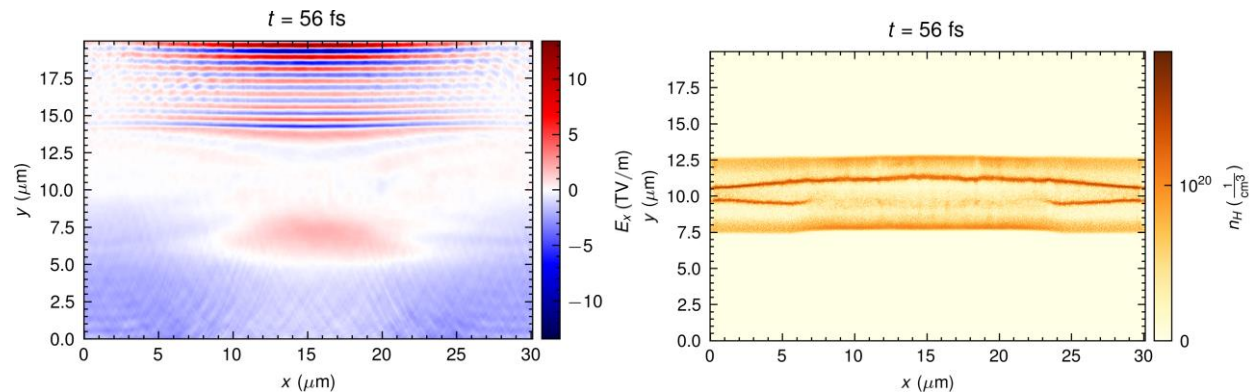
Pentru simularea procesului de emisie a protonilor [240] am considerat o intensitate a fascicului laser de  $10^{21}$  W/cm<sup>2</sup>, având o energie de 20 J și o durată de puls de 20 fs. Fascicului a fost focalizat într-un punct cu diametru de 10 μm la FWHM, pe o țintă de polistiren (C<sub>8</sub>H<sub>8</sub>)<sub>n</sub> cu grosime de 100 nm și densitatea cuprinsă între 0.96-1.05 g/cm<sup>3</sup>.



**Fig. 6.2.** Starea inițială la momentul de timp de 60 de fs înainte de interacțiunea fascicului laser cu ținta. Intensitatea câmpului electric  $E_{x,y}$  al fascicului laser pe direcția de propagare  $y$  (stânga) și comportamentul dinamic a protonilor ( $n_H$ ) din țintă (dreapta).

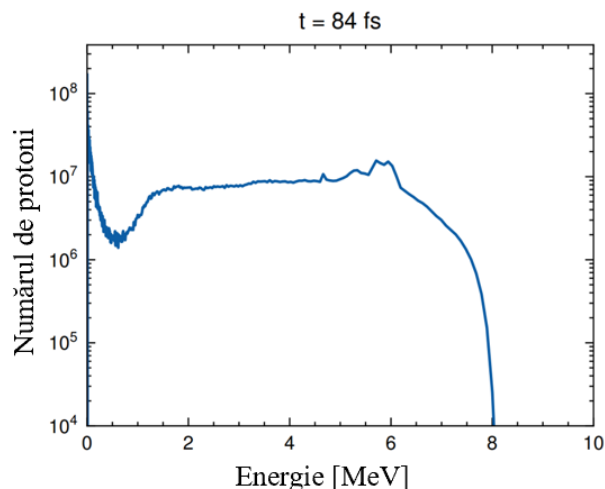
Fascicului laser este polarizat liniar în direcția  $x$ , se propagă pe direcția  $y$ , și generează o intensitate a câmpului electric de ordinul  $\text{TV/m}$ . Densitatea stratului de hidrogen din țintă (principala sursă de protoni) este de aproximativ  $10 \cdot 10^{20}$  cm<sup>-3</sup>.

Când un puls laser ultra intens interacționează cu ținta de polistiren (C<sub>8</sub>H<sub>8</sub>)<sub>n</sub> cu grosime de 100 nm, o parte din stratul frontal al țintei se transformă într-o plasmă densă. În acest strat, unde frecvența laserului și a plasmei sunt egale, pulsul laser este puternic absorbit, propagându-se în regiunea cu densitate mai mare a plasmei. Interacțiunea fascicului laser-plasmă obținută la suprafața țintei, generează electroni cu energii de MeV care se propagă prin țintă.



**Fig. 6.3.** Intensitatea câmpului electric  $E_x$  al fascicului laser pe direcția de deplasare  $y$  (stânga) și comportamentul dinamic a protonilor ( $n_H$ ) din țintă la momentul de timp de 56 fs după interacțiunea laser-țintă (dreapta).

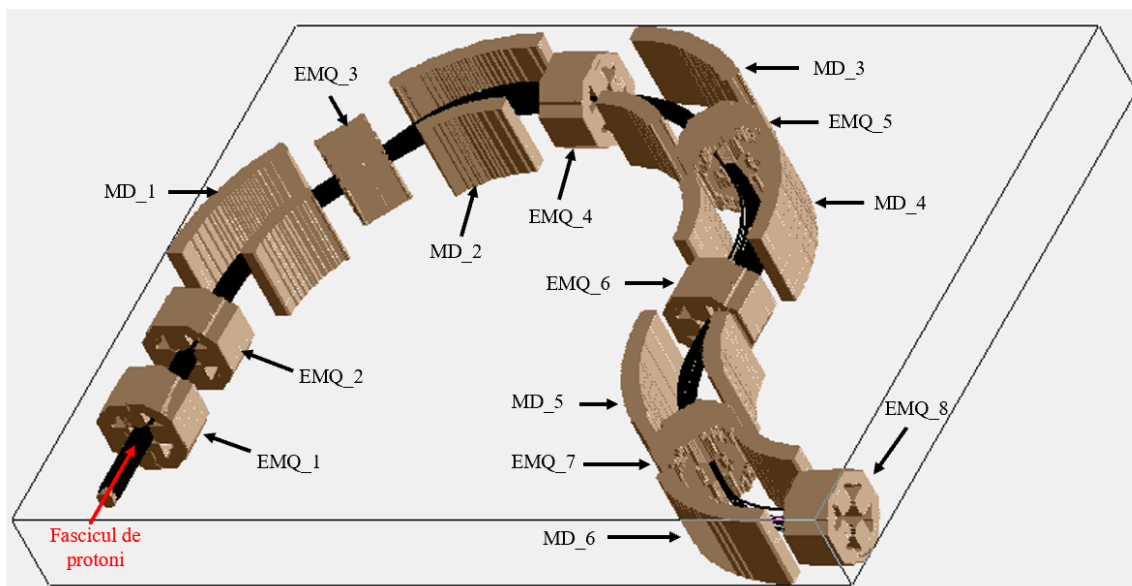




**Fig. 6.4.** Spectrul de energie al particulelor subatomice de protonilor obținut în urma simulărilor la momentul de timp de 84 fs după interacțiunea fascicului laser cu materialul țintă.

## 6.2. Modelul simplificat al sistemului de control și orientare al fasciculelor de protoni

În cazul simulărilor din fig. 6.5 un număr de 2000 de protoni, au fost definiți la intrarea (săgeata cu roșu) în sistemul de control și orientare. Pentru simplificare am considerat că fasciculul de protoni este colimat, are un profil spațial cu distribuție gaussiană și energie de  $10^7$  eV. Rezultatele simulărilor arată că doar un număr de aproximativ 350 de protoni sunt orientați și controlați până la ultimul element (EMQ\_8) al sistemului. De aici rezultă că eficiența sistemului de control și orientare al fasciculelor de protoni este sub 18%. Simulările de optică ionică au fost realizate utilizând mediul de simulare *SIMION*.



**Fig. 6.5.** Vederea tridimensională a simulării sistemului de control și orientare al fasciculelor de protoni accelerate în plasmă laser. EMQ\_1 ... EMQ\_8- electromagneți cu 4 poli, MD\_1 ... MD\_6- electromagnet dipol la  $45^\circ$ .



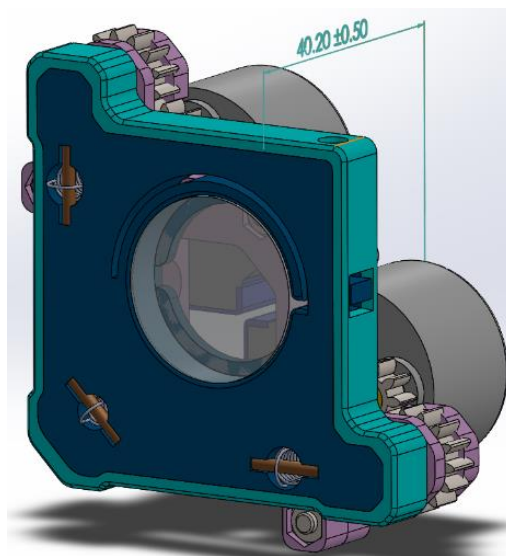
## CAP. 7. REZULTATE ALE CERCETĂRILOR EXPERIMENTALE PRIVIND SISTEMELE DE ORIENTARE ȘI REGLARE AUTOMATĂ A FASCICULELOR LASER

### 7.1. Rezultate ale cercetărilor experimentale privind testarea sistemelor de monitorizare și orientare în buclă închisă a fasciculelor laser

#### 7.1.1. Rezultate ale cercetărilor privind automatizarea structurilor cinematice pentru orientarea automată a oglinzilor

Pentru acționarea electrică a structurii cinematice de orientare a oglinzilor au fost utilizate două motoare pas cu pas care orientează oglinda pe axele verticală și orizontală. Transmiterea mișcării de rotație de la arborele motorului la piulița șurubului a fost realizată prin utilizarea mecanismelor cu roți dințate. Metoda de automatizare este detaliată în fig. 7.1.

Roata conducătoare ( $z_1=10$  dinți) a fost montată pe arborele motorului pas cu pas, iar roata condusă ( $z_2 =14$  dinți) a fost fixată pe piulița filetată. În timp ce piulița realizează mișcarea de rotație, șurubul realizează mișcarea de translație. Structura cinematică a fost fabricată prin imprimare 3D și asamblată cu elemente mecanice (Fig.7.1).



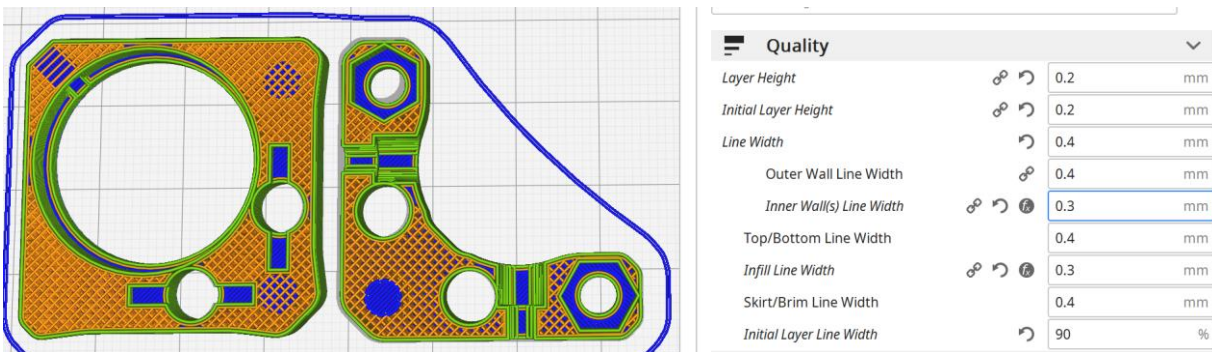
**Fig. 7.1.** Modelul 3D de ansamblu al structurii cinematice cu acționare electrică [191].

Mecanismul angrenajului are un coeficient de reducere a mișcării de rotație ( $z_1/z_2$ ) de 0,714. Cea mai mică rotație a arborelui motorului corespunde unui unghi ( $\gamma$ ) de 98,17 mrad. Unghiul minim de rotație al piuliței ( $\beta$ ) va fi ( $\gamma \cdot z_1/z_2$ ) 70,097 mrad. La o mișcare de rotație completă a piuliței ( $\phi$ ) (6.283 rad), șurubul efectuează o mișcare de translație ( $t$ ) de 4 mm. Precizia teoretică de poziționare a oglinzii montată în cadrul monturii cinematice este ( $\beta \cdot t/\phi$ ) de 44,95  $\mu\text{m}$  pentru un semnal de control al motorului care coincide unghiului minim de rotație.



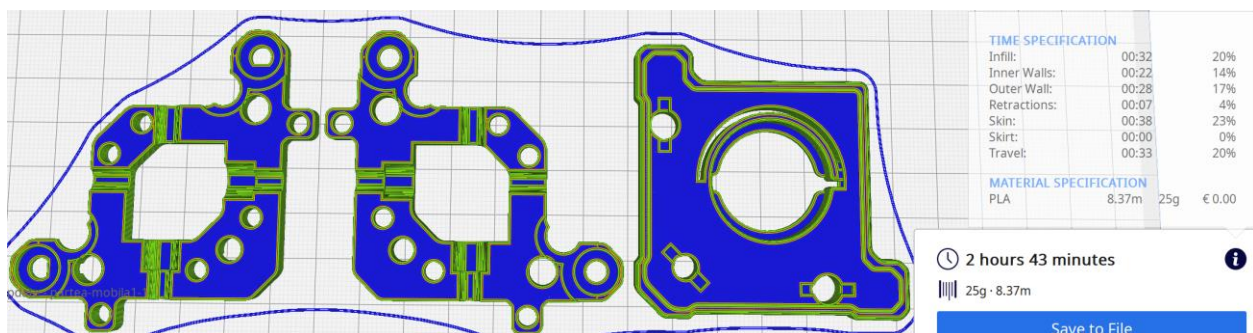
### 7.1.2. Rezultate ale cercetărilor privind procesul de imprimare 3D a structurilor cinematice cu acționare electrică

Utilizând metoda de realizare a structurilor prin extrudare sau depunerea strat cu strat în forma dorită a materialului (printare 3D) au fost obținute majoritatea componentelor de ansamblu din sistemul experimental. În urma proiectării asistate de calculator, componentele au fost salvate cu extensia ”STL”. Proprietățile structurale ale componentelor printate 3D au fost setate în software-ul ”Cura”, având în vedere solicitările mecanice la care sunt supuse. Software-ul pentru imprimarea 3D are rolul de a secționa strat cu strat modelele virtuale și de a genera fișierul g-code pentru obținerea fizică a modelului. În figurile 7.2 și 7.3 sunt detaliate anumite secțiuni transversale ale unor componente ce au fost printate 3D.



**Fig. 7.2.** Modelul virtual 3D al structurilor cinematice de prindere al divizoarelor optice de fascicul. În partea dreapta sunt afișate o parte din setările setate pentru procesul de printare 3D.

La secțiunea ”Quality” au fost setate următoarele caracteristici de printare: înălțimea unui strat, în cazul de față a fost de 0,2 mm; lățimea unui singur strat depus pentru definirea marginilor a fost setat la 0,3 mm și lățimea liniei pentru materialul depus în interior, care definește densitatea de 0,3 mm. La secțiunea ”Shell” se pot menționa următoarele setări aplicate: numărul de linii pentru imprimarea conturului este 2; numărul de straturi pline pentru partea de jos și de sus al piesei este de 3.



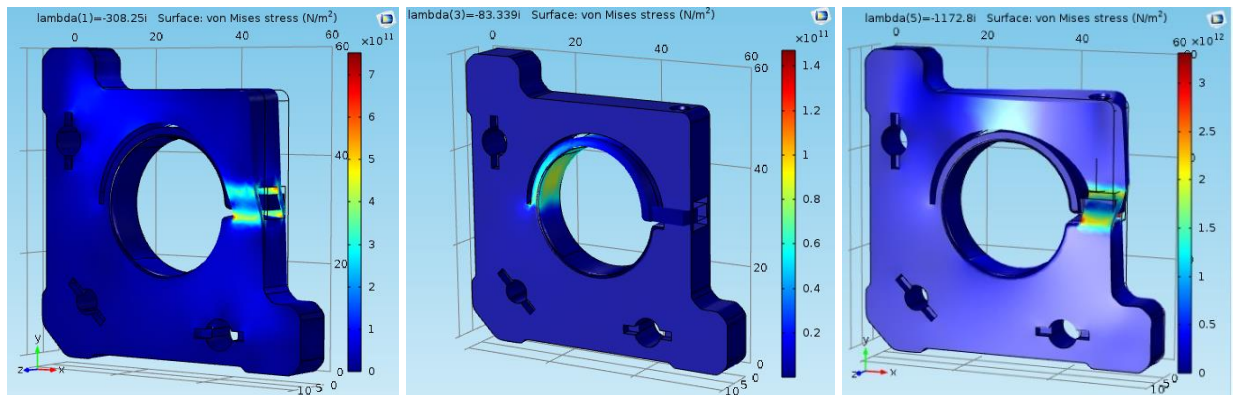
**Fig. 7.3.** Modelul virtual 3D a monturii cinematice cu acționare electrică. În partea dreapta sunt afișate informațiile cu privire la timpul de fabricare și la cantitatea de material utilizată.

Timpul de fabricare prin printare 3D depinde de volumul de material al fiecărei componente și de viteza de imprimare. Temperatura de printare a fost setată la 190°C.

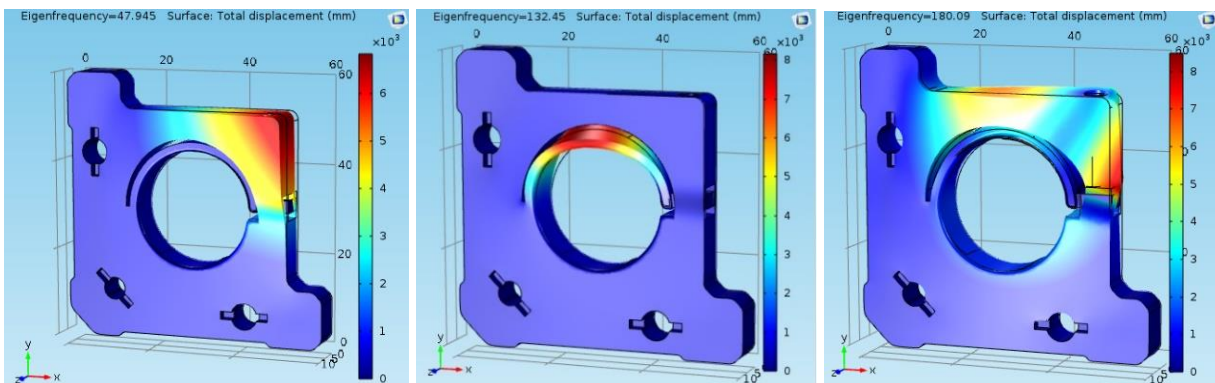


### 7.1.3. Rezultate ale cercetărilor privind analiza modală și structurală a structurilor cinematice de orientare a oglinzilor

Tensiunile mecanice, deplasarea și modurile de vibrații ale monturii cinematice au fost studiate utilizând mediul de simulare *COMSOL*. Acesta este un mediu de analiză structurală cu metoda elementelor finite. Cele mai importante proprietăți ale materialului utilizat în simulare au fost notate în tabelul 7.1. În fig. 7.5 sunt prezentate rezultatele simulării privind frecvențele modurilor proprii de rezonanță ale structurii.



**Fig. 7.4.** Determinarea tensiunilor von Mises prin simularea deformațiilor mecanice.



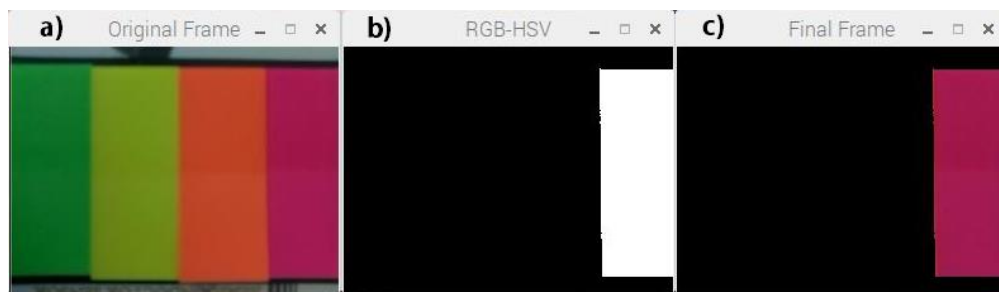
**Fig. 7.5.** Rezultatele simulării privind frecvențele modurilor proprii de rezonanță ale structurii.

În fig. 7.4 au fost prezentate cele mai semnificative tensiuni mecanice simulate în urma aplicării unei forțe egale cu forța estimată de șurubul care fixează componenta optică. Analiza modurilor normale de tensiune a fost efectuată pentru a evalua modul de deformare. Determinarea tensiunilor von Mises are la bază teoria energiei potențiale specifice de modificare a formei. Aceasta este utilizată pe scară largă în modelarea numerică a stărilor de tensiuni. Se pornește de la observația că materialele suportă mai bine compresia hidrostatică care produce doar modificare de volum, nu și de formă, față de cea mono axială, care modifică în mod clar și forma.



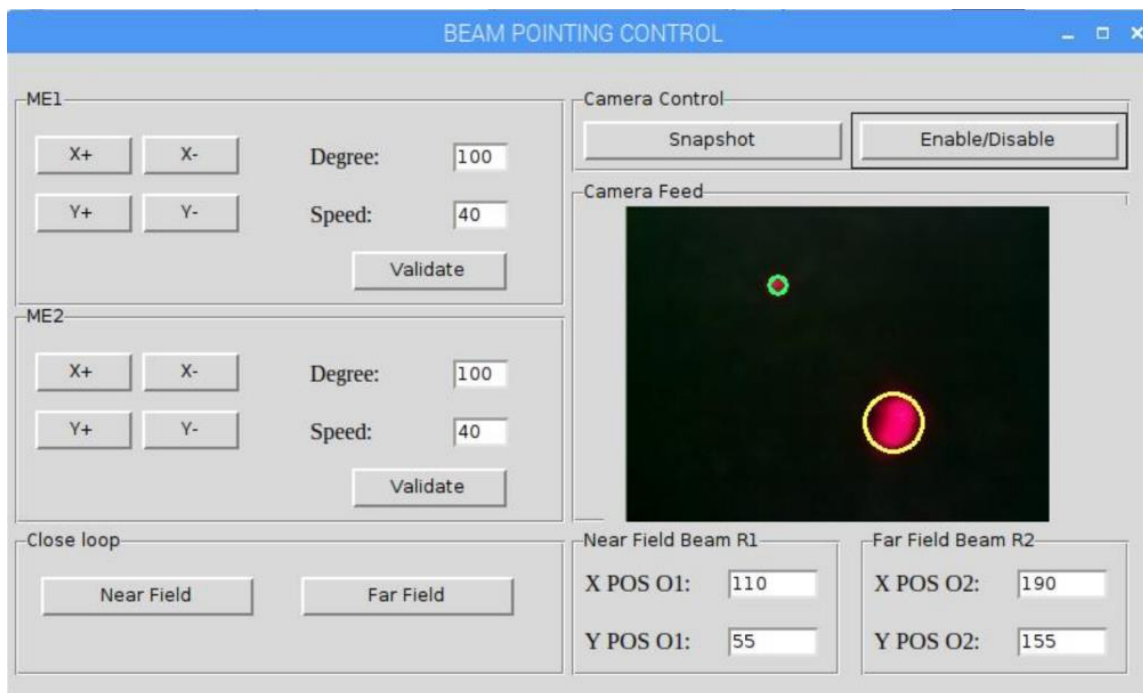
#### 7.1.4. Rezultate ale cercetărilor privind monitorizarea fasciculelor laser și metoda de orientare automată a oglinzilor

Pentru a evita eventualele erori de recunoaștere a fasciculelor laser pe camera CCD [291], a fost aplicat un filtru digital ce are rolul de a identifica un obiect în funcție de o anumită lungime de undă, care coincide cu lungimea de undă a fascicului laser. Algoritmii filtrului aplicat au la baza transformarea modelului de culoare obținut prin combinarea culorilor (*RGB*) (fig. 7.6. a) în metoda alternativă de reprezentare prin valoarea de saturație a nuanței (*HSV*). În fig. 7.6 c, este arătat un exemplu de identificare a obiectelor de culoare roz spre roșu prin aplicarea filtrului de conversiei *RGB-HSV* (fig. 7.6 b).



**Fig. 7.6.** Exemplu de identificare și filtrare a lungimii de undă detectate de camera CCD. a) imaginea originală, b) conversie RGB-HSV și c) imaginea finală [191].

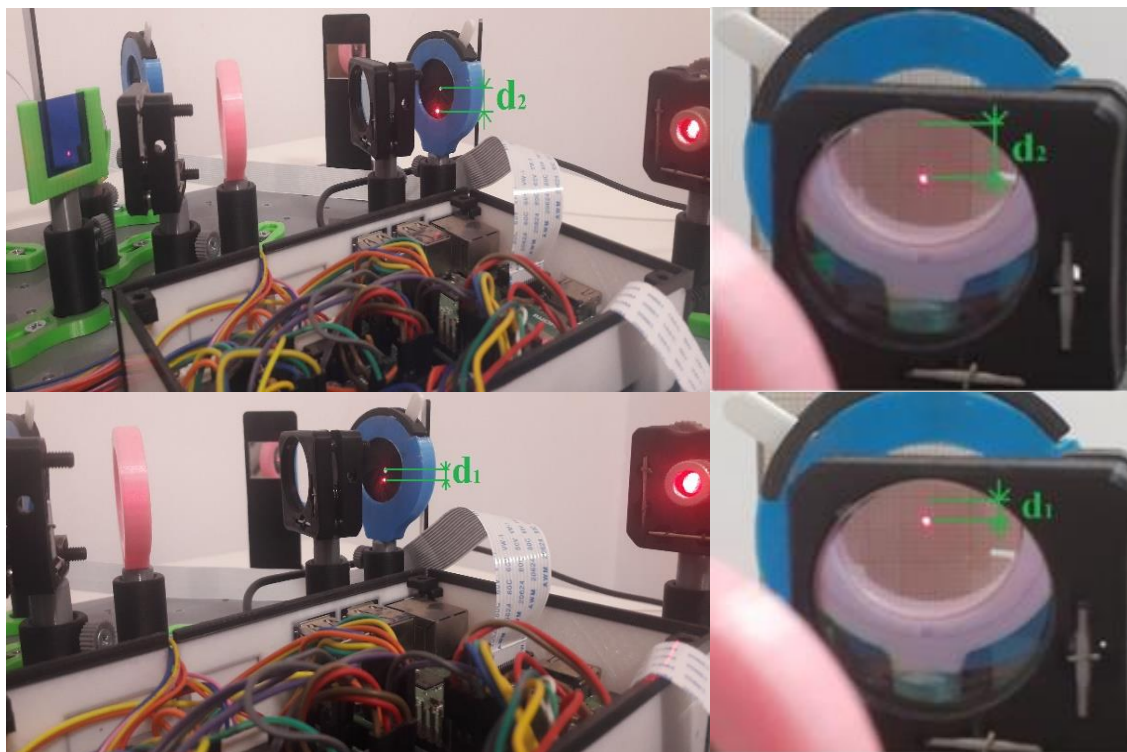
#### 7.1.5. Rezultate ale cercetărilor privind dezvoltare interfeței grafice pentru controlul structurilor cinematice de orientare a oglinzilor



**Fig. 7.7.** Interfață GUI pentru controlul sistemului de monitorizare și reglare a fascicului laser [191].



În sistemul din fig. 7.8. se poate observa că atunci când fasciculul nu este aliniat, acesta nu trece prin centrul celor două diafragme. La o deplasare pe axa verticală de 35 pixeli îi corespunde unei deplasări  $d_1=3.5$  mm pe diafragma față de centru referinței (Fig. 7.7). De asemenea o deplasare de 80 pixeli îi corespunde unei deplasări  $d_2=8$  mm față de referință pe prima diafragmă de verificare a alinierii.



**Fig. 7.8.** Pozițiile fasciculului laser măsurate față de centru diafragmei [191].

În această cercetare experimentală a fost testat comportamentul unui sistem de monitorizare și control al fasciculului laser. Modificările de poziție detectate de camera CCD au fost procesate de controler, care a generat impulsuri electrice de comandă pentru elementele de execuție ce realizează orientarea automată a fasciculului laser.

## **7.2. Rezultate ale cercetărilor experimentale privind controlul automat al energiei pentru fasciculele laser utilizate în procesul de amplificare a pulsurilor ultrascurte**

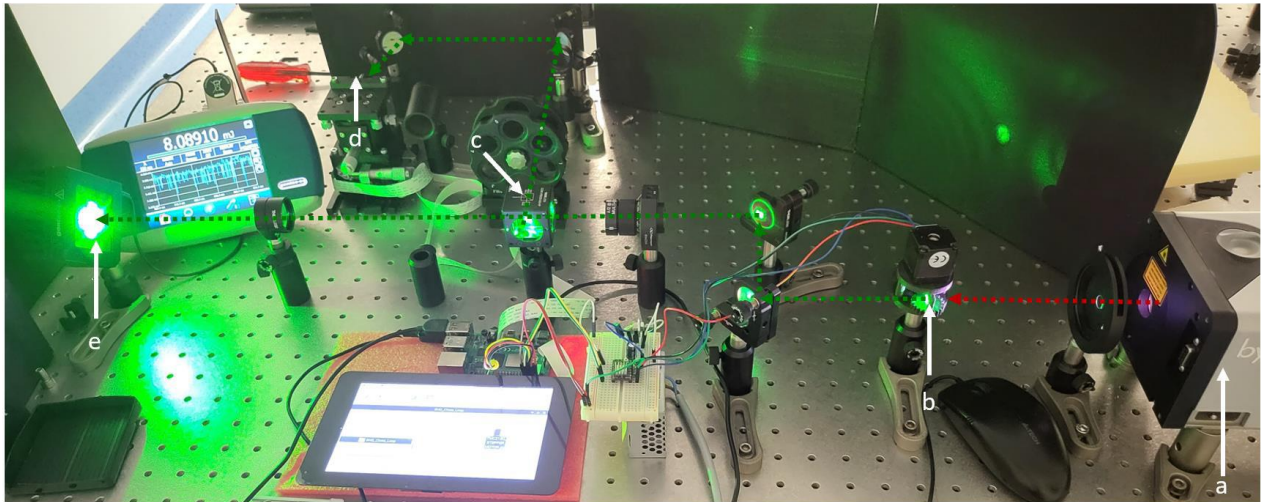
### *7.2.1. Rezultate ale cercetărilor privind metoda de control în buclă închisă a energiei fasciculelor laser*

După ce fasciculul fundamental a fost dublat în frecvență la  $\lambda = 532$  nm, o mică reflexie din fasciculul principal este reflectat de divizorul de fascicul și este trimis către energimetru, care este elementul de răspuns al sistemului. Intensitatea fasciculului este ajustată cu filtre optice de atenuare în reflexie. Energia va fi evaluată în funcție de intensitatea pixelilor camerei CCD [307] generată de intensitatea fasciculului. Circuitul de control în buclă închisă necesită ca motorul pas cu pas să efectueze mișcări de rotație în funcție de valorile citite de energimetru. Mini-

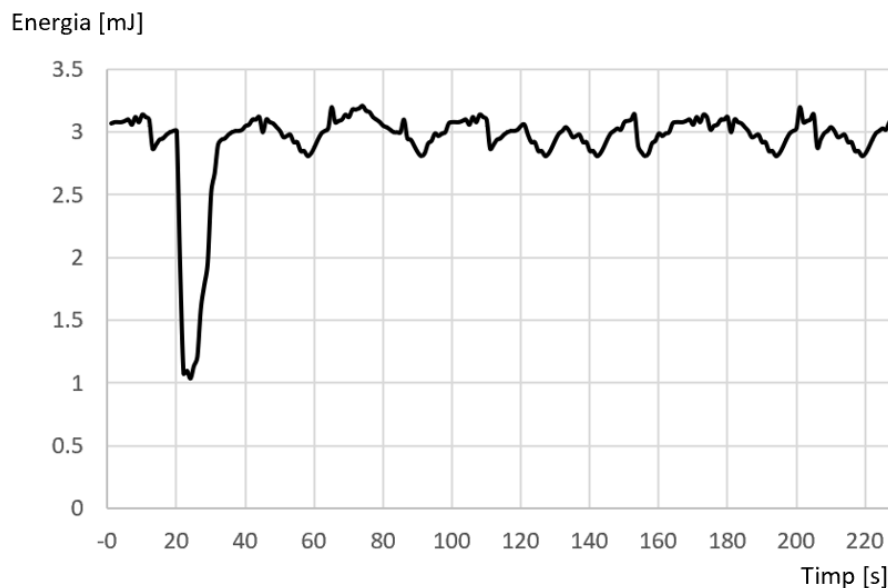


calculatorul *Raspberry Pi* [304] va analiza și va compara datele achiziționate cu o valoare de referință care corespunde unei energii ce se dorește a fi constantă în timpul generării pulsurilor laser.

### 7.2.2. Rezultate ale cercetărilor privind testarea sistemului de control al energiei fasciculelor laser



**Fig. 7.9.** Testarea sistemului de control automat al energiei fasciculelor laser. a- laser cu mediu activ Nd:YAG, b- cristal neliniar KTP, c- divizor de fascicul, d- cameră CCD, e- energimetru [145].



**Fig. 7.10.** Răspunsul în energie a sistemului de control în buclă închisă.

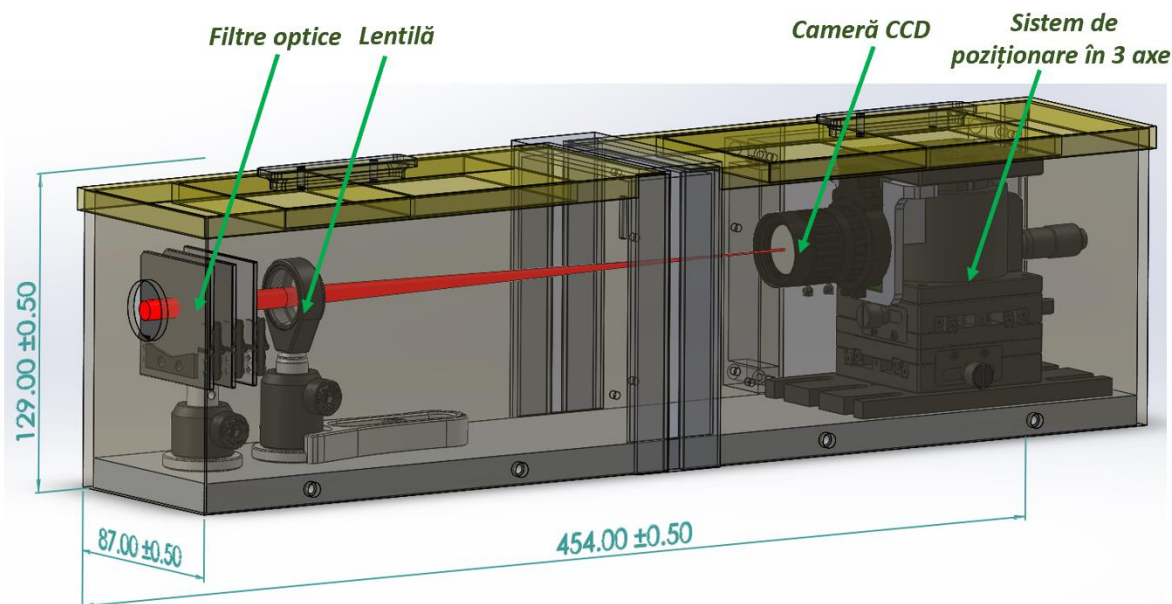
Sistemul de control a fost testat (Fig. 7.9) prin schimbarea valorii tensiunii de alimentare a lămpilor flash de pompaj ale laserului *Quantel Q-smart 850*. În fig. 7.9 se ajunge la o scădere a energiei la aproximativ 2 mJ atunci când tensiunea lămpilor flash se reduce de la 650 V la 600 V.



Energimetru detectează această fluctuație de energie, iar prin condițiile de funcționare ale algoritmilor de control, minicalculatorul transmite semnalele de comanda pentru reajustarea emisieii armonicii a doua [330]. Din acest moment energia crește treptat până la valoarea de referință. De asemenea, energia începe să crească de la 1 mJ la 3 mJ. Variația energiei în jurul valorii de referință a fost de ordinul a sute de  $\mu\text{J}$  conform măsurătorilor reprezentate în fig. 7.10.

### 7.3. Rezultate ale cercetărilor experimentale privind măsurarea stabilității spațiale a fasciculelor laser

În cadrul acestei cercetări, am proiectat și construit un sistem de monitorizare a fasciculelor laser pentru evaluarea stabilității spațiale a fasciculelor laser din cadrul sistemului laser de mare putere de la facilitatea Infrastructura Luminii Extreme – Fizică Nucleară (ELI-NP) [106]. Sistemul optic are la bază filtre optice pentru reducerea intensității fasciculului laser și o lentilă pentru focalizare. Stabilitatea spațială a fasciculului este monitorizată de o camera CCD [307], care a fost montată pe un sistem de poziționare pe trei direcții ortogonale. Camera va achiziționa imagini prin activarea senzorului activ cu semnale externe generate de dispozitivul care sincronizează sistemul laser de mare putere de la ELI-NP [57, 106, 109]. Procesarea algoritmilor de achiziționare și stocare a informațiilor sunt suportate de hardware-ul "Raspberry pi" [304].



**Fig. 7.11.** Proiectarea sistemului de monitorizare și măsurare a stabilității spațiale a fasciculelor laser de mare putere.

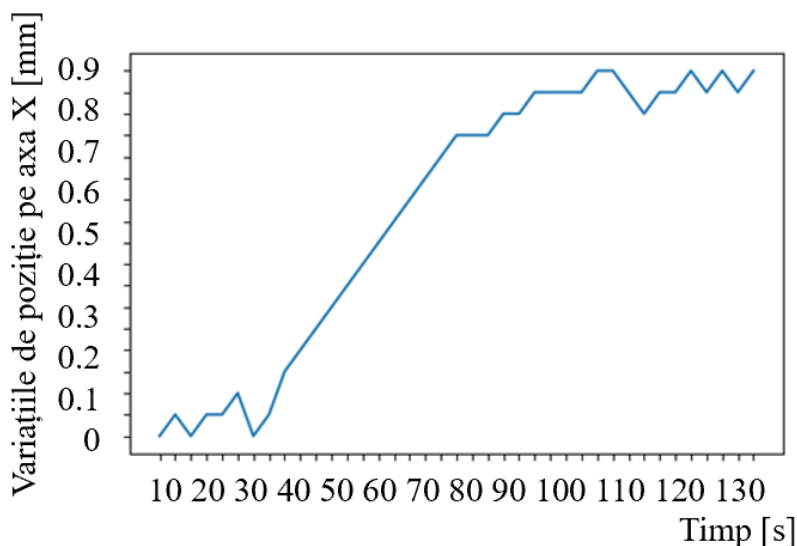
O parte din fasciculul laser de mare putere este direcționată la intrarea în dispozitivul din fig. 7.11. În funcție de intensitatea fasciculului, filtrele de atenuare sunt reglate astfel încât camera CCD să nu fie saturată. Pentru a observa comportamentul fasciculului în câmpul îndepărtat, este utilizată o lentilă cu o distanță focală în intervalul 250-500 mm. Fasciculul laser care trece prin lentilă este focalizat pe camera CCD.



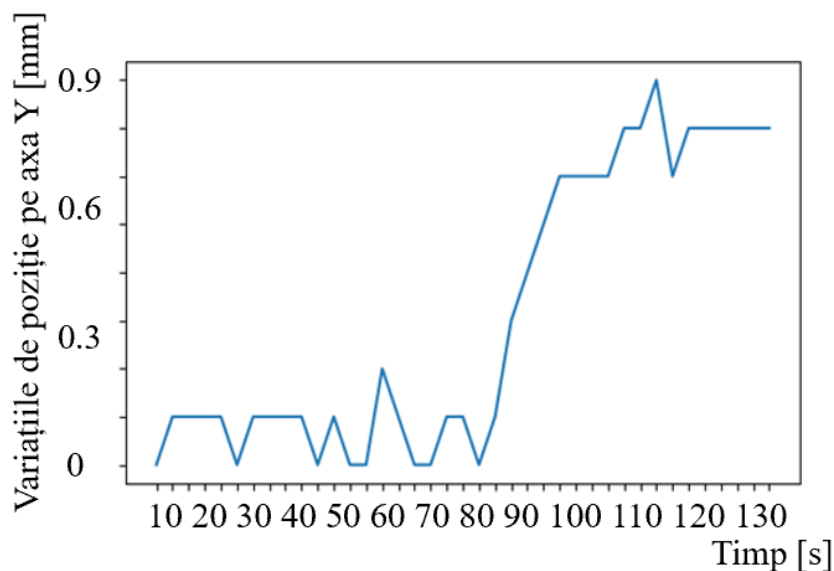


### 7.3.1. Rezultate ale cercetărilor privind testarea sistemului de măsurare a stabilității spațiale ale fasciculelor laser

Sistemul de măsurare a stabilității spațiale a fost testat utilizând o diodă laser, în vederea înregistrării datelor cu privire la pozițiile fasciculelor laser pentru anumite intervale de timp. Rezultatele privind testarea sistemului de măsurare a stabilității fasciculelor laser sunt prezentate în fig. 7.12 și 7.13.



**Fig. 7.12.** Rezultatele testării sistemului prin măsurarea stabilității spațiale a fasciculului laser pe axa X.



**Fig. 7.13.** Rezultatele testării sistemului prin măsurarea stabilității spațiale a fasciculului laser pe axa Y.



## CONCLUZII

### C.1. CONCLUZII GENERALE

Principalul motiv pentru care fasciculele de protoni sunt de dorit în radioterapie este profilul de doză inversă, adică o distanță lungă parcursă până la țintă biologică, cu pierderi minime de energie. Energia particulei este stocată până la sfârșitul distanței pe care trebuie să o parcurgă. Aproape toată energia sau maximul Bragg, după William Bragg, transportată de către proton este depozitată în tumora malignă în vederea inducerii morții celulare.

Acceleratoarele în radiofrecvență, prezintă anumite dezavantaje precum costuri ridicate de implementare, energia fasciculului de protoni depinde de lungimea acceleratorului, spectrul de energie este îngust, durata de puls de ordinul ns- $\mu$ s.

Tehnologia acceleratoarelor de particule în plasmă laser este în curs de dezvoltare și prezintă numeroase avantaje comparativ cu acceleratoarele de particule în radiofrecvență. Principalele avantaje pe care acceleratoarele de particule în plasmă laser le prezintă sunt: dimensiunea de gabarit redusă cu structură compactă, particulele sunt accelerate pe distanțe sub milimetrice și se pot accelera diferite specii de particule în funcție de compoziția materialului utilizat ca sursă de particule iar timpul de tratament se reduce datorită posibilităților de iradiere cu un interval spectral de energie mare. În comparație cu acceleratoarele de protoni în radiofrecvență, proprietățile fasciculului de protoni în plasmă laser prezintă divergență mică, spectru de energie mare și curenți electrici de ordinul nanoamperi. Durata de puls de câteva ps și interval spectral mare de energie prezintă avantajul de reducerea timpilor de tratament prin aplicarea unor doze mai mari de iradiere. Deși aceste avantaje prezintă interes pentru domeniul medical, reproductibilitatea de la un puls la altul este o problemă în curs de soluționare.

### C.2. CONTRIBUȚII ORIGINALE

În cadrul tezei de doctorat am prezentat următoarele cercetări teoretice, cercetări prin simulare cât și experimentale:

- testarea unor sisteme de control în buclă închisă atât pentru orientarea automată a fasciculelor laser cât și pentru menținerea unei energii constante.
- modul de dimensionare al sistemului laser ce poate genera o intensitate de  $10^{20}$ - $10^{21}$ W/cm<sup>2</sup> (utilizat pentru accelerarea fasciculelor de protoni) precum și proiectarea acestuia.
- integrarea sistemelor de reglare automată în componența unor subansamble din cadrul acceleratorului de protoni în plasmă laser.
- metoda de accelerare a fasciculelor de protoni precum și simularea interacțiunii laser-țintă.
- sistemul de control și orientare al fasciculelor de protoni accelerate în plasmă laser și simularea comportamentului dinamic la propagarea prin componentele sistemului.

În cadrul tezei de doctorat au fost obținute următoarele rezultate în urma cercetărilor experimentale, a cercetărilor privind simularea unor fenomene și proiectarea unor subsisteme:

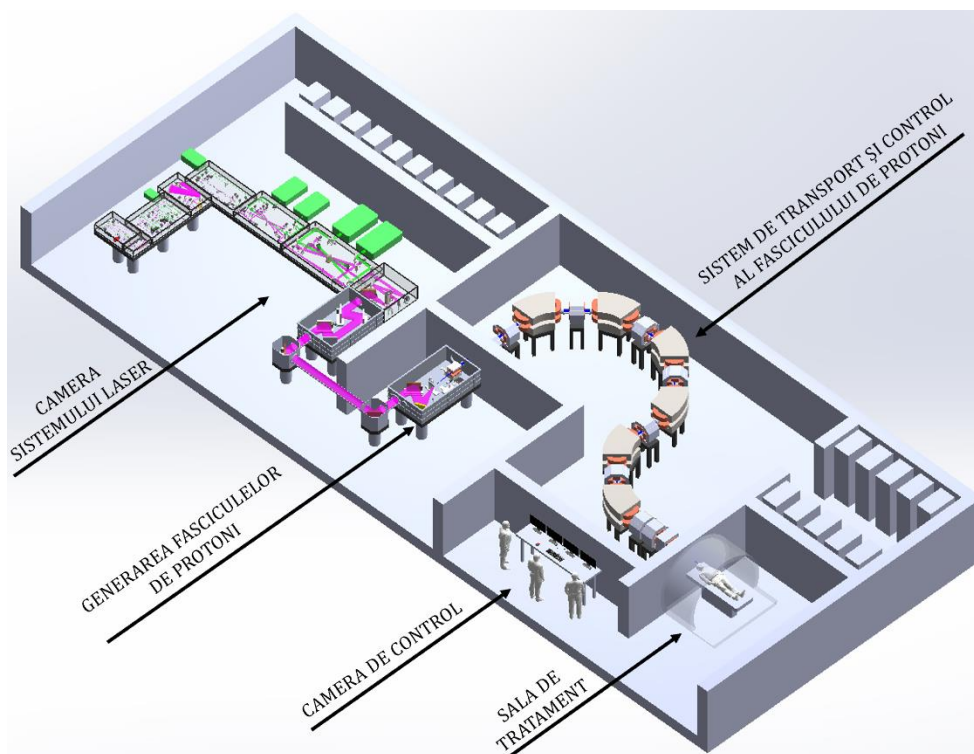
- timpi de răspuns de ordinul milisecundelor, din timpul cercetărilor experimentale, în ceea ce privește controlul și orientarea automată a fasciculelor laser ce a fost valorificat prin publicarea unui articol științific cotate ISI.



- interfața grafică pentru controlul structurilor cinematice fabricate prin imprimare 3D și acționate electric pentru orientarea automată a fasciculelor laser.
- stabilitate în energie de sute de  $\mu\text{J}$  în cadrul testării sistemului de reglare automată a energiei fasciculelor laser, ce a fost valorificat prin publicarea unui articol științific cotel ISI.
- implementarea unor algoritmi pentru salvarea datelor și reprezentarea grafică a modificărilor de poziție ale fasciculelor laser monitorizate de o cameră CCD (cercetare în curs de dezvoltare și optimizare, ce va fi valorificată prin publicare de articole științifice).
- modele 3D privind subsistemele componente din cadrul acceleratorului de protoni în plasmă laser utilizat pentru terapia tumorilor maligne.
- dimensiunile unor componente optice din cadrul sistemului laser de mare putere utilizat pentru accelerarea protonilor.
- un număr protoni de  $10^7$ - $10^8$  și energii de ordinul MeV pentru fasciculele de protoni accelerate în plasmă laser prin simularea interacțiunii laser-țintă.

### C.3. PERSPECTIVE DE DEZVOLTARE ÎN VIITOR

Datorită numărului în creștere de pacienți cu tumori maligne, în viitorul apropiat numărul centrelor de radioterapie va crește semnificativ. Alternativa de a utiliza acceleratoarele în plasmă laser pentru radioterapia tumorilor maligne este foarte aproape de a fi pusă în practică datorită avantajelor pe care le prezintă.



**Fig. C.3.** Modelul 3D simplificat al unui centru medical pentru radioterapia tumorilor maligne cu fascicule de protoni accelerate în plasmă laser.



Acceleratorul de protoni în plasmă laser prezentat în această teză prezintă dimensiuni realiste. Cu anumite optimizări, acest sistem ar putea avea o șansă de implementare pentru radioterapia tumorilor maligne sau poate servi ca model de orientare în dezvoltarea acestor sisteme complexe. Prin implementarea sistemelor de reglare automată, un sistem digital bazat pe inteligență artificială ar reduce timpul și costurile legate de operarea și de controlul unor parametrii de funcționare, precum și posibilitatea de a obține fascicule de protoni reproductibile de la un puls la altul.

## ANEXE

### ANEXA 1. LISTA LUCRĂRILOR PUBLICATE

Rezultatele de cercetare efectuate în timpul anilor de studii doctorale au fost valorificate prin publicarea de articole la diferite reviste indexate ISI, BDI sau de tip intern.

#### ARTICOLE ȘI LUCRĂRI ȘTIINȚIFICE PUBLICATE CA ȘI AUTOR PRINCIPAL:

- [1] **A. Lazar**, O. Dontu, C. D. Comeaga, " Mechatronic system for monitoring and controlling the direction of propagation of the laser beam" in IEEE 2021 The 12th Int. Symp. Adv. Top. Electrical Eng. 25-27 Martie 2021, București, România.
- [2] **A. Lazar**, O. Dontu, T. Jitsuno "Automatic control of output energy in frequency-doubled Nd:YAG laser by close-loop the SHG crystal orientation" in Optoelectron. Adv. Mater. Rapid Commun., **vol. 17**, nr. 5-6, 2023, p. 208-213.
- [3] \* **A. Lazar**, "Raspberry Pi based IR-Viewer for laser alignment". [https://www.eli-np.ro/documents/ELI-NP-Annual\\_Report-2020-2021.pdf](https://www.eli-np.ro/documents/ELI-NP-Annual_Report-2020-2021.pdf) (Accesat la data de 10.08.2023).

#### ARTICOLE ȘI LUCRĂRI ȘTIINȚIFICE PUBLICATE ÎN CADRUL GRUPULUI DE CERCETARE DE LA ELI-NP :

- [4] D. Ursescu, D. Matei, M. Talposi, V. Iancu, V. Aleksandrov, G. Bleotu, A. Naziru, O. Tesileanu, M. Rosu, Y. Nakamiya, M. Cernaianu, B. de Boisdeffre, C. Ene, M. Caragea, **A. Lazar**, M. Kiss, M. Masruri, L. Caratas, A. Toader, D. Nistor, V. Luta, B. Tatulea, D. Popa, N. Stan, T. Jitsuno, R. Banici, A. Baleanu, A. Gradinariu, J. Wheeler, G. Mourou, I. Dancus, "First HPLS Experiments at ELI-NP: Spectral Broadening in Thin Films," in Front. Opti. Laser Sci., edited by B. Lee, C. Mazzali, K. Corwin, R. Jason Jones, OSA Technical Digest (Optica Publishing Group, 2020, pp. LW5G.4.
- [5] V. Aleksandrov, G. Bleotu, L. Cartas, R. Dabu, I. Dancus, R. Fabbri, V. Iancu, B. Ispas, M. Kiss, A. Lachapelle, **A. Lazar**, M. Masruri, D. Matei, M. Merisanu, V. Mohanan, A. Naziru, D. Nistor, R. Secareanu, M. Talposi, A. Toader, A. Toma, D. Ursescu, "Upgrading design of a multi-TW femtosecond laser" in Rom. Rep. Phys., **vol. 72**, 2020, pp. 413.
- [6] I. Dancus, G.V. Cojocar, R. Schmelz, D. Matei, L. Vasescu, D. Nistor, A.-M. Talposi, V. Iancu, G.P. Bleotu, A. Naziru, **A. Lazar**, A. Dumitru, A. Toma, M. Neagoe, S. Popa, S. Norbaev, C. Alexe, A. Calin, C. Ene, A. Toader, N. Stan, M. Caragea, S. Moldoveanu, O. Chalus, C. Derycke, C. Radier, S. Ricaud, V. Leroux, C. Richard, F. Lureau, A. Baleanu, R. Banici, A. Ailincutei, I. Moroianu, A. Gradinariu, C. Caldararu, C. Capiteanu, D. Ursescu, D. Doria, O. Tesileanu, T. Jitsuno, R. Dabu, K.A. Tanaka, S. Gales, C.A. Ur, "10 PW Peak Power Laser at the Extreme Light Infrastructure Nuclear Physics—status updates." In EPJ Web Conf., **vol. 266**, 2022, pp. 13008.



## BIBLIOGRAFIE

- [1]. *Măgureanu A., et al.* "Target Characteristics Used in Laser-Plasma Acceleration of Protons Based on the TNSA Mechanism." In *Front Phys*, **vol 10**, 2022, pp. 133.
- [2]. *Wang, W. P., et al.* "Hollow plasma acceleration driven by a relativistic reflected hollow laser." In *Phys Rev Lett*, **vol 125**, no 3, 2020, pp 034801.
- [3]. *S Khoshbinfar, M Khalili.* "Proton beam-driven instabilities in an inclined magnetic field." In *Nucl Instrum Meth Phys Res Sect A*, **vol 1040**, 2022, pp 167269.
- [4]. *Matys, M, et al.* "Laser-driven generation of collimated quasi-monoenergetic proton beam using double-layer target with modulated interface." In *High Energy Density Phys*, **vol 36**, 2020, pp 100844.
- [5]. *Junk, T R., L Lyons.* "Reproducibility and replication of experimental particle physics results." arXiv preprint, 2020, pp arXiv:2009.06864.
- [6]. *Lopatin, V. S., G. E. Remnev, M. V. Zhuravlev.* "On Reproducibility of Collective Acceleration of Protons in a Plasma-Anode Diode System." In *Russ Phys J*, **vol 61**, 2019, pp 2277-2281.
- [7]. *Tajima, T, P Chen.* "Preface for Special Issue: Progress in Laser Accelerator and Future Prospects." In *Photonics*, **Vol. 10**, No. 3, 2023 pp. 292.
- [8]. *Reimold, M, et al.* "Dosimetry for radiobiological in vivo experiments at laser plasma-based proton accelerators." In *Phys Medicine Biology*, **vol 68**, vol 18, 2023, pp 185009.
- [9]. *Wang, K. D., et al.* "Beam distribution homogenization design for laser-driven proton therapy accelerator." In *Nucl Instrum Meth Phys Res Sect A*, **vol 1040**, 2022, pp 167196.
- [10]. *Bang, W., et al.* "Review of laser-plasma physics research and applications in Korea." In *J Kor Phys Soc*, **vol 80**, no 8, 2022, pp 698-716.
- [11]. *Li, Z, Y Leng, R Li.* "Further Development of the Short-Pulse Petawatt Laser: Trends, Technologies, and Bottlenecks." In *Laser Photon Rev*, **vol 17**, no 1, 2023, pp 2100705.
- [12]. *Zhao, Y, et al.* "Mitigation of laser plasma parametric instabilities with broadband lasers." In *Rev Modern Plasma Phys*, **vol 7**, no 1, 2022, pp 1.
- [13]. *Rosenberg, M. J., et al.* "Effect of overlapping laser beams and density scale length in laser-plasma instability experiments on OMEGA EP." in *Phys Plasmas*, **vol 30**, no 4, 2023, pp 042710.
- [14]. *Follett, R. K., et al.* "Independent-hot-spot approach to multibeam laser-plasma instabilities." In *Phys Rev E*, **vol 105**, no 6, 2022, pp L063201.
- [15]. *Michel, P.* "Saturation of Laser-Plasma Instabilities and Other Nonlinear Effects." In *Introduction to Laser-Plasma Interactions*. Cham: Springer International Publishing, 2023, pp. 371-405.
- [16]. *Hur, M S, et al.* "Laser pulse compression by a density gradient plasma for exawatt to zettawatt lasers." In arXiv preprint, 2022, pp arXiv:2208.08589.
- [17]. *M Taghavi, H Mosallaei.* "Increasing the stability margins using multi-pattern metasails and multimodal laser beams." In *Sci Rep*, **vol 12**, no 1, 2022, pp 20034.
- [18]. *Aniculaesei, C, et al.* "High-charge 10 GeV electron acceleration in a 10 cm nanoparticle-assisted hybrid wakefield accelerator." In arXiv preprint, 2022, pp. arXiv:2207.11492.
- [19]. *Rehwald, M.* "Laser-proton acceleration in the near-critical regime using density tailored cryogenic hydrogen jets.", Technische Universität Dresden, Bereich Mathematik und Naturwissenschaften, Fachrichtung Physik, Institut für Strahlenphysik, 2022.
- [20]. *Wang, K. D., et al.* "Beam distribution homogenization design for laser-driven proton therapy accelerator." In *Nucl Instrum Meth Phys Res Sect A*, **vol 1040**, 2022, pp 167196.
- [21]. *Reimold, M, et al.* "Dosimetry for radiobiological in vivo experiments at laser plasma-based proton accelerators." In *Phys Med Biol*, **vol 68**, no 18, 2023, pp 185009.
- [22]. *Wu, F, et al.* "Machine-learning guided optimization of laser pulses for direct-drive implosions." In *High Power Laser Sci Eng*, **vol 10**, 2022, pp e12.