



UNIUNEA EUROPEANĂ



GUVERNUL ROMÂNIEI
MINISTERUL MUNCII, FAMILIEI,
PROTECȚIEI SOCIALE ȘI
PERSOANELOR VĂRSTNICE
AMPOSDRU



Fondul Social European
POSDRU 2007-2013



Instrumente Structurale
2007-2013



MINISTERUL
EDUCAȚIEI
NAȚIONALE

OIPOSDRU



Universitatea
POLITEHNICA
din București

FONDUL SOCIAL EUROPEAN

Investește în oameni!

Programul Operațional Sectorial pentru Dezvoltarea Resurselor Umane 2007 – 2013

Proiect POSDRU/107/1.5/S/76903 – *Formarea viitorilor cercetatori-experti prin programe de burse doctorale (EXPERT)*



UNIVERSITATEA **POLITEHNICA** DIN BUCUREȘTI

Facultatea de Electronică Telecomunicații și Tehnologia Informației
Departamentul Tehnologie Electronică și Fiabilitate

Nr. Decizie Senat 228 din 13.03.2014

TEZĂ DE DOCTORAT

*Contribuții la dezvoltarea unor stații automate de caracterizare
a rezistenței materialelor și componentelor optice în câmp laser*

*Contributions to development of automated test-stations for certification
of behavior of optical materials and components subjected to laser beams*

Autor: Ing. ALEXANDRU ZORILĂ

Conducător de doctorat: Prof.dr.ing. PAUL ȘCHIOPU

COMISIA DE DOCTORAT

Președinte	Prof. dr. ing. Gheorghe BREZEANU	de la	Universitatea POLITEHNICA București
Conducător de doctorat	Prof. dr. ing. Paul ȘCHIOPU	de la	Universitatea POLITEHNICA București
Referent	Prof. dr. ing. Ioan LIȚĂ	de la	Universitatea Pitești
Referent	CS1.dr.ing. Aurel STRATAN	de la	Institutul Național de Fizica Laserilor, Plasmei și Radiației Măgurele
Referent	Prof. dr. ing. George STANCIU	de la	Universitatea POLITEHNICA București

București, 2014

Cuprins

Mulțumiri	6
Obiective teză	7
1. Introducere	8
2. Dezvoltarea stațiilor pentru măsurarea PDCL	11
2.1. Stația automată pentru măsurarea PDCL cu pulsuri laser de nanosecunde	11
2.1.1. Prezentare generală	11
2.1.2. Sursa laser de test.....	13
2.1.3. Diagnoză de fascicul pe sistemul laser BRILLIANT-B-10-SLM	14
2.2. Stația automată pentru măsurarea PDCL cu pulsuri laser de femtosecunde	19
2.2.1. Prezentare generală	19
2.2.1. Sursa laser	20
2.2.2. Diagnoză de fascicul pe sistemul laser CLARK CPA-2101.....	21
2.3. Implementarea sistemului optic de zoom variabil al spotului în planul țintei	22
2.4. Contribuții personale	24
3. Algoritm de operare al stațiilor	25
3.1. Definiția pragului de distrugere în câmp laser	25
3.2. Algoritm S-on-1	26
3.3. Programul software de control al măsurărilor PDCL	33
3.4. Contribuții personale	37
4. Detecția în timp real a defectelor induse pe suprafețe optice	38
4.1. Tehnici de detecție a radiației împrăștiată	39
4.2. Rezultate experimentale	41
4.3. Contribuții personale	45
5. Măsurarea ariei efective a fasciculelor laser în planul probei	46
5.1. Introducere	46
5.2. Metoda de măsurare	47
5.3. Simulări Matlab	51
5.3.1. Eroarea introdusă de diametrul aperturii software.....	53
5.3.2. Eroarea introdusă de zgomotul alb gaussian.....	54
5.3.3. Eroarea introdusă de offset	57
5.4. Bugetul erorilor	59
5.5. Rezultate experimentale	60
5.6. Contribuții personale	61
6. Măsurarea duratei efective a pulsurilor laser de ordinul nanosecundelor și femtosecundelor	63
6.1. Introducere	63
6.2. Definiția duratei efective a pulsurilor laser și principiul de măsurare	65
6.2.1. Definiție	65
6.2.2. Principiul de măsurare	67
6.3. Scala de nanosecunde	68
6.3.1. Configurația și parametri de interes	68
6.3.2. Condiții pentru o bună acuratețe și precizie.....	69
6.3.3. Rezultate experimentale: măsurări directe și diverse medieri	70

6.3.4. Corecții, bugetul erorilor, și incertitudinea combinată a măsurărilor	71
6.4. Scala de femtosecunde	73
6.4.1. Formalismul utilizat de dispozitivele pentru măsurarea pulsurilor ultracurte.....	74
6.4.2. Măsurarea duratei efective a pulsurilor cu GRENOUILLE	75
6.4.3. Rezultate experimentale, bugetul erorilor și incertitudinea combinată a măsurărilor	78
6.5. Contribuții personale	79
7. Studii și măsurări ale pragului de distrugere în câmp laser	80
7.1. Mecanisme de distrugere	80
7.2. Evaluarea incertitudinii testului S-on-1 de măsurare a PDCL.....	82
7.3. Măsurări PDCL.....	87
7.3.1. Măsurări PDCL acoperiri dielectrice și corelarea energiei benzii interzise cu PDCL	87
7.3.2. PDCL extrapolat de la regimul de femtosecunde la regimul de nanosecunde: Rezultate experimentale.....	89
7.3.3. Măsurări PDCL prin testul S-on-1 efectuate pe stația automată în pulsuri de nanosecunde	92
7.4. Testul de intercomparare cu laboratoarele Laser Zentrum Hannover e.V. și Vilnius University - LRC	98
7.4.1. Introducere	98
7.4.2. Condiții preliminare de test.....	99
7.4.3. Rezultate experimentale.....	100
7.4.4. Concluzii privind măsurările ISOT, LZH și VU	103
7.5. Contribuții personale	105
Concluzii.....	106
C.1. Concluzii generale	106
C.2. Contribuții personale	110
Anexa 1 - Calculul erorii de extrapolare	112
Anexa 2 - Bugetul erorilor testului S-on-1	113
Anexa 3 – Exemplu raport de test S-on-1	114
Lista de lucrări	119
Bibliografie.....	121

PDCL – Prag de distrugere în câmp laser

Nd:YAG – Neodim Ytterbium Aluminium Garnet

SLM – un singur mod longitudinal

RMS – abatere pătratică medie (root mean square)

DDS – detector distrugere sit

DSP – procesor digital de semnale

ASA – aliniat simplu astigmatic

CCD – dispozitiv cu cuplaj de sarcină (charged coupled device)

DR – gamă dinamică (dynamic range)

WGN – zgomot alb gaussian (white gaussian noise)

KDP – potassium dihydrogen phosphate

AR – acoperire antirelexie

GBWP - produsul bandă-câștig (Gain-BandWidth Product)

Waist – talie (diametru minim) fascicul

Mulțumiri

- În primul rând doresc să mulțumesc domnului Profesor Paul Șchiopu, coordonator al acestei teze de doctorat, pentru îndrumarea și susținerea acordată pe parcursul anilor, de când ne-am cunoscut la cursuri până în prezent și sper că pe viitor colaborarea noastră să rămână la fel de strânsă și fructuoasă.
- Mulțumesc familiei mele, soția și fetița mea care îmi oferă dragoste și liniște sufletească. Mamei și tatălui meu care m-au susținut pe tot parcursul drumului pe care merg azi.
- Mulțumesc domnului Aurel Stratan care m-a susținut în experimentele efectuate, domnului George Nemeș pentru sfaturile și îndrumările oferite pe perioada studiilor de doctorat, fără dumneavoastră partea experimentală a tezei ar fi rămas doar „teorie”.
- Mulțumesc tuturor colegilor din Laboratorul ISOTEST, din cadrul Institutului Național de Fizica Laserilor, Plasmei și Radiației, fără de care nu aș fi putut avea realizările prezentate în această teză și pentru că toate ideile bune au fost rezultatul discuțiilor fructuoase cu această echipă.
- Rezultatele prezentate în acesta lucrare au fost obținute cu sprijinul Ministerului Muncii, Familiei și Protecției Sociale prin Programul Operațional Sectorial Dezvoltarea Resurselor Umane 2007-2013, Contract nr. POSDRU/107/1.5/S/76903.
- Componentele optice (oglinzi, acoperiri AR) utilizate în experimente pentru studiile din această lucrare au fost furnizate de firma Ophir Optics SRL, București, România.

Această listă de mulțumiri este prea scurtă pentru a include pe toată lumea care a avut încredere în mine și care m-a susținut până acum, deci dacă nu menționez în ea pe toată lumea asta nu înseamnă că am uitat pe cineva.

Obiective teză

- i. Construirea de la zero a două stații automate de determinare PDCL în regim multipuls, o stație având laserul de test cu pulsuri de nanosecunde și o stație având laserul de test cu pulsuri de femtosecunde.
- ii. Implementarea pe aceste două stații a algoritmului de determinare PDCL în regim multipuls (S-on-1).
- iii. Dezvoltarea și implementarea unei metode de detecție în timp real a defectelor induse pe suprafețe optice în timpul testului de determinare PDCL.
- iv. Dezvoltarea și implementarea unei metode de caracterizare fascicul laser de test, caracterizare orientată pe parametrii necesari determinărilor PDCL (arie efectivă de fascicul, durata efectivă a pulsurilor laser).
- v. Efectuarea de studii și măsurări de determinare PDCL pe cele două stații, măsurări în conformitate cu standardele ISO care reglementează aceste tipuri de teste, pentru producători de componente optice din industrie. Aceste măsurări sunt o premieră în România.
- vi. Atestarea rezultatelor măsurărilor prin studii de intercomparare cu laboratoare recunoscute la nivel internațional, cu experiență în domeniu.

1. Introducere

Componentele optice utilizate pentru generarea, direcționarea sau focalizarea fasciculelor laser de mare putere trebuie să prezinte o caracteristică de rezistență în câmp laser, rezistența care este imperios necesară pentru o funcționare fiabilă a sistemelor laser destinate unei game largi de aplicații științifice, tehnologice, spațiale sau biomedicale.

Rezistența în câmp laser a unei componente optice sau a unui material optic este caracterizată prin **Pragul de Distrugere în Câmp Laser (PDCL)**. PDCL este o caracteristică fizică a unei componente optice care definește un nivel critic al cantității de radiație laser care induce o modificare ireversibilă (sau distrugere) în structura acesteia.

Standardul internațional ISO 21254-1, 2, 3, 4: 2011, care reglementează metodele de măsurare și de testare a PDCL, definește PDCL ca fiind cantitatea maximă de radiație laser incidentă pe o componentă optică pentru care probabilitatea extrapolată de distrugere este zero, unde cantitatea de radiație laser poate fi exprimată în densitate de energie (fluență), densitate de putere sau densitate liniară de putere.

Conform legendei, se spune că Arhimede din Siracuză ar fi distrus complet o flotă romană în timpul asediului Siracuzei (214-212 î.Hr.) utilizând radiația solară focalizată cu ajutorul unor oglinzi. Apoi, după mai mult de 2000 de ani, odată cu apariția primului laser (laserul cu rubin cu emisie în vizibil la lungimea de undă de 694 nm), realizat de Theodore Maiman în anul 1960) [1], a devenit disponibilă o sursă de lumină mult mai intensă decât radiația solară. Trei ani mai târziu, în anul 1963, Paul D Marker raporta primul defect indus pe o suprafață optică cu acoperire dielectrică transparentă prin focalizarea unui fascicul produs de un laser cu rubin cu emisie în pulsuri [2]. De atunci laserii au evoluat rapid prin diversificarea regimurilor de operare (de la undă continuă până la emisie în pulsuri cu durate de zeci de femtosecunde), prin creșterea continuă a puterii în fascicul, ameliorarea semnificativă a caracteristicilor de propagare / focalizare ale fasciculelor laser, și prin lărgirea domeniului spectral al emisiei laser de la ultravioletul îndepărtat la infraroșu apropiat. Această evoluție spectaculoasă a domeniului laserilor a fost susținută de o dezvoltare corespunzătoare a tehnologiei de fabricare a componentelor optice de mare putere, capabilă să ofere produse fiabile, având un nivel ridicat și bine definit al PDCL. Evaluarea cu acuratețe a PDCL a fost și rămâne în continuare o cerință majoră în dezvoltarea tehnologiilor de fabricație a componentelor optice pentru laserii de mare putere.

Stadiul actual în domeniul distrugerii în câmp laser ("laser damage") este revizuit anual la cea mai importantă conferință internațională din domeniu, "SPIE Laser Damage – Annual Symposium on Optical Materials for High-Power Lasers", cunoscută și sub denumirea "Boulder Damage Symposium" deoarece are loc în localitatea Boulder, Colorado, SUA. Această conferința, care va ajunge la cea de a 46-a ediție în anul 2014, este principalul

forum mondial pentru schimbul de informații privind interacția fasciculelor laser intense cu materialele și componentele optice și pentru toate aspectele legate de distrugerea în câmp laser. Dinamica dezvoltării acestui domeniu de mare actualitate este ilustrată în Fig. 1.1 care arată numărul de publicații care conțin sintagma "laser damage" apărute anual în perioada 1960-2013, conform bazei de date SCOPUS. Această statistică indică o dublare a numărului anual de publicații la fiecare 10 ani, ajungând până la un număr de circa 1300 publicații în anul 2013.

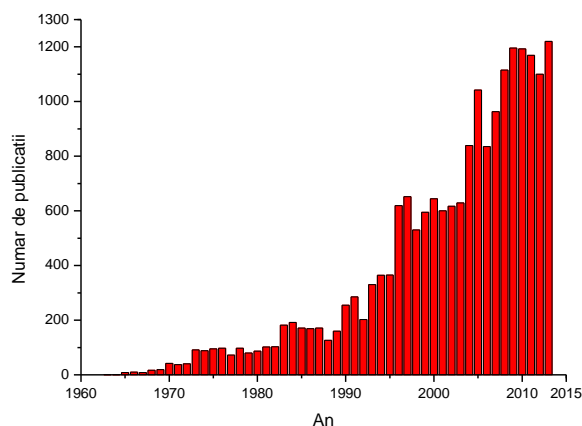


Fig. 1.1. Numărul de publicații științifice care conțin "laser damage", conform bazei de date SCOPUS.

Un laser este compus în principal din trei părți: - o parte electronică, - o parte mecanică și - o parte optică. Partea optică este și cea mai importantă, care cuprinde un număr de componente optice cu sau fără acoperiri (oglinzi, acoperiri antireflexie, medii active, oglinzi, lentile, polarizori, cristale neliniare, lame semiundă, etc.). Puterea maximă care poate fi extrasă dintr-un sistem laser este limitată de componenta cu cel mai scăzut prag de distrugere din acest sistem.

Pentru obținerea unei puteri din ce în ce mai mari furnizată de sistemele laser, este necesară îmbunătățirea continuă a performanțelor de rezistență a componentelor optice și a acoperirilor optice. De aceea, este necesar să avem componente cu absorbție și difuzie mică și cu o valoare ridicată a PDCL. În cele mai multe cazuri, acoperirile componentelor optice sunt cele care limitează performanțele enumerate mai sus. Măsurări reproductibile și exacte ale PDCL sunt indispensabile pentru efectuarea de studii de optimizare a componentelor și acoperirilor optice.

Bazele standardului ISO 11254 [3], primul standard care a reglementat procedura de determinare a PDCL-ului, au fost puse după un experiment de tip "round-robin" la nivel internațional (la începutul anilor '80) pe componente optice cu acoperiri la 1064 nm [4]. Experimentul era necesar din cauza diferitelor interpretări a metodei de măsurare a PDCL-ului și de aici și a diferitelor valori obținute ale PDCL-ului. După discuții de mai mult de zece ani pe marginea acestui experiment a fost elaborat standardul ISO 11254 [5, 6].

Principala dificultate în definirea și evaluarea cu acuratețe a PDCL în orice instalație de măsurare este dată de multitudinea factorilor de influență care contribuie la stabilirea valorii PDCL: distribuția densității de energie a spotului laser pe suprafața optică de test; forma și durata profilului temporal al pulsurilor laser de test; lungimea de undă laser; un anumit grad de neomogenitate spațială a caracteristicii de rezistență în câmp laser a componentelor optice, cauzată de distribuția aleatorie a microdefectelor și incluziunilor pe suprafețele optice; distribuție aleatorie rezultată în urma proceselor de polisare și acoperire, criteriul de definire a defectelor, metoda de măsurare a parametrilor de fascicul, numărul maxim de pulsuri aplicate

per sit, măsurarea energiei pulsurilor; fac dificilă compararea rezultatelor obținute pe instalații diferite de măsurare a PDCL [7].

În ultimii ani, puterea de ieșire și diversitatea utilizării laserilor au crescut dramatic. Creșterea puterii de ieșire a unui laser necesită folosirea de componente speciale de calitate înaltă, capabile să reziste la valori mari de fluentă și deci să aibe un prag de distrugere în câmp laser ridicat. De exemplu, în proiectul Extreme Light Intensity-Nuclear Physics (ELI-NP), care va fi construit la Măgurele (România) în câțiva ani, se intenționează atingerea unei puteri de vârf per puls de (aproximativ) 20 PW (2×10^{15} W), la o durată de puls de 20 fs (20×10^{-15} s) și un diametru de fascicul de 500 mm. Prin urmare, componentele de dirijare a fasciculului trebuie să poată lucra în siguranță la aceste nivele ridicate de densitate de putere (iradianță) și de densitate de energie (fluentă) [8].

Un alt exemplu este facilitatea National Ignition Facility (NIF) construită la Lawrence Livermore National Laboratory, pentru a studia fuziunea nucleară la densități de energie și presiuni de valori extreme, atingând 10^8 K și 10^{11} bari. Laserul construit este cu emisie în UV și furnizează pulsuri cu energia de 1.8 MJ și o putere medie pe durata de 3 ns a pulsului de 500×10^{12} W. Facilitatea NIF are în compunere 192 de linii de fascicul, fiecare linie are în componență 36-38 de componente de mari dimensiuni (> 400 mm) și sute de componente de mici dimensiuni. Aria totală a suprafețelor optice de la NIF fiind estimată la ≈ 3600 m² [9].

Mecanismele fundamentale de distrugere laser, protocoalele de măsurare a PDCL, caracterizarea materialelor optice, contaminarea componentelor optice pe durata ciclului de fabricație, defectele de pe suprafață și din volumul materialelor optice reprezintă direcții de cercetare de mare actualitate la nivel mondial în domeniul materialelor optice de mare putere pentru aplicații laser. După cum arată și graficul din Fig. 1.1., se observă o creștere accentuată a numărului de publicații în acest domeniu, domeniu în continuă creștere, similară cu creșterea puterii și intensității sistemelor laser noi apărute. Cele mai importante publicații în domeniu apar în Proceedings-urile Conferinței „Annual Boulder Damage”, publicate de SPIE (original publicate de „Special Publications of the US National Bureau of Standards”), cât și în reviste de specialitate (Optical Engineering, Applied Surface Science, etc.).

2. Dezvoltarea stațiilor pentru măsurarea PDCL

În acest capitol voi prezenta soluțiile implementate pentru construirea de la zero a stațiilor pentru măsurările de tip PDCL la standarde ISO. Pentru determinarea PDCL standardul ISO 21254 recomandă folosirea unei scheme de principiu cu un laser de test urmat de un atenuator variabil pentru setarea energiei, un sistem de focalizare a fascicului, un sistem de diagnoză de fascicul, un sistem de poziționare a componentei testate în fascicul și un sistem de detecție a defectelor induse de laser pe componenta testată. Fiecare din aceste componente nu sunt detaliate, astfel încât implementarea trebuie concepută de fiecare utilizator adaptată pe un anumit tip de componente testate. Rezultatele originale din acest capitol au fost publicate/prezentate în: [P1], [P2], [L4], [C1], [C2], [C4], [C5], [C6], [C7], [C8], [C11], [C13]; precum și în rapoartele de cercetare ale proiectului ISOTEST (<http://ssll.inflpr.ro/isotest/index.htm>).

2.1. Stația automată pentru măsurarea PDCL cu pulsuri laser de nanosecunde

2.1.1. Prezentare generală

Pe această stație sunt implementate două proceduri ISO:

- Testul S-on-1 pentru măsurarea PDCL în regim multipuls, conform ISO 21254-2[10];
- Testul de Fiabilitate tip 2 pentru testarea fiabilității componentelor iradiate la un nivel prestabilit al densității de putere laser, conform ISO 21254-3 [11].

Testul ISO S-on-1 reprezintă o procedură completă de măsurare a PDCL, care oferă o vedere de ansamblu asupra performanței de rezistență în câmp laser a probei investigate [12] și care permite o estimare cantitativă a duratei de viață a probei. Rezultatul măsurării este caracteristică S-on-1 de distrugere a probei, care arată dependența densității de energie laser la pragul de distrugere funcție de numărul de pulsuri laser aplicate pe probă, pentru două valori ale probabilității de distrugere (0 % și 50 %), așa cum se arată în exemplul din Fig. 2.1. Aici este reprezentată caracteristica de distrugere a unei acoperiri dielectrice anti-reflectante (AR) de bandă largă (600 nm – 1100 nm) măsurată în laboratorul ISOTEST pe o probă furnizată de producătorul Ophir Optics SRL din București (parte a firmei Newport Corp. din SUA). Caracteristica S-on-1 corespunzătoare probabilității de distrugere de 50 % (PDCL), care de regulă fiteaza mai bine datele experimentale, este utilizată în general în studii comparative pentru evaluarea influenței parametrilor de fabricație (calitatea suprafețelor și a materialelor optice, tehnologii de polisare optică și de acoperire, tehnici de curățare) asupra PDCL. Densitatea de energie laser maxim admisibilă pentru o funcționare fiabilă îndelungată a

Contribuții la dezvoltarea unor stații automate de caracterizare a rezistenței mat. și comp. optice în câmp laser

componentei optice se obține prin extrapolarea caracteristicii 0% PDCL pentru un număr mare de pulsuri. Pentru caracteristica 0 % PDCL din Fig. 2.1, a rezultat o densitate de energie laser per puls de 19 J/cm^2 la pragul de distrugere, pentru un număr de 10^8 pulsuri cu durată de 6 ns și frecvență de repetiție 10 Hz, echivalența cu o densitate de putere laser la prag de 3 GW/cm^2 . Morfologia unui sit distrus este arătată în Fig. 2.2.

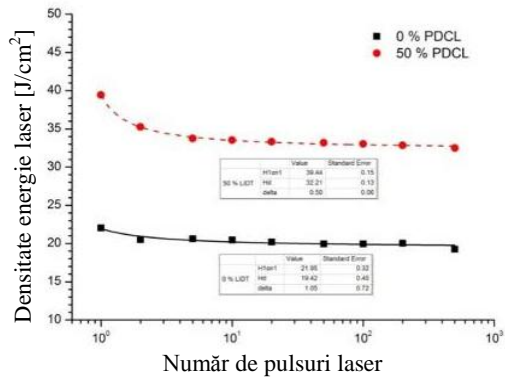


Fig. 2.1. Caracteristica de distrugere a unei acoperiri dielectrice AR.

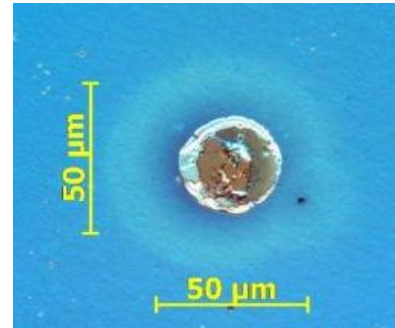


Fig. 2.2. Morfologia unui sit distrus vizualizată cu un microscop Nomarski (densitate de energie 32 J/cm^2).

În Fig. 2.3 este arătată structura instalației automate pentru procedurile de caracterizare a componentelor optice și a materialelor. Fasciculul de test furnizat de un laser cu emisie în pulsuri de nanosecunde (având caracteristici de fascicul reproductibile) este setat la energia de puls dorită cu ajutorul unui atenuator variabil comandat de calculator, fiind aplicat apoi pe suprafața probei testate care este poziționată în planul focal al sistemului de focalizare.

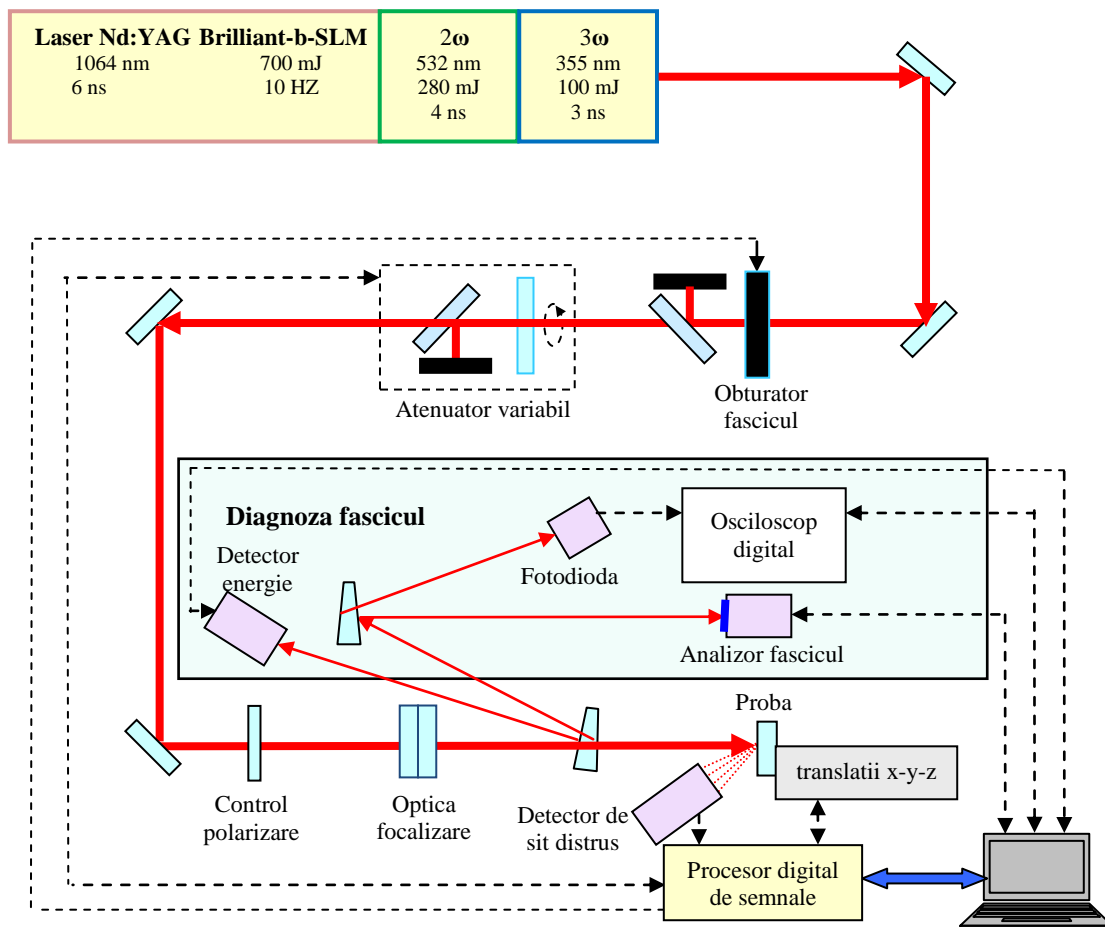


Fig. 2.3. Stația automată pentru măsurarea PDCL cu pulsuri de nanosecunde - schema bloc.

Contribuții la dezvoltarea unor stații automate de caracterizare a rezistenței mat. și comp. optice în câmp laser

Proba este montată pe un sistem micrometric de translație (X, Y, Z) utilizat pentru poziționarea în fasciculul de test a surselor de pe proba de testat ce trebuie iradiate. Pentru ajustarea unghiului de incidență pe probă se folosește o montură de rotație specială (cu platformă mare, diametru de 200 mm). Starea de polarizare a fasciculului este setată cu ajutorul unui selector de polarizare (lamă semiundă sau sfert de undă).

O fracțiune din fasciculul incident este direcționată spre modulul de diagnoză, care determină simultan energia per puls, distribuția profilului spațial de fascicul și profilul temporal al pulsului laser. Profilul spațial de fascicul se determină cu profilometrul *GRAS 20* (Spiricon) de fascicul și programul software *BeamGage*. Planul de măsură unde e situat profilometrul este astfel așezat încât să corespundă cu planul probei iradiate cu laser, raportat la sistemul de focalizare. Mărimea fasciculului măsurată de profilometru este deci identică cu mărimea spotului laser pe suprafața probei și determină densitatea de energie pe puls la nivelul probei. Profilul temporal al pulsurilor de nanosecunde este măsurat cu o fotodiodă rapidă conectată la un osciloscop digital.

Stația automată pentru măsurarea PDCL cu pulsuri laser de nanosecunde este arătată în Fig. 2.4.

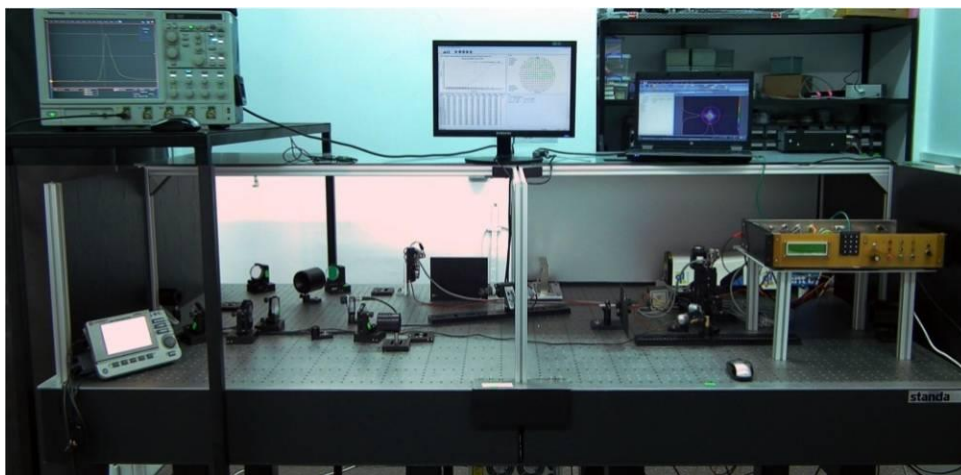


Fig. 2.4. Stația automată pentru măsurarea PDCL cu pulsuri de nanosecunde.

Cu această stație au fost efectuate numeroase teste S-on-1 și au fost emise buletine de încercări pentru componente puse la dispoziție de firma producătoare de componente optice Ophir Optics LLC din București. Rezultatele Laboratorului ISOTEST au fost apreciate și la cea mai importantă conferință internațională anuală din domeniu, Laser Damage, ediția 44, Boulder, Colorado, USA, 22-25 Sept. 2012, unde au fost prezentate două lucrări. La această conferință România a fost remarcată în cuvântul de deschidere că un nou participant în premieră la elita țărilor implicate în astfel de teste, alături de "veterani" ca SUA, Germania, China, Franța, Japonia și Lituania.

2.1.2. Sursa laser de test

Sursa laser de mare stabilitate folosită pentru teste, generează pulsuri laser de mare energie (la lungimile de undă de 1064 nm, 532 nm sau 355 nm) cu caracteristici reproductibile, conform cerințelor standardelor ISO 21254-1 și ISO 21254-2: care

Contribuții la dezvoltarea unor stații automate de caracterizare a rezistenței mat. și comp. optice în câmp laser

reglementează procedurile de măsurare / certificare a pragului de distrugere al componentelor optice / materialelor iradiate cu fascicule laser de mare putere.

Sursa laser de mare stabilitate este alcătuită din următoarele module și componente: Laser Nd:YAG în regim Q-switch model **Brilliant B-IR-10** cu sursa de alimentare;

Modul **OP/BB/SLM** pentru emisie laser pe un **Singur Mod Longitudinal (SLM)**;

Modul **OP/BB/2WSLM** pentru generarea armoniciei a două ($\lambda = 532$ nm), stabilizat termic, cu separarea lungimilor de undă inclusă;

Modul **OP/BB/2WSLM** pentru generarea armoniciei a treia ($\lambda = 355$ nm), stabilizat termic, cu separarea lungimilor de undă inclusă (componente și module produse de Quantel, Franța).

Modulul SLM reduce semnificativ lărgimea spectrală a fasciculului laser prin injecția unui semnal monomod, asigurând astfel un profil temporal al pulsului laser fără modulații de intensitate, neted și foarte reproductibil (vezi Fig. 2.5), în concordanță cu cerințele standardului ISO 21254 privind măsurarea duratei efective a pulsului laser. Modulul SLM include în principal un laser dopat cu neodim pompat cu diodă laser, cuplat printr-un izolator Faraday la o fibră optică, o unitate driver și o buclă electronică de reacție cu oglinda laser montată pe un traductor piezoelectric (cavitate Fabry-Perot). Semnalul monomod longitudinal este injectat în rezonatorul laserului Brilliant.

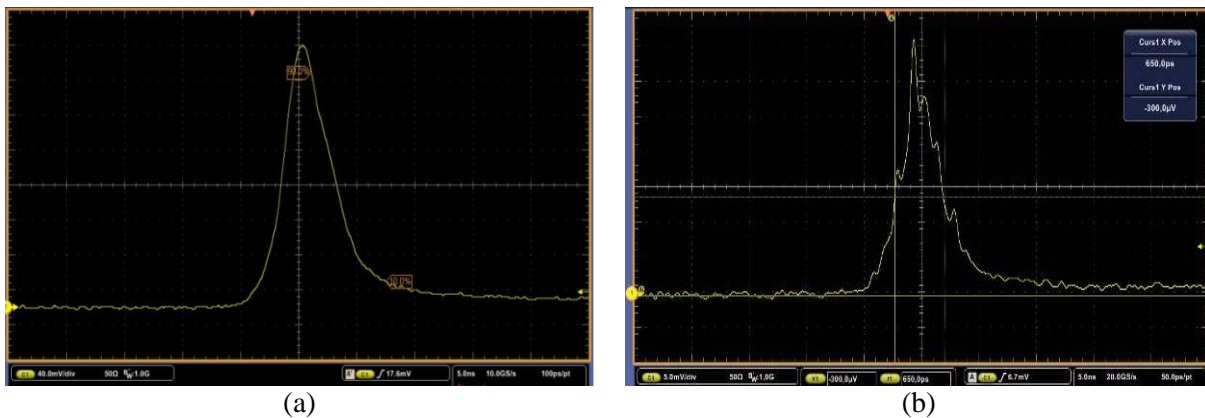


Fig. 2.5. Profilul temporal al pulsului laser (semnalul $S(t)$ afișat pe ecranul osciloscopului).

Setări: baza de timp 5 ns/div; scala verticală 40 mV/div.

(a) În regim SLM. (b) În regim multimod longitudinal.

2.1.3. Diagnoză de fascicul pe sistemul laser BRILLIANT-B-10-SLM

Măsurările au fost efectuate la lungimea de undă laser de 1064 nm, la frecvența nominală de repetiție a pulsurilor laser de 10 Hz. Montajul experimental pentru măsurarea parametrilor de propagare este arătat în Fig. 2.3.

Fitarea datelor experimentale cu ecuația recomandată de standardul ISO 11146, anume $D(z) = (A + Bz + Cz^2)^{1/2}$, a dus la obținerea unor erori foarte mari asociate rezultatelor finale ale măsurărilor (parametrii originali ai fasciculului măsurat).

Parametrii de propagare ai fasciculului investigat (diametrul transversal minim $d_{\sigma 0}$ (tală), poziția taliei z_0 , divergența unghiulară θ_{σ} , lungimea Rayleigh z_R , factorul de merit M^2) sunt determinați prin fitarea hiperbolică a datelor experimentale (diametrul $d_{\sigma}(z)$ al fasciculului focalizat măsurat la diferite distanțe de propagare).

Analiza datelor experimentale furnizate de aceste sisteme laser de test a relevat o caracteristică aparent contradictorie privind incertitudinea rezultatelor măsurării: cu toate că eroarea de fitare a datelor experimentale este de regulă scăzută (eroarea standard medie a parametrilor de fitare A, B, C, calculată de programul ORIGIN, se situează sub nivelul de 1 %), fapt care atestă o măsurare corectă a dimensiunilor transversale de fascicul, este posibil ca

anumiți parametri de propagare, care sunt deduși din parametrii de fitare, să fie afectați de erori semnificativ mai ridicate. Pentru a clarifica acest aspect, am efectuat un calcul de propagare a erorilor pornind de la erorile standard experimentale ale parametrilor de fitare A, B, C. Rezultatele calculului sunt sintetizate în continuare.

Formule de calcul și erori

Conform ISO 11146 [13, 14, 15], procedura de măsurare a parametrilor spațiali de fascicul include în principal următoarele etape succesive:

- Fasciculul investigat se focalizează cu o lentilă convergentă, cu poziție și parametri cunoscuți.

- Se măsoară diametrul de fascicul definit cu momente de ordinul doi, $d_{\sigma}(z)$, după lentila de focalizare ("spațiul 2"), la diferite distanțe de propagare z față de planul principal posterior al lentilei.

- Se fitează în Origin $d_{\sigma}(z) = (a + bz + cz^2)^{1/2}$, care reprezintă o formă a ecuației de propagare $d_{\sigma}(z) = d_{\sigma 0}[1 + (z - z_0)^2/z_R^2]^{1/2}$. Se mai cunosc focală lentilei f (cu eroarea relativă $\varepsilon_f = 1\%$) și lungimea de undă laser λ . Eroarea lui λ se neglijează.

Formulele care dau parametrii fizici de fascicul și erorile lor relative în "spațiul 2" și în "spațiul 1" ("spațiul 1" este înainte de lentilă - acești parametri corespund fasciculului original emergent din laser) sunt listate mai jos.

Mărimi (unități)	Eroarea standard (unități)	Eroarea relativă (%)
a (mm ²)	Δa (mm ²)	$\varepsilon_A = (\Delta a/a) \times 100$
b (mm)	Δb (mm)	$\varepsilon_B = (\Delta b/b) \times 100$
c	Δc	$\varepsilon_C = (\Delta c/c) \times 100$ $\varepsilon = \max(\varepsilon_A, \varepsilon_B, \varepsilon_C)$
λ (mm)	$\Delta \lambda$ (mm)	$\varepsilon_{\lambda} = (\Delta \lambda/\lambda) \times 100 \approx 0$
f (mm)	Δf (mm)	$\varepsilon_f = (\Delta f/f) \times 100 \approx 1$

Parametri fizici	Erori relative
$z_{02} = -B/(2C)$ (mm)	$\varepsilon_{z02} = (\varepsilon_B^2 + \varepsilon_C^2)^{1/2}$
$\theta_{\sigma 2} = C^{1/2}$ (rad)	$\varepsilon_{\theta\sigma 2} = (1/2)\varepsilon_C$
T = 4AC/B ² ; Comentariu: De obicei T e puțin mai mare ca 1; Nu este nevoie de eroarea ε_T . (MF) = "Mammoth factor" $\equiv (T - 1)^{-1}$ - de obicei foarte mare (zeci sau sute). Este factorul principal care mărește eroarea relativă a unor parametri fizici, prin propagarea erorilor.	
$S = (4AC - B^2)^{1/2}$ (mm)	$\varepsilon_S = [4A^2C^2(\varepsilon_A^2 + \varepsilon_C^2) + B^4\varepsilon_B^2]^{1/2}/(4AC - B^2)$ $= (T - 1)^{-1}[(T^2/4)(\varepsilon_A^2 + \varepsilon_C^2) + \varepsilon_B^2]^{1/2} \approx$ $\approx 1.2 (T - 1)^{-1}\varepsilon = 1.2 (MF)\varepsilon$
$z_{R2} = S/(2C)$ (mm)	$\varepsilon_{zR2} = (\varepsilon_S^2 + \varepsilon_C^2)^{1/2} \approx \varepsilon_S$
$d_{\sigma 02} = S/(2C^{1/2})$ (mm)	$\varepsilon_{d\sigma 02} = [\varepsilon_S^2 + (1/4)\varepsilon_C^2]^{1/2} \approx \varepsilon_S$
$M^2 = (\pi/8)(S/\lambda)$	$\varepsilon_{M^2} = (\varepsilon_{\lambda}^2 + \varepsilon_S^2)^{1/2} \approx \varepsilon_S$
$x_2 \equiv \Delta_{2w} = z_{02} - f$ (mm)	$\varepsilon_{x2} = [z_{02}^2(\varepsilon_B^2 + \varepsilon_C^2) + f^2\varepsilon_f^2]^{1/2}/ x_2 \approx$ $\approx [(2z_{02}^2 + f^2)^{1/2}/ x_2]\varepsilon$
$L = z_{R2}^2 + x_2^2$ (mm ²)	$\varepsilon_L = 2(z_{R2}^4\varepsilon_{zR2}^2 + x_2^4\varepsilon_{x2}^2)^{1/2}/L \approx$ $\approx 2(z_{R2}^4\varepsilon_S^2 + x_2^4\varepsilon_{x2}^2)^{1/2}/L$
$V = f/L^{1/2}$	$\varepsilon_V = [(1/4)\varepsilon_L^2 + \varepsilon_f^2]^{1/2} \approx (1/2)\varepsilon_L$
$d_{\sigma 01} = Vd_{\sigma 02}$ (mm)	$\varepsilon_{d\sigma 01} = (\varepsilon_V^2 + \varepsilon_{d\sigma 02}^2)^{1/2} \approx (\varepsilon_V^2 + \varepsilon_S^2)^{1/2}$
$z_{R1} = V^2z_{R2}$ (mm)	$\varepsilon_{zR1} = (4\varepsilon_V^2 + \varepsilon_{zR2}^2)^{1/2} \approx (\varepsilon_L^2 + \varepsilon_S^2)^{1/2}$
$\theta_{\sigma 1} = \theta_{\sigma 2}/V$ (rad)	$\varepsilon_{\theta\sigma 1} = (\varepsilon_{\theta\sigma 2}^2 + \varepsilon_V^2)^{1/2} \approx \varepsilon_V$
$x_1 \equiv \Delta_1 = V^2x_2$ (mm)	$\varepsilon_{x1} = (4\varepsilon_V^2 + \varepsilon_{x2}^2)^{1/2}$
$z_{01} \equiv d_1 = x_1 + f$ (mm)	$\varepsilon_{z01} = (x_1^2\varepsilon_{x1}^2 + f^2\varepsilon_f^2)^{1/2}/z_{01} \approx (x_1/z_{01})\varepsilon_{x1}$

Notația și semnificația acestor parametri fizici corespunde cu cea din standardul ISO 11146-1 și nu este repetată aici. În plus față de standardul de mai sus au fost introduși parametrii suplimentari (intermediari) de calcul: S, (MF), T și L. Un studiu (studii similare nu există în literatură) asupra influenței acestora asupra erorilor din rezultatele finale este extrem de important pentru a se încerca micșorarea aceste erori. Pe baza unei analize efectuate pe fascicule bine caracterizate simulate pe calculator, în final am elaborat o nouă metodă de fitare care utilizează ecuația de propagare a fasciculului laser exprimată în două moduri distincte, cu diferiți parametri de propagare. Datele experimentale se fitează cu fiecare din cele două variante ale ecuației de propagare, obținând astfel direct setul complet de parametri spațiali ai fasciculului focalizat. Noua metodă a fost testată atât prin tehnici de simulare pe calculator, cât și experimental, pe diferite sisteme laser, așa cum se arată în continuare. Analiza prin simulare a fost efectuată pe un fascicul gaussian ideal focalizat generat pe calculator, având următorii parametri de propagare: $\lambda = 633$ nm; diametrul la talie, $d_{\sigma 02} = 0.2$ mm; $M^2 = 1$; poziția taliei față de lentilă de focalizare, $z_0 = 75$ mm. Au fost calculate diametrele de fascicul $d_{\sigma}(z)$ în momente de ordinul doi pentru 20 de locații z diferite, cuprinse între $z = 0$ și $z = 240$ mm. Pe aceste date “experimentale” au fost testate două metode de fitare și anume:

- i) Metoda ISO 11146, care utilizează ecuația $d_{\sigma}(z) = (a + bz + cz^2)^{1/2}$;
- ii) Metoda nouă propusă de noi, care utilizează ecuația de propagare a fasciculului laser, $d_{\sigma}(z) = d_{\sigma 0} [1 + (z - z_0)^2 / z_R^2]^{1/2}$, exprimată în două variante funcție de diferiți parametri de propagare. Datele sunt fitate cu fiecare din cele două variante ale ecuației de propagare, rezultând astfel direct setul complet de 5 parametri spațiali (factorul de merit M^2 ; lungimea Rayleigh z_R ; poziția taliei z_0 ; diametrul fasciculului la talie $d_{\sigma 02}$; divergența unghiulară θ).

Este evident că eroarea relativă asociată parametrilor determinați prin fitare este practic nulă în cazul ambelor metode. Însă, în cazul metodei ISO, atunci când se trece de la parametri a, b, c la parametrii spațiali ai fasciculului focalizat, erorile relative asociate unora dintre acești parametri ($d_{\sigma 02}, z_{R2}, M^2$) pot atinge nivele inacceptabile, de peste 100 %, așa cum se arată în Fig. 2.6. Acest fapt se datorează factorului mamut, $(T - 1)^{-1}$, unde $T = 4ac/b^2$, așa cum am arătat mai sus.

Metoda nouă determină prin două fitări setul complet de 5 parametri ai fasciculului focalizat ($d_{\sigma 02}, z_{R2}, M^2, z_{02}, \theta_2$), erorile asociate fiind practic nule.

În prima etapă a studiului experimental metoda ISO 11146-1 de diagnoză spațială de fascicul a fost aplicată pe sistemul laser în pulsuri de nanosecunde BRILLIANT-B-10-SLM - Quantel și pe sistemul laser Laser Clark-MXR Model CPA-2101 în pulsuri de femtosecunde. În a doua etapă a studiului, fiecare din cele două seturi de date experimentale obținute în prima etapă au fost fitate prin 3 metode diferite, și anume:

- i) Metoda ISO 11146-1 cu parametrii a, b, c , numită în continuare "ISO fit";
- ii) Metoda cu o singură fitare cu ecuația de propagare $d_{\sigma}(z) = d_{\sigma 0} [1 + (z - z_0)^2 / z_R^2]^{1/2}$ și deducerea celorlalți parametri spațiali din parametrii fitați, numită în continuare "1 Eq fit" [16];
- iii) Metoda nouă cu două fitări ale ecuației de propagare, cu deducere direct prin fitare a parametrilor fasciculului focalizat, numită în continuare "2 Eq fit".

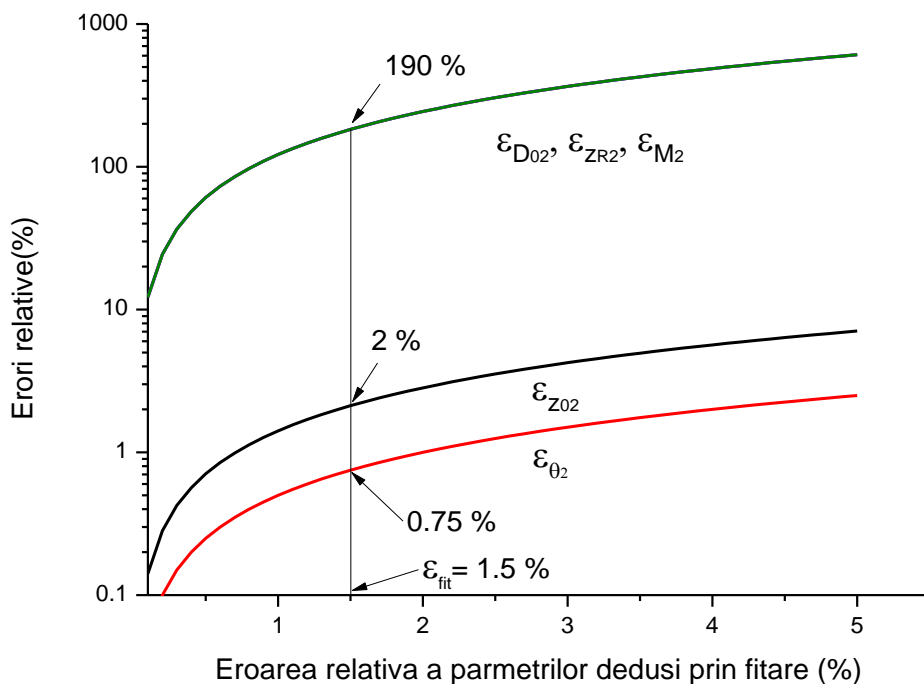


Fig. 2.6. Eroarea relativă a parametrilor de propagare funcție de eroarea relativă ϵ_{fit} a parametrilor a, b, c (metoda ISO de fitare a datelor experimentale).

Parametrii spațiali de fascicul determinați cu metodele de fitare menționate mai sus pentru fiecare din cele trei sisteme laser analizate, și erorile lor relative asociate sunt listate în Tabelele 2.1 și 2.2.

Tabelul 2.1. Parametrii spațiali ai laserului Clark-MXR Model CPA-2101 și erorile standard asociate determinate prin trei metode de fitare diferite.

	z_{02} mm	$\epsilon_{z_{02}}$ %	$\theta_{\sigma 2}$ mrad	$\epsilon_{\theta \sigma 2}$ %	z_{R2} mm	$\epsilon_{z_{R2}}$ %	$d_{\sigma 02}$ mm	$\epsilon_{d_{\sigma 02}}$ %	M^2	ϵ_{M^2} %
ISO fit	568	4.5	5.6	1.5	80	200	0.44	200	2.5	200
“1 Eq fit”	568	0.2	5.6	2.6	80	2	0.44	1.6	2.5	3.8
“2 Eq fit”	568	1	5.6	0.7	80	2	0.44	1.6	2.5	2

Tabelul 2.2. Parametrii spațiali ai laserului BRILLIANT-B-10-SLM și erorile standard asociate determinate prin trei metode de fitare diferite.

	z_{02} mm	$\epsilon_{z_{02}}$ %	$\theta_{\sigma 2}$ mrad	$\epsilon_{\theta \sigma 2}$ %	z_{R2} mm	$\epsilon_{z_{R2}}$ %	$d_{\sigma 02}$ mm	$\epsilon_{d_{\sigma 02}}$ %	M^2	ϵ_{M^2} %
ISO fit	1330	0.7	7.7	0.3	36	930	0.28	930	1.6	930
“1 Eq fit”	1330	0.2	7.7	6	36	5	0.27	4	1.6	7
“2 Eq fit”	1330	0.1	7.7	1.3	36	5	0.27	4	1.4	4

Rezultatele arătate în tabelele 1 și 2 pot fi concluzionate astfel:

- Valorile parametrilor spațiali determinați prin trei metode diferite sunt identice, însă erorile relative asociate în cazul metodei ISO fit sunt inacceptabil de mari și ca urmare, metoda ISO de fitare nu poate fi utilizată practic.

Contribuții la dezvoltarea unor stații automate de caracterizare a rezistenței mat. și comp. optice în câmp laser

- Metodele de fitare "1 Eq fit" și "2 Eq fit" dau erori relative asociate rezonabile pentru aceleași valori de parametri spațiali, fiind prin urmare mult mai indicate pentru utilizare practică.

- Metoda nouă de fitare "2 Eq fit" determină direct parametrii spațiali de fascicul cu erori relative asociate mai mici sau egale cu cele ale metodei "1 Eq fit", fiind prin urmare cea mai precisă și mai rapidă metodă dintre cele trei analizate mai sus, deoarece nu mai este nevoie de calcule ulterioare ale parametrilor de fascicul [C1].

Ca urmare, și în acest caz am fitat datele experimentale direct cu ecuația de propagare $D_{4\sigma}(z) \equiv d_{\sigma}(z) = d_{\sigma 0} [1 + (z - z_0)^2 / z_R^2]^{1/2}$ (exprimată în două moduri), așa cum se arată în Fig. 2.7.

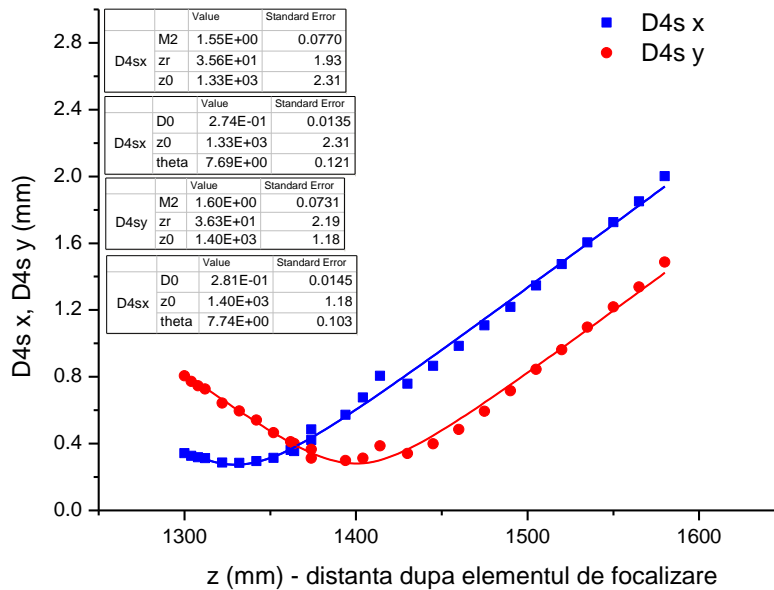


Fig. 2.7. Fitarea hiperbolică a fascicului măsurat după lentila de focalizare (aproximat ca fascicul Aliniat Simplu Astigmatic, ASA). Parametrii de fitare: $d_{\sigma 0}$, z_0 , z_R .

Rezultatele finale, adică parametrii fascicului original emis de laser, sunt date în Tabelul 2.3 (în aproximația de fascicul ASA).

Tabelul 2.3. Parametrii fizici ai fascicului original emis de laser (în aproximația de fascicul ASA).

Parametru	Valoare medie	Unitate	Abatere standard relativa	Unitate
Coordonata taliei z_{0x1}	7810	mm	6	%
Coordonata taliei z_{0y1}	6090	mm	4	%
Diametrul taliei $d_{\sigma 0x1}$	1.6	mm	6	%
Diametrul taliei $d_{\sigma 0y1}$	1.2	mm	6	%
Lungimea Rayleigh $z_{R x1}$	1260	mm	8	%
Lungimea Rayleigh $z_{R y1}$	690	mm	8	%
Divergența unghiulară $\theta_{\sigma x1}$	1.3	mrad	8	%
Divergența unghiulară $\theta_{\sigma y1}$	1.8	mrad	8	%
Raportul de propagare M_x^2	1.55	-	11	%
Raportul de propagare M_y^2	1.60	-	12	%

Din Tabelul 2.3 și se observă că, și în acest caz, metoda alternativă de fitare a datelor experimentale a condus la un nivel rezonabil al erorilor asociate (abaterea standard relativă a parametrilor originali cuprinsă în limitele 4 % - 12 %).

2.2. Stația automată pentru măsurarea PDCL cu pulsuri laser de femtosecunde

2.2.1. Prezentare generală

Pe această stație este implementat testul S-on-1 pentru măsurarea PDCL, conform ISO 21254-2. Structura stației în femtosecunde este în principiu similară cu cea a stației de nanosecunde, descrisă mai sus, diferența fiind legată de modulul de diagnoză, care este echipat cu un dispozitiv GRENOUILLE pentru măsurarea profilului temporal al pulsurilor generate de sursa laser de test în pulsuri de femtosecunde (sistemul laser CPA-2101 Clark-MXR, durata de puls 200 fs - 300 fs, energie pe puls 0.6 mJ, frecvența de repetiție 2 kHz, lungimea de undă 775 nm).

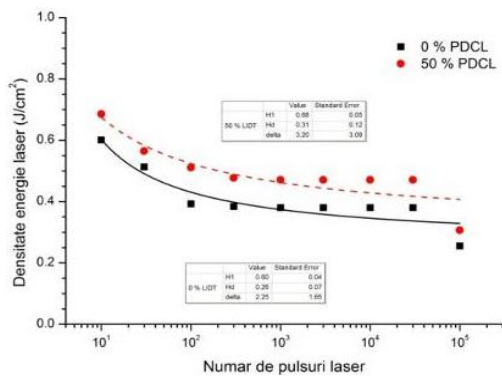


Fig. 2.8. Caracteristica de distrugere a unei oglinzi metalice.

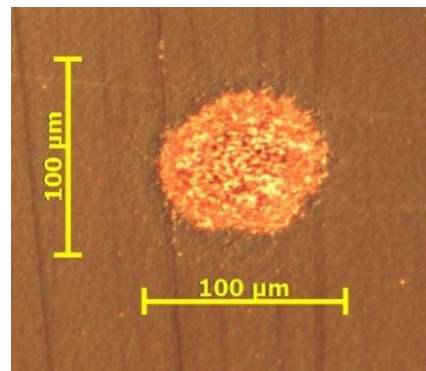


Fig. 2.9. Morfologia unui sit distrus vizualizat cu microscop Nomarski.

În Fig. 2.8 este arătată o caracteristică de distrugere măsurată pe o oglindă metalică multistrat (crom 20 nm, argint 200 nm, aur 20 nm). Prin extrapolarea caracteristicii 0% PDCL pentru 10¹² pulsuri aplicate pe probă, a rezultat o densitate de energie laser per puls de 0.21 J/cm² la pragul de distrugere, pentru o durată de puls de 280 fs și o frecvență de repetiție a pulsurilor de 2 kHz, echivalentă cu o densitate de putere laser la prag de 750 GW/cm². Morfologia unui sit distrus este arătată în Fig. 2.9. Setup-ul experimental și profilul temporal al pulsurilor de femtosecunde sunt arătate în Fig. 2.10, respectiv Fig. 2.11.

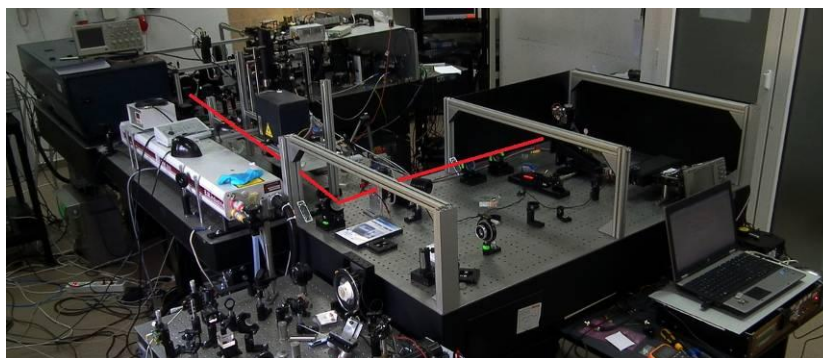


Fig. 2.10. Stația automată de măsurare a PDCL cu pulsuri de femtosecunde.

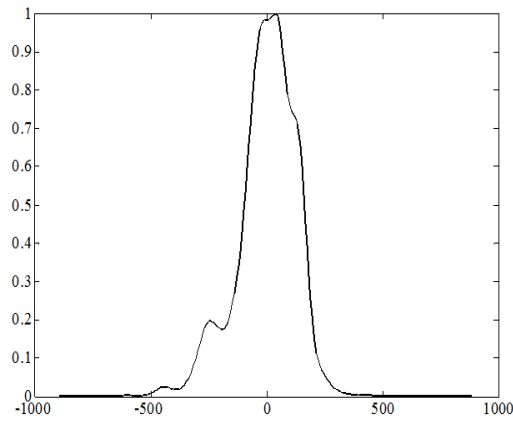


Fig. 2.11. Profilul temporal al pulsului laser.

2.2.1. Sursa laser

Sistemul laser în femtosecunde CPA-2101 (CLARK-MXR, SUA) are o structură compactă, integrată, de tip oscilator – amplificator regenerativ, alcătuită din patru unități fizice, așa cum se arată în Fig. 2.12 și 2.13:



Fig. 2.12. Sistemul laser în femtosecunde CPA 2101

- Unitatea laser: un oscilator laser cu fibră optică din sticla dopată cu Er pompat cu dioda laser și un lărgitor temporal de puls (etajul de jos), un amplificator regenerativ pompat cu un laser Nd:YAG dublat în frecvență și un compresor temporal de puls (etajul superior).
- Sursa de alimentare ORC-1000.
- Unitatea de control a celulei Pockels DT 505 funcționează continuu 24 ore/zi. Din cadrul unității de control face parte și unitatea de control al numărului de pulsuri laser denumită T-BRIDGE (Fig. 2.12)).
- Unitatea de control a temperaturii.

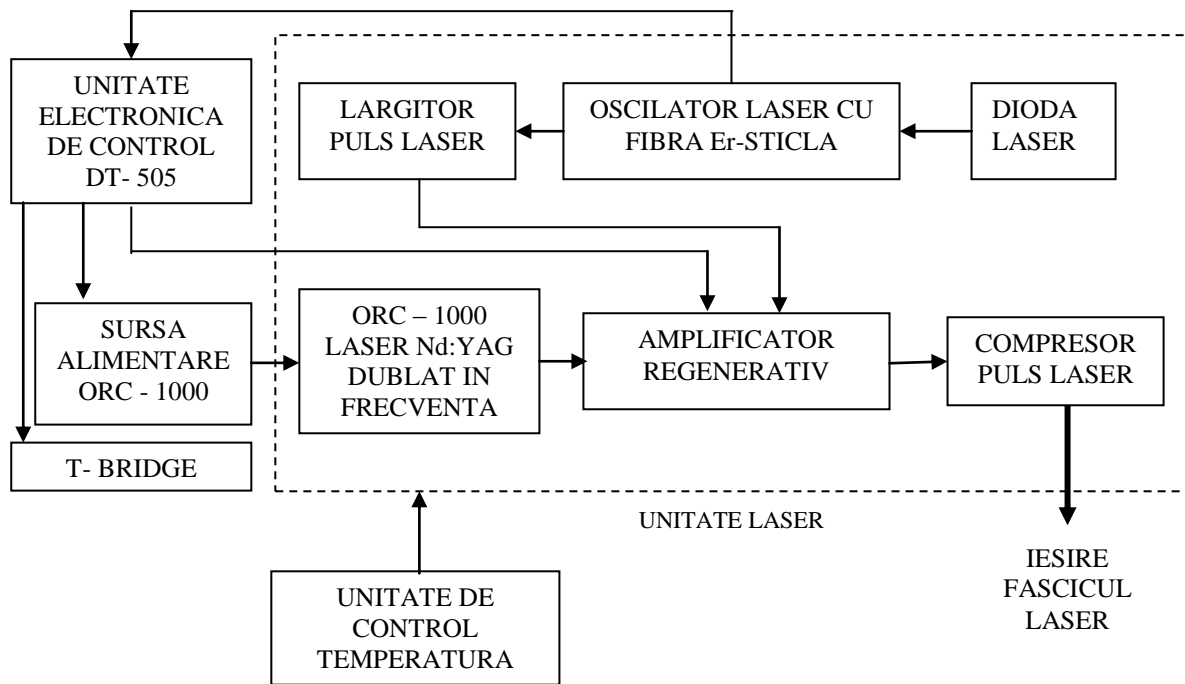


Fig. 2.13. Schema bloc a sistemului laser oscilator–amplificator CPA-2101 cu emisie în pulsuri de femtosecunde

2.2.2. Diagnoză de fascicul pe sistemul laser CLARK CPA-2101

Procedura ISO (ISO11146-1) de măsurare a parametrilor spațiali de propagare a fost prezentată în paragraful 2.1.2. Măsurările au fost efectuate în aproximația de fascicul aliniat simplu astigmatic ASA (v. Fig. 2.14). Rezultatele finale, adică parametrii fasciculului original emis de laser, sunt date în Tabelul 2.4. (în aproximația de fascicul ASA).

În Fig. 2.15 este arătat profilul spațial de fascicul măsurat la distanța de propagare $z = 550$ mm după lentilă de focalizare.

Tabelul 2.4. Parametrii fasciculului original aproximat ca fascicul ASA.

Parametru	Valoare medie	Unitate	Abatere standard relativa	Unitate
Coordonata taliei z_{0x1}	727	mm	14	%
Coordonata taliei z_{0y1}	961	mm	78	%
Diametrul taliei $d_{\sigma 0x1}$	2.14	mm	3.5	%
Diametrul taliei $d_{\sigma 0y1}$	3.9	mm	5	%
Lungimea Rayleigh z_{Rx1}	2275	mm	7	%
Lungimea Rayleigh z_{Ry1}	6415	mm	8	%
Divergența unghiulară $\theta_{\sigma x1}$	1	mrad	4.5	%
Divergența unghiulară $\theta_{\sigma y1}$	0.6	mrad	6	%
Raportul de propagare M_x^2	2.04	-	4	%
Raportul de propagare M_y^2	2.37	-	7	%

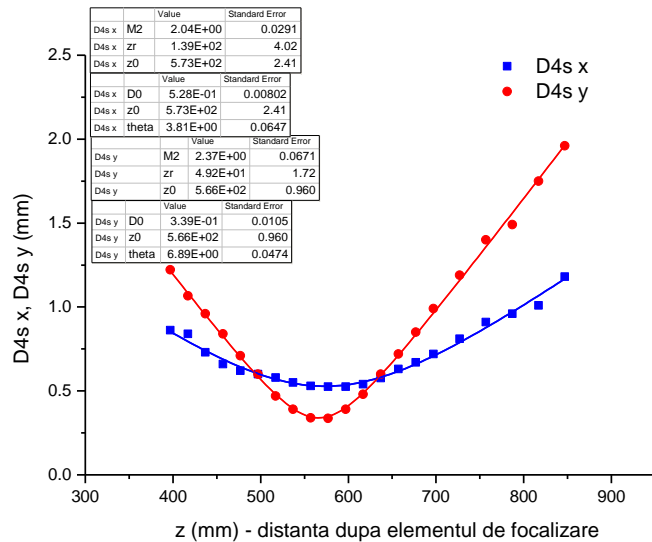


Fig. 2.14. Fitarea hiperbolică a fascicului măsurat după lentila de focalizare (aproximat ca fascicul ASA). Parametrii de fitare: $d_{\sigma 0}$, z_0 , z_R . $D_{4\sigma x}$, date experimentale; $D_{4\sigma y}$, date experimentale;

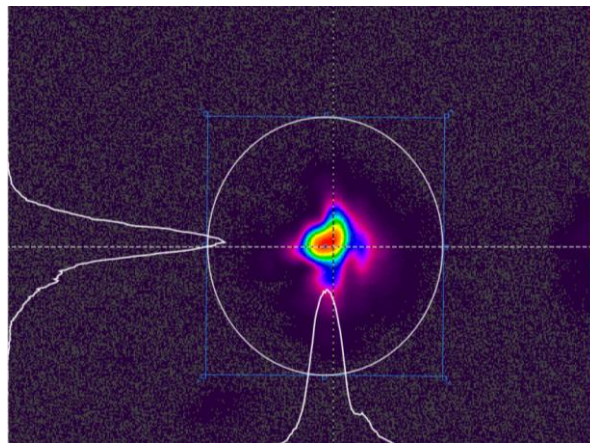


Fig. 2.15. Profilul spațial de fascicul măsurat la distanța de propagare $z = 550$ mm după lentila de focalizare.

2.3. Implementarea sistemului optic de zoom variabil al spotului în planul țintei

Conform recomandărilor standardului ISO 21254-3, testul de fiabilitate tip 2 trebuie să fie efectuat cu un spot laser de arie mare (diametrul efectiv de spot 1.5 mm), având un profil spațial fără modulații semnificative, apropiat de profilul ideal rectangular (top-hat), așa cum se arată în Fig. 2.16. Acest tip de profil a fost obținut cu un sistem optic cu zoom tip Varispot [17], realizat cu două lentile cilindrice cu distanța focală de 1 m. Cu acest sistem sunt testate câteva situri pe fiecare probă, dispuse în configurație rectangulară în zona centrală a probelor. Separarea între două situri adiacente este de câteva diametre efective de spot, în funcție de dimensiunile probei.

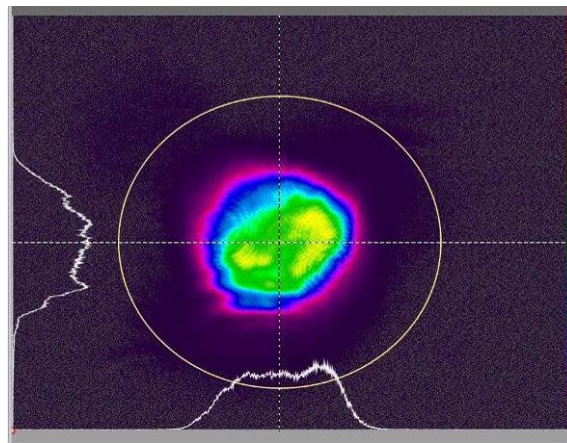


Fig. 2.16. Profilul spațial al spotului laser pe suprafața de test.

La o distanță fixă de la planul de ieșire al dispozitivului VariSpot se obține un spot de diferite dimensiuni în funcție de unghiul de lucru al dispozitivului. Acest plan de lucru se determină experimental măsurând distanța de separare între planul de lucru și planul median al sistemului VariSpot. Distanța se măsoară verificând cu analizorul de fascicul laser (tip GRAS 20 cu soft BeamGage Professional și camera CCD, Spiricon - Ophir) poziționat pe o șină de translație cu senzorul CCD căutând astfel planul de lucru al sistemului VariSpot. Simetria de fascicul și profilul dorit se analizează folosind indicația diametrului de fascicul definit cu momente de ordinul doi, $D_{4\sigma}(z)$, după VariSpot ("spațiul 2"), la diferite valori ale parametrului α . Diametrul spotului în planul probei variază cu parametrul α , după ecuația:

$$D_{4\sigma}(\sin \alpha) = D_m \sqrt{1 + \left(\frac{\sin \alpha - \sin \alpha_0}{r} \right)^2} \quad (2.1)$$

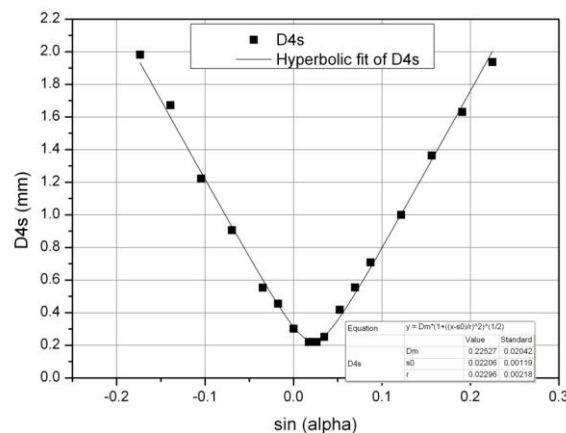


Fig. 2.17. Variația diametrului de spot în planul țintei în funcție de unghiul α .

Astfel prin implementarea acestui sistem optic de zoom variabil obținem într-un plan fix de lucru, un spot de dimensiuni diferite, dar și o variație continuă a formei profilului 2D lateral al spotului de la aproape Gaussian la aproape Top-hat. Spotul de formă Gaussiană este folosit pentru procedurile 1-on-1 și S-on-1 conform recomandărilor standardelor ISO 21254 1, 2. Spotul de formă Top-hat este folosit pentru testarea nivelului de fiabilitate a componentelor optice conform părții a treia a aceluiași standard ISO.

[P1] Pe baza implementării acestui sistem optic de zoom variabil în planul țintei (la o distanță fixă față de dispozitiv) am depus o cerere de brevet de invenție la "Oficiul de stat pentru invenții și mărci" ([P1] G. Nemeș, C. Blănuș, A. Stratan, **A. Zorilă**, L. Rusen *Metoda de control a dimensiunii și a profilului spațial ale spotului laser în planul țintei*. Patent request no. A / 00326 from 26.04.2013)

2.4. Contribuții personale

Am proiectat și dezvoltat diverse părți componente ale celor două stații automate pentru determinarea PDCL în regim monopuls, conform ISO 21254-1, în regim multipuls conform ISO 21254-2, și testul de fiabilitate conform ISO 21254-3. În prezent cu aceste stații se efectuează teste de determinare PDCL pentru producătorii de componente optice din industrie. Principalele contribuții au fost aduse la sistemul de detecție a defectelor (detaliat în Capitolul 4), la sistemul de diagnoză de fascicul (Capitolul 5 și 6).

Am modelat și aplicat o nouă metodă de calcul a parametrilor de propagare a fasciculelor laser, metoda ce a dus la reducerea erorilor de determinare a parametrilor cu mai mult de un ordin de mărime [C1].

Am participat la implementarea sistemului optic de zoom variabil în planul probei, sistem ce oferă posibilitatea reglajului diametrului efectiv al fasciculului fără a deplasa proba de-a lungul axei de propagare a fasciculului. Pe baza acestei implementări, a sistemului optic cu zoom variabil, a fost depusă o cerere de brevet de invenție la *Oficiul de Stat pentru Invenții și Mărci* cu numele și numărul: *Metoda de control a dimensiunii și a profilului spațial al spotului laser în planul țintei*; A / 00326 din 26.04.2013 [P1].

Rezultatele implementării acestor stații au fost publicate la cea mai prestigioasă conferință din acest domeniu în [46] și [47]

3. Algoritm de operare al stațiilor

3.1. Definirea pragului de distrugere în câmp laser

Metrologia (cuvânt provenit din limba greacă “metron” – a măsura și “logos” - studiu) este definită de *International Bureau of Weights and Measures* (BIPM) ca “știința măsurărilor, care cuprinde determinări atât experimentale cât și teoretice cu orice nivel de incertitudine în orice domeniu al științei și tehnologiei” [18].

Pentru dezvoltarea laserilor ultra-intenși, metrologia și caracterizarea comportamentului componentelor și materialelor optice în câmp laser este vitală. Rezistența în câmp laser este definită prin nivelul de prag de radiație electromagnetică incidentă pe componenta, radiație care provoacă defecte ale calității suprafeței [19]. Timp de 30 de ani de la realizarea primului laser nu a existat un standard care să poată fi folosit de producătorii de laseri sau de către cercetători în definirea pragului de distrugere al componentelor optice, deși la scurt timp (3 ani) de la realizarea primului laser au început primele raportări de fenomene de distrugere a componentelor optice utilizate în realizarea acestor laseri sau în experimente. La începutul anilor ‘90 International Organization for Standardization a publicat primele standarde care defineau modul de măsurare al pragului de distrugere și anume: ISO 11254: Optics and optical instruments. Lasers and laser related equipment. Test methods for laser induced damage threshold of optical surfaces; PART 1: 1-on-1 test, PART 2: S-on-1 test, ISO, (2001)[20, 21]. Procedurile descrise în standard sunt bazate pe metoda măsurării frecvenței de apariție a defectelor [22] și au permis clasificarea componentelor optice în funcție de rezistența lor în câmp laser. Pragul de distrugere este determinat prin fitarea liniară a probabilității de distrugere în funcție de densitatea de energie pentru un anumit număr de pulsuri aplicate, ca în Fig. 3.1.

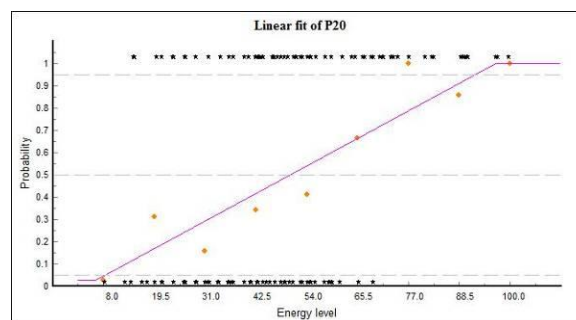


Fig. 3.1. Fitarea liniară a probabilității de distrugere în funcție de fluență, pentru 20 de pulsuri aplicate pe sit

În 2011 o nouă versiune (îmbunătățită) a acestor standarde a fost editată (ISO 21254 - 1, 2, 3, 4: 2011)[10,11,23,34], definiția defectului optic indus pe suprafața probei testate este definită în aceste standarde ca:

... orice modificare permanentă a caracteristicilor suprafeței probei indusă de radiația laser, care poate fi observată cu o tehnică de inspecție și o sensibilitate, ambele corelate cu specificațiile de operare ale produsului testat.

și ... inspecția suprafeței trebuie efectuată cu un microscop cu lumină incidentă de tip Nomarski cu contrast de fază. Pentru obiectiv trebuie folosită o magnificare de $10\times$ și un sistem ocular corespunzător.

Această definiție a defectelor este folosită în această lucrare. Deși pare simplă, “*orice modificare permanentă*”, definiția este destul de vagă cu privire la rezoluția tehnicii de inspecție. De exemplu rezoluția microscopelor convenționale [24] este limitată la de lungimea de undă a sistemului de iluminare [25] și deci defecte mai mici de ≈ 250 nm nu pot fi observabile.

Microscopia de tip Nomarski sau Differential Interference Contrast (DIC) [26] – este o metodă ce utilizează principiul dedublării interferometrice de mare sensibilitate care evidențiază variațiile spațiale ale densității optice ale probei (gradientul coeficientului de absorbție/reflexie a luminii în/pe probă). Metoda Nomarski utilizează o sursă de lumină a cărui fascicul este colimat și despărțit în două fascicule ortogonal polarizate care au un drum optic ușor diferit (sunt translatate cu valori de ordinul fracțiunii de micrometru) prin sau pe probă și apoi sunt recombinate atât ca direcție de polarizare cât și spațial, ca să poată interfera iar imaginea rezultată poate fi vizualizată de operator. Datorită faptului că cele două fascicule întâlnesc valori ușor diferite ale indicelui de refracție, valori corespunzătoare modificărilor induse de defectul din probă, ca rezultat al interferenței celor două fascicule se generează un relief tridimensional proporțional cu gradientul densității optice (indicelui de refracție local) care pune în evidență mai bine defectul decât în cazul configurației de câmp luminos (Bright Field). Tehnici de detecție a defectelor extrem de mici [27, 28], ca microscopia cu fascicul de electroni (SEM) sau microscopia cu forțe atomice (AFM) sunt extrem de lente pentru investigarea unui număr rezonabil de situri de pe probă. De asemenea, costul de implementare a tehnicilor de detecție cu rezoluție mare ca AFM și SEM sunt extrem de mari, de aceea tehnica de detecție prin microscopie Nomarski este o opțiune tehnică de mijloc între cost-timp de analiza-rezoluție.

3.2. Algoritmul S-on-1

În capitolul precedent au fost prezentate schemele bloc ale instalației de măsurare a PDLC. În acest paragraf voi descrie funcționarea instalației de măsurare PDCL componentelor optice. La baza funcționării instalației se află algoritmul S-on-1. Procedurile de testare a pragului de distrugere pentru componentele optice sunt descrise de standardul ISO-21254. Prima parte descrie algoritmul 1-on-1, partea a doua descrie algoritmul S-on-1. Procedura 1-on-1 înseamnă explorarea suprafeței testate cu un puls laser pe un singur sit, puls laser de diferite energii. Procedura S-on-1 înseamnă folosirea mai multor pulsuri de explorare [29] (S) pe un sit. Această metodă este mai puternică (oferă o acuratețe mai mare) pentru că având un număr suficient de mare de puncte experimentale (situri explorate), rezultatele se pot trata statistic. În plus, dacă forțăm $S = 1$, algoritmul S-on-1 devine 1-on-1, deci procedura 1-on-1 o putem considera ca fiind inclusă în procedura (generală) S-on-1. Acestea sunt motivele pentru care la baza funcționării instalației se află algoritmul S-on-1. Algoritmul și modul de operare al stației au fost publicate în rapoartele de cercetare ale proiectului ISOTEST (<http://ssl.inflpr.ro/isotest/index.htm>).

Funcționarea instalației este structurată pe nouă etape succesive, după cum urmează:

- a. Pornire echipamente și inițializare;
- b. Caracterizare fascicul laser și calibrare atenuator;
- c. Centrare probă în fascicul;
- d. Realizare harta situri;
- e. Testare preliminară (realizată de operator);
- f. Testare automată;
- g. Marcare probă;
- h. Calcul curbe și bugetul erorilor;
- i. Salvare date și întocmirea raportului de test;

Revenind la schema bloc (Fig. 2.3) trebuie precizat că PC nu interacționează în permanență cu perifericele. În funcție de etapa parcursă de PC, acesta comunică numai cu acele periferice care îi sunt necesare pentru îndeplinirea acelei etape. De exemplu, în etapa a doua, pentru caracterizarea fasciculului, PC trimite comenzi și preia date de la *Analizorul de fascicul* (AF) și *Fotodioda+Osciloscop* (DT+Osc), în timp ce pentru calibrarea atenuatorului, PC citește informația de energie de la *Detectorul de Energie* (DE) conectat la *Monitorul de Energie* (ME) și comandă via DSP unghiul de rotație al atenuatorului, memorând datele și realizând curba de calibrare. Cu alte cuvinte, pentru calibrarea atenuatorului, PC are nevoie să comunice cu DSP și ME. Deasemenea, în timpul testării preliminare sau automate, PC trimite către DSP secvențe de explorare situri. Când DSP raportează înapoi rezultatul secvenței, PC preia și stochează de la acesta starea sitului (distrus / nedistrus) și numărul de pulsuri aplicate. De la ME preia informația de energie laser măsurată pe pulsurile aplicate pe situl testat. Rezultă că în timpul testării preliminare sau automate, PC interacționează cu ME și DSP.

a. Pornire echipamente și inițializare.

Deoarece instalația ISOTEST conține multe echipamente și dispozitive (vezi schema bloc, Fig. 2.3), punerea în funcțiune nu se rezumă doar la acționarea unui comutator. Fiecare dispozitiv din instalație este un sistem complex, care pe lângă alimentarea cu energie electrică, necesită anumite perioade de timp pentru inițializare. Un exemplu sugestiv este laserul. Pe lângă faptul că pornirea necesită o operație în mai mulți pași, el trebuie să funcționeze un interval de timp până parametrii fasciculului laser se stabilizează. Rezultă că primele două componente ce trebuie pornite sunt laserul (pentru că timpul de la pornire la intrarea în regim de lucru este cel mai mare) și modulul SLM (pentru intrarea în regim de lucru normal). Apoi se pornesc celelalte aparate și dispozitive (nu există o ordine strictă). La sfârșit, se va porni aplicația PC (după ce în prealabil calculatorul pe care e instalată aplicația a fost pornit). Pentru a nu există blocaje în parcursul procedurii de testare, PC va verifica la pornire fiecare periferic dacă este în funcțiune (asemănător secvenței de verificare a perifericelor de către BIOS-ul unui calculator).

b. Caracterizare fascicul laser și calibrare atenuator.

A doua etapă include măsurarea ariei efective a spotului laser focalizat pe suprafața probei cu *analizorul de fascicul* (vezi Capitolul 5), măsurarea duratei efective a pulsului laser cu sistemul DT (vezi Capitolul 6) și calibrarea atenuatorului de fascicul.

Atenuatorul de fascicul este alcătuit dintr-un polarizor și o lamă semiundă. Reglarea energiei Q la ieșirea atenuatorului se realizează prin rotirea lamei semiundă cu ajutorul unei măsute de rotație motorizată. Prin rotirea lamei cu un unghi α , direcția de polarizare a fasciculului laser se rotește cu unghiul 2α . Inițial, lama semiundă este poziționată la un unghi α_0 în poziția de extincție ($Q \approx 0$). Unghiul de extincție α_0 este setat de operator.

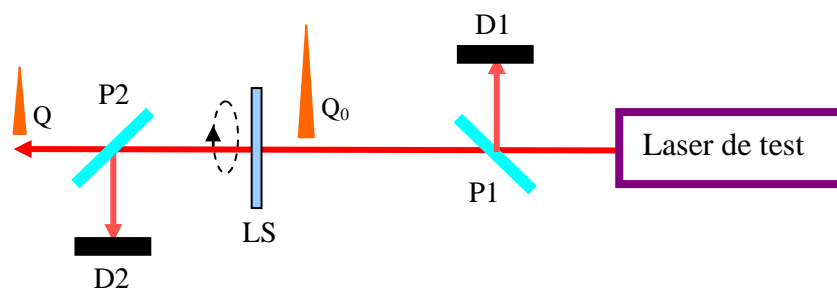


Fig. 3.2. Schema optică a atenuatorului variabil.

P1, P2: polarizori lamă; LS, lama semiundă; Q_0 , energia pulsului linear polarizat incident pe lamă LS; Q , energia pulsului la ieșirea din atenuator. D1, D2: absorbanți optici

Dacă lama semiundă se rotește cu un unghi α față de poziția inițială α_0 , energia Q la ieșirea din atenuator este data de relația [30]:

$$Q(\alpha) = Q_0 \sin^2(2\alpha) \quad (3.1)$$

unde Q_0 este energia pulsului laser la intrarea în atenuator. Caracteristica $Q(\alpha)$ se extrapolează prin măsurarea a n nivele de energie $Q(\alpha_i)$, unde α_i reprezintă n valori discrete ale unghiului α cuprinse în intervalul $[0^\circ - 45^\circ]$. Dacă $\alpha_{i+1} - \alpha_i = \Delta\alpha = 5^\circ$, rezultă 10 valori ale unghiului α : $0^\circ, 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ, 25^\circ, 30^\circ, 35^\circ, 40^\circ, 45^\circ$. Se poate arăta că, în acest caz, eroarea de extrapolare a caracteristicii $Q(\alpha)$ este mai mică de 1 %.

Setul de date $Q(\alpha_i)$ este memorat de calculator.

Energia de test Q_{next} pentru interogarea unui nou sit este calculată de program pe baza datelor acumulate anterior sau este setată de operator în cadrul testului preliminar. Pentru a seta atenuatorul pe o energie Q_{next} , programul efectuează pașii următori:

Determină intervalul $[Q(\alpha_i) \div Q(\alpha_{i+1})]$ care include Q_{next} .

Calculează incrementul $\delta\alpha = \frac{Q_{next} - Q(\alpha_i)}{Q(\alpha_{i+1}) - Q(\alpha_i)} \cdot \Delta\alpha$, unde $\Delta\alpha = 5^\circ$.

Rotește lama semiundă cu unghiul $+(\alpha_i + \delta\alpha)$ fata de unghiul de extincție α_0 setat de operator.

Experimental s-a observat că această calibrare trebuie refăcută la aproximativ o oră. Rezultatele caracterizării de fascicul, vor fi preluate și introduse în softul general de către operator. Rezultatele calibrării sunt preluate automat de programul de operare.

c. Centrare proba în fascicul.

Această operație se efectuează la nivelul DSP, ea fiind inițializată de la PC. PC preia doar rezultatul final, (centrarea s-a efectuat cu succes sau centrarea nu s-a efectuat).

d. Realizare harta situri.

Calculează numărul total de situri pe probă, n_{total} , și determină harta siturilor în arhitectura rectangulară, numerotează siturile reprezentate pe hartă [31]:

Valorile R sau L și W , d_{sep} , $d_{T,eff}$ sunt setate de operator. Fasciculul va fi poziționat inițial în centrul geometric al probei. Unde: $d_{T,eff}$ – diametrul spotului laser pe suprafața probei;

d_{sep} – separarea între siturile adiacente exprimată în număr de diametre de spot.

$A_{optic} = \pi R^2$, pentru probe cu simetrie circulară (diametru de $\frac{1}{2}$ inch, 1 inch, 2 inch);

$A_{optic} = L \times W$, (L orizontal, W vertical în gama $\frac{1}{2}$ inch – 2 inch).

Gama de valori: $A_{optic} : 10 \text{ mm}^2 - 2500 \text{ mm}^2$; $d_{sep} : 3 - 20$; $d_{T,eff} : 0,2 \text{ mm} - 5 \text{ mm}$.

Siturile se poziționează într-o matrice ca în Fig. 3.3. Marcajul este format din trei situri care se vor poziționa deasupra matricei, la distanța $d_{sep}/2$ de prima linie iar distanța dintre cele trei situri de marcaj este tot $d_{sep}/2$ pentru o identificare facilă a marcajului. Energia de marcare este obținută la finalul procedurii automate și este obținută din graficul de probabilitate de distrugere la un puls, corespunzătoare probabilității de distrugere de 100 % la un puls aplicat.

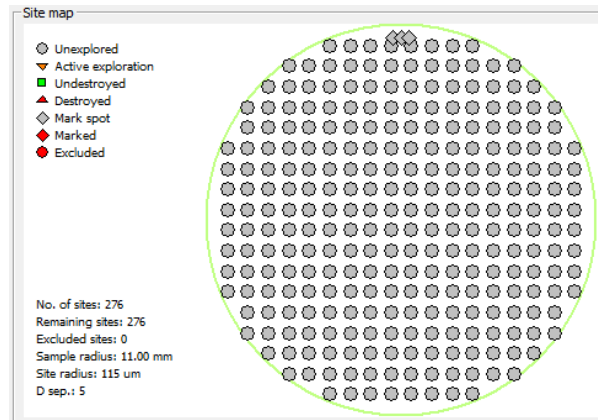


Fig. 3.3. Harta situri

e. Testare preliminară (realizată de operator).

- Testul începe cu setarea pragului de detecție a distrugerii optice, care se realizează prin încercări, pe baza monitorizării răspunsului Detectorului de Distrugere a Sitului (DDS) la energii laser de test situate în apropierea pragului de distrugere la un singur puls al sitului interogat. Monitorizarea se efectuează pe cca. 10 situri, starea sitului interogat fiind verificată cu microscopul on-line. Pragul de detecție a DDS este setat cu un potențiometrul aflat pe panoul frontal al DSP. În baza de date a procedurii S-on-1 vor fi reținute numai siturile monitorizate cu pragul DDS setat pe ultima valoare selectată, care va rămâne constantă pe toată durata testului. Siturile interogate la alte valori ale pragului DDS se exclud din baza de date.
- În continuare, operatorul testează 30 - 40 situri cu diferite energii laser, astfel încât să existe situri testate fără distrugere după aplicarea numărului prestabilit ($N_p = 500$) de pulsuri per sit și situri distruse după un puls aplicat pe sit. În baza de date se înregistrează pentru fiecare sit energia laser medie per puls și numărul de pulsuri după care s-a distrus situl.
- Operatorul definește o serie de q intervale de energie $[Q_i - \Delta Q, Q_i + \Delta Q]$ care acoperă gama de energie laser per puls disponibilă pentru test, unde i este o variabilă care numerotează aceste intervale, $i = 1; 2; \dots q$. Semilargimea intervalelor, ΔQ , se menține constantă pe durata testului și determină eroarea statistică a valorii pragului de distrugere (Fig. 3.4). Dacă Q_{min} este nivelul minim de energie accesibil experimental, atunci Q_i , energia medie a intervalelor succesive de lărgime $2\Delta Q$, este data de relația

$$Q_i = Q_{min} + (i - 0.5) \cdot 2\Delta Q \quad (3.2)$$

Valorile Q_{min} , ΔQ , q sau Q_{max} sunt setate de operator.

Gama de valori:

$Q_{min}: 0.8 \text{ mJ} - 50 \text{ mJ}; \Delta Q = 2 \text{ mJ} - 10 \text{ mJ}; q = 5 - 15.$

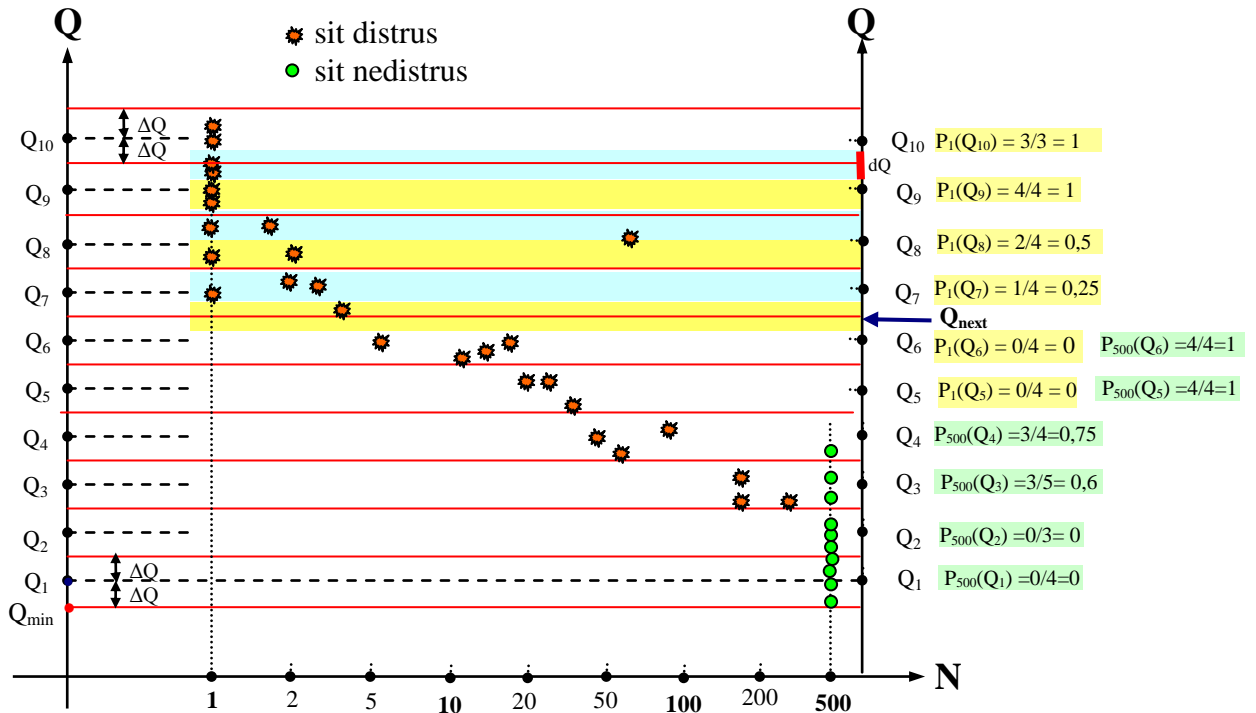


Fig. 3.4. Reprezentarea siturilor interogate în diagrama Q – N după etapa de inițializare.

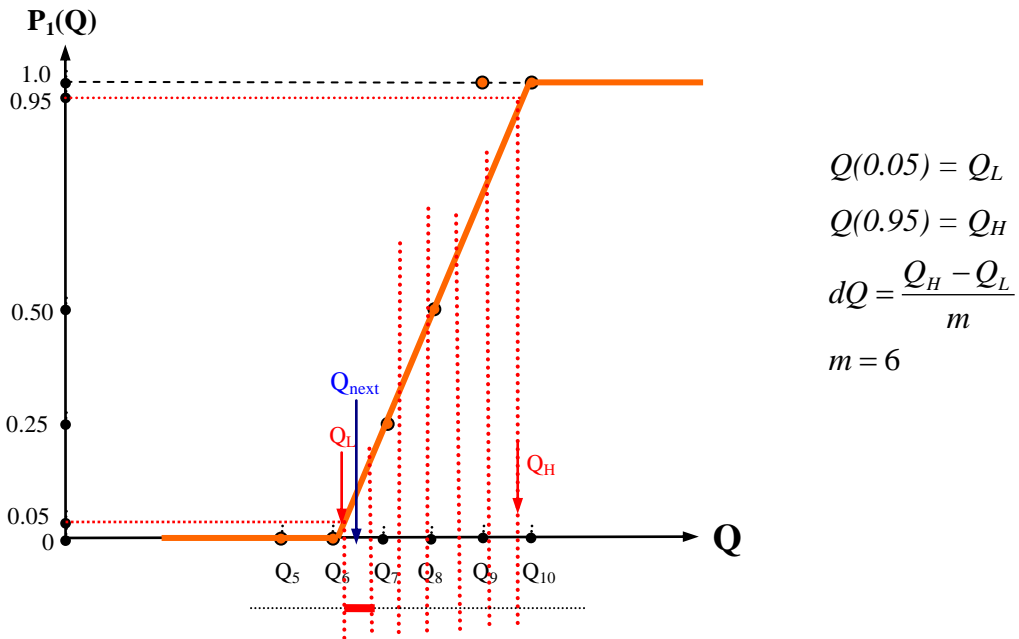


Fig. 3.5. Caracteristica de probabilitate $P_1(Q)$ fitată de algoritmul cu datele din Fig. 3.4.

- Q_L, Q_H : energia per puls corespunzătoare probabilității de distrugere de 5%, respectiv 95%;
- Q_{next} : energia pulsului laser calculată de algoritmul pentru interogarea sitului următor.
- Q : energie per puls laser;
- N : număr de pulsuri aplicate pe sit;
- $P_N(Q)$: probabilitatea de distrugere a unui sit la N pulsuri aplicate pe sit;
- Q_{next} : energia pulsului laser calculată de algoritmul pentru interogarea sitului următor.

- Test de iradiere preliminar: operatorul setează o energie Q per puls din gama $[Q_{min}, Q_{max}]$; cu care interoghează un sit, cu un număr prestabilit (N_P) de pulsuri. Se repetă interogarea cu diferite energii per puls pentru 35 – 40 de situri, astfel încât să existe situri fără distrugere după aplicarea unui număr N_P de pulsuri pe sit, și situri distruse după un număr minim prestabilit de pulsuri (N_L) pe sit. Programul software derulează

secvența automată a interogării siturilor cu excepția introducerii energiei de către operator și înregistrează per sit: $[\bar{Q}, N_p \text{ sau } N_{\min}]$, unde \bar{Q} este valoarea medie a energiei per puls pe situl testat, N_{\min} numărul de pulsuri după care s-a distrus situl ($N_p \geq N_{\min}$).

Valorile $Q(\text{default } (Q_{\min} + Q_{\max})/2)$, $N_p = 500 - 200000(\text{default } 500)$, $N_L = 1 - 500(\text{default } 1)$ sunt setate de operator.

f. Testarea în regim automat

- În secvența automată programul calculează energia laser de test pentru situl următor pe baza evaluării datelor experimentale acumulate în baza de date. Programul reduce treptat eroarea de fitare parametrică a caracteristicilor P1 și P500 prin adăugare de noi date experimentale și prin uniformizarea distribuției energiilor laser de test în intervalele de energie cuprinse în gama de lucru $Q_{\max} - Q_{\min}$. Derularea secvenței automate este oprită de operator atunci când nu mai există situri disponibile sau când eroarea relativă de fitare a caracteristicilor P1 și P500 se saturează la o valoare minimă δ_{\min} (de regulă, $\delta_{\min} \leq 10\%$), care nu se mai micșorează prin adugarea de noi date experimentale [32]. Această valoare a saturației a fost observată experimental.
- Programul verifică și afișează dacă energia de test setată corespunde cu energia medie de test măsurată pe situl interogat (adică dacă valoarea măsurată se încadrează în subintervalul de energie laser selectat de program). Lărgimea subintervalului este determinată de parametrii $m1$ și $m2$ (număr de subintervale). O neconcordanță repetată între energia setată și cea măsurată poate fi cauzată de decalibrarea atenuatorului variabil care controlează energia pulsurilor laser, sau de lărgimea relativ redusă, în comparație cu fluctuația energiei pulsurilor laser, a subintervalului definite de parametrii $m1$ și $m2$. În acest caz, operatorul întrerupe secvența automată și, în funcție de situația concretă, se recalibrează atenuatorul sau se modifică corespunzător numărul de subintervale $m1$ și $m2$.
- Pentru fiecare din cele nouă caracteristici de probabilitate de distrugere (P1; P2; P5; P10; P20; P50; P100; P200; P500) ridicate experimental în secvența de interogare a siturilor de test, programul citește energiile laser per puls $Q_{50}(N)$ și $Q_0(N)$ corespunzătoare probabilității de distrugere de 50 %, respectiv 0 %. Aici N reprezintă numărul de pulsuri laser pentru care a fost evaluată caracteristica de probabilitate de distrugere, $N = \{1; 2; 5; 10; 20; 50; 100; 200; 500\}$.
- Programul convertește datele din $\{Q_{50}(N), Q_0(N)\}$ din energie per puls în densitate maximă de energie per puls $\{H_{50}(N), H_0(N)\}$, conform ecuației $H(N) = Q(N)/A_{\text{eff}}$. Setul de date $\{H_{50}(N), H_0(N)\}$ determină caracteristica de distrugere a probei, adică densitatea de energie laser la pragul de distrugere funcție de numărul de pulsuri laser, pentru probabilitatea de distrugere de 0 % și de 50 % (v. Fig. 2.1).
- Probabilitatea de distrugere optică, atunci când se aplică pe sit N pulsuri de energie Q_i (Fig.2.1), se calculează cu relația:

$$P_N(Q_i) = \frac{n_D(N_{\min} \leq N)}{n_D + n_{ND}(N_{\min} > N \text{ sau } N_p \geq N)}, \quad (3.3)$$

unde $n_D + n_{ND}$ reprezintă punctele experimentale incluse în intervalul $[Q_i \pm \Delta Q]$ definit la primul punct.

Calculează setul de puncte discrete de probabilitate $\{P_N(Q_i)\}$, $i \in [1 \dots q]$, pentru două valori ale lui N , de regulă pentru valorile extreme, $N = N_L$ și $N = N_p$.

Contribuții la dezvoltarea unor stații automate de caracterizare a rezistenței mat. și comp. optice în câmp laser

- Extrapolează datele $\{P_{NL}(Q_i)\}$ și $\{P_{NP}(Q_i)\}$ cu o funcție rampă (Fig. 3.4), care are o propagare liniară în zona de tranziție și valorile 0, respectiv 1, în afara acestei zone.

Calculează erorile de fitare δ_{NL} și δ_{NP} (v. Anexa 1).

- Calculează o variabilă auxiliară n :

$$n = \begin{cases} N_L, & \text{daca } \delta_{N_L} > \delta_{N_P} \\ N_P, & \text{daca } \delta_{N_L} \leq \delta_{N_P} \end{cases} \quad (3.4)$$

Prin această variabilă introdusă se alege caracteristica de probabilitate ce urmează să fie îmbunătățită.

- Pe dreapta $P_n(Q)$ determină valorile Q_L, Q_H corespunzătoare $P_n(Q_L) = 5\%$, respectiv $P_n(Q_H) = 95\%$. Calculează

$$dQ = \frac{Q_H - Q_L}{m}, \quad (3.5)$$

unde $m = 4 \div 12$ este un număr întreg setat de operator.

- Definește o serie de m intervale de energie de largime dQ , în domeniul $[Q_L, Q_H]$:

$$[Q_L + j dQ, Q_L + (j+1) dQ], \quad (3.6)$$

unde j este o variabilă care numerotează intervalele $\{(Q_L, dQ, j)\}$, $j = 0; 1; 2; \dots; m-1$.

- Selectează un interval dQ care include minimum de situri interogate, dacă există mai multe intervale cu un același număr minim de situri, programul alege intervalul cu energie minimă. Energia de test pentru situl următor, Q_{next} , este dată de poziția acestui interval (valoarea mediană a intervalului):

$$Q_{next} = Q_L + (j + 0.5) dQ \quad (3.7)$$

- Interoghează un sit nou cu N_P (sau N_{min} în cazul în care s-a distrus) pulsuri de energie Q_{next} . Înregistrează valorile medii ale parametrilor laser: energie per puls \bar{Q}_{next} , arie, durată.
- Calculează $P_n(Q_i)$ pentru intervalul $[Q_i \pm \Delta Q]$ care include ultimul sit interogată cu \bar{Q}_{next} .
- Fiteaza $\{P_n(Q_i)\}$, calculează eroarea de fitare δ_n (conform Anexa 1).
- Reia algoritmul de la calculul variabilei auxiliare n .
- Întrerupe procedura de test atunci când nu mai sunt situri disponibile pe proba de test.

g. Marcare probă

Înainte ca proba să fie scoasă din instalație, ea trebuie marcată. În procesul de măsurare, în două cazuri poate să apară necesitatea demontării probei din instalație:

- a. Este necesară analiza probei la microscopul de tip Nomarsky.
- b. Testul s-a încheiat – în acest caz, după ce testarea automată s-a încheiat, operatorul selectează marcarea probei.

Contribuții la dezvoltarea unor stații automate de caracterizare a rezistenței mat. și comp. optice în câmp laser

h. Calcul curbe și bugetul erorilor.

h.1 Fitează $P_N(Q)$ pentru restul de valori N setate de operator, calculează erorile corespunzătoare δ_N . Valorile lui N , cuprinse în intervalul $[N_L \div N_P]$, sunt astfel alese încât să fie aproximativ echidistante pe o scară logaritmică, de ex., $N = 1 (N_L); 2; 5; 10; 20; 50; 100; 200; 500 (N_P)$.

NOTĂ : Dacă una sau mai multe valori δ_N depășesc semnificativ δ_{min} , operatorul poate seta reluarea algoritmului de la punctul 6 (dacă mai există situri libere) pentru alte valori ale lui N .

h.2 Pentru fiecare caracteristică $P_N(Q)$, determină pe dreapta fitată valorile $Q_{50}(N)$ și $Q_0(N)$, corespunzătoare probabilității de distrugere de 50 %, respectiv 0 %.

h.3 Transformă setul de date $\{Q_{50}(N), Q_0(N)\}$ din energie per puls în densitate maximă de energie per puls conform ecuației:

$$H(N) = \frac{Q(N)}{\bar{A}_{T,eff}}, \quad (8)$$

unde $\bar{A}_{T,eff}$ este media ariei efective a spotului laser.

h.4 Reprezintă grafic curba caracteristică de distrugere $\{H_{50}, H_0\}$ funcție de numărul de pulsuri, N pe o scală logaritmică.

h.5 Extrapolază caracteristica $H_0(N)$, $H_{50}(N)$ pentru un număr foarte mare de pulsuri (conform Annex 6, ISO 21254-2)

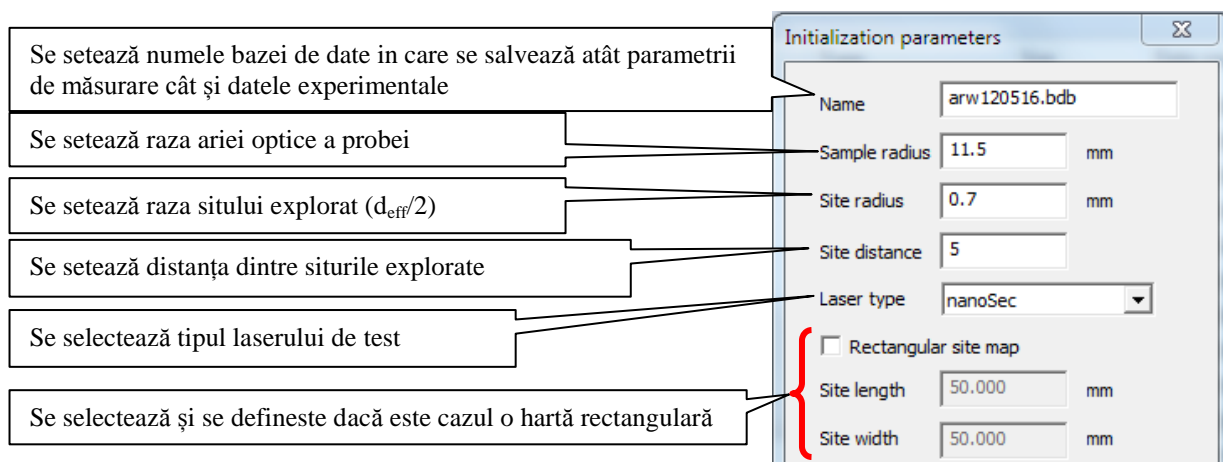
h.6 Calculează bugetul erorilor (v. 7.2.).

3.3. Programul software de control al măsurărilor PDCL

Algoritmul de determinare a PDCL în regim multipuls, S-on-1, prezentat în paragraful anterior, a fost implementat într-un program software de operare pentru a minimiza influența factorului uman și pentru a reduce timpul dedicat unui test.

Aplicația are următoarele butoane și meniuri:

- Setarea parametrilor de proces;



- Centrarea probei;

Se setează portul și se apasă butonul de conectare

Se apasă butonul pentru refresh status

“OK” indică poziția motorului în zero

Buton trimitere comandă către DSP

Se alege comanda “Center Sample” și se apasă butonul de trimitere a comenzii

După trimiterea comenzii, DSP-ul va muta măsuțele de translație x și y la coordonatele 25 mm și 25 mm. În acest moment este activă tastatura DSP și butonul de deschidere a obturatorului de fascicul.

Orificiu centrare

Viteza deplasare
Mica Moderata Mare

Grup deplasare înainte

Grup deplasare înapoi

Se montează proba martor cu orificiul de centrare și se deschide obturatorul de fascicul astfel încât să vedem dacă fasciculul trece prin orificiul probei martor (proba este centrată).

Se ajustează din butoanele tastaturii coordonatele măsuțelor de translație până când proba este centrată.

După centrare se apasă pe tastatură "*" pentru a memora în DSP coordonatele centrului și se apasă OK pe fereastra apărută în aplicație.

- Calibrarea atenuatorului de fascicul;

Unghi minim

Unghi maxim

Nr. pași calibrare

Nr. de pulsuri pe care se face statistică

Buton calibrare atenuator

- Testarea preliminară a probei (efectuată de operator);

Măsurarea începe cu câteva încercări, în care operatorul setează o energie și verifică prin intermediul imaginilor de la microscopului on-line dacă s-a produs un defect; în timpul acestor încercări operatorul monitorizează și valoarea tensiunii detectorului de sit distrus. Aceste încercări continuă până când aplicația are destule puncte experimentale pentru a începe testarea automată.

Notă: În timpul testării preliminare pot apărea date eronate (situri nedistruse înregistrate ca distruse sau situri distruse înregistrate ca nedistruse) din cauza setării incorecte a pragului de distrugere, aceste situri se exclud din baza de date cu click dreapta pe punct → exclude.

- Setarea pragului de detecție a distrugerii optice;

Operatorul setează valoarea pragului de distrugere din potențiometrul de pe panou astfel încât să nu apară puncte experimentale false; adică situri distruse înregistrate ca situri nedistruse sau situri nedistruse înregistrate ca distruse.

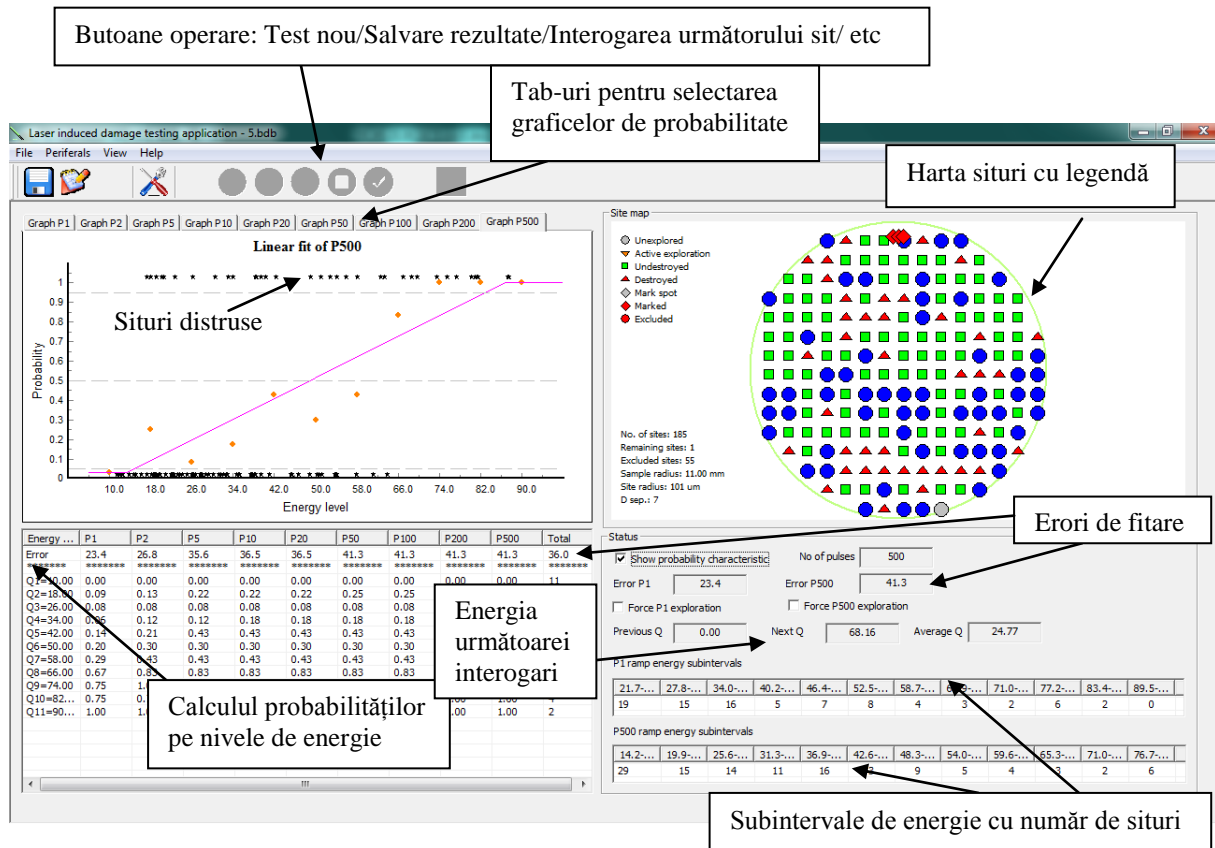
- Testarea în regim automat și marcarea probei;

După ce operatorul a parcurs etapa de testare preliminară, adică a furnizat programului suficiente puncte experimentale pentru a fi trase liniar punctele experimentale ale caracteristicilor P1 și P500 (probabilitate de distrugere la un puls și la 500 de pulsuri), programul poate rula secvența automată. În secvența automată programul își calculează următoarea energie de iradiere, energie calculată astfel încât să minimizeze erorile de fitare ale caracteristicilor P1 și P500.

Operatorul setează:

Energia minimă	Q min	3	mJ
Energia maximă	Q max	7	mJ
Nr. de intervale	q	8	
Nr. de subintervale pt P1	m1	8	
Nr. de subintervale pt P500	m2	8	

În timpul secvenței automate operatorul este avertizat printr-o fereastră că energia cu care s-a iradiat este în afara subintervalului de energie dorit. Acest mesaj este consecință ori a decalibrării atenuatorului de energie (energia reală diferă cu mult față de energia setată), în acest caz trebuie recalibrat atenuatorul de energie), ori este o consecință a setării necorespunzătoare a subintervalului de energie (variația energiei laserului este mai mare decât lărgimea unui subinterval), caz în care trebuie modificată parametrii **m1** și **m2**.



Fereastra principală a programului software de control al măsurărilor PDCL

Pentru a facilita monitorizarea de către operator a procedurii automate de măsurare, interfața grafică a programului software de operare cuprinde:

- Afișarea explicită a intervalelor de energie definite de program;
- Afișarea punctelor experimentale corespunzătoare fiecărui interval de energie;
- Afișarea punctelor experimentale corespunzătoare fiecărui subinterval de energie;
- Posibilitatea de a întrerupe procedura automată de măsurare și de a reface calibrarea atenuatorului de energie, dacă operatorul constată o diferență semnificativă între energia laser de test calculată de program și energia laser setată efectiv de atenuator.
- Afișarea valorii medii a energiei laser utilizate în cadrul procedurii de test, valoare care reprezintă un indicator global al durabilității probei testate.

3.4. Contribuții personale

Am optimizat implementarea algoritmului de operare al stațiilor automate de determinare a PDCL pentru a obține o eroare minimă cu un număr mic de puncte experimentale. Implementarea a fost realizată după indicațiile din standardul ISO 21254 și programul software de sine stătător care a rezultat din această implementare funcționează în conformitate cu acest standard. Implementarea acestui algoritm pentru funcționarea automată a fost necesară din cauza timpului foarte mare necesar pentru efectuarea unui astfel de test. Prin implementarea secvenței automate a programului de operare timpul dedicat unui test obișnuit a scăzut de la câteva zile (2-3 zile în regim complet manual) la numai câteva ore (cu regimul automat).

Am stabilit protocolul de pornire și initializare a echipamentelor și dispozitivelor componente ale stațiilor, necesar pentru o funcționare corectă a instalațiilor. Am dezvoltat protocolul de centrare a probelor în fascicul, protocol necesar pentru a putea testa probe de diferite forme și dimensiuni cu aceste instalații; centrarea probei este necesară pentru a obține suprapunerea hărții realizată în software-ul de operare cu suprafața optică a probei.

Pe baza implementării unității de calcul pentru procese rapide (DSP) în stația automată pentru măsurarea PDCL a fost depusă o cerere de brevet de invenție la *Oficiul de Stat pentru Invenții și Mărci* cu numele și numărul: *Dispozitiv integrat în Stație Automată de măsurare ISO a pragului de distrugere a componentelor optice iradiate cu laser; A / 00425* din 13.06.2012

4. Detecția în timp real a defectelor induse pe suprafețe optice

În acest capitol voi prezenta rezultate privind dezvoltarea și implementarea unei tehnici și a unui dispozitiv de detecție în timp real a distrugerii induse de laser pe suprafețe optice. Dispozitivul este integrat în două stații automate pentru măsurarea pragului de distrugere indus de laser, conform standardelor ISO. Rezultatele originale ale acestei implementări au fost publicate/prezentate în [L2], [C14].

Pentru a lua în considerare în determinarea PCDL influența diferiților factori, standardul ISO 21254 recomandă determinarea PDCL prin metoda testului multipuls, denumit testul S-on-1. Acest test este bazat pe un protocol în care se aplică o serie de S pulsuri laser cu o densitate de energie constantă per puls pe fiecare sit neexpus, și oprește iradierea cu pulsuri laser când detectează un defect indus pe situl iradiat, în general după N pulsuri ($N \leq S$). De aceea este necesar un sistem de detecție a defectelor induse. Funcția acestui sistem este de a determina în timp real apariția unui defect permanent indus pe situl iradiat. Această informație este folosită mai departe pentru a determina numărul exact de pulsuri, N, la care un sit anume a fost distrus și pentru a opri pulsurile laser ulterioare să mai iradieze suprafața sitului distrus după apariția distrugerii [33]. Pragul de distrugere este definit ca nivelul minim al fluenței sau iradiantei pentru care orice modificare permanentă a caracteristicilor suprafeței probei, supusă la iradierea laser, care poate fi observată la un microscop cu iluminare cu contrast de fază de tip Nomarski, cu o mărire totală adecvată ($100\times - 200\times$).

Standardul ISO 21254-4 [34] recomandă câteva metode pentru detecția în timp real a defectelor induse pe suprafața testată, metode cum ar fi: tehnici de detecție a radiației difuzate (împrăștiate), detecția plasmei și a radiației termice, monitorizarea schimbărilor de reflexie-transmitanță, microscopia online, detecția de fluorescență [35]. Dintre toate acestea, tehnica de detecție a radiației împrăștiate are o serie de avantaje: timp de răspuns mic (de ordinul nanosecundelor), corelație clară cu morfologia defectului, potrivită pentru secvențe automate (datorită caracteristicii simple a semnalului de ieșire), sensibilitate mare și exactitate (de exemplu în cazul detecției plasmei, nu toate siturile care emit plasmă sunt distruse și nu toate siturile care sunt distruse emit plasmă), cost redus de implementare (în comparație cu celelalte tehnici de detecție). Tehnica de monitorizare a schimbării proprietăților de reflexie – transmisie are caracteristici similare cu tehnica de detecție a radiației împrăștiate, dar, odată implementată este mai puțin flexibilă la utilizarea pe diferite tipuri de acoperiri optice (cu reflexie totală, cu reflexie parțială și anti-reflexie). În consecință, am ales să utilizez tehnica de detecție a radiației împrăștiate datorită avantajelor menționate mai sus.

4.1. Tehnici de detecție a radiației împrăștiată

Ce mai folosită metodă de detecție în timp real a defectelor induse de laser este detecția radiației împrăștiată de componenta testată. O creștere bruscă a nivelului de radiație împrăștiată de pe situl iradiat este interpretată ca o consecință directă a alterării proprietăților suprafeței în urma mecanismelor de distrugere. Detecția distrugerii poate fi realizată fie direct, prin detecția radiației împrăștiată de la fasciculul care induce defectul (aici numit fascicul laser de test), sau prin detecția radiației împrăștiată de la un alt fascicul care este suprapus pe situl testat.

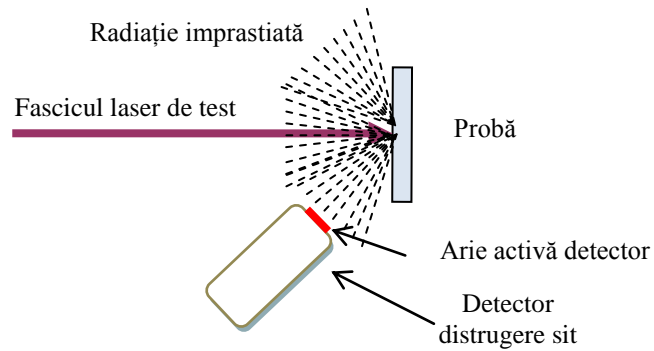


Fig. 4.1. Schema detectorului de sit distrus prin monitorizarea radiației împrăștiată a fasciculului laser de test de către proba testată.

În dispozitivele bazate pe detecția radiației împrăștiată de la fasciculul laser de test, tehnica este implementată cu sau fără optică adițională pentru colectarea de radiație împrăștiată pe un detector, după cum este prezentat în Fig. 4.1.

Pentru schema de detecție cu sursa laser separată, ca sursa de radiație este folosit un laser cu stabilitate spațială foarte bună (vezi Fig. 4.2). Prin utilizarea unui sistem optic de formare și focalizare, fasciculul laser este focalizat pe situl testat. Radiația împrăștiată este colectată cu o lentilă cu apertură negativă și proiectată pe un foto-detector. Procentul din fascicul reflectat de suprafața probei este oprit de o apertură negativă. Pentru a atinge o sensibilitate rezonabilă și interferențe mici cu alte surse de radiație luminoasă din montajul experimental, este recomandată o detecție sensibilă la faza radiației și un filtru interferențial centrat pe lungimea de undă a laserului folosit.

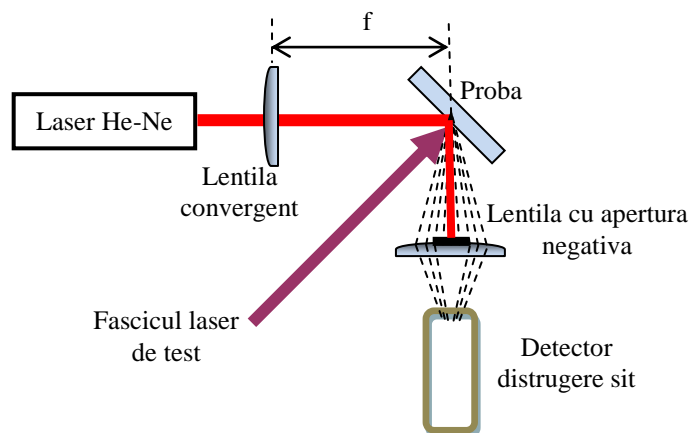


Fig. 4.2. Schema detectorului de sit distrus prin monitorizarea radiației împrăștiată a unui fascicul laser adițional.

În toate schemele de detecție, rezoluția temporală a ieșirii fotodetectorului trebuie să fie suficient de rapidă pentru a identifica începutul defectului mult mai rapid decât frecvența de repetiție a pulsurilor laserului de test [34].

Pentru a colecta cât mai multă radiație împrăștiată este folosită în mod normal o fotodiodă pe baza de Si cu arie activă mare, ca detector de distrugere. Pentru a analiza răspunsul fotodiodei la un semnal ideal dreptunghiular de radiație împrăștiată, voi folosi circuitul echivalent simplificat din Fig. 4.3.

Aici D reprezintă fotodioda, P_{opt} , t_{opt} sunt puterea optică și durata pulsului de radiație împrăștiată colectat de apertura fotodiodei, respectiv I_0 este amplitudinea pulsului de curent generat de fotodioda, C este capacitatea echivalentă a terminalelor fotodiodei și R este rezistența de sarcină.

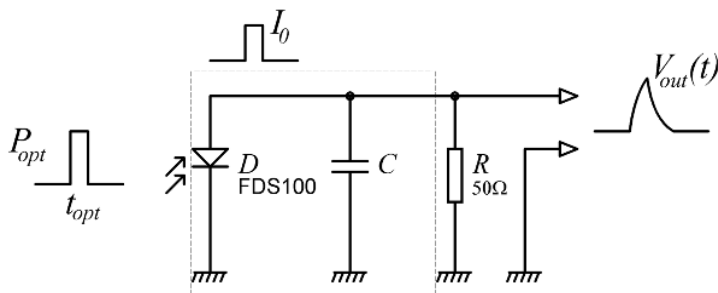


Fig. 4.3. Circuitul echivalent al unei fotodiode cu Si.

Fotodioda este folosită cu tensiune de polarizare zero volți DC (regim fotovoltaic), rezistența de șunt (ideal infinită) și rezistența serie (ideal zero) sunt neglijate în această analiză. Răspunsul fotodiodei la un impuls luminos de intrare de tip rectangular, adică tensiunea de ieșire $V_{out}(t)$, este modelată de

ecuația:

$$V_{out}(t) = RI_0(1 - e^{-\frac{t}{RC}}) \quad (4.1)$$

din care vedem că nivelul maxim al semnalului de ieșire, $V_{out} = RI_0$, se obține pentru pulsuri laser de durată relativ mare, cu durată $t_{opt} \geq 3RC$.

În regimul de polarizare descris mai sus, fotodiodele cu arie activă mare sunt dispozitive cu răspuns relativ lent, cu capacitatea echivalentă a terminalelor de ordinul a câțiva nanofarazi, corespunzătoare unor constante de timp RC de sute de nanosecunde, pe o rezistență de sarcină de 50Ω [36]. Capacitatea echivalentă a terminalelor este formată din suma capacității joncțiunii și a capacității la borne. Capacitatea joncțiunii scade odată cu aplicarea unei tensiuni inverse DC la bornele fotodiodei (când este folosită în modul fotoconducitiv, pentru detecția în timp real a pulsurilor scurte de lumină), datorită creșterii proporționale a regiunii de sarcină spațială, cu creșterea tensiunii inverse aplicate. În cazul nostru, este valabil contrariul afirmației, adică fotodioda operează în regim de polarizare de zero volți DC și capacitatea ei are o valoare maximă [37]. În consecință, valoarea RC este mare și un puls laser scurt, cu t_{opt} în gama de nanosecunde sau mai scurt, condiția $t_{opt} \ll RC$ este îndeplinită și Ec. (4.1) poate fi aproximată:

$$V_{out}(t_{opt}) \approx RI_0 \cdot \frac{t_{opt}}{RC} = \frac{I_0 t_{opt}}{C} \quad (4.2)$$

Din Ec. (4.2) putem observa că, în această gamă de durate de puls, amplitudinea semnalului de ieșire de la fotodiodă este independentă de valoarea rezistenței de sarcină.

Forma semnalului de ieșire de la fotodiodă pentru un semnal foarte scurt (adică $t_{opt} \ll RC$) are un front crescător de durată scurtă și un front posterior de durată mult mai mare (pulsul tipic în cazul nostru se poate observa în Figura 4.6; a se neglija zgomotul de înaltă frecvență al frontului anterior, care este indus de paraziți electrici, discutați în continuare). Doi factori contribuie la durată frontului anterior al semnalului de ieșire și anume timpul de creștere al pulsului optic și constanta de timp mică data de rezistența serie a fotodiodei

împreună cu capacitatea echivalentă a terminalelor. Acești doi factori au fost neglijați în Ec. (4.1). Durata frontului posterior este determinat de constanta RC corespunzătoare descărcării capacității terminalelor pe rezistența de sarcină.

Tehnica bazată pe detecția radiației împrăștiate de laserul de test asigură o sensibilitate mare la apariția defectelor, datorită puterii optice mari ale pulsurilor de nanosecunde sau femtosecunde aplicate pe proba testată. De exemplu, un laser de test în gama de nanosecunde cu o energie pe puls de 5 mJ și o durată efectivă a pulsului de 6 ns are o putere optică de vârf pe puls de $P_{opt} \approx 0.8$ MW. Dacă doar o fracțiune de 10^{-5} - 10^{-3} din această putere este colectată de detectorul de distrugere, înseamnă că puterea de vârf este de câteva zeci – sute de wați incidenți pe apertura fotodiodei, această putere poate să satureze și chiar să distrugă fotodetectorul. De aceea, este necesară introducerea unui filtru neutru absorbant între optica colectoare și aria activă a fotodetectorului pentru a limita curentul la valori rezonabile de ordinul miliamperilor.

Prin ajustarea corespunzătoare a factorului de atenuare optică (adică a valorii I_0), această tehnică poate discrimina inițieri ale defectelor optice pe suprafața testată. Este de preferat să utilizăm o rezistență de sarcină de 50 Ω pentru a îmbunătăți rezoluția temporală a fotodetectorului și pentru a reduce contribuția zgomotului ambiant asupra semnalului de ieșire. Pe lângă zgomotul optic pulsant (indus de împrăștierea laserului pe alte componente din experiment în afară de suprafața testată și alte surse potențiale de lumină, de exemplu lampa flash de pompaj a laserului), zgomotul electric trebuie luat în considerare. Cele mai importante surse de zgomot electronic sunt sursele de alimentare ale surselor laser utilizate pentru măsurările PDCL și alte dispozitive asemănătoare, ca de exemplu sursele în comutație din schema de măsură.

Schema de detecție bazată pe o sursă laser separată este mai puțin sensibilă din punct de vedere optic decât schema descrisă mai sus, deoarece folosește pentru monitorizare un laser în undă continuă (de obicei un laser de tip He-Ne sau o diodă laser în domeniul vizibil). Pentru a compensa puterea de vârf scăzută, este necesară creșterea rezistenței de sarcină cu mult peste valoarea recomandată de 50 Ω . De asemenea, pentru a mări semnalul de ieșire V_{out} , perioada de modulație a fasciculului de monitorizare în undă continuă (adică durata t_{opt}) trebuie să fie mai mare decât constanta de timp RC a circuitului, conform Ec. 4.1. Aceasta duce la o rezoluție temporală scăzută, care poate să limiteze utilizarea acestei tehnici de detecție la laserii cu durate de puls de ordinul femtosecundelor cu rate de repetiție a pulsurilor de kHz.

De aceea, consider că tehnica de detecție a radiației împrăștiate a laserului de test este cea mai potrivită pentru această aplicație, datorită sensibilității mari, rezoluției temporale mari și datorită ușurinței de implementare.

4.2. Rezultate experimentale

Ieșirea detectorului de distrugere (DDS) este conectată la un procesor digital de semnale (DSP). Pe scurt unitatea DSP este “creierul” secvențelor rapide a procedurii S-on-1 și care lucrează în timp real (real-time, adică timpul de răspuns este total predictibil): decizia că semnalul de la detectorul de distrugere a depășit pragul stabilit și blocarea iradierii suprafeței cu pulsurile laser ulterioare acestui moment.

Sistemul optic de colectare a radiației este prezentat în Fig. 4.4. Lentila L1 colectează și colimează radiația împrăștiată de suprafață optică testată. Pentru a colecta o fracțiune cât mai mare din radiația împrăștiată, folosim o lentilă cu o apertură numerică mare $NA \approx 0.3$. Sistemul a fost proiectat astfel încât să poată fi poziționat cu planul focal al lentilei L1 pe situl testat pe probă. Un filtru interferențial cu banda de 10 nm la lungimea de undă centrală de 1064 nm a fost pus după prima lentilă colectoare din cauză că acest filtru funcționează corect când radiația este colimată. Lentila L2 concentrează fasciculul colimat de lentila L1 pe aria activă a fotodiodei. Un filtru neutru adecvat este adăugat pentru a ajusta curentul prin fotodiodă la o valoare rezonabilă.

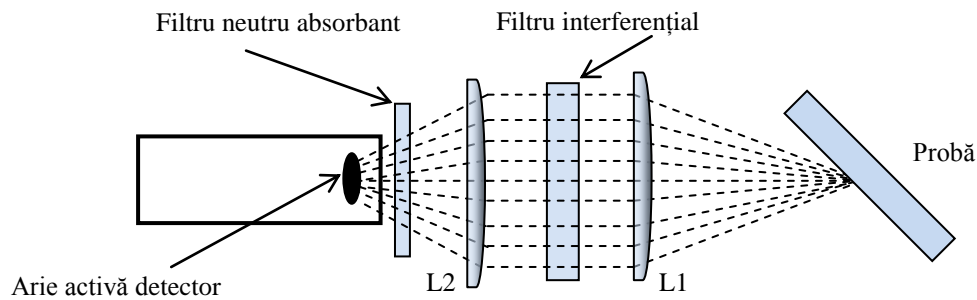


Fig. 4.4. Schema sistemului optic de detecție a defectelor.
L1 – lentila de colectare/de colimare; L2 – lentila de focalizare.

Un răspuns tipic al fotodiodei la apariția defectului, pe o impedanță de sarcină de 50Ω este prezentată în Fig. 4.5, trasa din partea de jos (galben), în partea de sus este semnalul de trigger al celulei Pockels (sincron cu pulsul optic laser). Aria activă a fotodiodei este de 13 mm^2 și o durată efectivă a pulsurilor împrăștiate de 6 ns . În figură putem observa că frontul anterior al ieșirii fotodiodei este contaminat cu zgomot, care afectează sensibilitatea fotodiodei în cazul în care semnalul este la limita zgomotului. Zgomotul este produs în principal de comutarea tensiunii înalte de control a celulei Pockels (utilizată pentru regimul Q-switch al oscilatorului laser)



Fig.4.5. Răspunsul fotodiodei la apariția defectului.
Sus (trasa albastră), semnalul de monitorizare a triggerului celulei Pockels.
Jos (trasa galbenă), răspunsul fotodiodei pe o sarcină de 50Ω .
Rezoluție orizontală 100 ns/div .

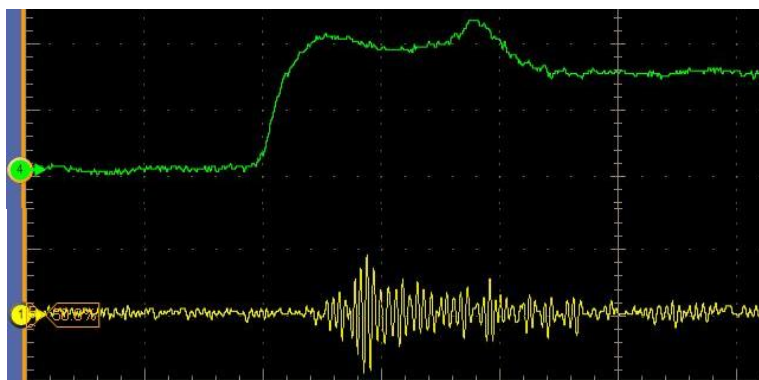


Fig.4.6. Exemplu de zgomot electric indus pe semnalul de ieșire al fotodiodei. Zgomotul este sincron cu semnalul de trigger al celulei Pockels. Setări osciloscop: 20 mV/div , 20 ns/div .

Am efectuat o analiză a componentelor de frecvență ale acestui zgomot sincron cu pulsurile laser, analiză prezentată în Fig. 4.7. Din această analiză, care reprezintă o transformată Fourier a semnalului înregistrat a reieșit ca zona principală de frecvențe ale zgomotului este între 0.5 și 1.5 MHz. De aceea am ales să implementăm un amplificator care se comportă și ca un filtru trece-jos pentru a elimina aceste frecvențe.

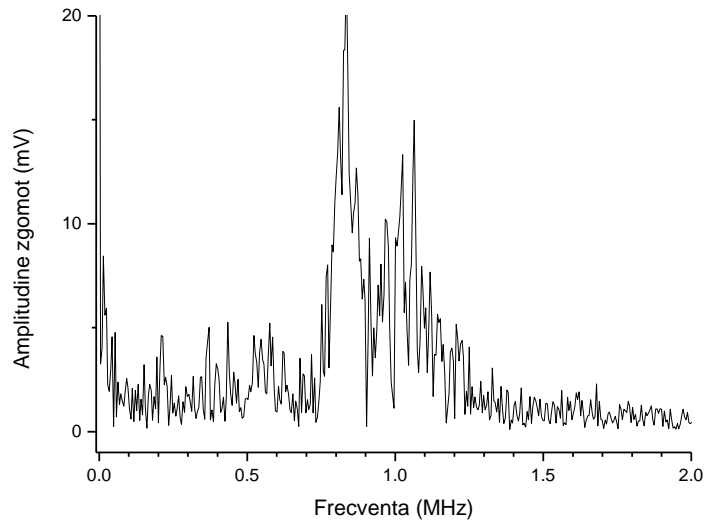
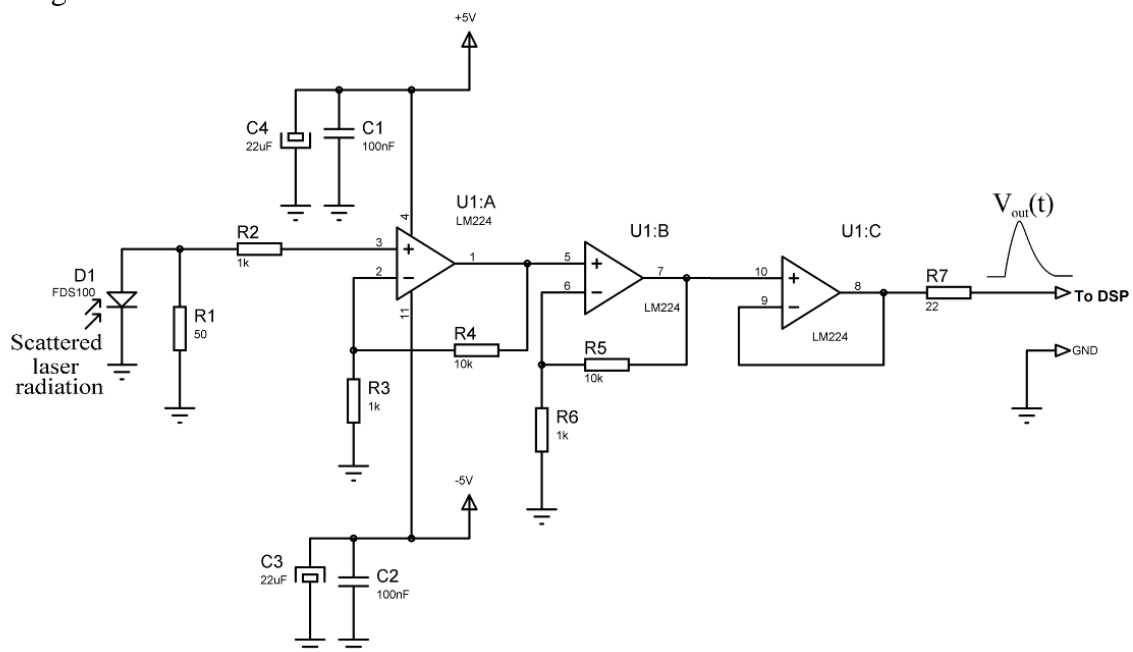


Fig.4.7. Transformata Fourier a zgomotului sincron cu semnalul de trigger al celulei Pockels

Pentru a crește sensibilitatea (rezoluția) detectorului de distrugere și pentru a elimina zgomotul sincron de frecvență înaltă, am conectat ieșirea fotodiodei la un amplificator de semnal care funcționează și ca filtru trece-jos. Circuitul de amplificare este realizat cu un amplificator operațional cu patru amplificatoare per capsula LM 224, după cum este arătat în Fig. 4.8, în care este prezentată schema electronică și circuitul imprimat al detectorului de distrugere.



a)

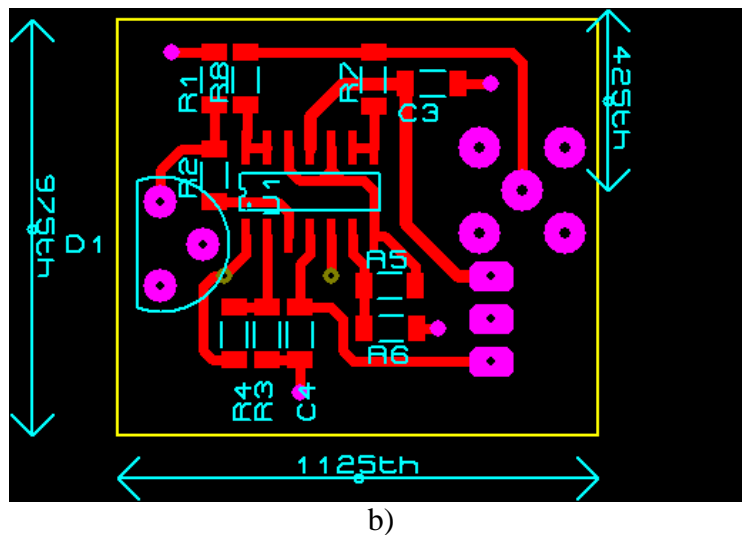
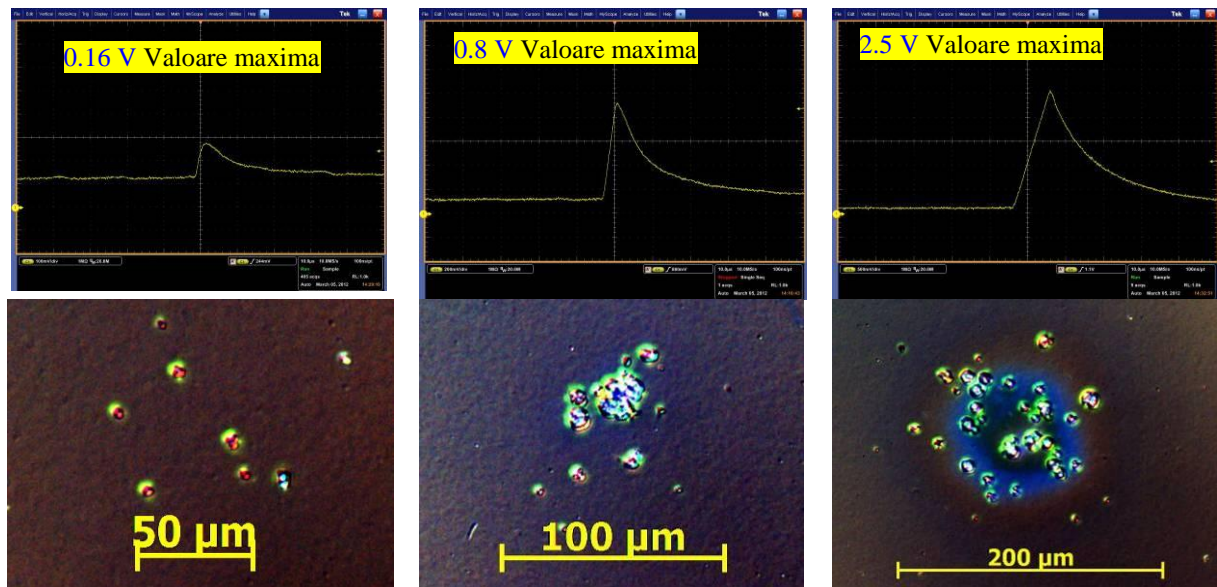


Fig.4.8. a) Circuitul electronic și b) circuitul imprimat al detectorului de distrugere

Semnalul de ieșire al fotodiodei este amplificat în două etape de etajele U1:A și U1:B, fiecare din ele având un câștig de 10 V/V sau 20 dB. Datorită unei benzi de frecvență mică, aceste amplificatoare au un răspuns în frecvență similar cu al unui circuit integrator cu câștig. Aceasta înseamnă că, câștigul fiecărui etaj de amplificare este invers proporțional cu banda de frecvență acceptată și este caracterizată de produsul banda-castig (GBWP). Pentru circuitul LM 224, avem $GBWP = 1.3 \text{ MHz}$, aceasta însemnând o bandă de frecvență de 130 kHz pentru un câștig de 20 dB. În consecință, etajele de amplificare U1:A și U1:B funcționează în regim de filtru trece-jos și taie frecvențele înalte ale zgomotului ambiant.

Etajele U1:C și U1:D sunt repetitoare cu câștig unitar care conectează ieșirea amplificatorului la unitatea DSP. Răspunsul detectorului de defect la apariția unui sit distrus trebuie să fie mult mai rapid decât frecvența de repetiție a pulsurilor laser, pentru a permite oprirea pulsurilor ulterioare pe situl deja distrus. În Fig. 4.9 a-c sunt prezentate semnalele tipice de ieșire ale detectorului de distrugere pentru nivele de fluență crescătoare, corespunzătoare unei arii de distrugere din ce în ce mai mari. Toate defectele sunt induse pe o oglindă total reflectantă la lungimea de undă de 1064 nm. În figură se poate observa o corelație clară între morfologia defectelor induse și amplitudinea semnalului de ieșire al detectorului. Diametrul efectiv al fasciculului laser în planul probei (așa cum este definit în [8]) a fost de 200 μm, fluența maximă a pulsurilor aplicate a fost de la 9.5 J/cm² la 22 J/cm². Din Figurile 8a-c putem vedea că SR-ul (viteza de urmărire a semnalului / slew rate) a amplificatorului este $\approx 2.5 \text{ V}/\mu\text{s}$, viteza ce permite funcționarea detectorului de distrugere la rate de repetiție de câteva zeci de kilohertzi. Se mai poate observa în Figura 8a eficiența de eliminare a zgomotului ambiant de înaltă frecvență, fapt ce duce la îmbunătățirea sensibilității la arii mici ale defectelor și la detecția defectelor incipiente.



(a) $H_{max} = 9.5 \text{ J/cm}^2$ (b) $H_{max} = 12.5 \text{ J/cm}^2$ (c) $H_{max} = 22 \text{ J/cm}^2$
Fig. 4.9. Semnalul de ieșire al detectorului de defecte pentru diferite nivele de fluență, exprimată ca fluența maximă H_{max} în planul probei.

Pe primul rând sunt afișate semnalele de ieșire DDS.
Pe rândul al doilea imagini Nomarski cu magnificare $200\times$ ale siteurilor distruse.

4.3. Contribuții personale

Am proiectat și dezvoltat o tehnică și un dispozitiv rapid și simplu de utilizat pentru detecția defectelor induse de laser pe suprafețele optice testate. Tehnica este bazată pe monitorizarea radiației împrăștiată de probă la un unghi de incidență între $\approx 15^\circ \div 75^\circ$, radiația împrăștiată detectată provenind de la laserul de test după apariția unui defect pe suprafața probei. Rezultatele experimentale au arătat o rezoluție mare a detectorului, sensibilitate mare a detectorului la apariția unui defect, capacitate de a lucra la frecvențe mari de repetiție ale laserului de test, o funcționare stabilă și sigură a detectorului de sit distrus. Acest detector de distrugere a siturilor este implementat pe cele două stații de determinare a pragului de distrugere în câmp laser descrise în capitolele 2.1 și 2.2 și funcționează conform recomandărilor standardului ISO 21254 - 4. Rezultatele au fost publicate în articolul “**Real-time detection of optical damage induced by high-power laser pulses**” [38].

5. Măsurarea ariei efective a fasciculelor laser în planul probei

În acest capitol voi prezenta o metodă de măsurare în timp real a ariei efective într-un anumit plan transversal, de-a lungul unui fascicul produs de un laser cu emisie în impulsuri. Aria efectivă a unui fascicul în planul țintei este un parametru fundamental pentru caracterizarea pragului de distrugere în câmp laser al componentelor și materialelor optice, în conformitate cu standardul ISO 21254 – 1, 2, 3, 4. Influența energiei de fond și influența ariei de integrare asupra acurateții măsurării valorii ariei fasciculului a fost simulată și analizată în programul software Matlab. Metoda a fost aplicată pentru măsurarea a diferite profile transversale de fascicul ale unui laser de tip Nd:YAG cu următoarele caracteristici: lungimea de undă de 1064 nm, durata de puls 5 ns, frecvența de repetiție de 10 Hz. Am estimat pentru aceste măsurări incertitudinea standard.

5.1. Introducere

Densitatea de energie de vârf, a pulsurilor cu durate de nanosecunde – femtosecunde, focalizate pe suprafața unei probe este un parametru de maximă importanță pentru aplicațiile laser industriale și tehnologice, printre aceste aplicații numărându-se micro- și nano-prelucrarea materialelor, domeniul caracterizării componentelor optice și chiar aplicații laser în domeniul biologiei și aplicații medicale sau evaluarea pericolelor prezentate de fasciculele laser.

Pentru a determina fluența de vârf a unui fascicul pulsat real, trebuie efectuate măsurări exacte ale energiei pe puls și a dimensiunilor profilului spațial (arie, diametru)[39, 40]. Dacă măsurarea energiei este o măsurare relativ trivială, care poate fi efectuată cu acuratețe cu ajutorul unei varietăți de senzori comerciali, măsurarea caracteristicilor profilului transversal al fasciculului laser este mai dificil de realizat, măsurarea fiind afectată de diferite erori. Dificultatea măsurării caracteristicilor spațiale provine din faptul că energia pulsului laser se întinde mult în aripile profilului transversal de fascicul, acest lucru face dificilă definirea și calcularea de către un instrument a ariei de fascicul reală.

Standardele ISO 21254:1,2,3,4; standarde care definesc metodele de determinare a pragului de distrugere în câmp laser a suprafețelor optice, au introdus o generalizare a conceptului de arie transversală de fascicul numită *aria efectivă* [23], care este definită ca raportul dintre energia totală a pulsului și densitatea de energie la vârf în planul probei. Conceptul de arie efectivă oferă o mărime ce poate fi aplicată oricărui profil de puls și care este un concept matematic corect, după cum este arătat de J. Chalupsky *et al* [41]. Contrar metodei momentelor de ordinul doi (metoda 4σ), care este utilizată la măsurarea diametrelor de fascicul pentru caracterizarea fasciculului și a propagării acestuia [13], aria efectivă leagă

în mod direct energia pulsului și fluența de vârf. Din cauză că nu se folosesc aproximații în definiția ariei efective, valoarea poate fi utilizată ca parametru fundamental utilizabil când este necesară cunoașterea precisă a fluenței de vârf.

În pofida acestui concept teoretic atât de bine definit, din studiile noastre, la ora actuală nu există un profilometru laser comercial sau alt instrument de măsură capabil să măsoare aria efectivă a unui fascicul laser. De asemenea, nu am găsit în literatura nici o descriere legată de cum poate fi folosit pentru astfel de măsurări un profilometru cu camera CCD.

În această lucrare este descrisă metoda de măsură a ariei efective a unui fascicul real (neanalitic și neomogen) de la un laser cu emisie în impulsuri, măsurare efectuată cu un profilometru de fascicul cu senzor CCD, cu o gamă dinamică mare (14 biți). Această metodă permite măsurarea în timp real și este aplicabilă surselor laser în impulsuri, cu emisie în gama ultraviolet apropiat până în infraroșu apropiat (350 nm – 1100 nm).

5.2. Metoda de măsurare

Conform standardelor ISO 21254, raportul dintre energia totală a pulsului Q și fluența maximă H_{max} este definită ca aria efectivă A_{eff} a unui fascicul laser:

$$A_{eff} = Q/H_{max} \quad (5.1)$$

De notat că mărimea A_{eff} este bine definită pentru orice formă de fascicul real, nu doar pentru fascicule rotunde sau eliptice. Acest lucru contrastează cu aria definită în momente de ordinul doi (definită conform standardului ISO 11146) care duce la o formă rotundă sau eliptică de fascicul asociată oricărui fascicul real. Alte diferențe între cele două definiții (aria definită prin momente de ordinul doi și aria efectivă), în special în proprietățile de propagare vor fi analizate ulterior în acest capitol.

Definiția A_{eff} din Ec. (5.1) pare într-un fel contradictorie: Cum poate calcula cineva sau măsura densitatea maximă de energie H_{max} dacă nu este cunoscută aria fasciculului? Răspunsul este că trebuie să avem un dispozitiv de măsură capabil să măsoare fluența de vârf dintr-un fascicul $H(x,y)$ pentru orice profil bidimensional (2D) într-un plan transversal din fascicul, un astfel de instrument este profilometrul laser (de obicei, camere CCD cu senzor pe bază de siliciu pentru domeniul spectral UV – NIR). De aceea, camera CCD este baza metodei de măsură descrisă în continuare.

Camera CCD și programul software folosite în acest studiu sunt GRAS 20 și BeamGage Professional, produse de Ophir-Spiricon, USA [42].

Când radiația de la un puls laser cade pe matricea de $m \times n$ pixeli a camerei CCD, produce un semnal de forma unei matrici de amplitudini V_{XY} (potențiale), care sunt transformate în valori digitizate, fiecare valoare fiind proporțională cu energia luminoasă Q_{XY} colectată de fiecare pixel al matricii. Aici, variabilele discrete X, Y definesc poziția fiecărui pixel în matrice:

$$\begin{aligned} X &\in \{1, 2, \dots, m\} \text{ și} \\ Y &\in \{1, 2, \dots, n\}. \end{aligned} \quad (5.2)$$

Energia luminoasă colectată de fiecare pixel Q_{XY} și energia totală a pulsului luminos Q colectată de matricea senzorului CCD vor fi proporționale cu fiecare valoare de tensiune discretizată și respectiv cu suma tuturor valorilor discretizate:

$$Q_{XY} = KV_{XY} \quad (5.3a)$$

Contribuții la dezvoltarea unor stații automate de caracterizare a rezistenței mat. și comp. optice în câmp laser și

$$Q = \sum_{X=1}^m \sum_{Y=1}^n KV_{XY} \quad (5.3b)$$

unde $K[J/V]$ este o constantă a camerei CCD pentru o anumită lungime de undă. Când se utilizează o apertură software, energia totală în acest caz este energia colectată de pixelii din interiorul aperturii (apertura software se poate adapta fascicului real, adică apertura rotundă, eliptică, pătrată, dreptunghiulară).

Dacă senzorul CCD este poziționat perpendicular pe axa de propagare la poziția z_0 , unul sau mai mulți pixeli ai matricii CCD va colecta un maxim al valorii de energie luminoasă, Q_{max} . Atunci fluența maximă $H_{max}(z_0)$ poate fi exprimată ca:

$$H_{max}(z_0) = Q_{max}/a_{pixel} = KV_{max}/a_{pixel} \quad (5.5)$$

unde V_{max} este valoarea maximă corespunzătoare V_{XY} și a_{pixel} este aria unui pixel.

În final, utilizând Ec. (5.1), (5.3) și (5.5), obținem aria efectivă a fascicului laser la poziția z_0 :

$$A_{eff} = \frac{a_{pixel} \sum_X \sum_Y V_{XY}}{V_{max}} \quad (5.6)$$

Diametrul efectiv este prin definiție, diametrul unui fascicul fictiv, circular cu aceeași arie efectivă ca și fasciculul real, sau:

$$d_{eff} = 2\sqrt{A_{eff} / \pi} \quad (5.7)$$

Din software-ul camerei de analiză a imaginilor achiziționate putem extrage informația corespunzătoare sumei valorilor nivelor de gri de pe pixelii de interes pe care o vom nota cu *Total* și valoarea maximă în nivele de gri pe pixelii de interes, pe care o vom nota cu *Peak*. Adică valorile $\sum_X \sum_Y V_{XY}$ și V_{max} . În continuare, dacă analizorul de fascicul oferă posibilitatea, aceste valori pot fi accesate printr-o aplicație personalizabilă prin utilizarea severului de ActiveX al camerei ca în Fig. 5.1 și 5.2, permițând astfel o prelucrare în timp real a datelor și calculul ariei efective.

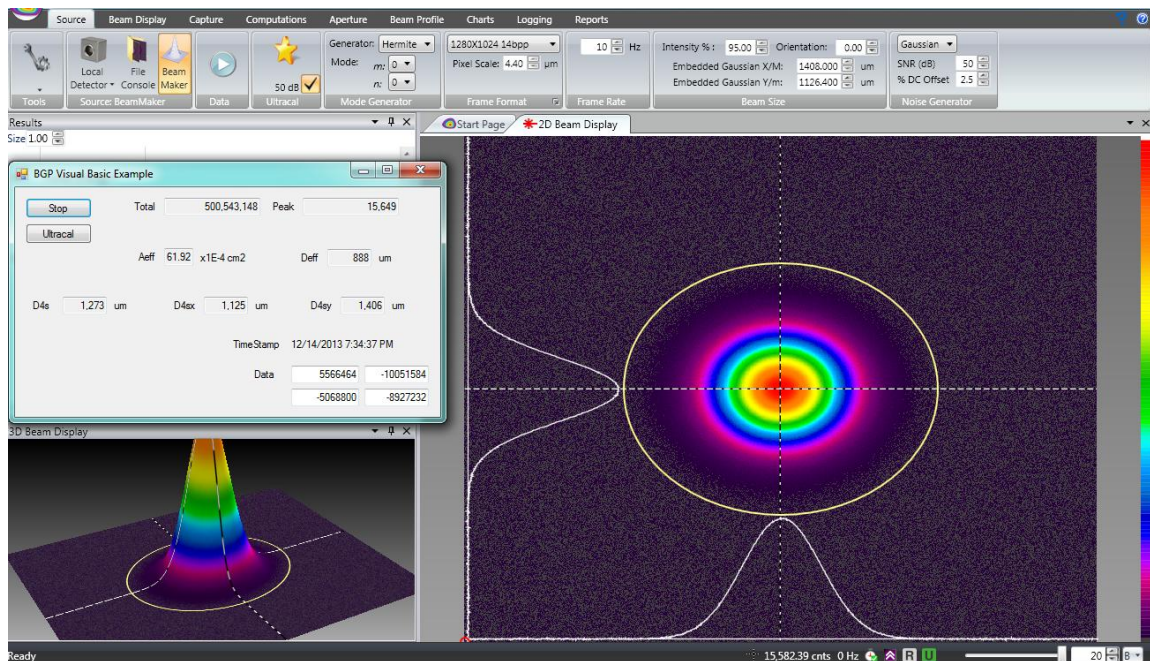


Fig. 5.1. Exemplu de utilizare a serverului de ActiveX al camerei GRAS20 cu preluarea datelor într-o aplicație creată în Visual Basic.

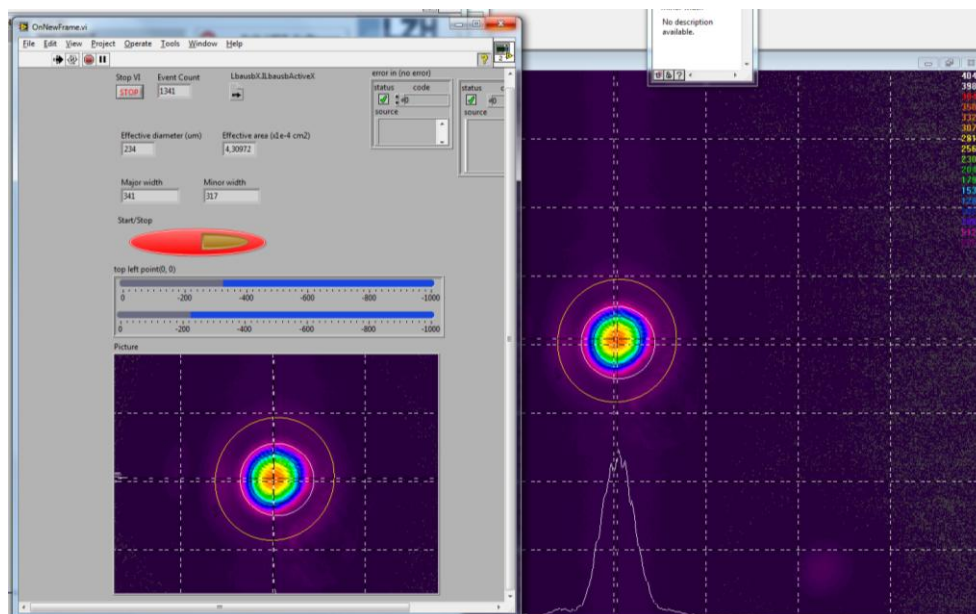


Fig. 5.2. Exemplu de utilizare a serverului de ActiveX al camerei SP620U cu preluarea datelor într-o aplicație creată în LabView.

Teoretic, conceptul de arie efectivă sună foarte bine și poate fi aplicat oricărui profil spațial de fascicul real. Dar, în realitate, rezultatele *Total* și *Peak* pot fi afectate semnificativ de zgomotul luminos ambiant care influențează camera. Prin urmare, trebuie să urmărim câțiva pași adecvați pentru a reduce contribuția erorilor și obținerea unor rezultate cât mai precise:

1. Utilizarea unei camere cu o rezoluție spațială mare și o gamă dinamică mare pentru a reduce erorile de discretizare și contribuția zgomotului fără semnal al camerei (dark noise). Ajustarea iradianței fasciculului astfel încât să acoperim aproape întreaga gamă dinamică a camerei, ajustare făcută cu ajutorul unor

atenuatori optici externi. Sincronizarea camerei cu sursa laser și reglarea unei expuneri cât se poate de apropiată de durata pulsului.

2. Substracția unui cadru (frame) cu nivelul ambiant din imaginea cu semnalul util trebuie realizată înainte de a efectua calcule cantitative. Eliminarea energiei mediului ambiant stabilește referința de zero pe baza căreia sunt calculate rezultatele. Un eșec al acestui reglaj și nerealizarea lui la intervale regulate (din cauza derivei termice a sensorului camerei) va duce la rezultate divergente. Analizoarele de fascicul au, de obicei, o funcție de anulare a zgomotului ambiant, o auto-calibrare, mult mai performantă decât scăderea manuală a unui frame ales. Algoritmul de calibrare compensează și o parte a zgomotului de fond [43]. Dacă temperatura ambiantă se modifică, nivelul de zgomot al fondului trebuie reevaluat la intervale regulate de timp. Dar, după cum vom arăta în continuare, dacă nivelul de zgomot remanent după calibrare este totuși măsurabil, această valoare a zgomotului trebuie luată în considerare la calculul acurateții măsurării.
3. Imaginea corectată este procesată numeric doar în interiorul unei aperturi software, apertura centrată pe zona cu fasciculul laser și care reprezintă aria din fascicul ce va fi măsurată. În acest fel se izolează aria de interes de restul sensorului și anulează restul energiei măsurate de pixeli din afara aperturii. Dimensiunea și forma aperturii software trebuie să fie adaptată cu atenție la forma și dimensiunea profilului de fascicul măsurat. O apertură prea mică nu va cuprinde întreg fasciculul, reducând astfel acuratețea măsurării. Pe cealaltă parte, o apertură prea mare poate avea același efect nedorit asupra acurateții măsurării, deoarece se adăugă contribuția zgomotului la energia totală care este măsurată. Apertura software poate fi exprimată ca:

$$d_{ap} = k \times d_{eff} \quad (5.8)$$

unde k este un factor de multiplicare ($k > 1$) care depinde de forma profilului spațial de fascicul măsurat.

4. Aria efectivă a fasciculului laser și diametrul efectiv corespunzător sunt măsurate printr-o tehnică iterativă convergentă [44] care permite minimizarea erorii totale ce caracterizează acuratețea metodei, ε_{metoda} .

O schemă a metodei iterative, adaptată din [44], este prezentată în Fig. 5.3. Aria efectivă a fasciculului laser este calculată cu Ec. (5.6) și diametrul efectiv rezultat este folosit pentru calculul diametrului aperturii software cu Ec. (5.8). Apoi, aria efectivă este măsurată din nou în interiorul acestei aperturi software astfel calculată. Noua valoare a diametrului efectiv este folosită pentru calculul unei noi aperturi software. Această procedură de măsură este repetată până se obține o convergență, această convergență are o limită inferioară pe care o vom nota cu α . Când această limită de convergență este atinsă rezultatul este considerat corect.

Parametrul α reprezintă limita superioară a valorii absolute ρ_i , a diferenței dintre două măsurări succesive a ariei efective $A_{eff(i-1)}$ și $A_{eff(i)}$, diferența exprimată procentual.

$$\rho_i = |A_{eff(i)} - A_{eff(i-1)}| / A_{eff(i)}$$

$$\max(\rho_i) \leq \alpha$$

unde i reprezintă numărul de iterații.

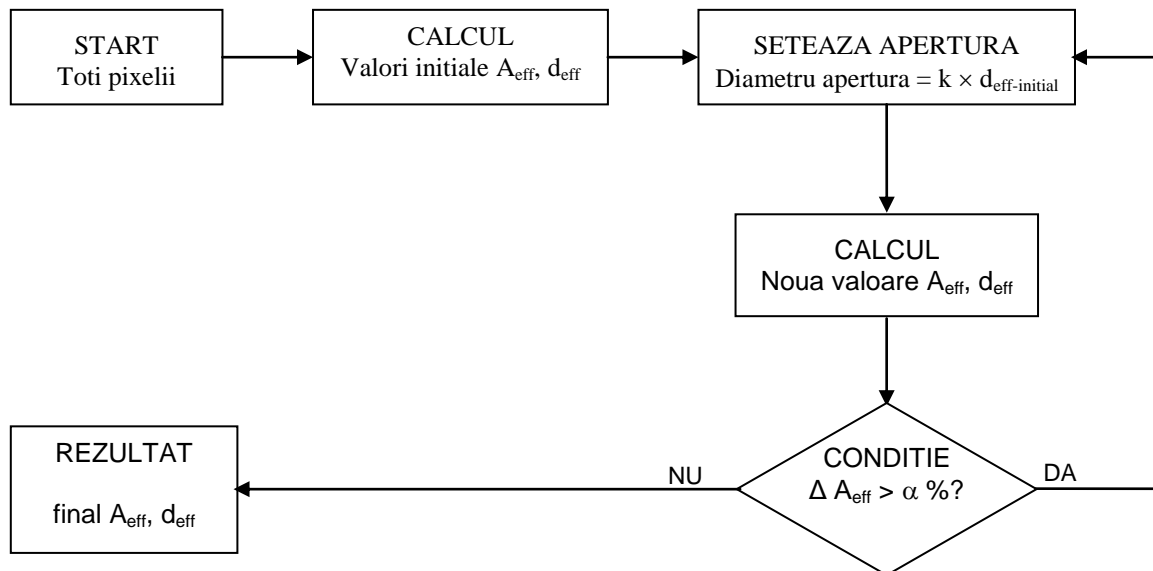


Fig. 5.3. Schema metodei iterative de măsură.

Influența zgomotului de fond asupra limitei de convergența α este analizată în secțiunea următoare.

5.3. Simulări Matlab

În această secțiune este descrisă abordarea proprie de simulare a erorilor ce influențează măsurarea ariei efective. Parametrii care consider că sunt principali contributori la eroarea de măsură pe asamblu sunt:

- zgomotul de fond al camerei CCD; am împărțit zgomotul de fond în două componente cu contribuții independente:
 - o componentă cu distribuție gaussiană a valorilor de amplitudine și medie zero (zgomot alb gaussian, WGN), cu o valoare RMS a amplitudinilor σ_{noise} .
 - și o componentă continuă (offset), reprezentând valoarea medie pe fiecare pixel al camerei Δ_{offset} .
- diametrul de fascicul d_{eff} , atunci când este prea mic
- factorul de multiplicare k al aperturii software
- gama dinamică a camerei (DR), sau rezoluția Convertorului Analog-Digital (ADC)

Simularea diferitelor tipuri de zgomot este necesară pentru a modela comportamentul camerei CCD la acești stimuli, de exemplu zgomotul cu componentă continuă zero poate fi considerat zgomotul electric al camerei iar cel cu componentă continuă nenulă, zgomot introdus de un nivel ambinat de luminozitate.

Pentru a evalua influența acestor diferiți parametri asupra acurateții măsurării ariei fascicului (efectivă sau în momente de ordinul doi), am simulat numeric în Matlab câteva fascicule ideale gaussiene și super-gaussiene cu simetrie de rotație. Simularea Matlab a fost realizată cu o matrice care imită sensorul camerei CCD și anume o matrice cu 1200 de rânduri și 1600 de coloane rezultând o matrice de ≈ 1.9 “megapixeli”, similar cu o cameră de mare rezoluție. Pentru a simula diferitele profile spațiale de la gaussian la apropiat de flat-top, am folosit următoarea ecuație pe cele două dimensiuni ale matricii:

$$I = I_{max} \exp[-2(r/w_0)^n] \quad (5.9)$$

Definită mai jos pentru o matrice de $i \times j$ elemente:

for $i = 1:1200$

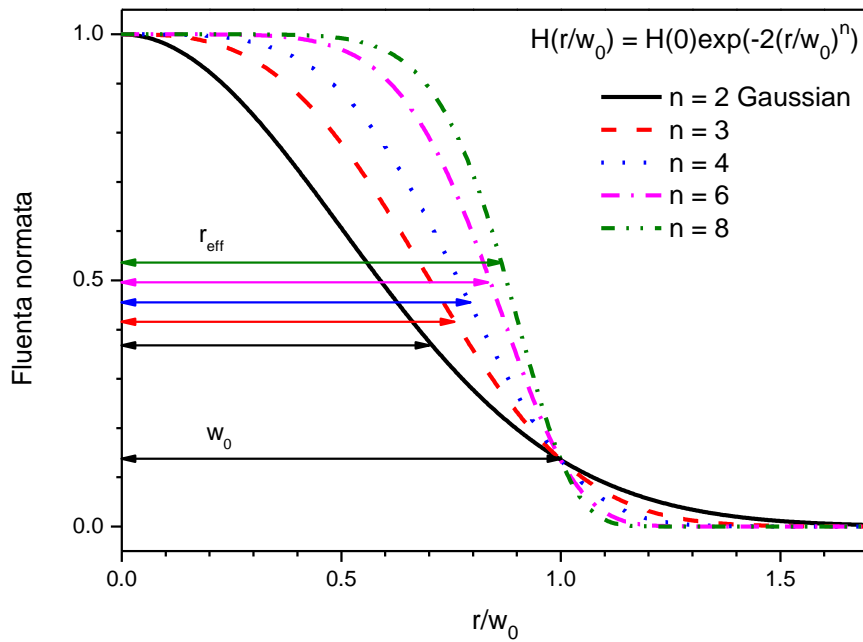
for $j = 1:1600$

$$z(i, j) = 0.9 * DR * \exp(-2*((x(i)-600).^2+(y(j)-800).^2)/w^2);$$

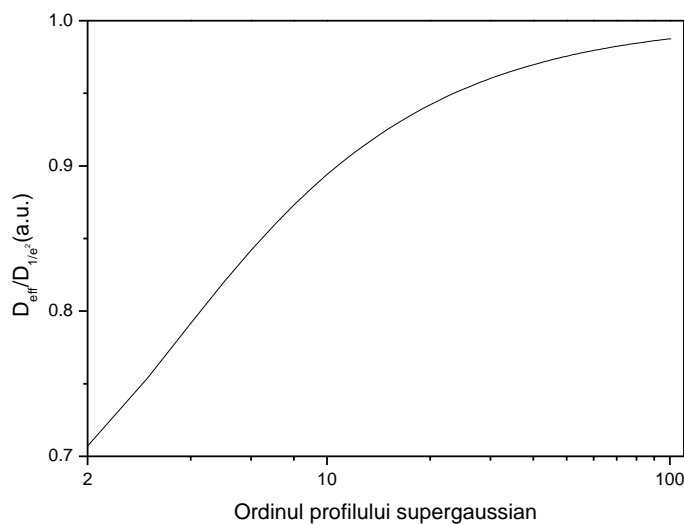
sintaxa caracteristică Matlab

unde $DR = I_{max}$ este amplitudinea maximă, în cazul acestor simulări a fost aleasă o valoare de 90 % din valoarea maximă a gamei dinamice a camerei; w este raza la $1/e^2$ sau 0.135 din valoarea maximă; $n \geq 2$ este ordinul super-gaussienei ($n = 2$ pentru profilul gaussian).

Profilele simulate și comparația dintre raza la $1/e^2$ și raza efectivă pentru fiecare profil sunt prezentate în Fig. 5.4a.



a)



b)

Fig. 5.4. a) Profilul gaussian și profile super-gaussiene; b) raportul dintre d_{1/e^2} și d_{eff} pentru diferite ordine ale supergaussienei.

Aria efectivă a fasciculelor simulate a fost calculată numeric folosind Ec. (5.6). Toate calculele sunt făcute considerând o cameră perfectă fără defectele specifice senzorilor CCD (shading, bleeding, smear, blooming).

Aria efectivă a câtorva profile gaussiene simulate a fost calculată și prin metoda analitică folosind bine cunoscutele relații între aria la $1/e^2$, $A_{1/e2}$, și aria efectivă, A_{eff}

$$A_{1/e2} = \pi w_0^2 = 2A_{eff} \quad (5.10a)$$

$$w_0^2 = d_{eff}^2/2 \quad (5.10b)$$

Pentru w_0 de la 10 pixeli la 100 pixeli (diametru de fascicul real de la 100 μm la 1000 μm , pentru o valoare uzuală a dimensiunii pixelului de 5 μm x 5 μm) și pentru diferite game dinamice (DR = 8, 10, 12 și 14 biți) ale camerei nu a rezultat nici o diferență semnificativă (valori identice până la a patra cifră semnificativă) între calculele analitice și calculele numerice ale ariei efective.

În pasul următor, am simulat un zgomot alb gaussian cu medie zero, un nivel constant (offset) și le-am adăugat profilelor de fascicul simulate. Abaterea standard a zgomotului σ_{noise} și nivelul constant de offset, Δ_{offset} , sunt exprimate în nivele de gri. Pentru a calcula influența parametrilor k , σ_{noise} , și Δ_{offset} asupra acurateței metodei de măsură, definim următoarele trei erori relative $\varepsilon_k = \varepsilon(k)$, $\varepsilon_{noise} = \varepsilon(\sigma_{noise})$, $\varepsilon_{offset} = \varepsilon(\Delta_{offset})$, erori date de dimensiunea aperturii, de zgomot și de offset:

$$\varepsilon_k = |A_{eff-k} - A_{eff-true}|/A_{eff-true} \quad (5.11a)$$

$$\varepsilon_{noise} = |A_{eff-noise} - A_{eff-true}|/A_{eff-true} \quad (5.11b)$$

$$\varepsilon_{offset} = |A_{eff-offset} - A_{eff-true}|/A_{eff-true} \quad (5.11c)$$

(5.11a) pentru $\sigma_{noise} = 0$, $\Delta_{offset} = 0$,

(5.11b) pentru $k = \infty$, $\Delta_{offset} = 0$ și

(5.11c) pentru $k = \infty$, $\sigma_{noise} = 0$.

Aici A_{eff} cu indicii corespunzători k , noise (zgomot) și offset (nivel continuu), este aria profilului spațial calculată cu Ec. (5.6) în interiorul unei aperturi. $A_{eff-true}$ este valoarea ariei efective adevărată calculată cu Ec. (5.6) fără limitarea dată de apertură ($k = \infty$), fără zgomot și fără nivel constant adăugat, $\sigma_{noise} = 0$ și $\Delta_{offset} = 0$. Aria astfel calculată, $A_{eff-true}$, depinde doar de parametri folosiți în simularea numerică pentru definirea profilului spațial (gaussian sau super-gaussian).

Principalele rezultate ale simulărilor sunt prezentate în continuare.

5.3.1. Eroarea introdusă de diametrul aperturii software

Eroarea, a fost calculată pentru diametre efective cuprinse între 50 și 500 de pixeli (adică între 250 μm și 2.5 mm, pentru un pixel de 5 x 5 μm) și pentru gamele dinamice de DR = 12 și DR = 14 biți. Eroarea nu a prezentat nici o dependență de diametrul efectiv al fasciculului d_{eff} , sau de gama dinamică a camerei așa cum se poate observa în graficul din Fig. 5.5.

Din acest grafic se obține factorul k , astfel încât să avem o valoare maximă admisibilă ε_k a erorii introduse de apertură, de exemplu pentru eroare de $10^{-3} = 0.1\%$, obținem valoarea lui k_{min} în funcție de profilul de fascicul (gaussian sau super-gaussian). Conform Ec. (8) putem considera că o apertură de valoarea respectivă este suficient de mare pentru a colecta semnalul

util reprezentat de fasciculul simulat. O apertură software mai mare nu va îmbunătăți cu nimic calitatea semnalului, chiar, din contră poate adăuga semnalului util o contribuție mai mare a zgomotului. În acest fel, am ales valoarea obținută din simulări pentru k_{min} , pentru a calcula erorile introduse de cele două componente ale zgomotului ε_{noise} și ε_{offset} ,

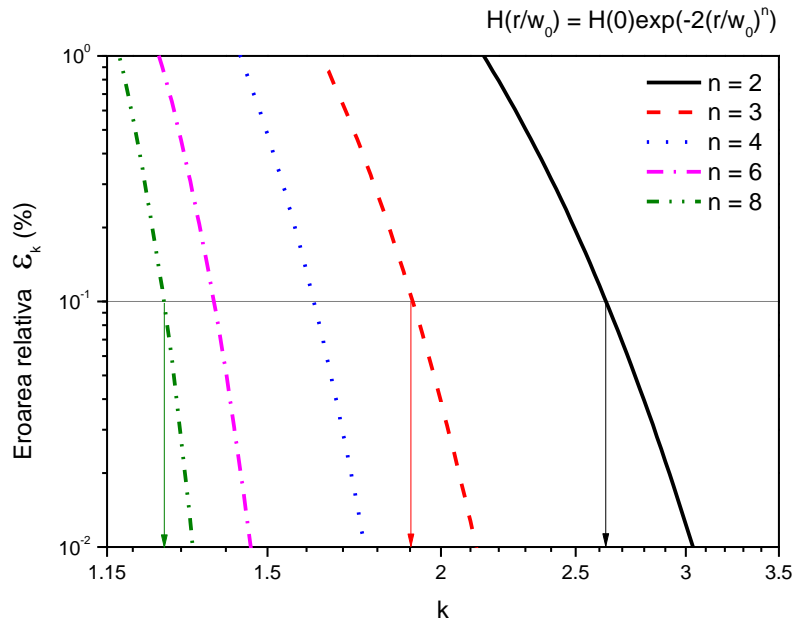


Fig. 5.5. Eroarea relativă ε_k introdusă de diametrul aperturii $d_{ap} = k \cdot d_{eff}$ în calculul ariei efective

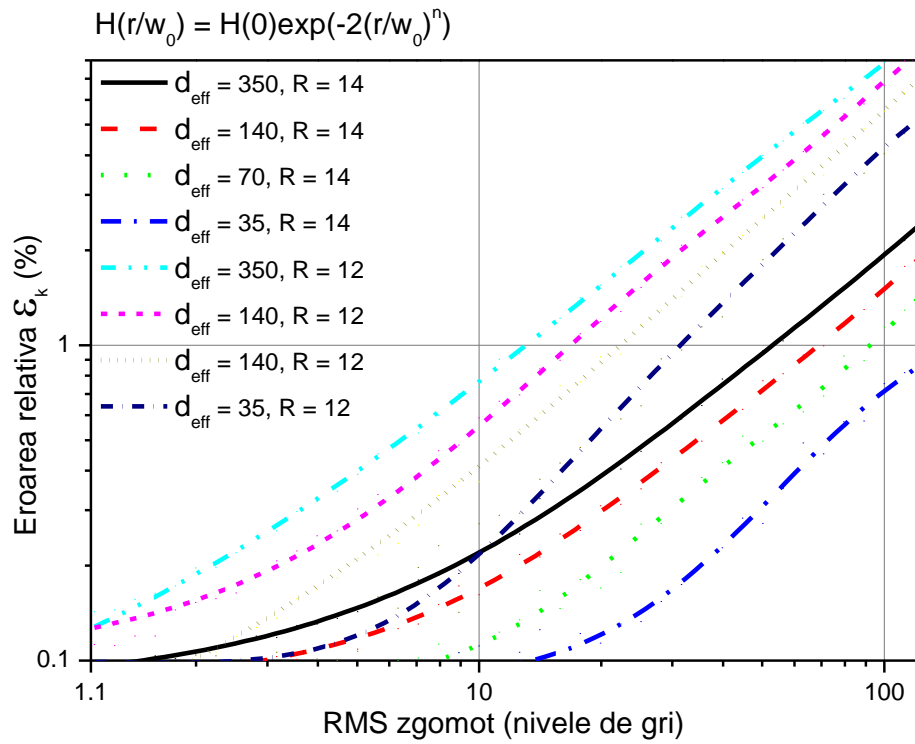
5.3.2. Eroarea introdusă de zgomotul alb gaussian

Eroarea ε_{noise} introdusă de zgomotul cu componentă medie zero este calculată pentru toate gamele utile ale parametrilor d_{eff} , DR, și n , și considerând $d_{ap} = k_{min} \times d_{eff}$ și $\Delta_{offset} = 0$. Rezultatele sunt prezentate în graficele din Fig. 5.6 a – e, unde se poate observa că eroarea ε_{noise} crește ușor odată cu diametrul de fascicul, toți ceilalți parametri rămânând constanți. Această dependență este explicată în felul următor: ε_{noise} este calculat combinând erorile relative ale valorilor indicate de Total și Peak din Ec. (5.6). În timp ce valoarea Total $\sum_X \sum_Y V_{XY}$ este afectată foarte puțin de zgomot, deoarece prin efect de mediere pe pixelii din apertură, contribuția devine practic nulă, pixelii cu valori mari (aproape de valoarea maximă) sunt puternic afectați de valorile izolate de mare amplitudine ale zgomotului. Și din cauză că, cu cât avem un diametru mai mare de fascicul cu atât mai mulți pixeli vom avea cu valori apropiate de valoarea V_{max} , și cu atât mai mare va fi probabilitatea ca unul dintre pixeli să fie afectat de o valoare numerică mare a zgomotului.

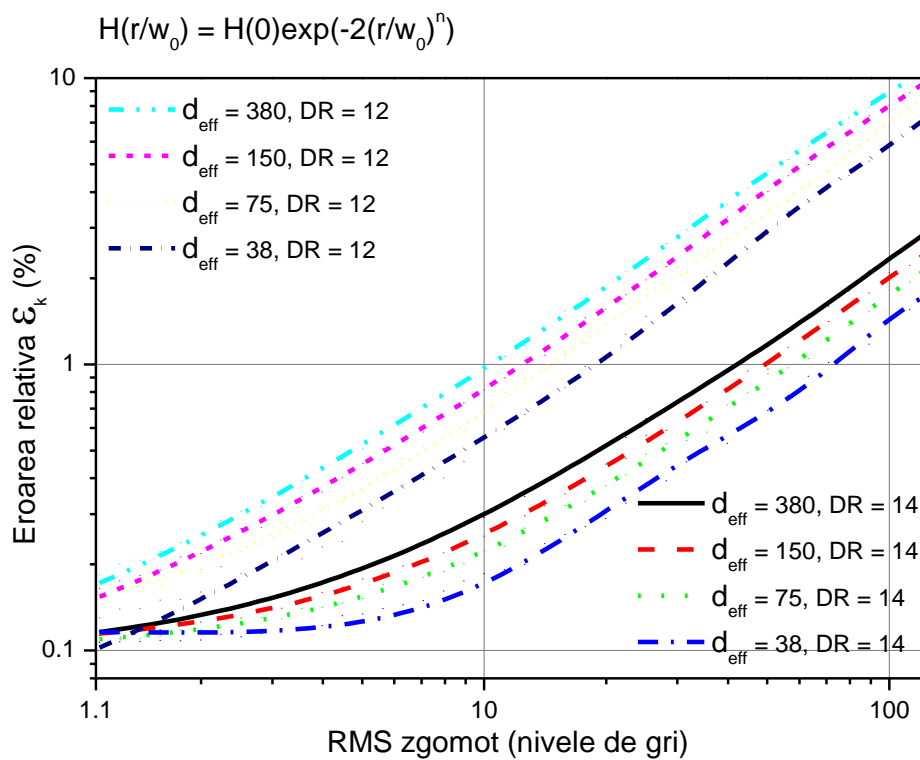
Putem afirma categoric că eroarea relativă indusă de zgomot ε_{noise} depinde numai de raportul semnal-zgomot al profilului de fascicul simulat căruia i s-a adăugat și zgomotul.

Prin analiza următoarelor două cazuri simplificate:

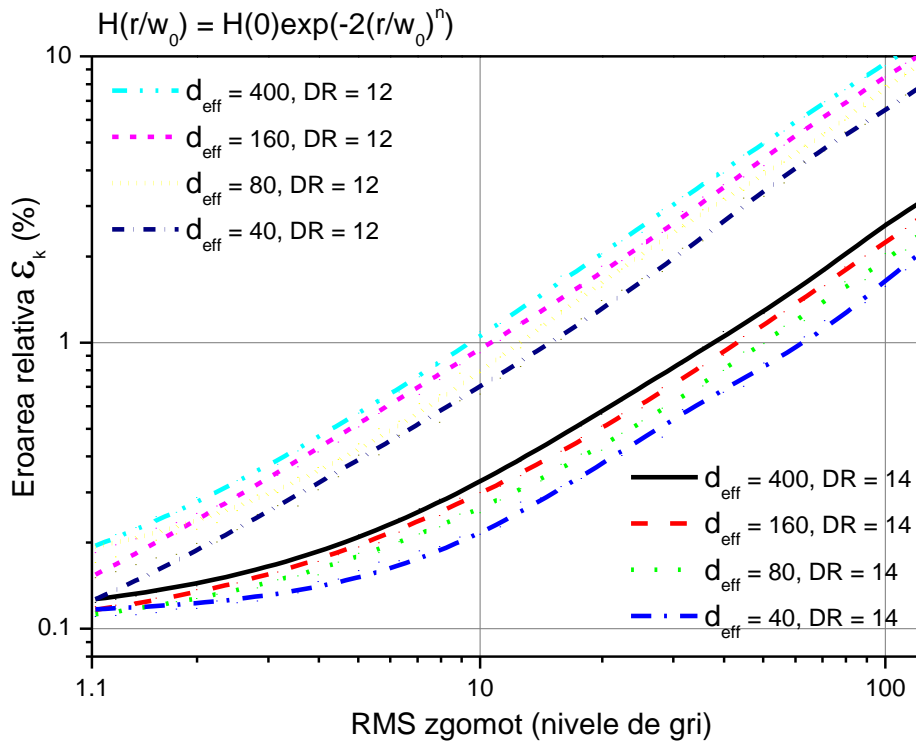
- definirea unei amplitudini maxime a profilului simulat la un nivel de 90% din valoarea maximă a gamei dinamice (după cum am menționat anterior) și varierea zgomotului în gama 1 – 100 nivele de gri.
- cea mai mare valoare a ε_{noise} , din valorile de diametru simulate (de la 50 la 500 de pixeli), a fost obținută pentru diametrul efectiv cel mai mare. De aceea luând în considerare cel mai defavorabil caz, vom considera această valoare a erorii, valoarea “validă” pentru calculele ulterioare.



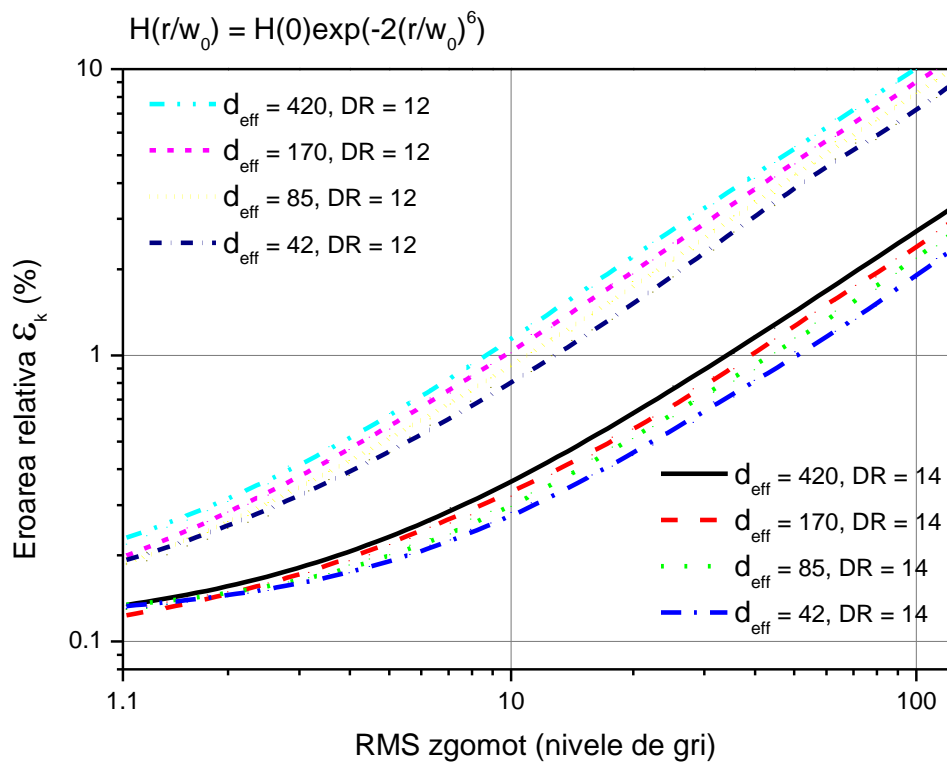
a)



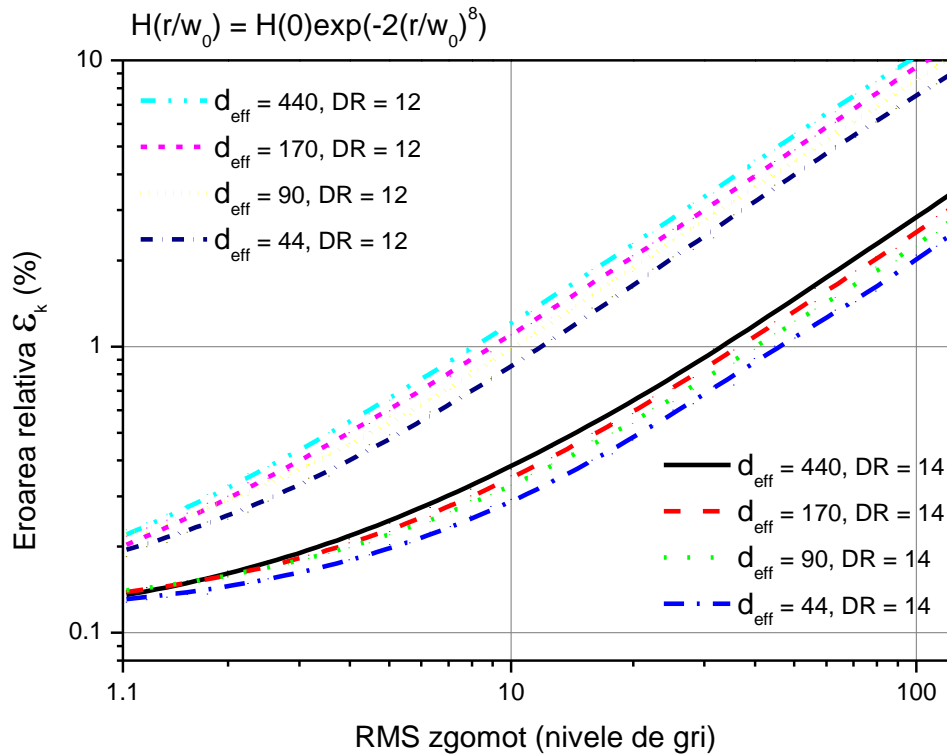
b)



c)



d)



e)

Fig. 5.6. Eroarea relativă ϵ_{noise} în funcție de amplitudinea zgomotului pentru:
 a) profil gaussian $n = 2$; b) profil super-gaussian cu $n = 3$;
 c) profil super-gaussian cu $n = 4$; d) profil super-gaussian cu $n = 6$;
 e) profil super-gaussian cu $n = 8$;

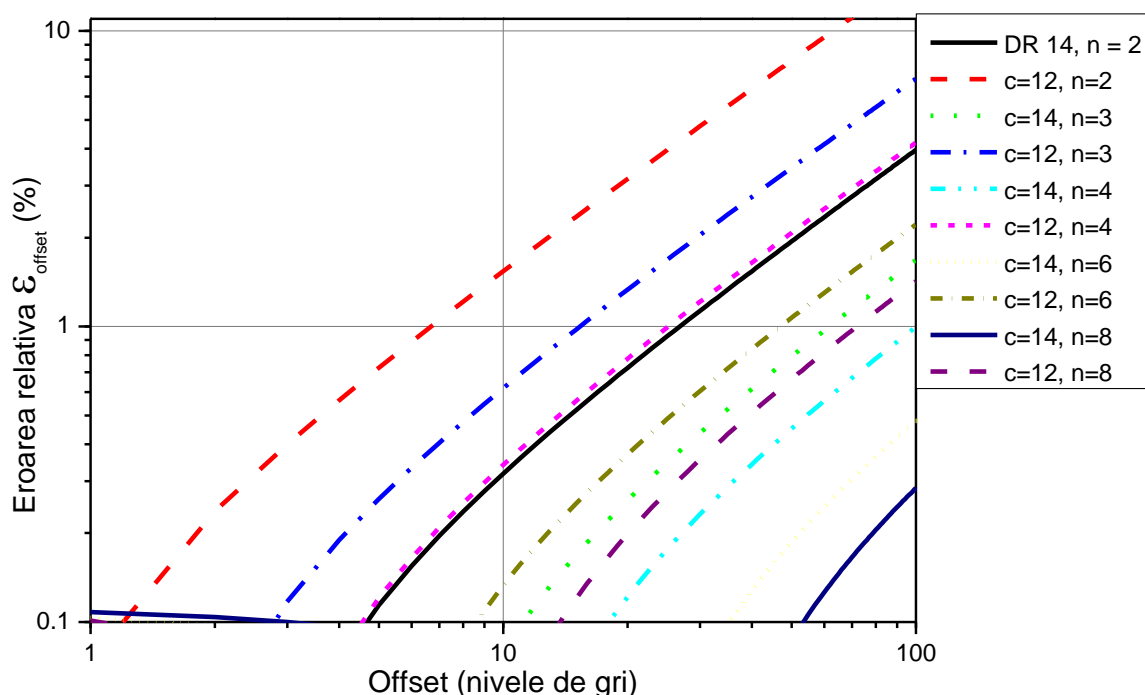
Notă: diametrele de fascicul sunt exprimate în pixeli

Zgomotul de fond poate fi considerat principalul factor contributor la valoarea parametrului α (limita de convergență). Nivelul de fundal constant (offset) are o contribuție neglijabilă în procedura iterativă de măsură, deoarece el adăugă cantități constante atât la valoarea totală a energiei cât și la valoarea maximă.

De notat că nivelul de fundal constant afectează mai mult distribuția gaussiană, contribuția lui scăzând pe măsură ce ordinul super-gaussienei crește, în condițiile măsurării cu aceeași valoare a gamei dinamice.

5.3.3. Eroarea introdusă de offset

Rezultatele pentru întreaga gamă de parametri d_{eff} , DR și n , sunt prezentate un Fig. 5.7, considerând $\sigma_{noise} = 0$. Deoarece analizoarele de fascicul au algoritmi eficienți de eliminare a fondului, am considerat în simulări pentru calculul ϵ_{offset} , o valoare de până la 100 de nivele de gri.


 Fig. 5.7. Eroarea relativă ε_{offset} în funcție de nivelul de offset.

Deoarece analizorul de fascicul măsoară în puncte discrete două mărimi continue (energia locală convertită în valoare digitizată V_{XY} și valoarea diametrului efectiv exprimat în număr de pixeli), vom avea două erori de discretizare $\varepsilon_{contrast}$ și ε_{pixel} ce trebuie luate în considerare în estimarea acurateții metodei.

Eroarea introdusă de nivelele discrete de iradianță poate fi estimată ca:

$$\varepsilon_{contrast} = 1/\tilde{V}_{xy} \quad (5.12)$$

unde \tilde{V}_{xy} este valoarea medie a valorilor discrete V_{xy} în interiorul aperturii software.

Rezoluția spațială a senzorului CCD este limitată de dimensiunile unui pixel, $L \times 1$ (care sunt aproximativ $5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$ pentru camerele CCD actuale) [21,22]. Considerând o eroare absolută în măsurarea diametrului efectiv de $\delta d_{eff} = \pm 1_{pixel}$, obținem pentru eroarea de “pixelizare” ε_{pixel} :

$$\varepsilon_{pixel} = \delta A_{eff}/A_{eff} = (\pi d_{eff} \delta d_{eff}/2) / (\pi d_{eff}^2/4) = \pm 2/p \quad (5.13)$$

unde $d_{eff} = pl_{pixel}$, p este numărul de pixeli incluși în calculul diametrului efectiv. Această eroare este importantă când se măsoară cu camera CCD diametre de fascicul mici, de ordinul a câțiva pixeli. De exemplu, pentru a obține o valoare mai mică de 2% pentru ε_{pixel} , conform Ec. (5.13), diametrul măsurat trebuie să fie mai mare de 100 pixeli.

Linearitatea camerei este un alt factor ce trebuie luat în considerare în calculul bugetului de erori al metodei. În conformitate cu specificațiile producătorilor, camerele CCD de înaltă rezoluție au o eroare de nelinearitate de $\varepsilon_{linear} \approx \pm 1\%$ pe întreaga gamă dinamică disponibilă a camerei [21].

5.4. Bugetul erorilor

Cunoscând contrastul camerei și diametrul de fascicul măsurat, erorile definite mai sus sunt mărimi necorelate care duc la următoarea ecuație validă:

$$\varepsilon_{\text{method}}^2 = \varepsilon_{\text{noise}}^2 + \varepsilon_{\text{offset}}^2 + \varepsilon_{\text{contrast}}^2 + \varepsilon_{\text{pixel}}^2 + \varepsilon_{\text{linear}}^2 \quad (5.14)$$

Aici, $\varepsilon_{\text{method}}$ este eroarea totală ce caracterizează acuratețea metodei de măsură. Incertitudinea standard de tip B, u_{method} , determinată de eroarea totală $\varepsilon_{\text{method}}$ este exprimată ca [45]:

$$u_{\text{method}} = \varepsilon_{\text{method}} / \sqrt{3} \quad (5.15)$$

Să considerăm o măsurare experimentală a ariei unui fascicul real, utilizând cei patru pași descriși mai sus. Pentru a alege apertura software corespunzătoare, este recomandat să procedăm astfel:

- I. Din Fig. 5.4 a) selectăm un profil gaussian sau super-gaussian de ordin n , care aproximează cel mai bine profilul real de fascicul; se poate folosi în acest sens raportul dintre diametrul la 0.135 și diametrul efectiv conform graficului din Fig. 5.4 b).
- II. Din Fig. 5.5 se citește valoarea k_{\min} a aperturii ce poate fi folosită, corespunzătoare ordinului ales al profilului super-gaussian;
- III. Alegem o valoare adecvată a valorii $k \geq k_{\min}$, corespunzătoare profilului măsurat.

Principalele rezultate ale măsurării sunt:

- Aria efectivă a fasciculului măsurat, $\tilde{A}_{\text{eff-meas}}$ (valoare medie), valoarea asociată a incertitudinii fracționare de tip A, u_A , diametrul efectiv de fascicul, d_{eff} și valoarea medie a intensităților pe pixelii din apertură \tilde{V}_{xy} . Incertitudinea u_A poate fi evaluată prin combinarea a doi factori de eroare: eroarea intrinsecă datorată tehnicii convergente de măsură (~ 1%) și fluctuațiile măsurate ale sursei laser.
- Abaterea standard (RMS) σ_{noise} și nivelul continuu Δ_{offset} exprimate în nivele de gri.

Cunoscând contrastul camerei, ordinul ales al profilului super-gaussian, și valorile măsurate d_{eff} , σ_{noise} , Δ_{offset} , \tilde{V}_{xy} , erorile relative corespunzătoare definite mai sus se determină din Fig. 5.6 a – e, Fig. 5.7 și ecuațiile (5.12), (5.13). Apoi din relațiile (5.14), (5.15), incertitudinea standard combinată a măsurării ariei fasciculului, poate fi calculată astfel [24]:

$$u_C = (u_{\text{method}}^2 + u_A^2)^{1/2} \quad (5.16)$$

Incetitudinea extinsă a măsurării, U , poate fi exprimată ca fiind:

$$U = 2u_C \quad (5.17)$$

unde factorul 2 reprezintă un interval de încredere de 95% a rezultatului.

În final, rezultatul măsurării este exprimat ca:

$$A_{\text{eff-meas}} = \tilde{A}_{\text{eff-meas}} \pm \tilde{A}_{\text{eff-meas}} \times U(\%) \quad (5.18)$$

care este interpretat ca fiind cea mai bună estimare a valorii atribuite valorii măsurate $A_{\text{eff-meas}}$ este $\tilde{A}_{\text{eff-meas}}$ și că intervalul $[\tilde{A}_{\text{eff-meas}} \pm \tilde{A}_{\text{eff-meas}} \times U(\%)]$ cuprinde cu o certitudine de 95% distribuția de valori ce poate fi atribuită rezonabil valorii ariei efective măsurate $A_{\text{eff-meas}}$.

5.5. Rezultate experimentale

Montajul experimental este prezentat în Fig. 5.8. Sursa laser este de tip Quantel Q-switched Brilliant B-SLM cu regim de oscilație longitudinal monomod la lungimea de undă de 1064 nm, energie pe puls 500 mJ, durata de puls de 4 ns și o rată de repetiție de 10 Hz. Fasciculul de ieșire este atenuat cu două ordine de mărime de un atenuator variabil format dintr-o lamă semi-undă și un polarizor la unghi Brewster. Acest atenuator este combinat cu o serie de filtre neutre absorbante folosite pentru ajustarea energiei în trepte grosiere.

O cameră CCD de tip Spiricon Firewire Gras-20 cu o gamă dinamică de 14 biți, este folosită pentru măsurarea profilului transversal 2D al fasciculului laser. Ca optică de focalizare, folosim un sistem optic de tip zoom (VarispotTM), capabil să furnizeze într-un plan fix definit ca distanța de lucru, profile rotunde de dimensiune ajustabilă [11].

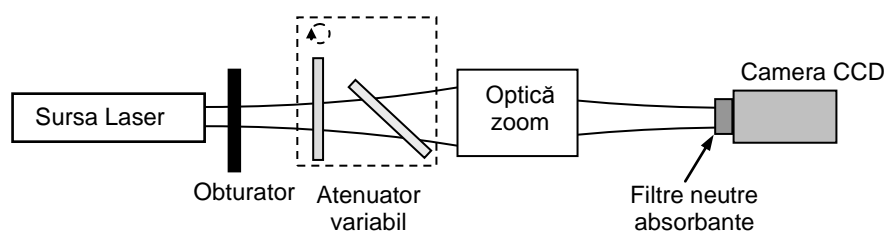


Fig. 5.8. Schema montajului experimental.

Pentru început am măsurat caracteristicile de zgomot ale camerei CCD și ale montajului de măsură, utilizând funcția software-ului camerei de reducere a zgomotului de fond (funcția Ultracal).

Caracteristicile zgomotului de fond (σ_{noise} , Δ_{offset}) măsurate în diferite condiții pentru camerele CCD Spiricon: Gras 20 (DR = 14 biți) și SP620U (DR = 12 biți) sunt prezentate în Tabelul 5.1, unde se poate observa că funcția Ultracal are aceeași eficiență pentru ambele camere, deși gama dinamică este de 4 ori mai mare la Gras 20 decât la SP620U.

Rezultatele arată, de asemenea, că analizorul de fascicul de 14 biți are un raport semnal-zgomot mult mai mare decât analizorul de fascicul de 12 biți. Valorile σ_{noise} și Δ_{offset} măsurate în condiții reale de laborator utilizând camera de 14 biți sunt în continuare folosite pentru a calcula incertitudinea standard a metodei de măsură.

Tabelul 5.1. Caracteristicile de zgomot ale camerelor în diferite condiții de operare.

Condiții de operare	σ_{noise} (nivele de gri)		Δ_{offset} (nivele de gri)	
	Gras-20	SP620U	Gras-20	SP620U
1. Fără funcția de calibrare aplicată; 2. Apertura senzor CCD blocată; 3. Sursa laser oprită.	130 (8 ‰ P_k)	52 (13 ‰ P_k)	129 (8 ‰ P_k)	52 (13 ‰ P_k)
1. Cu funcția de calibrare aplicată; 2. Apertura senzor CCD blocată; 3. Sursa laser oprită.	14 (0.9 ‰ P_k)	4 (1 ‰ P_k)	~ 0	~ 0
1. Cu funcția de calibrare aplicată; 2. Apertura senzor CCD deschisă; 3. Sursa laser pornită; 4. Obturator fasciculul închis.	16 (1 ‰ P_k)	5 (1.2 ‰ P_k)	~ 0	~ 0

Apoi, am măsurat aria efectivă a trei fascicule laser cu profile și dimensiuni diferite, după cum sunt prezentate în Fig. 5.9.

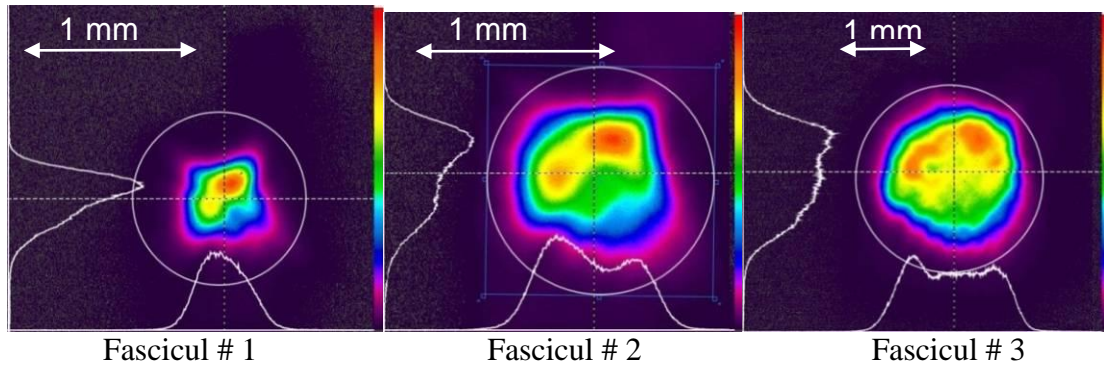


Fig. 5.9. Profile spațiale 2D ale fasciculelor măsurate.

Rezultatele obținute prin aplicarea metodei descrise anterior sunt sumarizate în Tabelul 5.2 de mai jos

Tabelul 5.2. Măsurări ale ariei efective: rezultate experimentale și bugetul erorilor.

Parametru	Fascicul # 1	Fascicul # 2	Fascicul # 3
$\tilde{A}_{\text{eff-meas}} (\text{cm}^2)$	0.11	0.26	1.3
$d_{\text{eff}} (\mu\text{m/pixels})$	380/86	580/132	1290/293
$u_A (\%)$	0.9	0.7	0.7
\tilde{V}_{xy} (grey levels)	2010	3796	5081
σ_{noise} (grey levels)	16		
Δ_{offset} (grey levels)	5		
$\epsilon_{\text{noise}} (\%)$	0.3	0.4	0.5
$\epsilon_{\text{offset}} (\%)$	~ 0	~ 0	~ 0
$\epsilon_{\text{contrast}} (\%)$	0.05	0.026	0.02
$\epsilon_{\text{pixel}} (\%)$	2.3	1.5	0.7
$\epsilon_{\text{linear}} (\%)$	1		
$u_{\text{method}} (\%)$	2.5	1.85	1.32
u_C	2.7	1.98	1.5
$U (\%)$	5.4	3.96	3

5.6. Contribuții personale

Aria efectivă este un parametru fundamental care caracterizează spațial iradianța profilului de fascicul laser într-un plan transversal. Deoarece aria efectivă este legată direct de fluența de vârf și de energia pulsului laser, este aplicabilă oricărui profil spațial real de fascicul.

În acest capitol am prezentat o modalitate de a măsura în timp real aria efectivă a unui fascicul într-un plan de interes definit (de exemplu planul probei), în conformitate cu definiția din standardul ISO a acestui parametru. Metoda folosește un analizor de fascicul pe bază de camera CCD și este aplicabilă în domeniul ultraviolet până în infraroșu apropiat. Efectul

energiei de fundal și acuratețea metodei au fost evaluate prin simulări numerice în programul software Matlab.

Simulările Matlab au arătat o caracteristică particulară surprinzătoare a măsurării ariei efective: pentru un zgomot de fundal constant, eroarea de măsură a ariei devine mai mare pentru diametre de fascicul mai mari. Acest lucru este contrar așteptărilor, deoarece un fascicul mai mare se presupune că este mai bine măsurabil.

Am aplicat această metodă pentru a măsura aria efectivă a trei profile de fascicul laser de dimensiuni diferite, la lungimea de undă de 1064 nm. Am folosit un analizor de fascicul cu senzor CCD cu o arie de 1200×1600 pixeli cu o gamă dinamică de 14 biți (16 384 nivele de gri), pentru diametre de fascicul de sute de pixeli. Incertitudinea extinsă a măsurărilor a fost calculată, obținând o valoare de $\sim 3\%$.

Că o concluzie generală, acuratețea metodei descrise mai sus depinde în principal de doi factori: caracteristicile camerei CCD (contrast, rezoluție spațială, gama dinamică, eficiența algoritmului de anulare a zgomotului) și de dimensiunea fasciculului măsurat în raport cu dimensiunea senzorului CCD.

Din literatura analizată nu există studii asemănătoare cu cele prezentate în acest capitol (analiza comportamentului ariei și diametrului efectiv în condiții de laborator și o metodă de măsurare și evaluare a incertitudinii măsurării).

Rezultatele originale din acest capitol au fost prezentate în [C10] și [C12] și într-un articol submis la revista Optical Engineering cu numărul 140540SS..

6. Măsurarea duratei efective a pulsurilor laser de ordinul nanosecundelor și femtosecundelor

În acest capitol voi descrie metoda utilizată pentru a măsura parametrul numit *durata efectivă a pulsului laser* așa cum este definit în standardul ISO 21254-1:2011. Abordarea este aplicată pentru a măsura pulsurile surselor laser folosite în cele două stații automate de măsurare a PDCL: un laser cu durată de nanosecunde cu un singur mod longitudinal de tip Q-switched Nd:YAG, și o sursă complet integrată de tip Ti:sapphire cu pulsuri de (150 - 400) fs și frecvență de repetiție de 2 kHz. Pentru comparație, durata la semi-înălțime a acelorași pulsuri este, de asemenea, măsurată. Sunt prezentate analiza și descrierea procesului de măsurare, rezultatele experimentale, precum și incertitudinile aferente. O incertitudine combinată mai mică se obține pentru durata efectivă a pulsului decât pentru durata la semi-înălțime a pulsurilor pentru fiecare scală de timp descrisă în experimente.

Acest lucru sugerează faptul că durata efectivă a pulsului este un parametru adecvat pentru a caracteriza durata pulsurilor în experimentele de determinare a pragului de distrugere în câmp laser.

Nu avem cunoștință de nici o lucrare sau studiu care să prezinte astfel de măsurări ale duratelor efective de puls și analize ale incertitudinilor acestor măsurări.

6.1. Introducere

În prezent, sursele laser cu durate de puls de nanosecunde și femtosecunde sunt utilizate pe scară largă în aplicații industriale și tehnologice, inclusiv micro- și nano-prelucrarea materialelor, caracterizarea componentelor optice, sau în domeniul aplicațiilor biomedicale. Mulți ani de experiență în interacția laserilor pulsați cu materiale, au demonstrat că un fascicul de bună calitate și puls de bună calitate, adică, un fascicul și un puls cu profile spațiale și temporale netede și stabile, fără fluctuații semnificative, sunt de cea mai mare importanță pentru toate experimentele. O motivație pentru acest studiu este implicarea mea în dezvoltarea și utilizarea a două stații automate pentru determinarea experimentală a pragului de distrugere în câmp laser, experimente realizate pe diferite materiale, precum și în măsurarea diferiților parametri ai fasciculelor laser care afectează rezultatul acestor experimente, în special pragul de distrugere în câmp laser (PDCL) [46,47].

Rezultatul acestor experimente este determinat în principal de caracteristicile energetice, spațiale, și temporale ale pulsurilor laser focalizate într-un plan transversal specificat, numit "planul probei". Distribuția iradianței pulsurilor laser în planul probei (densitatea de putere pe suprafață, măsurată în wați pe centimetru pătrat, de prea multe ori eronat numită "intensitate") este o cantitate importantă care însumează proprietățile energetice, spațiale, și temporale ale fasciculului laser pulsant focalizat. Este rezonabil să presupunem că într-un experiment de determinare a PDCL pe un anumit material sau pe o anumită componentă optică, fie pe suprafața fie în volum, iradianța de vârf inițiază distrugerea, în timp ce distribuția medie energetică a ariei (măsurată ca fiind diametrul efectiv al spotului sau *aria efectivă* [23]), precum și, distribuția medie energetică temporală (măsurată ca *durata efectivă a impulsului* [23]) sunt responsabile pentru morfologia specifică, topografia, precum și dimensiunea sitului distrus.

Pentru a evalua efectiv maximul iradiantei fasciculului laser în planul probei, măsurări exacte și precise, atât a distribuției fluenței (distribuția densității de energie pe suprafață, măsurată în jouli per centimetru pătrat) - inclusiv valoarea de vârf, precum și distribuția energiei instantanee (distribuția temporală a densității de energie, sau distribuția fluxului radiant, măsurată în wați) - inclusiv valoarea sa de vârf, precum și parametrii care definesc forma pulsului laser și durata, trebuie să fie măsurate. În afară de durata efectivă a pulsului recomandată de standardul ISO 21254-1 [23], alte caracteristici temporale ale pulsurilor laser sunt definite în standardul ISO 11554 [48]. Dintre acestea, durata la semi-înălțime (FWHM) a pulsului este utilizată frecvent pentru a caracteriza durata pulsului. Diferența dintre FWHM și durata efectivă a pulsului este importantă pentru acuratețea specificării exacte a pragului de distrugere.

O altă motivație pentru o măsurare precisă și corectă a duratei pulsurilor laser în general, și în mod special a duratei efective a pulsurilor, este necesitatea de a înțelege mecanismele fizice care conduc la distrugerii pentru diferite scale de timp [49]. Este cunoscut faptul că pragul de distrugere exprimat în fluență, parametrul laser reprezentativ menționat în prelucrarea și caracterizarea materialelor, depinde foarte mult de durata impulsurilor laser. Pentru durate de pulsuri în intervalul zeci de picosecunde până la zeci de nanosecunde, unele modele teoretice, precum și diverse experimente [50, 51], indică o dependență a duratei pulsului, t_p , aproximată cu factorul $t_p^{1/2}$ a pragului de distrugere exprimat în fluență, și corespunzător o dependență de $t_p^{-1/2}$ a pragului de distrugere exprimat în iradianță. Aceasta este o bună aproximare în concordanță cu determinările experimentale în care o scalare cu t_p^α , cu $\alpha = 0.3 - 0.6$ a fost determinat pe o varietate de materiale dielectrice sau metalice, pe o gamă de durate de puls de la 10 ps – 100 ps până la mai mult de 10 ns [52]. În această gamă de durate de puls, fenomenul predominant care induce defecte în material este considerat a fi expansiunea termică.

La limita opusă, pentru o scală de durate de puls de la sub-picosecunde la zeci de femtosecunde, sau chiar mai puțin, principalul mecanism de apariție al distrugerilor este un neechilibru, inițiat de o ionizare rapidă a materialului în zonă de interacție. Pentru această scală de timp foarte scurtă, dependența pragului de distrugere se îndepărtează de factorul de scalare $t_p^{1/2}$, devenind mult mai puțin dependența de durata pulsului.

În această lucrare vom presupune pentru simplitate, că în planul probei distribuția fluenței este independentă de distribuția temporală a energiei, și deci, proprietățile spațiale și temporale ale pulsului laser sunt decuplate. Această presupunere devine mai puțin valabilă pentru abordarea scalelor de timp de sute sau zeci de femtosecunde, datorită potențialelor cuplaje spatio-temporale pentru aceste tipuri de emisie luminoasă [53, 54].

Aceste pulsuri ultrascurte reprezintă o distribuție de câmp electromagnetic având un spectru larg de frecvențe, precum și cu o extindere spațială longitudinală (de-a lungul direcției de propagare), variind de la câteva zeci la câteva sute de lungimi de undă (λ) ale radiației, de obicei, mult mai scurtă decât mărimea lor laterală.

Pentru acest motiv denumirea de “pulsuri-disc” în loc de “fascicule pulsate”, sau mai simplu “fascicule” a fost sugerat să fie folosită pentru pulsuri laser ultrascurte [55].

Independent de tipul de mecanism ce duce la distrugere, sau scala de timp a pulsurilor laser, o măsurare exactă a profilului temporal al fasciculului și a parametrilor care caracterizează evoluția în timp a acestuia este o sarcină importantă și, uneori, netrivială, ceea ce duce la o corectă evaluare a iradnanței laser în planul probei.

Lucrări timpurii de măsurare a dependenței duratei pulsului de fluență și iradianța asupra pragului de distrugere consideră ca durata a impulsului t_p , durată de puls FWHM. Noul standard ISO 21254-1, precum și cele anterioare ISO 11254-1,2 recomandă să se folosească pentru definirea duratei pulsului t_p care caracterizează experimentele LIDT parametrul numit durata efectivă a pulsului, t_{eff} .

Cu toate acestea, aceste standarde nu oferă detalii cu privire la modul de măsurare a acestui paramteru, se precizează decât: să se utilizeze "instrumentele potrivite pentru analiza profilului temporal". Limite superioare ale incertitudinii frecvenței de repetiție a pulsului ($\pm 1\%$) și ale variației de puls-la-puls al maximului iradnanței ($\pm 20\%$ pentru impulsurile de nanosecunde și $\pm 25\%$ pentru impulsurile de femtosecunde). Din păcate, unele cerințe stricte cu privire la caracteristicile pulsurilor sunt vag definite, de asemenea, prezentate în, ca exemplu, maximul acceptat al variației aleatorii de "puls-la-puls a stabilității profilului temporal" de ($\pm 5\%$), fără o clară definire a parametrului amintit.

6.2. Definierea duratei efective a pulsurilor laser și principiul de măsurare

6.2.1. Definiție

Un puls este un eveniment temporal care durează un anumit timp. Noile standarde ISO 21254 și fostul standard ISO 11254, care se ocupă cu metodele de testare pentru determinarea pragului de distrugere în câmp laser a componentelor optice, au introdus un paramteru cu caracter de medie care caracterizează lungimea temporală a impulsului, numit durata efectivă a pulsului, notată t_{eff} . Durata efectivă a unui puls laser este definită ca raportul dintre energia totală a pulsului, Q , raportată la puterea de vârf, P_{pk} ,

$$t_{eff} = Q/P_{pk} \quad (6.1a)$$

unde energia totală a pulsului laser este definită ca fiind integrala în funcție de timp a puterii optice a unui singur puls laser $P(t)$, și t este variabilă independentă,

$$Q = \int_0^{\infty} P(t) dt \quad (6.1b)$$

În Ec. (6.1b) se presupune că măsurarea pulsului laser începe la un moment $t \geq 0$ (ales astfel încât să includă cea mai mică putere optică detectabilă) și se întinde pe o durată finită. Limita superioară a integralei din Ec. (6.1b) este aleasă în mod convențional infinit pentru a permite integrarea distribuției de energie a unui puls laser să scadă la zero după un timp finit suficient de lung; în practică, reprezintă o limită maximă finită de siguranță, să spunem t_M , după care $P(t)$ este practic zero. Pentru laserii pulsați, cu o anumită rată de repetiție, T , condiția necesară pentru t_M , este ca $T \geq t_M$.

Prin introducerea parametrului normalizat care caracterizează forma unui puls laser, și poate fi numit “profilul temporal al pulsului”, sau “forma temporală a pulsului”, $i(t)$, definit că

$$i(t) = P(t)/P_{pk} \quad (6.2)$$

durata efectivă a unui puls laser (utilizând ambele limite superioare de integrare, ∞ și t_M) poate fi exprimată ca:

$$t_{eff} = \int_0^{\infty} i(t) dt = \int_0^{t_M} i(t) dt \quad (6.3a)$$

Într-un sistem laser pulsant cu emisie repetitivă care are caracteristici temporale bune, se presupune că fluctuațiile puls-cu-puls ale lui $P(t)$ și $i(t)$ sunt rezonabil de mici. În testele PDCL care utilizează astfel de sisteme, că în testul S-on-1, acest așa numit “profil tipic al pulsului”, adică media profilelor temporale a unei anumite secvențe de pulsuri laser, achiziționate fie ca N pusuri succesive, sau reconstruite din mai multe pulsuri printr-un procedeu de eșantionare, la care se recomandă o rată de eșantionare fixă (vezi subclauza 6.2.6.4 din [23]).

Notam aici profilul tipic al pulsului (forma pulsului), ca $i_{tp}(t)$ și, respectiv, durata efectivă a unui impuls tipic este, asemănător cu cel din Ec. 6.3a.

$$t_{eff-tp} = \int_0^{t_M} i_{tp}(t) dt. \quad (6.3b)$$

Pentru experimente de determinare a PDCL este de dorit ca $P(t)$ și $i(t)$ să fie pe cât posibil de netede. Cu toate acestea, definițiile de mai sus (Ec. 6.1 - 6.3) pot fi aplicate la orice tip de profil temporal, inclusiv orice formă de puls real neanalitică sau cu modulații de ordin superior. Față de alți parametri de caracterizare a pulsurilor folosiți uzual, ca de exemplu durată la semi-înălțime, $t_{1/2}$, sau durata la 10 % din vârf, t_{10} , durata efectivă a pulsului se referă direct (prin Ec. (6.1)-(6.3)) la energia totală și puterea maximă a pulsului. De aceea, durata efectivă poate fi considerată un parametru fundamental când valoarea reală a maximului iradianței poate fi evaluat în planul probei. Durata efectivă a pulsului așa cum este definită mai sus, este uneori numită “durată echivalentă a pulsului” (vezi [56], p. 31).

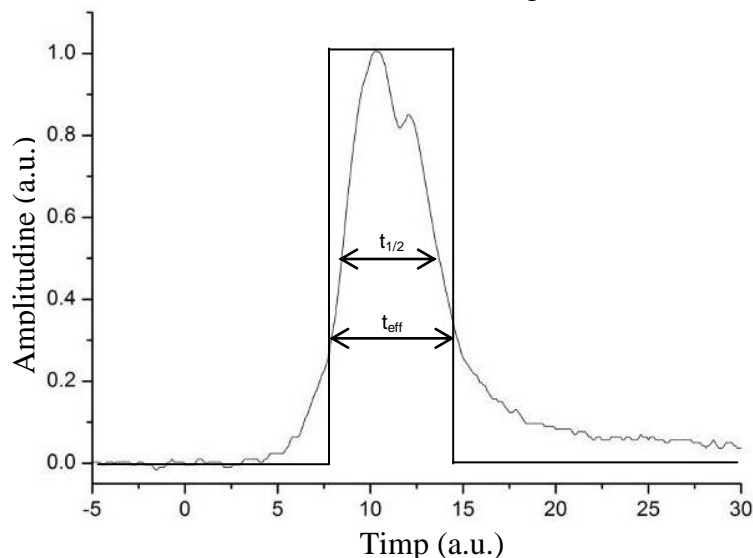


Fig. 6.1. Reprezentarea grafică a duratei efective, t_{eff} și a duratei la semi-înălțime (FWHM), $t_{1/2}$ a pulsurilor

Matematic Ec. 6.3. reprezintă o medie pe întreaga durată a pulsului, adică, durata unui puls ipotetic dreptunghiular având aceeași energie totală și același maxim al puterii ca pulsul real. Fig. 6.1 reprezintă definiția parametrului t_{eff} pentru o anumită formă de puls, în

comparație cu durata la semi-înălțime a aceluiași puls. Această definiție este justificată prin ipoteza că mecanismul de distrugere indus de pulsul laser, deși este inițiat de puterea de vârf, este în principal un rezultat mediu al interacției dintre pulsul laser și materialul testat.

6.2.2. Principiul de măsurare

Procedeu de măsurare are doi pași principali. În prima etapă, pe care o vom numi convențional etapa de achiziție de date, întreaga distribuție energetică a profilului temporal a unui singur puls (sau a unei secvențe de pulsuri aproape identice) este măsurată, afișată și înregistrată, obținând astfel forma pulsului $i(t)$ definită de Ec. (6.2) ca o funcție continuă în timp. În etapa a doua, pe care o vom denumi etapa de procesare, un profil de puls tipic $i_{tp}(t)$ este obținut din câteva profile $i(t)$ prin medierea datelor experimentale, și mai departe acest profil este procesat numeric pentru a calcula t_{eff-tp} utilizând Ec. (6.3b). Diferența principală dintre măsurarea pulsurilor de nanosecunde și măsurarea pulsurilor de femtosecunde constă în modul de obținere a funcției $i(t)$ pentru fiecare scală de timp, adică diferențele se regăsesc în prima etapă. De obicei această etapă include și câteva procesări de date care sunt făcute în local, la nivelul echipamentelor de măsură (osciloscop digital pentru pulsurile de nanosecunde sau dispozitivul GRENOUILLE pentru pulsurile de femtosecunde). Etapa a doua este similară în ambele cazuri și este făcută cu un software adițional, în afara sistemelor de detecție (offline), în cazul nostru se folosește MATLAB®. Cele două procedee de măsurare sunt ilustrate în Fig. 6.2.

În următoarele două secțiuni vom discuta detaliile măsurărilor pentru cele două scale de timp.

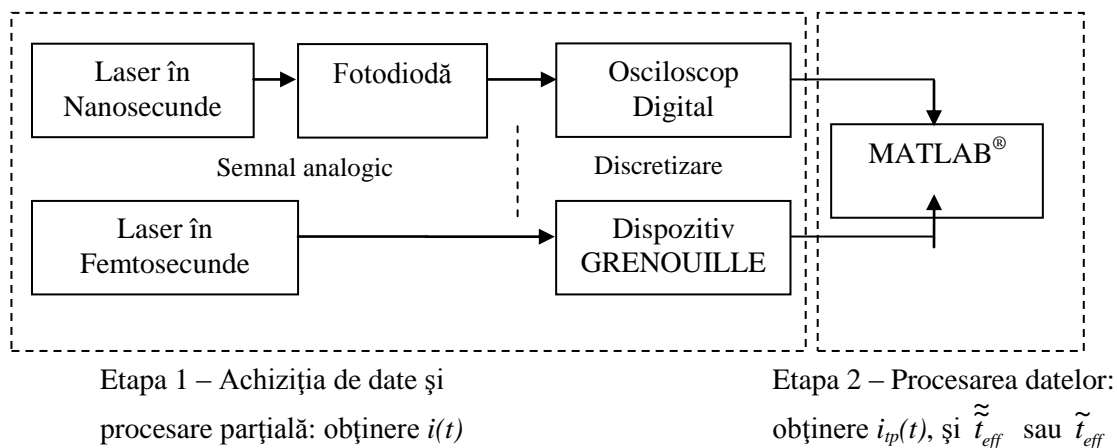


Fig. 6.2. Diagrama principiului de măsurare pentru t_{eff} . Etapa 1 corespunde achiziției de date și o procesare parțială pentru obținerea formei pulsului $i(t)$. Etapa 2 corespunde procesării datelor achiziționate printru obținerea pulsului tipic $i_{tp}(t)$, medierii rezultatelor duratei efective a pulsurilor, \tilde{t}_{eff} (pentru pulsurile de nanosecunde) sau \tilde{t}_{eff} (pentru pulsurile de femtosecunde), și incertitudinile combinate asociate u_C .

6.3. Scala de nanosecunde

6.3.1. Configurația și parametri de interes

Pentru pulsurile cu durate de nanosecunde, este folosit, pentru prima etapă, un sistem de detecție clasic care este compus dintr-o fotodiodă rapidă cuplată la un osciloscop de bandă largă. Fotodioda care lucrează în zona de liniaritate a gamei dinamice, generează un curent proporțional cu puterea luminoasă a fascicului în impulsuri incidentă pe aria senzorului (de obicei o fracțiune din puterea totală a pulsului). Acest curent este transformat de o rezistență de sarcină de valoare mică (de obicei 50 Ω) într-o tensiune măsurabilă, $V(t)$, care este afișată de osciloscop. Această tensiune, normalizată la valoarea ei maximă V_{pk} , definește forma pulsului $i(t)$ a unui singur puls laser:

$$i(t) = V(t)/V_{pk} \quad (6.4)$$

Rezultă că durata efectivă a unui singur puls laser poate fi exprimată din semnalele osciloscopului ca fiind

$$t_{eff} = \frac{1}{V_{pk}} \int_0^{t_M} V(t) dt, \quad (6.5)$$

unde limita îngralei t_M este aleasă astfel încât scala orizontală să afișeze întreagă distribuție temporală a unui singur puls laser. Corectitudinea măsurării este asigurată prin faptul că ambi parametri $V(t)$ and V_{pk} sunt proporționali cu puterea optică a pulsului laser $P(t)$ și respectiv valoarea sa maximă P_{pk} prin aceeași constantă de proporționalitate, k :

$$V(t) = kP(t) \quad (6.6a)$$

$$V_{pk} = kP_{pk} \quad (6.6b)$$

Parametrul k (exprimat în volți per wat) este o constantă a sistemului de detecție pentru o anumită lungime de undă a radiației laser și o geometrie fixă a modului de colectare a luminii de către fotodiodă, așa cum se specifică în [48].

$$k = \frac{1}{Q} \int_0^{\infty} V(t) dt \quad (6.7)$$

În etapa a doua a procesului de măsurare, un semnal tipic $V_{tp}(t)$ este obținut prin medierea numerică a formelor de undă ale tensiunilor $V(t)$ de la un număr de N pulsuri laser succesive. În final, durata efectivă a pulsurilor laser este determinată utilizând o relație similară cu Ec. (6.5) în care $V_{pk}(t)$ înlocuie $V(t)$ and V_{pk-tp} reprezintă maximumul tensiunii $V_{tp}(t)$:

$$t_{eff-tp} = \frac{1}{V_{pk-tp}} \int_0^{t_M} V_{tp}(t) dt = \frac{A}{V_{pk-tp}} \quad (6.8)$$

unde integrala este înlocuită cu A , reprezentând “aria” de sub forma de semnal tipică a tensiunii $V_{tp}(t)$, exprimată în volt*secundă. De obicei, osciloscopia modernă oferă posibilitatea de a realiza procesări numerice care duc la obținerea parametrilor $V_{tp}(t)$ și A . Aceste procesări numerice, pot fi realizate în afara sistemului de detecție utilizând de exemplu programul MATLAB[®]. În măsurările prezentate am verificat datele prin compararea rezultatelor obținute de la osciloscop și a rezultatelor calculate cu programul scris în MATLAB[®] și am obținut o bună concordanță a rezultatelor cu erorile și incertitudinile calculate.

Se va avea în vedere luarea unor măsuri de precauție pentru a măsura sau pentru a înregistra corect $i(t)$ în prima etapă a procesului de măsurare. Banda de frecvență a sistemului de detecție trebuie să fie suficient de largă astfel încât forma temporală a pulsului să fie corect reprodusă și nedistorsionată. Acest lucru implică asigurarea că timpul de creștere al întregului sistem de detecție (fotodiodă, osciloscop și alte dispozitive electronice asociate) să fie de cel puțin zece ori mai rapid decât cel mai rapid front (crescător sau descrescător) al pulsului luminos ce urmează să fie măsurat. În acest mod orice formă de puls, neanalitică sau puternic modulată, poate fi măsurată, făcând parametrul t_{eff} folositor și utilizabil.

6.3.2. Condiții pentru o bună acuratețe și precizie

Pentru a obține rezultate precise și cu o bună acuratețe, în măsurările pentru determinarea duratei efective a pulsului, încercăm să minimizăm contribuțiile zgomotului și ale nivelelor continue de semnal prin asigurarea a câteva condiții și corecții (notate C1-C4) în timpul procedurii de măsurare:

C1. Alegerea unei scale corespunzătoare pentru măsurarea semnalului de vârf din circuitul fotodiodei, V_{pk} . Utilizăm atenuatori absorbanți de densitate neutră pentru o atenuare corespunzătoare a semnalului ce urmează să fie măsurat, astfel încât semnalul de vârf V_{pk} să fie în zona de liniaritate a gamei dinamice de răspuns a fotodiodei, cât mai departe posibil de zgomot sau de nivelele continue, dar suficient de scăzut față de nivelul de saturație al fotodiodei. De asemenea, pentru a reduce nivelul de zgomot și a elimina pe cât posibil contribuția radiației ambiante am introdus în fața fotodiodei un filtru interferențial care transmite doar lungimea de undă a laserului.

C2. Scalarea corespunzătoare a semnalului pe axa verticală și axa orizontală a osciloscopului. Utilizăm întreaga rezoluție pe verticală a osciloscopului prin ajustarea scalei verticale astfel încât semnalul să umple întreaga gamă verticală de măsură. De asemenea se va selecta o scală pe orizontală corespunzătoare astfel încât întregul semnal să fie cuprins în fereastra de achiziție, inclusiv aripile semnalului, lungimea ferestrei orizontale de achiziție este parametrul t_M .

C3. Determinarea gamei dinamice utilizabile a sistemului de detecție. Așa cum este prezentat în C1 este de preferat ca maximul amplitudinii semnalului să fie cât mai mare posibil dar să fie în gama dinamică. Cu toate acestea, un nivel prea mare al parametrului V_{pk} poate distorsiona forma pulsului, lungind pulsul, din cauza neliniarității curbei de responsivitate din apropierea saturației fotodiodei. Pentru a determina gama dinamică utilizabilă a sistemului de detecție am măsurat gama relativă de independență a duratei la semi-înălțime corespunzător cu valoarea de vârf a semnalului V_{pk} , pe care o vom numi gama de liniaritate. Aceasta ne arată valorile utilizabile ale parametrului V_{pk} (și deci nivelul optic optim de atenuare) conducând la rezultate valide ale t_{eff} . Utilizăm durata la semi-înălțime pentru a determina gama de liniaritate deoarece este mai puțin sensibilă la zgomot și la nivele continue, decât durata efectivă a pulsului. Pentru a efectua această măsurătoare mai întâi obținem “profilul tipic al pulsului” prin medierea unui anumit număr de pulsuri, N , care

inclusiv zgomotul aferent (vezi Fig. 6.3). Această operație este realizată de către osciloscop. Din profilul tipic al pulsului măsurăm valoarea V_{pk-tp} , durată la semi-înălțime ale profilului și aria de sub forma de undă, definită de Ec. (6.8), și notată aici $A_{S\&N}$ pentru a arăta că include atât contribuția semnalului adevărat cât și zgomotul.

C4. Măsurarea zgomotului și a nivelului continuu și aplicarea corecțiilor pentru acestea. Durata efectivă a pulsului t_{eff} , este mult mai dependentă de zgomot și de nivelul continuu decât durata la semi-înălțime, $t_{1/2}$, deoarece cel dintâi integrează zgomotul, deci fără o astfel de măsurare și corecție există riscul de a avea erori considerabile ale valorii t_{eff} . Pentru a măsura corect durata efectivă a pulsului tipic utilizăm mai întâi o gamă corespunzătoare pentru maximul semnalului, în mijlocul gamei de liniaritate (vezi Fig. 6.4), și măsurăm aria $A_{S\&N}$ așa cum este arătat mai sus. După aceea, măsurăm contribuția zgomotului și a nivelului continuu la aria $A_{S\&N}$, prin blocarea fasciculului laser și măsurarea ariei prin integrarea doar a zgomotului și a nivelului continuu, A_N , prin achiziția și medierea a $N = 50$ de evenimente succesive fără semnal util pe fotodiodă. În final obținem aria corectă și corectată, A_S , prin scăderea A_N din valoarea $A_{S\&N}$:

$$A_S = A_{S\&N} - A_N \quad (6.9)$$

Din Ec. (6.5) – (6.9), durata efectivă a pulsurilor laser măsurate poate fi calculată utilizând relația:

$$t_{eff-tp} = A_S / V_{pk-tp} \quad (6.10)$$

Această scădere (Ec. (6.9)) este un pas esențial pentru a obține valori corecte pentru t_{eff-tp} .

6.3.3. Rezultate experimentale: măsurări directe și diverse medieri

Am aplicat procedura cu precauțiile menționate mai sus pentru măsura durată efectivă a unei surse laser tip Brilliant B10-SLM (Quantel).

Toate măsurările și rezultatele descrise în această subsecțiune și în următoarea sunt obținute utilizând numai pulsuri tipice. Fiecare profil de puls tipic reprezintă media numerică a $N = 50$ de profile laser succesive. Pentru a simplifica notațiile pentru diferite medieri vom introduce mai jos subscriptul „-tp” pentru parametrii asociați unui puls tipic.

Fig. 6.3 arată un profil tipic de puls achiziționat cu osciloscopul în conformitate cu condițiile de măsurare C1-C4 menționate mai sus.

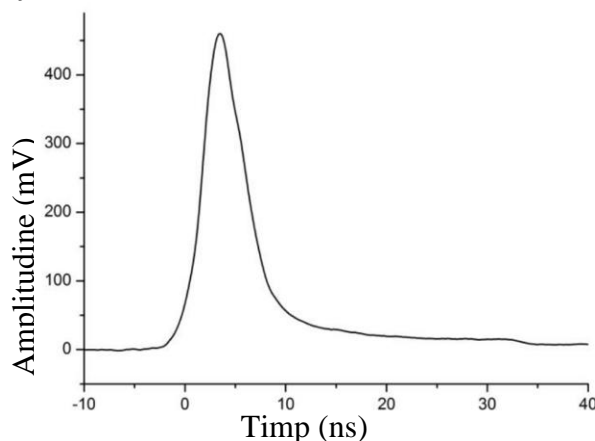


Fig. 6.3. Profilul tipic de puls afișat ca medie a profilelor de tensiune, $V_{tp}(t)$.

Gama dinamică utilizabilă a sistemului de detecție, după cum este descris în C3, a fost evaluată prin măsurarea duratei la semi-înălțime, $t_{1/2}$, a unui profil tipic de puls, în funcție de valoarea maximă a răspunsului fotodiodei, V_{pk} . Fig. 6.4 prezintă măsurarea valorilor $t_{1/2}$ și t_{eff} versus semnalul maxim V_{pk} . Gama liniară a fotodiodei se întinde de la valori de 90 mV până la 850 mV. În această gamă $t_{1/2}$ are o valoare medie de $\bar{t}_{1/2} = 4.45$ ns, cu o abatere standard de $\sigma_{1/2} \approx 1\%$, și t_{eff} are o valoare medie $\bar{t}_{eff} = 5.76$ ns, cu o abatere standard de $\sigma_{eff} \approx 1\%$. Curba t_{eff} versus V_{pk} a fost obținută folosind Ec. (6.5)-(6.10) în conformitate cu C4 menționat mai sus. De observat în Fig. 6.4 îndepărtarea mai puternică de valorile mediilor lor a valorilor t_{eff} comparativ cu $t_{1/2}$ pentru o valoare a V_{pk} mai mare decât gama de liniaritate a fotodiodei.

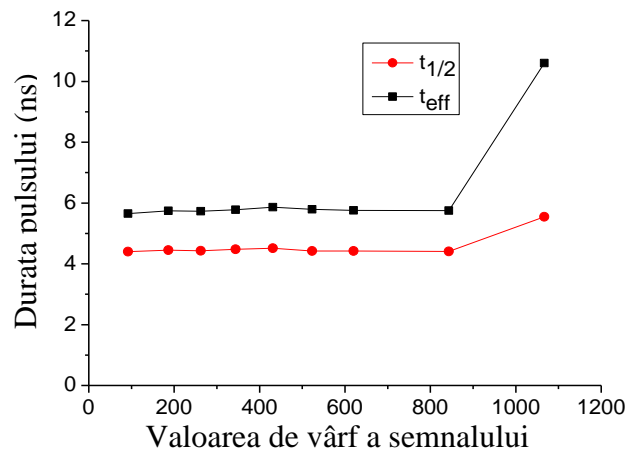


Fig. 6.4. Durata la semi-înălțime (FWHM), $t_{1/2-tp}$, și durata efectivă, t_{eff-tp} , a profilului tipic de puls versus valoarea de vârf a semnalului măsurat, V_{pk-tp} . Valorile medii în gama de liniaritate a fotodiodei sunt $\bar{t}_{1/2} = (4.45 \pm 0.05)$ ns, respectiv $\bar{t}_{eff} = (5.76 \pm 0.06)$ ns.

În consecință, vom considera în experimentele noastre o valoare a V_{pk} în mijlocul gamei de liniaritate adică, $V_{pk} \approx 400$ mV este o valoare bună de lucru.

Pentru a crește precizia măsurărilor lui t_{eff} , zece pulsuri tipice sunt măsurate independent utilizând condițiile și procedurile de corecție de la C3 și C4 menționate mai sus (adică o valoare constantă a V_{pk} apropiată de 400 mV și aplicând corecțiile pentru zgomot și nivel continuu). Rezultatul mediat al acestor zece măsurări, notat cu \tilde{t}_{eff} , are valoarea de 5.80 ns cu o abatere standard relativă de $\sigma_{teff} \approx 0.5\%$. Am măsurat, de asemenea, timpul de creștere, t_{r-meas} , și timpul de descreștere, t_{f-meas} , ale unui puls tipic, pentru a fi utilizate mai departe în calculul erorilor, și am obținut $t_{r-meas} = 2.9$ ns, și $t_{f-meas} = 6.4$ ns. Prin aplicarea mai departe a corecțiilor, descrise în secțiunea următoare, rezultatul final, adică, durata efectivă a pulsului corectată (mediată pe zece profile de puls tipic), notată cu $\tilde{\tilde{t}}_{eff}$, este obținut. Timpul de descreștere t_{f-meas} este semnificativ mai mare decât timpul de creștere măsurat t_{r-meas} și, deci, influența sa asupra acurateții măsurărilor a fost neglijat. Altfel, corecțiile pentru $\tilde{\tilde{t}}_{eff}$ trebuie să includă și contribuția timpului de descreștere.

6.3.4. Corecții, bugetul erorilor, și incertitudinea combinată a măsurărilor

Incertitudinea standard relativă combinată a rezultatului măsurărilor, u_C , este obținută prin adunarea pătratică a incertitudinilor de tip A, u_A , obținute prin analiza statistică a seturilor de măsurări ale lui \tilde{t}_{eff} , și incertitudinile standard de tip B, u_B , produse de calibrări și de erorile sistematice [24]24:

$$u_C^2 = u_A^2 + u_B^2 \quad (6.11)$$

Incertitudinea relativă standard de tip A, u_A , este data de abaterea standard relativă, σ_{teff} , a măsurărilor pentru a determina \tilde{t}_{eff} , $u_A = \sigma_{teff}$, menționată în subsecțiunea precedentă. Pentru a evalua incertitudinea u_B , două erori sistematice sunt importante, și pot fi corectate, după cum sunt prezentate mai jos.

- Eroarea datorată limitei finite a benzii de frecvență (sau a timpului de creștere diferit de zero) a sistemului de măsură (fotodiodă și osciloscop).

Banda finită a sistemului de măsură se comportă ca un filtru trece jos care lungește profilul temporal al pulsului măsurat. Această eroare poate fi estimată și apoi corectată, prin utilizarea unei ecuații cunoscute, a cărei validitate este pe larg analizată și discutată în [57]:

$$t_{r-meas} = (t_r^2 + t_{r-c}^2)^{1/2} \quad (6.12)$$

unde t_r este timpul de creștere al pulsului incident pe apertura fotodiodei și t_{r-c} este timpul de creștere combinat al fotodiodei și al osciloscopului, dat de

$$t_{r-c} = (t_{r-PD}^2 + t_{r-Osc}^2)^{1/2} \quad (6.13)$$

În Ec. (6.13) t_{r-PD} , t_{r-Osc} indică timpul de creștere al fotodiodei și respectiv al osciloscopului. De notat că în [57] numai timpul de creștere al osciloscopului este considerat în calcule. Aici, am asimilat timpul nostru de creștere cu timpul de creștere al osciloscopului din [57]. Pentru a calcula timpul de creștere al fotodiodei t_{r-PD} din specificațiile tehnice ale benzii de frecvență, este folosită relația generală $\tau_r \times B = 0.35$, unde τ_r și B reprezintă timpul de creștere și banda de frecvență a unei componente sau respectiv al unui dispozitiv. O confirmare pe larg a acestei relații clasice este data de asemenea în [57].

Pentru o bandă definită de 2 GHz este obținută o valoare de $t_{r-PD} = 0.18$ ns. Pentru t_{r-Osc} folosim o valoare dată de producător, $t_{r-Osc} = 0.30$ ns, în locul relației utilizate mai sus, în ciuda benzii specificate de 1 GHz a osciloscopului [58] utilizând aceste valori în Ec. (6.12) și Ec. (6.13) împreună cu valoarea $t_{r-meas} = 2.9$ ns, obținem $t_{r-c} = 0.35$ ns și timpul de creștere al pulsului laser $t_r = 2.88$ ns.

Din t_r și t_{r-meas} definim și calculăm *factorul de corecție al timpului de creștere*, F :

$$F = t_r/t_{r-meas} \quad (6.14)$$

Valoarea obținută este $F = 0.99$, corespunzătoare unui raport al $t_r/t_{r-c} = 8.2$. Acest rezultat este în concordanță cu simulările efectuate în [57]. Deoarece timpul de creștere al pulsului este mult mai mare decât timpul de creștere combinat al fotodiodei și al osciloscopului, estimarea pătratică, Ec. (6.12), se comportă corect [57]. Pentru a corecta erorile apărute la măsurarea t_{eff} din cauza benzii de frecvențe finite a sistemului de detecție, aplicăm același factor de corecție F din Ec. (6.14), parametrului măsurat \tilde{t}_{eff} , pentru a obține valoarea corectă, notată aici $\tilde{\tilde{t}}_{eff}$,

$$\tilde{\tilde{t}}_{eff} = F \tilde{t}_{eff} \quad (6.15)$$

După ce această corecție este aplicată, este obținută valoarea corectată $\tilde{\tilde{t}}_{eff} = 5.74$ ns.

- Eroarea datorată calibrării bazei de timp a osciloscopului.

Aceasta este o altă posibilă contribuție sistematică la incertitudinea de tip B. În conformitate cu specificațiile osciloscopului DPO 7104, acuratețea măsurărilor bazei de timp, exprimată ca eroare absolută RMS (aici notată simplu RMS), poate fi estimată cu relația [58]:

$$RMS = \frac{0.06}{\text{rata esantionare}} + 2.5\text{ppm} \times (\text{valoarea bazei de timp}) \quad (6.16)$$

Utilizând valorile pentru experimentul nostru: rata de eșantionare 10 GS/s, baza de timp 5ns/div și valoarea maximă a intervalului afișat 50 ns, din Ec. (6.16) rezultă o valoare a $RMS \approx 6.3$ ps, incluzând corecția pentru acuratețea bazei de timp din cauza vârstei osciloscopului (vezi [58], pg. 11). Această valoare este neglijabilă pentru bugetul erorilor în experimentul nostru.

La final, utilizând Ec. (6.11), incertitudinea standard combinată a parametrului măsurat t_{eff} , notată u_{Cteff} , include doar contribuția incertitudinilor de tip A, u_{Ateff} .

$$u_{Cteff} = u_{Ateff} = \sigma_{eff} \approx 0.5 \% \quad (6.17)$$

Rezultatul bun obținut este datorat bunei stabilități a profilului temporal al pulsurilor laser datorat modului unic longitudinal de funcționare a laserului și faptului că rezoluția temporală combinată a sistemului de măsură, t_{r-c} , este semnificativ mai mică decât timpul de creștere al pulsului laser $t_{r-c}/t_r \approx 12$ %. De reținut că un profil temporal instabil va cauza o creștere semnificativă a incertitudinii de tip A. Rezultatul final pentru durata efectivă a pulsului este $\tilde{t}_{eff} = 5.73 \text{ ns} \pm 0.03 \text{ ns}$, sau $\tilde{t}_{eff} = 5.74 \text{ ns} \pm 0.5$ %.

Media duratei la semi-înălțime a zece profile tipice de puls a fost de asemenea măsurată. Incertitudinea corespunzătoare are un subscript adițional "t1/2". Valoarea ei este $\tilde{t}_{1/2} = 4.51$ ns cu o abatere standard relativă care cuprinde doar incertitudinea de tip A $u_{At1/2} = \sigma_{t1/2} \approx 1$ %. Aplicând același factor de corecție F datorat benzii de frecvență finite a osciloscopului, valoarea finală corectată, notată $\tilde{t}_{1/2} = 4.47 \text{ ns} \pm 0.05 \text{ ns}$, corespunzătoare unei incertitudini combinate de $u_{Ct1/2} = u_{At1/2} \approx 1$ %. De observat că incertitudinea de tip A pentru durata la semi-înălțime este dublă față de incertitudinea duratei efective a pulsului. Deoarece nici o incertitudine de tip B nu a fost implicată același lucru este valabil și pentru incertitudinile combinate ale celor două mărimi.

6.4. Scala de femtosecunde

În peste 50 de ani de cercetare în domeniul laserilor, termenul "pulsuri ultrascurte de lumină" a fost folosit pentru a descrie cele mai scurte pulsuri laser disponibile experimental, de la pulsurile de nanosecunde ale primilor laseri în regim Q-switched până la pulsurile de femtosecunde sau chiar sute de attosecunde ale laserilor moderni din zilele noastre. Aici folosesc acest termen pentru a descrie pulsuri laser cu durate pornind de la zeci de femtosecunde până la sute de femtosecunde. Asemenea pulsuri au o bandă de frecvențe foarte largă și de obicei nu pot fi măsurate în timp real cu instrumente care nu au o rezoluție temporală mai scurtă decât pulsurile măsurate. În schimb, tehnici moderne de măsurare ca de exemplu măsurări de autocorelare spectrală permit reconstituirea formei pulsului și a duratei sale, în același timp cu caracteristicile sale spectrale [57].

În prima parte a acestui paragraf, voi menționa principalii parametri care descriu pulsurile ultrascurte, unii din ei folosiți pentru exprimarea duratei efective a pulsurilor de acest fel, și considerentele principalelor caracteristici ale sistemelor de detecție pentru măsurarea pulsurilor de acest fel, bazate pe tehnica FROG (Frequency-Resolved Optical Gating). La final, vom descrie rezultatele măsurărilor duratei efective a pulsurilor de femtosecunde,

obținute utilizând un dispozitiv GRENOUILLE (**GR**ating-**E**liminated no-**N**onsense **O**bservation of Ultrafast Incident Laser Light **E**-fields), care este un sistem simplificat de tip FROG.

6.4.1. Formalismul utilizat de dispozitivele pentru măsurarea pulsurilor ultracurte

În formalismul pulsurilor ultracurte, pentru simplificare, este utilizată doar dependența de timp $e(t)$ a câmpului electric din puls. Caracterul vectorial, ca și dependența spațială a câmpului electric sunt ignorate (vezi [56], pg. 11-13, [59]). Componenta instantanee a câmpului electric $e(t)$ poate fi scrisă ca:

$$e(t) = i(t)^{1/2} \cos[\omega_0 t - \phi(t)] = (1/2)i(t)^{1/2} \exp\{j[\omega_0 t - \phi(t)] + c.c.\} \quad (6.18)$$

unde ω_0 este frecvența unghiulară optică centrală, de ordinul a 10^{15} rad·s⁻¹, $i(t)$ descrie dependența de timp a puterii optice a pulsului (forma temporală a pulsului), $\phi(t)$ reprezintă dependența de timp a fazei pulsului, c.c. reprezintă termenul complex conjugat necesar ca să avem câmpul pulsului cu componenta reală, și j este unitatea imaginară, $j^2 = -1$. Ignorând termenul complex conjugat și factorul exponențial $\exp(j\omega_0 t)$ care variază rapid, o anvelopă de formă complexă $E(t)$ a câmpului electric al pulsului este definită că

$$E(t) = i(t)^{1/2} \times \exp[-j\phi(t)] \quad (6.19)$$

Ec. (6.19) poate fi rezolvată pentru dependența de timp a formei temporale a pulsului $i(t)$ și faza $\phi(t)$

$$i(t) = |E(t)|^2 \quad (6.20a)$$

$$\phi(t) = -\text{Im}\{\ln[E(t)]\} \quad (6.20b)$$

Deoarece în Ec. (6.18) și Ec. (6.19) constante ca permitivitatea electrică a vidului și viteza luminii au fost omise, parametrii $e(t)$, $|E(t)|$, și $i(t)$ definiți mai sus reprezintă parametri normați, adimensionali care descriu doar caracteristicile temporale ale pulsurilor ultracurte: câmpul electric instantaneu, amplitudinea câmpului electric complex și respectiv profilul puterii optice (sau profilul pulsului, Ec. (6.2) și Ec. (6.20a)). De remarcat că $i(t)$ este numit uneori “intensitate”, deși nu oferă informații cu privire la valoarea locală a iradiantei.

Deși pentru măsurările noastre principalul parametru de interes este $i(t)$ dispozitivul FROG și GRENOUILLE este capabil să efectueze o caracterizare aproape completă a pulsurilor ultracurte, măsurând nu numai $i(t)$, dar și $\phi(t)$ și transformatele lor Fourier, puterea spectrală și faza spectrală a pulsului [58, 60, 61, 62, 63]. O descriere detaliată a FROG poate fi găsită în [58, 60, 61]. GRENOUILLE este o variantă simplificată de FROG, care are la baza câteva îmbunătățiri, care nu vor fi discutate aici [58, 62, 63]. Este suficient să menționăm că dispozitivele GRENOUILLE sunt capabile să măsoare pulsuri de până la 50 fs (vezi [56], pg 234). Rezultatul măsurării este afișat pe un grafic timp-frecvența (la prima vedere în timp real) calculat, numit “trasa reconstituită”. Această trasă este obținută prin măsurarea optică și apoi convertirea în informație temporal-spectrală a celor două coordonate x, y ale camerei CCD.

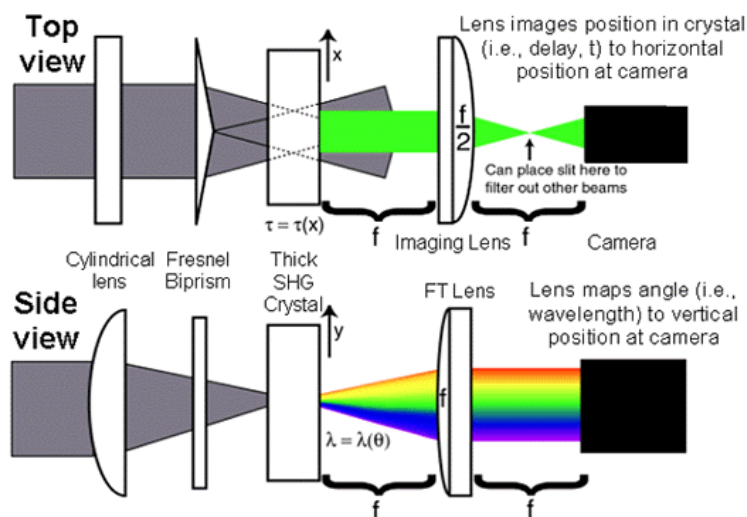


Fig.6.5. Diagrama drumului optic prin dispozitivul GRENOUILLE

În mod asemănător, trasa poate fi văzută ca afișarea în spațiu-fază a profilului temporal al pulsului ultracurt, prin scalarea lungimilor de undă ale spectrului în frecvențe optice. Dimensiunea pe orizontală a trasei este o măsură a duratei pulsului; dimensiunea pe verticală este o măsură a lărgimii spectrale; iar aria este o măsură a produsului timp-bandă a pulsului. Pentru a obține profilul temporal al pulsului $i(t)$ și profilul temporal al fazei $\phi(t)$ din trasă, un algoritm iterativ de reconstituire calculează continuu datele măsurate și afișează reconstituirea pulsului cu o rată de 20 Hz (vezi [56], pg 157-179). Prin urmare aceste dispozitive sunt dispozitive cu rată de eșantionare. Conform analizei făcută în secțiunea 6.2.2 etapa de culegere a datelor (prima etapă) este făcută intern în dispozitiv. Rezultatul afișat, $i(t)$, poate fi considerat ca fiind un singur puls cu toate că reprezintă media mai multor pulsuri procesate. O formă tipică de puls $i_{tp}(t)$ este obținută în etapa a doua, prin medierea datelor de la N profile succesive individuale $i(t)$ afișate. Din aceste profile tipice sunt calculate valorile t_{eff-tp} , ca și $t_{1/2-tp}$ utilizând Ec. (6.3b). Prin măsurarea și apoi medierea a câteva profile tipice, sunt obținute valorile mediate pentru durata efectivă și pentru durata la semi-înălțime a pulsului, notate \tilde{t}_{eff} , și respectiv $\tilde{t}_{1/2}$, ca în cazul pulsurilor de nanosecunde. Având ca date de intrare profilul de puls tipic, toate calculele sunt făcute în afara dispozitivului GRENOUILLE și a programului software asociat, utilizând programul MATLAB[®]. De reținut că de curând, a fost anunțată construirea unui dispozitiv de tip FROG care poate să măsoare pulsuri în gamă de nanosecunde, care, atunci când va fi disponibil comercial, este posibil să ofere o variantă mai ieftină pentru a măsura astfel de pulsuri laser [43].

6.4.2. Măsurarea duratei efective a pulsurilor cu GRENOUILLE

Laserul utilizat în experimentul nostru este un sistem complet integrat Ti:sapphire cu pulsuri în femtosecunde CPA-2101 (Clark-MXR, Inc.) care produce un tren de pulsuri cu durata $t_{1/2} \sim (200 - 300)$ fs, energia per puls 0.6 mJ, cu o rată de repetiție de 2 kHz, la lungimea de undă de 775 nm. Pentru a măsura pulsurile produse de acest laser utilizăm un dispozitiv GRENOUILLE 8-50 (Swamp Optics), cu următoarele caracteristici principale: gama de lungimi de undă 700 nm – 1100 nm; gama de durate de puls 50 fs – 500 fs; rezoluția spectrală 2 nm; acuratețea intensității $i(t)$ - 2%; acuratețea fazei $\phi(t)$ - 0.01 rad; sensibilitate (la 1 kHz frecvență de repetiție a pulsurilor) - 100 μ W (100 nJ); starea de polarizare necesară la intrare - liniară.

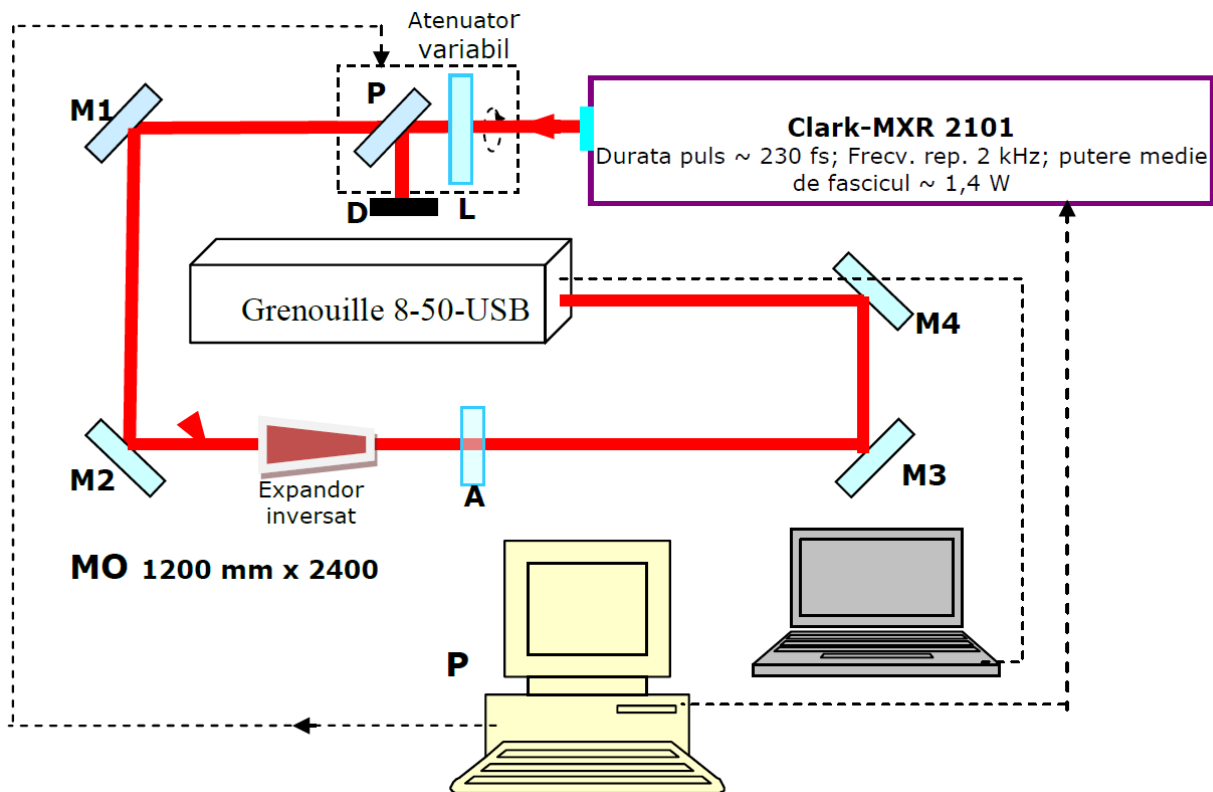


Fig.6.6. Schema experimentală pentru măsurarea duratei efective a pulsurilor de femtosecunde

De remarcat că aceste specificații sunt dependente de lungimea de undă din cauza dispersiei [63]. Pentru măsurări am urmat pașii descriși în paragraful 6.2.2.

- Pasul 1 al procesului de măsurare constă în alinierea dispozitivului GRENOUILLE în calea fascicului și ajustarea lui pentru a măsura o trasă și pentru a afișa forma corespunzătoare a pulsului $i(t)$. Acest pas este realizat prin următorii subpași:

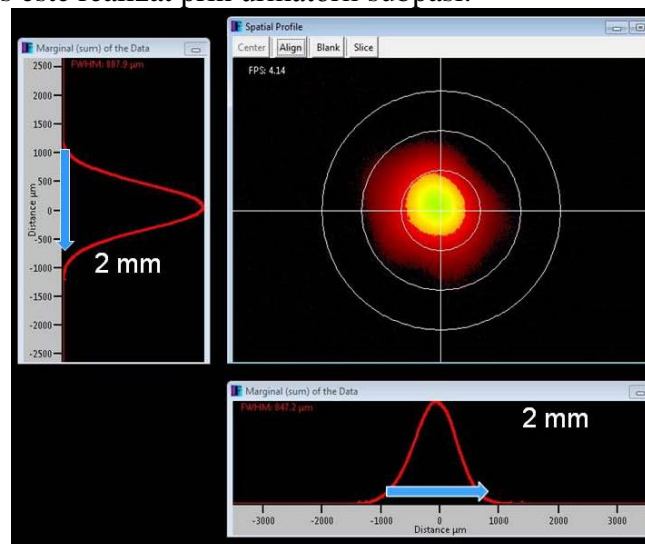


Fig.6.7. Imaginea profilului spațial măsurat cu camera CCD a dispozitivului Grenouille

1. Utilizând două oglinzi reglabile, fasciculul incident este aliniat astfel încât să fie simultan centrat atât pe apertura de intrare de tip iris cât și pe reticulul din imaginea de la camera CCD în modul de vizualizare spațial. Pentru aceasta este utilizată opțiunea "Space Mode" a softului "QuickFrog" dedicat.

2. Când fasciculul apare în fereastra profilului spațial, folosim un atenuator pentru a optimiza nivelul de putere al fascicului puțin sub nivelul de saturație al camerei CCD. Camera trebuie să intercepteze întreaga distribuție spațială a fascicului incident.

Contribuții la dezvoltarea unor stații automate de caracterizare a rezistenței mat. și comp. optice în câmp laser

Dispozitivul GRENOUILLE este optimizat pentru funcționarea cu fascicule colimate cu diametrul între 2 mm și 4 mm, dar chiar și diametre mai mari de fascicul sunt de obicei tolerate.

3. Direcția de polarizare liniară a fascicului incident este reglată astfel încât să fie aliniată cu săgeata indicatoare de lângă apertura de intrare a dispozitivului.

4. Comutând de pe modul spațial pe modul temporal - "Time mode" al softului, se verifică simetria trasei afișate pe ecranul calculatorului și se ajustează ușor dacă este necesar. Trasa trebuie să fie prin legile fizicii simetrică, cu axa de simetrie delay = 0 (simetrie stângadreapta), ajustările care sunt posibile pentru simetrizarea trasei sunt: o ajustare fină a realinierii fascicului sau filtrarea spațială a fascicului. Asimetria care mai rămâne după ajustări indică o variație spațială a frecvențelor fascicului (CHIRP). Odată cu ajustarea simetriei trasei, profilul temporal reconstituit $i(t)$ al pulsului incidente este afișat pe calculator și poate fi extras pentru a calcula valorile parametrilor t_{eff} și $t_{1/2}$.

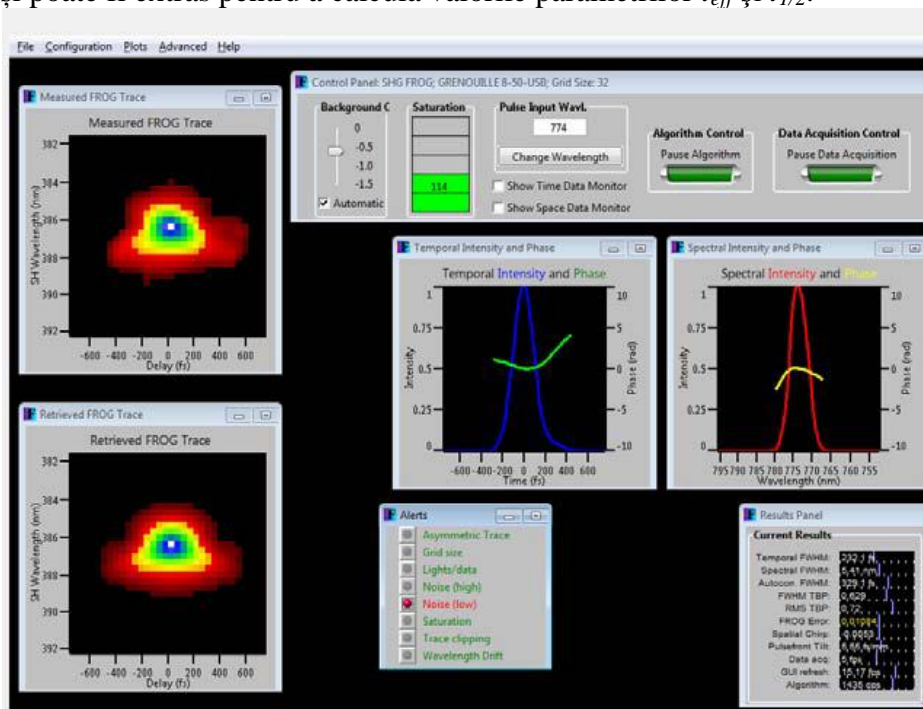


Fig. 6.8. Interfața grafică Grenouille cu rezultatele măsurării pulsului de femtosecunde emise de laserul Clark 2101. Stânga: Trasa măsurată (sus); Trasa reconstituită (jos); Dreapta: profilul temporal de intensitate (albastru), Faza temporală (verde); Intensitatea spectrală (roșu); Faza spectrală (galben); Jos: detaliu cu rezultatele măsurării.

- Etapa a doua a procesului de măsurare constă în obținerea formei tipice de puls, $i_{tp}(t)$, prin medierea datelor a N trase și procesarea datelor pentru obținerea t_{eff-tp} . Această etapă este realizată prin realizarea următoarelor subetape:

5. Fișierele cu date ale N = 10 profile afișate $i(t)$ sunt salvate și din ele este calculat un profil tipic de puls $i_{tp}(t)$; durata efectivă, notată t_{eff-tp} , a acestui profil tipic de puls este calculată folosind Ec. (6.3b). Durata la semi-înălțime a acestui profil tipic, notată $t_{1/2-tp}$, este și ea calculată. Aceste calcule sunt făcute în MATLAB®.

6. Pentru a crește precizia rezultatelor, zece astfel de măsurări ale t_{eff-tp} sunt făcute, și este calculată media și abaterea standard. Calcule similare sunt efectuate pentru a obține $\tilde{t}_{1/2}$ și $\sigma_{t1/2}$.

7. O estimare a incertitudinii combinate este realizată. Pentru incertitudinea de tip B vom considera valorile date în specificațiile tehnice ale dispozitivului GRENOUILLE cu privire la măsurarea $i(t)$. De asemenea, în comparație cu cazul pulsului de nanosecunde, aici nu mai avem o corecție suplimentară a valorilor \tilde{t}_{eff} și $\tilde{t}_{1/2}$. De aceea, valorile medii ale

Contribuții la dezvoltarea unor stații automate de caracterizare a rezistenței mat. și comp. optice în câmp laser

\tilde{t}_{eff} și $\tilde{t}_{1/2}$ rămân aceleași după calculul incertitudinii combinate (în notații echivalente cu cele utilizate la pulsurile de nanosecunde, vom avea $\tilde{\tilde{t}}_{eff} = \tilde{t}_{eff}$ și $\tilde{\tilde{t}}_{1/2} = \tilde{t}_{1/2}$; de aceea nu va mai fi nevoie să utilizăm notațiile $\tilde{\tilde{t}}_{eff}$ și $\tilde{\tilde{t}}_{1/2}$. Incertitudinea combinată u_C , conține contribuții de la ambele tipuri de incertitudinii, A și B.

6.4.3. Rezultate experimentale, bugetul erorilor și incertitudinea combinată a măsurărilor

În Fig. 6.9 avem unele din principalele rezultate generate de GRENOUILLE: o trasă măsurată și un profil temporal tipic reconstituit $i_{tp}(t)$ din $N = 10$ profile individuale $i(t)$.

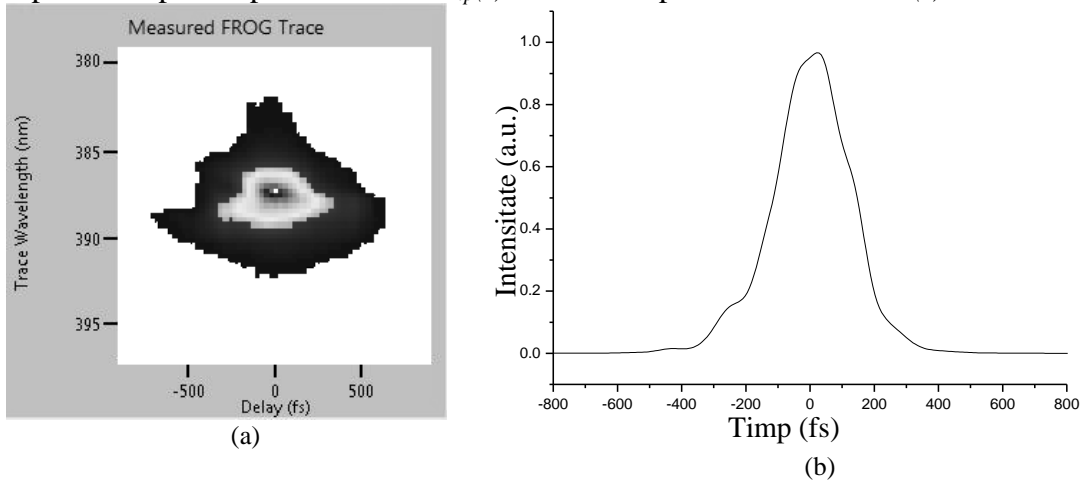


Fig. 6.9. Rezultatele GRENOUILLE: (a) Trasă măsurată în timp real. (b) Profilul temporal reconstituit al pulsului tipic, $i_{tp}(t)$.

Utilizând procedura descrisă mai sus, am măsurat zece profile tipice de puls și am calculat pentru fiecare dintre ele t_{eff-tp} , $t_{1/2-tp}$ și valorile mediilor și abaterilor standard pentru ele. Fig. 6.10 prezintă datele experimentale pentru aceste zece măsurări în funcție de timp.

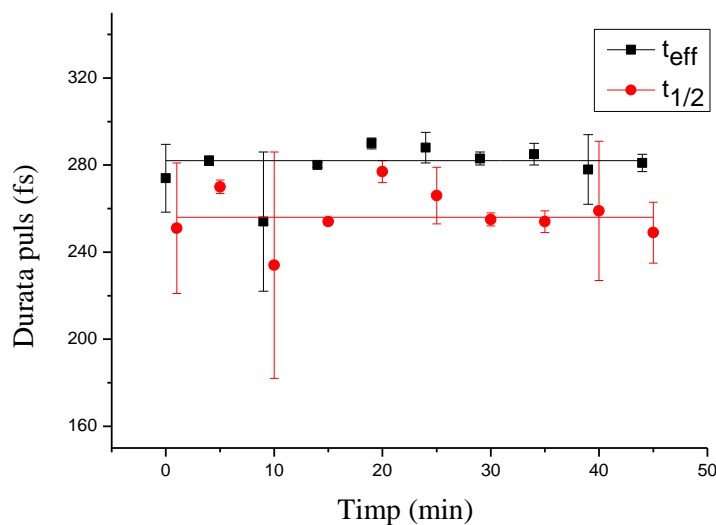


Fig. 6.10. Datele experimentale pentru laserul în femtosecunde: t_{eff-tp} (pătrate negre) și $t_{1/2-tp}$ (puncte roșii) și fitarea liniară a punctelor. Valorile medii sunt: $\tilde{t}_{eff} = 280$ fs, $u_{Ateff} = \sigma_{teff} \approx 4\%$, și $\tilde{t}_{1/2} = 260$ fs, $u_{A1/2} = \sigma_{t1/2} \approx 6\%$.

Din aceste date obținem rezultatele ca valori mediate: $\tilde{t}_{eff} = 280$ fs, $u_{Ateff} = \sigma_{teff} \approx 4$ %, și $\tilde{t}_{1/2} = 260$ fs, $u_{At1/2} = \sigma_{t1/2} \approx 6$ %, abaterea standard relativă include incertitudinile de tip A. De observat că la fel că în cazul pulsurilor de nanosecunde, valorile \tilde{t}_{eff} prezintă fluctuații mai mici decât valorile $\tilde{t}_{1/2}$. Pentru măsurările PDCL, considerând că acest comportament este monoton în timpul funcționării laserului, este un indicator favorabil că durata efectivă a pulsului are fluctuații mai mici, și, deci, un parametru adecvat pentru caracterizarea pragului de distrugere, comparativ cu durata la semi-înălțime a pulsului.

Incertitudinea standard relativă combinată pentru durata efectivă a pulsului este, conform Ec. (6.11),

$$u_{Cteff}^2 = u_{Ateff}^2 + u_B^2 = \sigma_{teff}^2 + u_B^2 \quad (6.21)$$

unde incertitudinea u_B este determinată în principal de incertitudinea standard a profilului reconstituit $i(t)$. Producătorul specifică o incertitudine relativă a $i(t)$ de 2 %. Vom aplica un factor suplimentar de siguranță de 1.5 și vom considera că incertitudinea standard relativă de tip B este $u_B = 3$ % pentru ambii parametri mășurați, t_{eff} și $t_{1/2}$. Din Ec. (6.21), am obținut că incertitudinea standard combinată a duratei efective este $u_{Cteff} \approx 5$ %. Rezultatele finale sunt: $\tilde{t}_{eff} = 280$ fs ± 14 fs sau $\tilde{t}_{eff} = 280$ fs ± 5 %. Similar, pentru durata la semi-înălțime obținem $u_{Ct1/2} \approx 7$ % și valorile $\tilde{t}_{1/2} = 260$ fs ± 18 fs, sau $\tilde{t}_{1/2} = 260$ fs ± 7 %.

6.5. Contribuții personale

Am prezentat în acest capitol măsurări de determinare a duratei efective a pulsurilor laser în gamă de durate de puls de nanosecunde și femtosecunde. Acest parametru este recomandat de standardul ISO 21254-1 să fie folosit pentru experimente de caracterizare a PDCL. Pentru comparație, am măsurat și durata la semi-înălțime a acelorași pulsuri. Precizia măsurărilor depinde puternic de stabilitatea formei de undă a pulsului, pe când acuratețea rezultatului este în principal limitat de banda finită a sistemului de măsură (fotodiodă și osciloscop pentru pulsurile de nanosecunde) și erori caracteristice ale dispozitivelor GRENOUILLE (pentru pulsurile de femtosecunde). În ambele regimuri temporale incertitudinea standard relativă calculată pentru durata efectivă a pulsurilor este mai mică decât incertitudinea similară calculată pentru durata la semi-înălțime, $u_{Cteff} \approx 0.5$ % pentru pulsurile laser de nanosecunde și $u_{Cteff} \approx 5$ % pentru pulsurile de la laserul în femtosecunde. În comparație, măsurările duratei la semi-înălțime prezintă o incertitudine combinată relativă standard $u_{Ct1/2} \approx 1$ % pentru pulsurile de nanosecunde și $u_{Ct1/2} \approx 7$ % pentru pulsurile de femtosecunde. Faptul că durata efectivă măsurată a pulsurilor laser are o incertitudine combinată mai mică decât durata la semi-înălțime pentru ambele scale de timp ne indică faptul că durata efectivă este un parametru adecvat în locul duratei la semi-înălțime ca parametru principal în experimentele de determinare a PDCL.

Rezultatele prezentate în acest capitol au fost publicate în [L1] **A. Zorilă**, L. Rusen, A. Stratan, G. Nemeș, *Measuring the effective pulse duration of nanosecond and femtosecond laser pulses for laser-induced damage experiments* Opt. Eng. 52 (5), 054203 (May 31, 2013); și în [C9].

7. Studii și măsurări ale pragului de distrugere în câmp laser

În prezent, laboratorul ISOTEST este singurul laborator din România (și chiar din sud-estul Europei) unde se pot face studii și măsurări ale pragului de distrugere în câmp laser al componentelor și materialelor optice la standarde ISO. Pe baza acestor facilități construite, laboratorul ISOTEST a depus documentația tehnică necesară acreditării de către RENAR, iar procesul de evaluare al laboratorului este în desfășurare în prezent.

Studiile și măsurările efectuate cu cele două stații automate pentru determinarea pragului de distrugere în câmp laser prezentate în acest capitol sunt o premieră la nivelul României, iar studiul de intercomparare („round-robin”) cu 2 laboratoare (cele mai renumite la nivel European): Characterization Group, Laser Zentrum Hannover e.V. și Laser Research Center, Vilnius University reprezintă o atestare la nivel internațional a rezultatelor măsurărilor din acest laborator.

În primul paragraf al acestui capitol voi prezenta un scurt rezumat al mecanismelor de distrugere în câmp laser pentru regimurile de lucru ale laserilor folosiți în stațiile automate urmat de o evaluare a incertitudinii totale a măsurărilor PDCL.

În continuare voi prezenta o analiză a PDCL-ului componentelor și acoperirilor optice măsurate și a incertitudinii totale asociată acestor măsurări. Măsurări efectuate pe cele două stații automate.

În încheierea acestui capitol voi prezenta testul de intercomparare („round-robin”) cu 2 laboratoare (cele mai renumite la nivel european): Characterization Group, Laser Zentrum Hannover e.V. și Laser Research Center, Vilnius University.

Unele rezultate din acest capitol au fost publicate și în rapoartele de cercetare ale proiectului ISOTEST (<http://ssl.inflpr.ro/isotest/index.htm>).

7.1. Mecanisme de distrugere

Când radiația electromagnetică incidentă pe un material atinge un anumit prag critic al fluenței (PDCL) apar, între radiație și material, unele interacții catastrofice și ireversibile. Defectele apărute în urma acestei interacții pot să apară pe fețele materialului (pe fața anterioară sau posterioară în raport cu direcția fasciculului laser), la interfața dintre două componente sau în volum.

Mecanismele de distrugere se pot împărți în două mari categorii:

I. Distrugerii apărute în urma proceselor termice, care au loc datorită absorbției de energie în material. Aceste procese au loc de obicei pentru laseri cu operare în undă continuă, sau durate de puls mari (nanosecunde, microsecunde) și frecvențe mari de repetiție.

La un anumit nivel de stres termic, nivel mai mare decât forțele de adeziune dintre acoperire și suprafața substratului, acoperirea cedează și se poate exfolia [64], așa cum este arătat în Fig. 7.1. În alte cazuri energia termică absorbită atinge pragul de topire al materialului acoperirii și apare evaporarea acesteia sau își modifică structura cristalină (uneori această modificare este doar o schimbare a indicelui de refracție, care apare ca o ușoară modificare a culorii acoperirii). Acest tip de defect este prezentat în Fig. 7.2

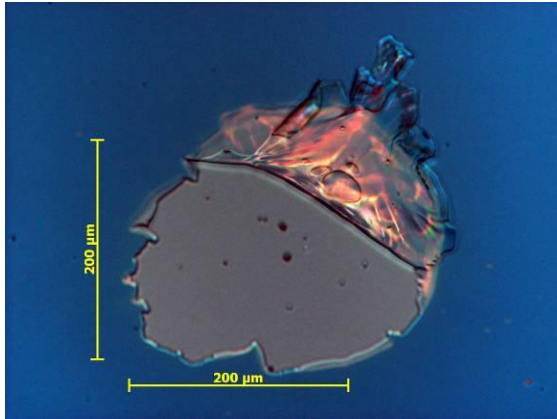


Fig.7.1. Micrografie Nomarski (mărire 200 ×) a unui sit distrus pe o acoperire AR, defect după 1 puls, fluența 30 J/cm², diametru efectiv 0.23 mm, durata efectivă a pulsului de 6.4 ns.

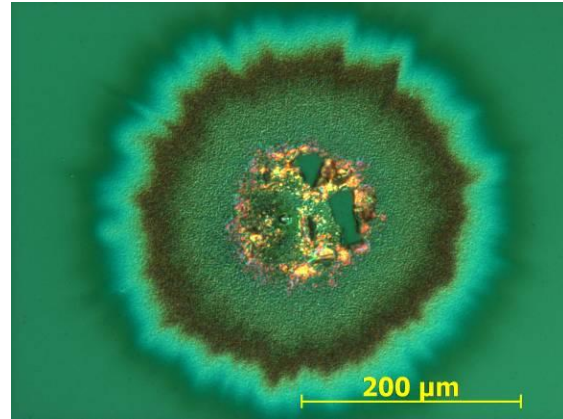


Fig.7.2. Micrografie Nomarski (mărire 500 ×) a unui sit distrus pe o oglindă HR 1064 nm, defect după 1 puls, fluența 121 J/cm², diametru efectiv 0.20 mm, durata efectivă a pulsului de 6 ns.

II. A doua clasă este formată din procese dielectrice [65, 66, 67, 68, 69], procese care apar atunci când densitatea câmpului electric incident pe material este suficient de mare pentru a dizloca electronii din rețeaua cristalină. Aceste procese apar la durate de puls suficient de scurte (picosecunde, femtosecunde) pentru a crea ionizare în avalanșă [70, 79, 71, 72] și când absorbția termică este suficient de scăzută pentru a favoriza ionizarea. Cu alte cuvinte atunci când pragul de distrugere datorat ionizării este mai mic decât pragul de distrugere datorat acumulării de energie termică.

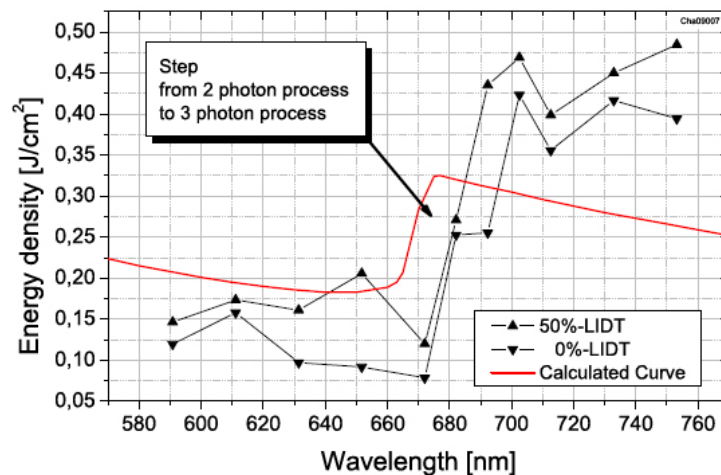


Fig.7.3. PDCL acoperire TiO₂ în raport cu lungimea de undă. La 680 nm este evidentă tranziția de la absorbția de doi fotoni la absorbția de 3 fotoni [73].

O subdiviziune importantă a acestei clase este ionizarea prin absorbție de mai mulți fotoni. Majoritatea studiilor teoretice presupun o excitare a electronilor din banda de conducție de către fotonii din radiația laser, la o valoare critică când se va produce un proces ireversibil de distrugere a structurii materialului, proces indus de rezonanța absorbției câmpului laser [74].

Nu se poate specifica o singură valoare a LIDT pentru un anumit material, fără a se specifica lungimea de undă, durata efectivă a pulsului, aria efectivă a fasciculului forma de fascicul [75], etc. De asemenea, la nivel de structura micrometrică a suprafeței toate probele sunt mai mult sau mai puțin diferite și aceste diferențe duc la diferențe între valorile măsurate ale PDCL. Pragul de distrugere este, prin urmare, caracteristic unei anumite componente și nu este suficient ca PDCL să fie menționat într-o anumită unitate de măsură (de exemplu J/cm^2 , sau MW/cm^2) fără a se menționa și condițiile de măsurare: lungime de undă, durata pulsului, aria în planul probei [76].

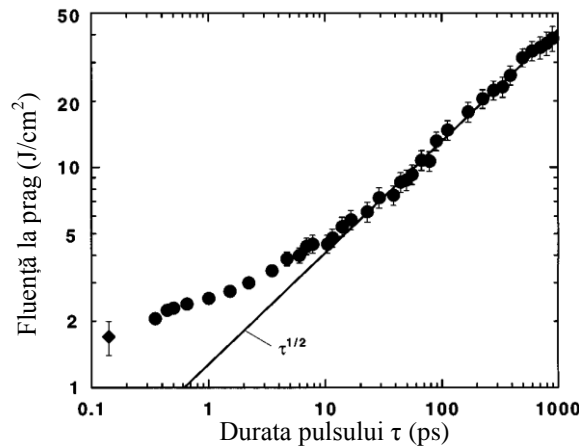


Fig.7.4. Dependenta PDCL în funcție de durata de puls în gama 0.1 ps – 1000 ps pentru cuarț topit [78].

O parte din energia stocată în câmpul undei electromagnetice este transferată electronilor din rețeaua cristalină în timpul interacției laser-materie. Energia transferată electronilor este apoi disipată în rețeaua cristalină. Cantitatea de energie transferată este direct proporțională cu timpul de interacție (deci cu durata pulsului laser, t_{eff}) și cu coeficienții de absorbție și reflexie. Difuzia termică a energiei disipate în rețea duce la dependența PDCL direct proporțională cu radicalul duratei de puls în gama 10 ps – zeci de ns, așa cum este arătat în Fig. 7.4. pentru cuarț topit [78].

7.2. Evaluarea incertitudinii testului S-on-1 de măsurare a PDCL

Standardul ISO 21254-1:2011 definește pragul de distrugere în câmp laser (PDCL) ca fiind cantitatea maximă de radiație laser incidentă pe o suprafață optică pentru care probabilitatea de distrugere extrapolată este zero, unde cantitatea de radiație laser poate fi exprimată prin densitatea de energie (fluență) de vârf H_{max} a pulsurilor laser, în J/cm^2 , sau prin densitatea de putere de vârf E_{max} a pulsurilor laser, în W/cm^2 .

Aria efectivă A_{eff} a spotului laser pe suprafața optică testată (în planul țintei) este definită ca raportul dintre energia Q și densitatea de energie H_{max} a pulsului laser:

$$A_{eff} = \frac{Q}{H_{max}} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} H(x, y) dx dy}{H_{max}} \quad (7.1)$$

unde $H(x,y)$ este profilul spațial bidimensional de fluență al pulsului laser în planul țintei. Aria efectivă a spotului laser se determină prin măsurarea și integrarea profilului spațial $H(x,y)$ în planul țintei sau într-un plan echivalent, așa cum se arată în Capitolul 5. Odată cunoscută aria spotului A_{eff} și măsurând energia Q per puls, se determină cu ajutorul ecuației (7.1) fluența de vârf H_{max} a pulsului laser incident în planul țintei.

Durata efectivă t_{eff} a pulsului laser se definește ca raportul dintre energia Q și puterea de vârf P_{max} a pulsului laser :

$$t_{eff} = \frac{Q}{P_{max}} = \frac{\int_0^{\infty} P(t) dt}{P_{max}} \quad (7.2)$$

unde $P(t)$ este puterea instantanee a pulsului laser.

Durata efectivă a pulsului laser se determină prin măsurarea și integrarea profilului temporal $P(t)$ al pulsului laser, așa cum se arată în Capitolul 6.

Cunoscând durată t_{eff} a pulsului laser, se determină densitatea de putere de vârf E_{max} a pulsurilor laser în planul țintei cu ecuația (7.3):

$$E_{max} = \frac{H_{max}}{t_{eff}} \quad (7.3)$$

Determinarea PDCL prin testul S-on-1 se realizează pe baza datelor furnizate de cele nouă caracteristici de probabilitate de distrugere $P_N(Q)$ ridicate experimental de algoritmul programului de operare, unde N reprezintă numărul de pulsuri laser pentru care se calculează probabilitatea de distrugere, iar Q este energia laser per puls. De exemplu, în cazul testului S-on-1 cu pulsuri de nanosecunde, $N = 1; 2; 5; 10; 20; 50; 100; 200; 500$. Pentru fiecare valoare a lui N , programul determină un set de date experimentale $\{P_N(Q_i)\}$ alcătuit din l puncte discrete de probabilitate de distrugere $P_N(Q_i)$, $l \leq q$, unde q reprezintă numărul de intervale $Q_i \pm \Delta Q$ care acoperă gama de energii per puls disponibilă experimental. Probabilitatea de distrugere $P_N(Q_i)$ pentru un anumit interval $Q_i \pm \Delta Q$ se calculează cu relația

$$P_N(Q_i) = \frac{n_D}{n_{total}} \quad (7.4)$$

unde n_{total} reprezintă numărul total de situri interogate cu energii laser incluse în intervalul $[Q_i \pm \Delta Q]$, din care n_D reprezintă numărul de situri distruse după aplicarea unui număr de pulsuri laser $N_{min} \leq N$.

Densitatea de energie laser H_{max} la pragul de distrugere a probei, pentru probabilitate de distrugere de 0% (0% PDCL (N)) și de 50% (50% PDCL (N)) se evaluează prin fitarea liniară a setului de date $\{P_N(Q_i)\}$. În final, caracteristica de distrugere a probei testate (densitatea de energie laser H_{max} la pragul de distrugere (0% PDCL și 50% PDCL) funcție de numărul de pulsuri laser aplicate pe probă) se deduce din setul de date $\{0\% \text{ PDCL (N)}, (50\% \text{ PDCL (N)})\}$.

Măsurarea PDCL prin testul S-on-1 are la bază ipoteza conform căreia toate siturile de test ale probei prezintă o comportare omogenă la iradierea laser. Pentru o astfel de suprafață optică omogenă, modelele teoretice care studiază interacția laser-materie indică o dependență liniară a probabilității de distrugere de energia pulsurilor laser de test. Însă, în practică, această relație deterministă între probabilitatea de distrugere și energia laser este afectată de o serie de surse de erori, care sunt intrinsec legate de procedura de test:

1. Caracteristica de rezistență în câmp laser poate varia semnificativ pe suprafața probei, fiind în primul rând determinată de starea suprafeței (fracturi, zgârieturi, defecte, contaminanți), și apoi de proprietățile intrinseci ale materialului. Întrucât omogenitatea suprafeței din punct de vedere al pragului de distrugere laser nu poate fi testată printr-o metodă independentă, influența neomogenității suprafeței optice asupra incertitudinii rezultatului măsurării PDCL

este dificil de cuantificat. O indicație a influenței neomogenității suprafeței probei asupra rezultatului măsurării este data de incertitudinea relativă u_P a fitării parametrice, mediată pe cele nouă caracteristici de probabilitate de distrugere $P_N(Q)$. Calculul incertitudinii u_P de determinare a PDCL prin regresia liniară a setului de date experimentale $\{P_N(Q_i)\}$ este arătat în Anexa 1.

Conform datelor publicate în literatură [77] și a rezultatelor experimentale obținute în cadrul testelor S-on-1 efectuate în laboratorul ISOTEST [47], valorile uzuale ale incertitudinii u_P se încadrează în limitele de 10 % - 22 %, fiind în principal determinate de calitatea optică a componentei măsurate.

2. Eroarea intrinsecă a algoritmului S-on-1 cauzată de lărgimea $2\Delta Q$ a intervalelor de energie $Q_i \pm \Delta Q$ utilizate în calculul probabilității de distrugere (toate siturile interogate cu diferite energii laser cuprinse într-un interval $Q_i \pm \Delta Q$ sunt considerate ca fiind iradiate cu o aceeași energie Q_i , energia mediană a intervalului respectiv). Considerând o distribuție rectangulară de probabilitate a acestui tip de eroare, incertitudinea standard corespunzătoare poate fi estimată cu relația

$$u_{\Delta Q} = \frac{\Delta Q}{\sqrt{3Q}}, \quad (7.5)$$

unde \bar{Q} este energia per puls mediată pe toate siturile interogate în cadrul procedurii de test. Testele S-on-1 efectuate pe suprafețe acoperite cu diferite acoperiri dielectrice și metalice, și pe substraturi nedepuse de quart topit polisate până la diferite grade de rugozitate, au evidențiat o incertitudine medie $u_{\Delta Q} = 4.4\%$ [47].

3. Fluctuația parametrilor de fascicul laser (energia per puls (Q), aria efectivă (A_{eff}) a spotului laser pe suprafața de test, durata efectivă (t_{eff}) a pulsului laser), care este evaluată prin determinarea experimentală a incertitudinilor standard de tip A respective, u_Q , u_A , u_t . Incertitudinea standard a parametrilor de fascicul pentru cele două surse laser utilizate în cadrul testului S-on-1 este specificată în Tabelul 7.1.

Tabelul 7.1. Incertitudinea de tip A a parametrilor de fascicul pentru sursele laser utilizate în testul S-on-1.

Nr.	Parametru de fascicul	Incertitudine standard Tip A	
		Laser în pulsuri de nanosecunde BRILLIANT-b-10-SLM (Quantel)	Laser în pulsuri de femtosecunde CPA-2101 (Clark-MXR)
1	Energie puls laser	u_Q ± 1 % @1064 nm ± 2 % @532 nm ± 3 % @355 nm	u_Q ± 2 % @775 nm
2	Aria efectivă a spotului laser pe suprafața optică de test	u_A ± 5 % @1064 nm ± 6 % @532 nm ± 7 % @355 nm	u_A ± 5 % @775 nm
3	Durata efectivă a pulsului laser	u_t ± 3 % @1064 nm ± 5 % @532 nm ± 6 % @355 nm	u_t ± 6 % @775 nm

4. Erorile de calibrare ale sistemelor de măsurare a parametrilor de fascicul laser, care sunt evaluate conform incertitudinii de calibrare specificate de producător sau conform specificațiilor tehnice, după cum urmează:

- Sistemul de măsurare a energiei pulsurilor laser alcătuit din două detectoare piroelectrice tip J-50MB-YAG, J-25-MT-10 kHz sau J-10MT-10 kHz și două energimetre LabMax-TOP (Coherent, Inc.), caracterizat prin incertitudinea standard de tip B $u_{BQ} = \pm 4 \%$.
- Sistemul de măsurare a ariei efective a spotului laser, bazat pe un analizor de fascicul laser Spiricon Firewire tip Gras-20 cu camera CCD și soft dedicat BeamGage, caracterizat prin incertitudinea standard de tip B $u_{BA} = \pm 6 \%$.
- Sistemul de măsurare a duratei efective a pulsurilor laser de nanosecunde, bazat pe fotodioda rapidă UPD-200-UD (Alphalas) și osciloscopul digital DPO 7104 (Tektronix Inc.), caracterizat prin incertitudinea standard de tip B $u_{Bt-n} = \pm 5 \%$.
- Sistemul de masura a duratei efective a pulsurilor laser de femtosecunde, bazat pe dispozitivul GRENOUILLE 8-50 (Swamp Optics, LLC), caracterizat prin incertitudinea standard de tip B $u_{Bt-f} = \pm 4 \%$.

Luând în considerare sursele de eroare menționate mai sus și experiența internațională acumulată în testele S-on-1, o eroare absolută de $\pm 25 \%$ în măsurarea PDCL atestă în general o procedură de măsurare corectă și o calitate optică rezonabilă a componentei testate [78].

Incertitudinea standard relativă u_F în măsurarea densității de energie H_{max} [J/cm^2] a spotului laser pe suprafața de test este data de relația [45]:

$$u_F^2 = u_{\Delta Q}^2 + u_Q^2 + u_{BQ}^2 + u_A^2 + u_{BA}^2 \quad (7.6)$$

Incertitudinea standard relativă u_E în măsurarea densității de putere E_{max} [W/cm^2] a spotului laser pe suprafața de test este dată de relația:

$$u_E^2 = u_{\Delta Q}^2 + u_Q^2 + u_{BQ}^2 + u_A^2 + u_{BA}^2 + u_t^2 + u_{Bt}^2 \quad (7.7)$$

unde u_{Bt} înseamnă u_{Bt-n} sau u_{Bt-f} funcție de sursa laser utilizată în procedura de test.

Incertitudinea combinată U_C (tip A + tip B) a rezultatului măsurării PDCL se estimează cu ajutorul relației (8), atunci când PDCL se specifică în fluența laser [J/cm^2], și cu relația (9), pentru PDCL exprimat în densitate de putere laser, [W/cm^2].

$$U_C^2 = u_p^2 + u_F^2, \quad PDCL[J/cm^2] \quad (7.8)$$

$$U_C^2 = u_p^2 + u_E^2, \quad PDCL[W/cm^2] \quad (7.9)$$

În continuare voi evalua incertitudinea U_C într-un test S-on-1 efectuat cu pulsuri laser de nanosecunde la lungimea de undă de 1064 nm. Suprafața optică testată a fost de tip acoperire dielectrică antireflectantă (AR) la 1064 nm, producător Ophir Optics SRL din București. În Fig. 7.5 sunt arătate două caracteristici de probabilitate de distrugere ale acestei probe, pentru $N = 1$ și $N = 500$, determinate experimental de algoritmul S-on-1.

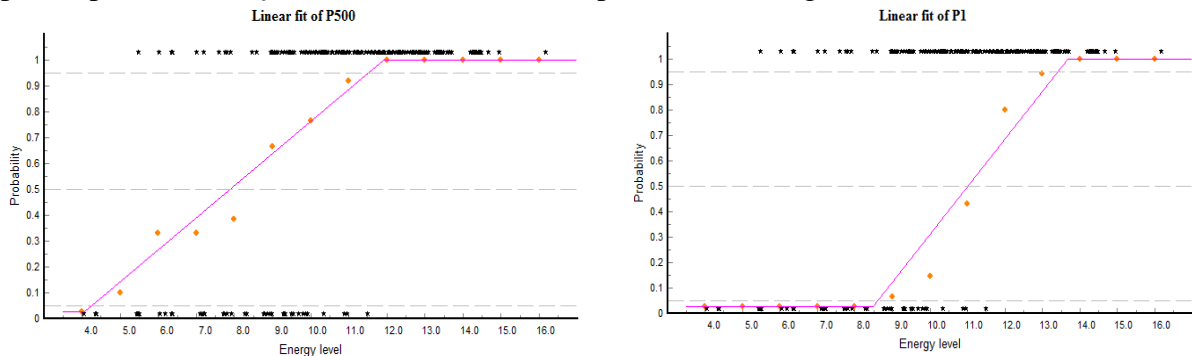


Fig.7.5. Caracteristicile $P_1(Q)$ și $P_{500}(Q)$ ridicate experimental de algoritmul S-on-1 pe o probă de test cu acoperire dielectrică tip AR@1064 nm.

Caracteristica de distrugere a probei testate, dedusă din nouă caracteristici de probabilitate de distrugere, este prezentată în Fig. 7.6.

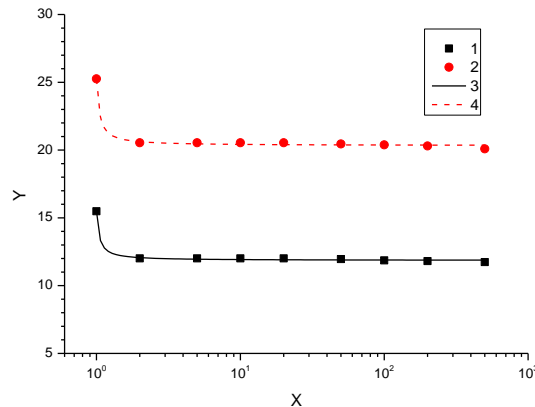


Fig.7.6. Caracteristica S-on-1 de distrugere a probei testate.

- X, numărul de pulsuri laser;
 Y, densitatea de energie a pulsurilor laser [J/cm^2]
 ● 50% PDCL;
 ■ 0% PDCL.

Rezultatele măsurărilor sunt sintetizate în Tabelul 7.2, unde 0% PDCL $_{\infty}$ reprezintă densitatea de energie laser de vârf $H_0(10^8)$ (sau densitatea de putere laser de vârf $E_0(10^8)$) la pragul de distrugere, pentru un număr de 10^8 pulsuri aplicate pe probă. Valorile $H_0(10^8)$ și $E_0(10^8)$ au fost obținute prin extrapolarea caracteristicii 0% PDCL determinată experimental, conform ISO 21254-2, Anexa E.

Tabelul 7.2. Sinteza rezultatelor testului S-on-1

Nr.	Parametri	Unități de măsură	Valoare
1	0% PDCL $_{\infty}$ ($H_0(10^8)$)	J/cm^2	11.7
2	0% PDCL $_{\infty}$ ($E_0(10^8)$)	GW/cm^2	1.7
3	A_{ef}	cm^2	4.2×10^{-4}
4	t_{ef}	ns	6.6
5	u_P	%	15
6	$u_{\Delta Q}$	%	3
7	u_Q	%	1
8	u_A	%	5
9	u_t	%	3
10	u_{BQ}	%	4
11	u_{BA}	%	6
12	u_{Bt-n}	%	5
13	u_F	%	9.8
14	u_E	%	12
15	U_C (ecuația (7.8))	%	18
16	U_C (ecuația (7.9))	%	20

Densitatea de energie /putere laser la pragul de distrugere, 0% PDCL $_{\infty}$, extrapolată pentru un număr mare de pulsuri laser, poate fi exprimată astfel:

$$H_0(10^8) = 11.7 \text{ J}/\text{cm}^2 \pm 18 \%;$$

$$E_0(10^8) = 1.7 \text{ GW}/\text{cm}^2 \pm 20 \%.$$

7.3. Măsurări PDCL

7.3.1. Măsurări PDCL acoperiri dielectrice și corelarea energiei benzii interzise cu PDCL

Pe durata stagiului de cercetare efectuat în Hanovra, la Laser Zentrum Hannover e.V.(LZH), în grupul de caracterizare a componentelor optice am efectuat o serie de măsurări ale pragului de distrugere pe componente cu acoperiri dielectrice. Acoperirile dielectrice au fost depuse la LZH.

Testele au fost efectuate pe o instalație de testare cu următoarele caracteristici:

Lungime de undă $\lambda = 786 \text{ nm}$, energie per puls 0.6 mJ , frecvența de repetiție de 1 kHz , durata pulsului (FWHM) 180 fs .

Pulsurile laser sunt produse de un oscilator cu Erbium amplificat într-un amplificator regenerativ cu mediu activ Ti:sapphire pompat cu armonica a doua a unui laser Nd:YAG.

Evoluția duratei pulsurilor laser pe perioada testelor a fost măsurată cu un autocorelator tip Pulsecheck produs de firma APE, care are și posibilitatea de a efectua măsurări de tip FROG. Graficul evoluției este prezentat în Fig. 7.7.

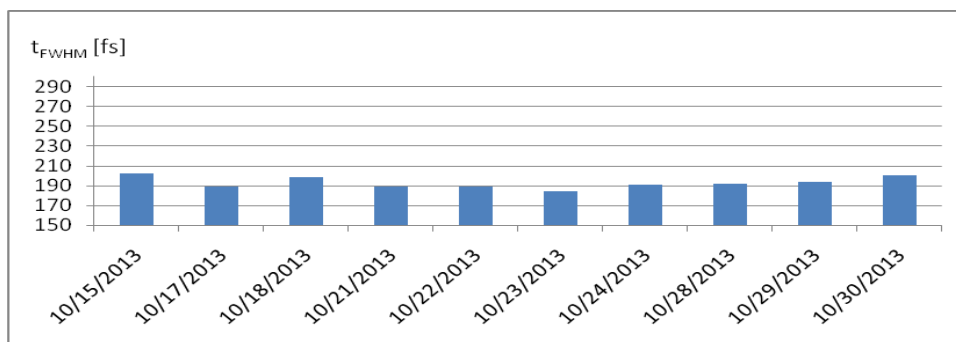


Fig.7.7. Evoluția duratei pulsurilor laser în timpul setului de măsurări ale pragului de distrugere pe componente optice cu acoperiri dielectrice

Au fost studiate următoarele mixturi de acoperiri dielectrice:

- ▶ $\text{Ta}_2\text{O}_5 / \text{SiO}_2$
- ▶ $\text{HfO}_2 / \text{SiO}_2$
- ▶ $\text{Al}_2\text{O}_3 / \text{SiO}_2$

Testele efectuate au fost de tip S-on-1 cu $S = 100\,000$ pulsuri.

În literatură [79] se precizează un prag de distrugere în funcție de durata pulsurilor laser pentru aceste tipuri de acoperiri conform Fig. 7.8.

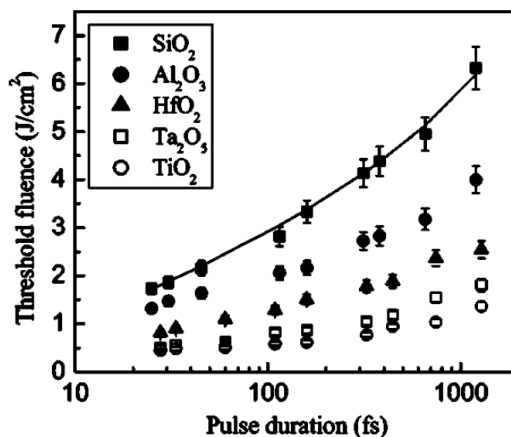


Fig.7.8. Fluența 1-on-1 la prag pentru diferite acoperiri dielectrice în funcție de durata pulsurilor laser [80].

Un studiu al corelației între fluența la prag și energia benzii interzise pentru diferite mixturi de HfO_2 și SiO_2 este prezentat în [80].

Conform [81], materialele studiate au următoarele valori ale indicelui de refracție și al energiei benzii interzise:

- ▶ $\text{Ta}_2\text{O}_5 \rightarrow n = 2.17 \rightarrow E_g = 3.8 \text{ eV}$
- ▶ $\text{SiO}_2 \rightarrow n = 1.50 \rightarrow E_g = 8.3 \text{ eV}$
- ▶ $\text{HfO}_2 \rightarrow n = 2.09 \rightarrow E_g = 5.1 \text{ eV}$
- ▶ $\text{Al}_2\text{O}_3 \rightarrow n = 1.65 \rightarrow E_g = 6.5 \text{ eV}$

Am obținut următoarele rezultate experimentale:

a) Pentru mixtura $\text{Ta}_2\text{O}_5 / \text{SiO}_2$, am obținut pentru 0 % probabilitate de distrugere la 100 000 de pulsuri aplicate per sit, o valoare PDCL de 0% $\text{LIDT}_{100\text{k-on-1}} = 0.6 \text{ J/cm}^2$, cu caracteristica de distrugere măsurată S-on-1 din Fig. 7.9.

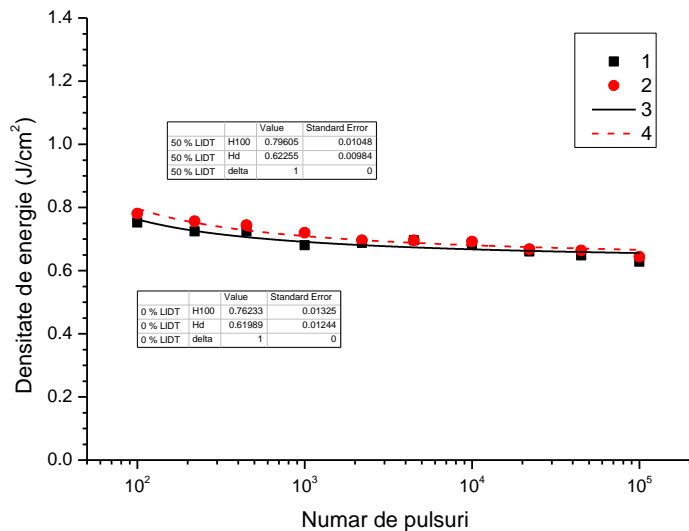


Fig.7.9. Caracteristica S-on-1 de distrugere măsurată a mixturii $\text{Ta}_2\text{O}_5 / \text{SiO}_2$

b) Pentru mixtura $\text{HfO}_2 / \text{SiO}_2$, am obținut pentru 0 % probabilitate de distrugere la 100 000 de pulsuri aplicate per sit, o valoare PDCL de 0% $\text{LIDT}_{100\text{k-on-1}} = 1 \text{ J/cm}^2$, cu caracteristica de distrugere măsurată S-on-1 din Fig. 7.10.

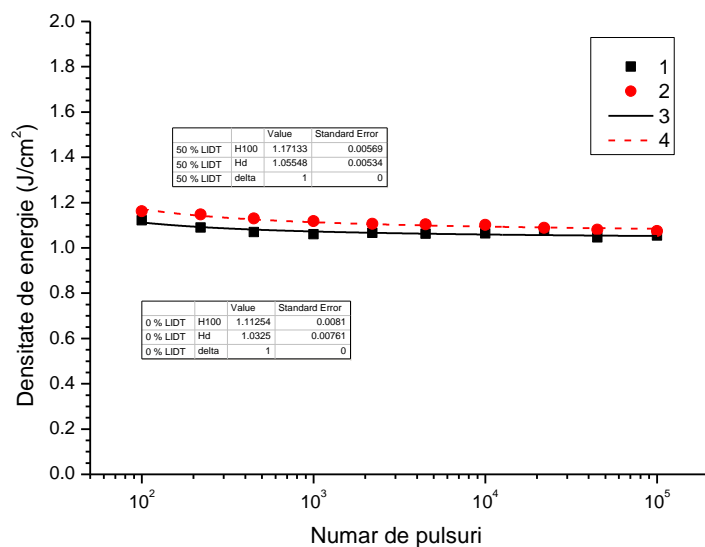


Fig.7.10. Caracteristica S-on-1 de distrugere măsurată a mixturii $\text{HfO}_2 / \text{SiO}_2$

c) Pentru mixtura Al_2O_3 / SiO_2 , am obținut pentru 0 % probabilitate de distrugere la 100 000 de pulsuri aplicate per sit, o valoare PDCL de 0% $\text{LIDT}_{100\text{k-on-1}} = 1.1 \text{ J/cm}^2$, cu caracteristica de distrugere măsurată S-on-1 din Fig. 7.11.

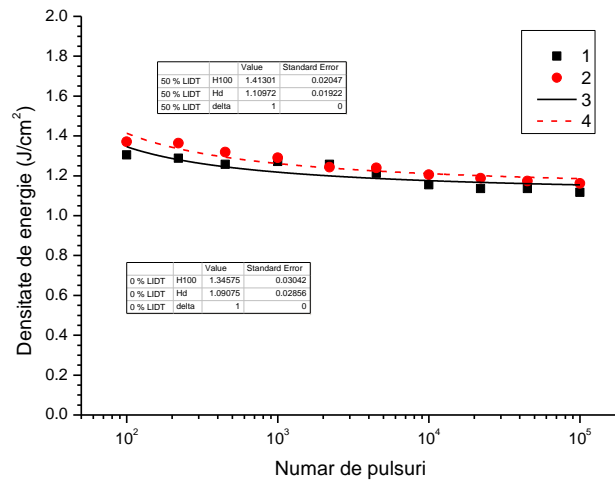


Fig.7.11. Caracteristica S-on-1 de distrugere măsurată a mixturii Al_2O_3 / SiO_2

7.3.2. PDCL extrapolat de la regimul de femtosecunde la regimul de nanosecunde: Rezultate experimentale

Am efectuat un test de tip S-on-1 pe stația automată în pulsuri de femtosecunde pe o probă tip oglindă metalică de mare reflectivitate PF20-03-P01 de bandă largă (acoperire cu argint protejat, producător Thorlabs Inc). Mecanismele de ablație a acoperirilor metalice sunt bine cunoscute în literatură [81, 82] și nu voi intra în detalii despre aceste mecanisme. Setup-ul de măsurare al Stației Automate în pulsuri de femtosecunde pentru testul S-on-1 este prezentat în Capitolul 2. Rezultatele măsurării sunt sintetizate în caracteristica S-on-1 de distrugere a probei testate, arătată în Fig. 7.12. Această caracteristică a fost determinată pe baza datelor furnizate de cele 9 caracteristici de probabilitate de distrugere $P_N(Q)$ ridicate experimental de algoritmul programului de operare pentru 9 valori discrete ale numărului de pulsuri laser pentru care se calculează probabilitatea de distrugere: $N = 10; 30; 100; 300; 1000; 3000; 10\ 000; 30\ 000; 100\ 000$. Caracteristica $P_{30}(Q)$ este arătată în Fig. 7.12.

În final, prin extrapolarea caracteristicii $H_0(N)$ din Fig. 7.13 pentru un număr foarte mare de pulsuri ($N = 10^{12}$), se obține nivelul de duranță al densității de energie (fluență) laser:

- 0 % PDCL [J/cm^2] extrapolat pentru un număr mare ($N = 10^{12}$) pulsuri:
 - densitatea de energie $H_0(10^{12}) = 110 \pm 22 \text{ mJ/cm}^2$.
- 0 % PDCL [W/cm^2] extrapolat pentru un număr mare ($N = 10^{12}$) pulsuri:
 - densitatea de putere $E_0(10^{12}) = 420 \pm 84 \text{ GW/cm}^2$ la o durată de puls $\tau_{eff} = 350 \text{ fs}$.

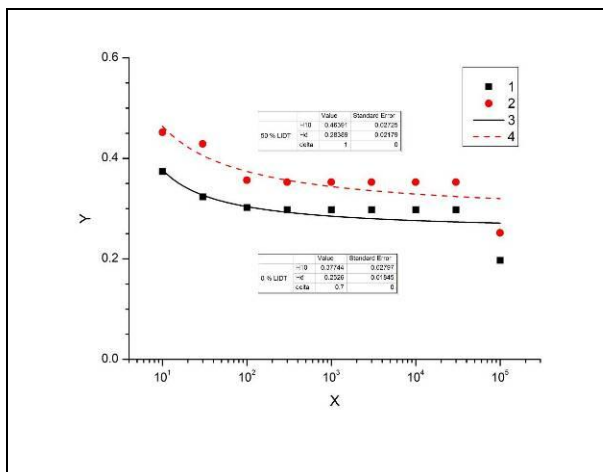


Fig.7.12. Caracteristica S-on-1 de distrugere măsurată a oglinzii metalice PF20-03-P01

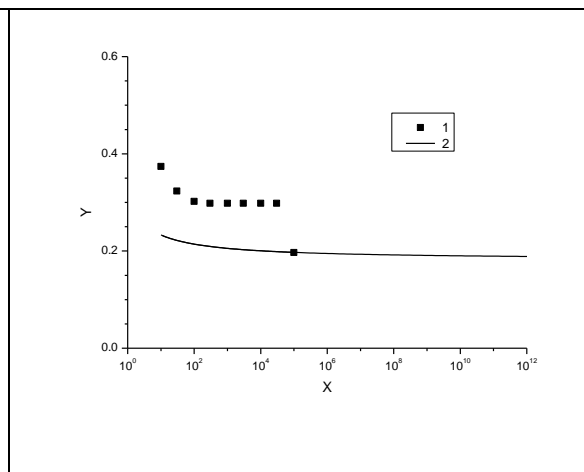


Fig.7.13. Caracteristica S-on-1 de distrugere extrapolată a oglinzii metalice PF20-03-P01

- X – numărul de pulsuri laser N ($N \leq S$) pentru care s-a calculat probabilitatea de distrugere;
 Y – Densitatea de energie la pragul de distrugere, $H(N)$ (J/cm^2);
 1 – Densitatea de energie la prag pentru probabilitate de distrugere 0 %;
 2 – Densitatea de energie la prag pentru probabilitate de distrugere 50 %;
 3 – $H_0(N)$ – caracteristică fitată neliniară;
 4 – $H_{50}(N)$ – caracteristică fitată neliniară.

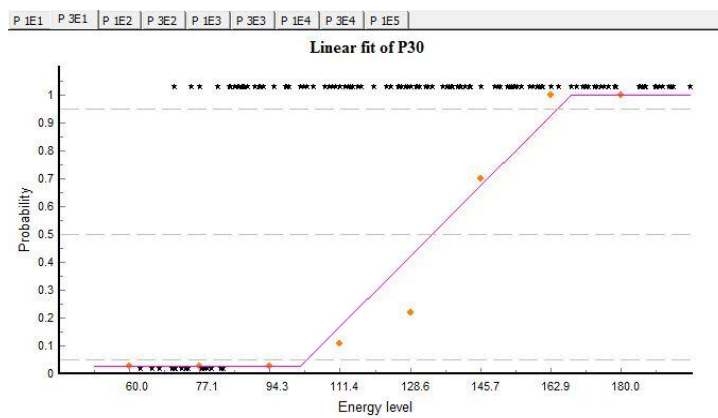


Fig.7.14. Caracteristica de probabilitate de distrugere $P_{30}(Q)$ a oglinzii PF20-03-P01 ridicată experimental de programul de operare S-on-1.

În Testul S-on-1 cu pulsuri de femtosecunde, numărul maxim de pulsuri aplicate pe sit este semnificativ mai mare ($S = 100\ 000$), față de testul cu pulsuri de nanosecunde, unde $S = 500$. Acest număr maxim de pulsuri aplicate pe fiecare sit este dat de diferența semnificativă între frecvențele de repetiție ale celor două surse laser de test: 2 000 Hz la femtosecunde, față de 10 Hz la nanosecunde.

În continuare vom compara pragul de distrugere determinat pe stația prezentată cu pragul de distrugere specificat de producător.

Pentru oglinda PF20-03-P01 producătorul (Thorlabs) specifică un prag de distrugere de $3 J/cm^2$ la durate de puls FWHM de 10 ns, 10 Hz frecvența de repetiție și lungime de undă laser 1064 nm. Pentru a compara această dată de catalog cu rezultatul experimental obținut prin testul S-on-1, trebuie efectuată o scalare cu durata și lungimea de undă a pulsurilor laser.

Date experimentale obținute pe oglinzi metalice testate la diferite durate de puls cuprinse între 100 fs și 1 ns [77, 83, 84] arată că, în intervalul 1 ns – 100 ps PDCL scade direct proporțional cu durata de puls, după cunoscuta lege $\tau^{1/2}$, unde τ reprezintă raportul duratelor de puls, după cum este arătat în Fig. 7.15 [50].

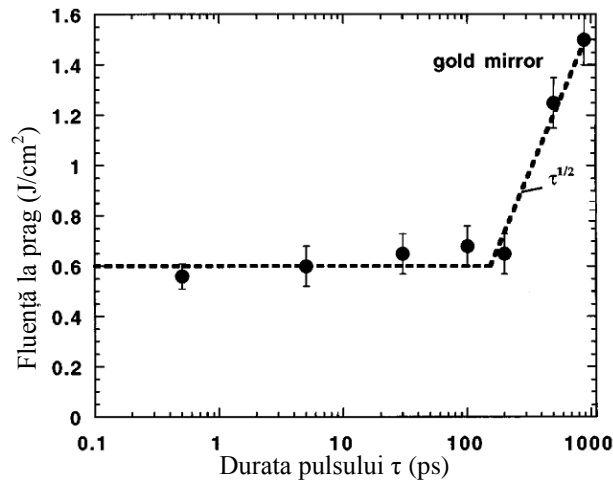


Fig.7.15. Dependența PDCL în funcție de durata de puls în gama 0.1 ps – 1000 ps pentru o acoperire de aur [50].

Se observă liniaritatea PDCL în gama 100 ps – 1000 ps. Ca urmare, un prag de 3 J/cm² la 10 ns durată de puls și lungime de undă de 1064 nm poate fi considerat echivalent cu

$$\tau_{\text{eff}}^{1/2} = (10^{-10} \text{ s} / 10^{-8} \text{ s})^{1/2} = \text{PDCL}_{\text{specificat}} / 10 = 0.3 \text{ J/cm}^2$$

Rezultă un prag de 300 mJ/cm² la o durată de puls de circa 100 ps, la aceeași lungime de undă.

De asemenea în intervalul 100 ps – 0.35 ps se produce o scădere mai lentă a pragului de distrugere (de 1.3 – 1.4 ori de la 100 ps la 10 ps), așa cum se observă în Fig. 7.14. Adică pragul scade la o valoare de aproximativ 200 mJ/cm² pentru o durată FWHM de puls de 0.35 ps utilizată în testul S-on-1 efectuat pe proba PF20-03-P01.

În domeniul spectral vizibil – infraroșu apropiat, scalarea PDCL cu lungimea de undă laser se poate aproxima printr-o dependență liniară a raportului lungimilor de undă [85].

$$\text{PDCL}_{\text{extrapolat}} = 200 \text{ mJ/cm}^2 \times 775 \text{ nm} / 1064 \text{ nm} = 145 \text{ mJ/cm}^2$$

Deci, un prag de 200 mJ/cm² la lungimea de undă laser de 1064 nm este echivalent cu un prag de circa 145 mJ/cm² la 775 nm. Acest rezultat dedus prin scalarea datelor de catalog este în concordanță cu determinarea PDCL efectuată pe Stația Automată cu pulsuri de femtosecunde: 110 ± 22 mJ/cm² PDCL extrapolat din datele experimentale pentru un număr mare de pulsuri (nivelul de anduranță al fluenței laser).

NOTĂ: Concordanța între performanța PDCL a produsului PF20-03-P01 specificată de producătorul Thorlabs Inc. și valoarea PDCL măsurată reprezintă o atestare a funcționării corecte a procedurii ISO de măsurare S-on-1 implementată pe Stația Automată în pulsuri de femtosecunde.

7.3.3. Măsurări PDCL prin testul S-on-1 efectuate pe stația automată în pulsuri de nanosecunde

În acest paragraf voi prezenta rezultatele testelor efectuate pe stația automată în pulsuri de nanosecunde pentru producători din industrie. Fiecare test efectuat cu succes reprezintă un certificat de calitate al unui întreg lot de componente optice (zeci sau chiar sute de componente optice) produse în aceleași condiții cu proba martor testată în laboratorul ISOTEST. Raportul de test permite producătorului să certifice calitatea rezistenței în câmp laser a componentelor produse în același lot cu proba martor testată.

Rezultatele sunt grupate în funcție de semestrul de doctorat în care au fost efectuate.

În semestrul 3 am efectuat 16 teste S-on-1 pentru măsurarea PDCL la lungimea de undă de 1064 nm pe probe-martor de la 16 șarje de componente optice fabricate de Ophir Optics SRL. Componentele optice au fost acoperite cu acoperiri dielectrice antireflectante de banda largă sau total reflectante la lungimea de undă de 1540 nm din infraroșu apropiat. Probele-martor au fost depuse pe substrat din sticlă optică tip BK7 sau din sticla de cuarț. Au fost întocmite 15 Rapoarte de Test care au fost înaintate producătorului. Prin aceste teste, Ophir Optics SRL a verificat componentele fabricate din punct de vedere al rezistenței în câmp laser, înainte de a fi livrate beneficiarilor. Menționăm că această colaborare cu Ophir Optics este benefică în egală măsură această lucrare, care beneficiază în acest fel de componente optice la standarde laser pentru testarea procedurilor ISO implementate în cadrul laboratorului ISOTEST.

Rezultatele sunt sintetizate în Tabelul 7.3, unde sunt listate valorile PDCL măsurate (exprimate în J/cm^2 și în W/cm^2), componentele importante care determină nivelul de incertitudine al rezultatelor și valoarea estimată a incertitudinii combinate (totale) în măsurarea PDCL. În Tabelul 7.3, sunt listate valorile PDCL măsurate (exprimate în J/cm^2 și în W/cm^2), incertitudinea relativă u_p a fitării parametrice, incertitudinea standard u_{AQ} și valoarea estimată a incertitudinii combinate U_C în măsurarea PDCL [W/cm^2]. Din cele 16 probe –martor acoperite cu acoperiri dielectrice, 15 sunt de tip antireflex (AR) în domeniul spectral 600 nm – 1100 nm și una de mare reflectivitate la 1540 nm. Una din cele 15 probe de tip AR nu a putut fi testată deoarece pragul de distrugere al substratului era semnificativ mai scăzut decât cel al acoperirii dielectrice testate.

Tabelul 7.3. Rezultatele măsurărilor de PDCL cu fascicul laser în nanosecunde la 1064 nm.

AR: acoperire dielectrică antireflex în domeniul spectral 600 nm – 1100 nm;

HR: acoperire dielectrică de mare reflectivitate la lungimea de undă de 1540 nm.

Nr cr	Nr. Șarja / tip acoperire	PDCL [J/cm^2]	PDCL [GW/cm^2]	u_p [%]	u_{AQ} [%]	U_C [%] (PDCL în W/cm^2)
1	SJ 7567 / AR	2.4	0.37	37	19	45
2	SJ 7577 / AR	9.6	1.4	14.7	4.9	19
3	SJ 7576 / AR	11.7	1.7	8.9	8.2	23
4	SJ 7575 / AR	5	0.76	33.1	17.8	39
5	SJ 7599 / AR	19	3	17.9	7.3	22
6	SJ 7638 / AR	18.6	2.7	10.1	6.2	16
7	SJ 7632 / AR	7	1	18.4	5.3	24
8	SJ 7631 / HR	2.6	0.4	15.1	8	20
9	SJ 7639 / AR	17.7	2.7	15.3	7.9	21
10	SJ 7648 / AR	15	2.2	14.3	6.8	19
11	SJ 7651 / AR	18.2	2.7	16.2	6.5	21
12	SJ 7655 / AR	17.6	2.6	11.8	4.8	17
13	SJ 7658 / AR	11.2	1.6	15.3	4.8	20
14	SJ 7727 / AR	14.5	2.3	15.3	5.1	20
15	SJ 7733 / AR	PDCL substrat < PDCL acoperire AR				
16	SJ 7729 / AR	18	2.9	11.8	6.8	18

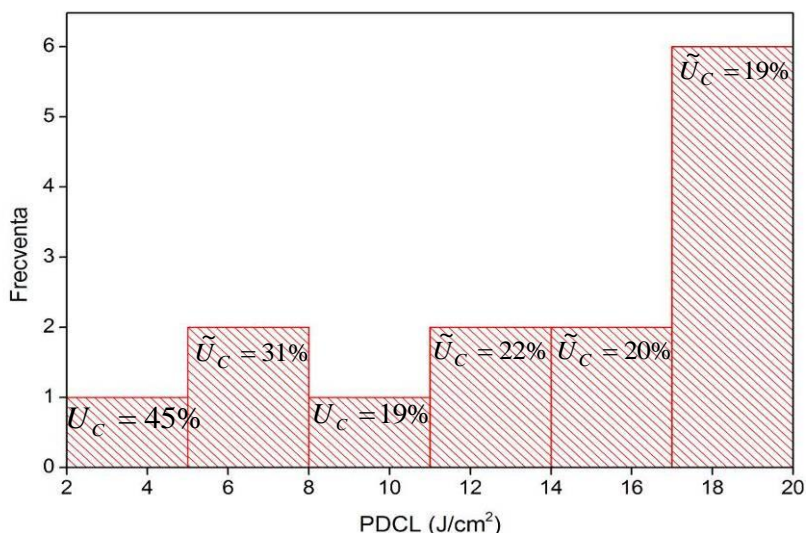


Fig.7.16. Histograma parametrilor de rezistență în câmp laser măsurați pe acoperiri tip AR produse de firma Ophir Optics SRL. Scala verticală: numărul de probe funcție de PDCL.

Măsurările au evidențiat o dispersie importantă a PDCL pentru probele de tip AR, în gama $2.4 \text{ J/cm}^2 - 18.6 \text{ J/cm}^2$. Considerăm că această dispersie a caracteristicilor de rezistență în câmp laser poate fi provocată în principal de doi factori:

1. Polisarea necorespunzătoare a suprafeței substratului probei-martor poate afecta semnificativ pragul de distrugere al acoperirii AR. Odată cu scăderea PDCL, se produce și o creștere a incertitudinii u_P în fitarea datelor experimentale, deoarece densitatea mare de defecte pe suprafața probei tinde să mascheze relația liniară dintre probabilitatea de distrugere și energia pulsurilor laser de test. Un exemplu elocvent în acest sens îl constituie probele SJ7567 și SJ7575 (poz. 1 și 4 din tabelul 7.3), care au cel mai scăzut PDCL dintre acoperirile AR (2.4 J/cm^2 , respectiv 5 J/cm^2), odată cu cele mai mari nivele ale incertitudinii u_P (37 %, respectiv 33 %).

2. Un anumit grad de nereproductibilitate a parametrilor procesului tehnologic existent pe unele din echipamentele utilizate de Ophir Optics în realizarea acoperirilor de tip AR.

Cu toată această dispersie a rezultatelor măsurării, statistica pe un număr relativ mare de probe a evidențiat caracteristicile intrinseci ale acoperirilor dielectrice antireflex în gama $600 \text{ nm} - 1100 \text{ nm}$ realizate de Ophir Optics: un prag de distrugere ridicat (PDCL $> 17 \text{ J/cm}^2$) și un nivel redus al incertitudinii totale a măsurării ($U_C = 19 \%$) atunci când calitatea optică a suprafeței substratului este corespunzătoare (v. histograma din Fig. 7.16.).

În semestrul 4 al perioadei de doctorat am efectuat 21 teste S-on-1 pentru măsurarea PDCL la lungimea de undă de 1064 nm pe probe-martor de la 21 șarje de componente optice fabricate de Ophir Optics SRL. Componentele optice au fost acoperite cu acoperiri dielectrice antireflectante de bandă largă sau total reflectante reflectante în gama de lungimi de undă de $400 \text{ nm} - 1100 \text{ nm}$. Probele-martor au fost depuse pe substrat din sticlă optică tip BK7 sau din sticla de cuarț. Au fost întocmite 21 Rapoarte de Test care au fost înaintate producătorului. Prin aceste teste, Ophir Optics SRL a verificat componentele fabricate din punct de vedere al rezistenței în câmp laser, înainte de a fi livrate beneficiarilor. Menționăm că această colaborare cu Ophir Optics este benefică în egală măsură această lucrare, care beneficiază în acest fel de componente optice la standarde laser pentru testarea procedurilor ISO implementate în cadrul laboratorului ISOTEST.

Rezultatele sunt sintetizate în Tabelul 7.4, unde sunt listate valorile PDCL măsurate (exprimate în J/cm^2 și în W/cm^2), componentele importante care determină nivelul de

incertitudine al rezultatelor și valoarea estimată a incertitudinii combinate (totale) în măsurarea PDCL. În Tabelul 7.4, sunt listate valorile PDCL măsurate (exprimate în J/cm^2 și în W/cm^2), incertitudinea relativă u_P a fitării parametrice, incertitudinea standard u_{AQ} și valoarea estimată a incertitudinii combinate U_C în măsurarea PDCL [W/cm^2].

Tabelul 7.4. Rezultatele măsurărilor de PDCL cu fascicul laser în nanosecunde la 1064 nm.

AR: acoperire dielectrică antireflex; HR: acoperire dielectrică de mare reflectivitate.

Nr crt	Nr. Șarja/ tip acoperire	PDCL [J/cm^2]	PDCL [GW/cm^2]	u_P [%]	u_{AQ} [%]	U_C [%] (PDCL în W/cm^2)
1	SJ 7848/AR-400 nm-1100 nm	0.44	0.07	24	5.2	30
2	SJ 7857/ HR 532 nm	1.8	0.28	29.8	7.5	35
3	SJ 7905 /AR 1064 nm	6.9	1	18	8	23
4	SJ 7910 /AR 1064 nm	11.1	1.7	13	6	18
5	SJ 7972 /AR 650 nm-1100 nm	17	2.6	14	5.7	20
6	SJ 7979 /AR650 nm -1100 nm	17.3	2.6	17	5	22
7	SJ7988/AR 1064 nm	15	2.3	23.2	3.2	25
8	SJ 8059 /AR 1064 nm	6.3	0.9	22	5.2	25
9	SJ8061/AR 650 nm - 1100 nm	8.7	1.3	15.6	5.8	20
10	Menisc convex-concav / AR coated 650 - 1064 nm	4.8	0.7	17.7	8.5	22
11	Lentila biconvexă BK7 AR coated 650 - 1064 nm	4.9	0.75	26.6	8.6	30
12	SJ 8068 /AR 650 - 1064 nm	4.7	0.73	26.8	9	30
13	Lentila biconv BK7 nedepusă P/N 631932 - 117	20	3.1	20	7.8	24
14	Lentila biconv BK7 nedepusă P/N 631932 - 117	23	3.6	10.6	5.2	16
15	SJ8063/AR 650 nm - 1100 nm	7.7	1.2	22	6.2	26
16	SJ 8111/ Oglinda HR (Al)	27 mJ/cm^2	4.2 MW/cm^2	40	5.2	42
17	SJ8090/AR 650 nm - 1100 nm	4.5	0.7	53	11	57
18	SJ8159/AR 650 nm - 1100 nm	8.7	1.3	14.4	4.3	18
19	SJ8160/AR 650 nm - 1100 nm	14	2	13	5.8	18
20	SJ8172/AR 650 nm - 1100 nm	15.2	2.2	14.6	4.5	18
21	SJxxxx/AR 650 nm - 1100 nm	19	3	19.9	4.7	24

Rezultatele testului S-on-1 obținute pe o serie de probe martor (Nr. 8, 9,12, 15 din Tabelul 7.4) și pe componente optice acoperite AR (nr. 10, 11) au evidențiat o scădere semnificativă a PDCL pentru acoperirile dielectrice tip AR pentru infraroșu apropiat. Această scădere a performanței de rezistență în câmp laser a fost provocată de contaminarea unor instalații de acoperire, ca urmare a unor lucrări de renovare efectuate în vecinătatea instalațiilor de acoperire. După decontaminarea acestor instalații, valoarea PDCL a revenit la valori normale ($> 2 GW/cm^2$), așa cum arată rezultatele obținute pe ultimile probe martor (Nr. 19 - 21). Histograma rezultatelor măsurării PDCL [J/cm^2] pentru cele 21 șarje de acoperiri AR în banda spectrală 1030 nm - 1080 nm este arătată mai jos în Fig. 7.17.

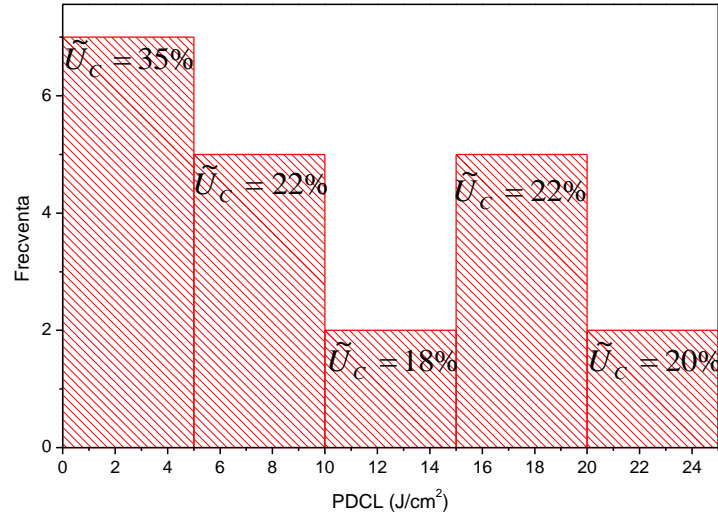


Fig.7.17. Histograma parametrilor de rezistență în câmp laser măsuțați pe acoperiri tip AR produse de firma Ophir Optics SRL. Scala verticală: numărul de probe în funcție de PDCL.

În semestrul 5 al perioadei de doctorat am efectuat 25 teste S-on-1 pentru măsurarea PDCL la lungimea de undă de 1064 nm pe probe-martor de la 24 șarje de componente optice fabricate de Ophir Optics SRL. Au fost întocmite 25 rapoarte de test care au fost înaintate producătorului.

Tabelul 7.5. Rezultatele măsurărilor de PDCL cu fascicul laser în nanosecunde la 1064 nm. AR: acoperire dielectrică antireflex; HR: acoperire dielectrică de mare reflectanță.

Nr crt	Nr. Șarja/ tip acoperire	PDCL [J/cm ²]	PDCL [GW/cm ²]	u_P [%]	$u_{\Delta Q}$ [%]	U_C [%] (PDCL în W/cm ²)
1	SJ 8189 / AR coating	11	1.8	15.6	4.2	20
2	1426-S1, 1427-S2, TR; GR 1428-S2, 1429-S2 / AR coating	14.3	2.25	17.2	2.2	21
3	SJ 8226 / AR coating	11.7	1.8	16.5	4.9	20
4	SJ 8229 / AR coating	12.5	2	17.2	4.6	22
5	SJ 8230 / AR coating	9.2	1.5	21.5	4.2	25
6	SJ 8217 / AR coating	20.5	3	9.4	2.7	15
7	SJ 8238 Q / AR coating	8.2	1.3	10.4	4.6	16
8	SJ 8238 / AR coating	5.7	0.87	17	4.1	21
9	SJ 8232 / AR coating	13	2	7.7	2.9	15
10	SJ 8233 / AR coating	16.8	2.5	12.5	2.7	17
11	SJ 8180 / AR coating	10.1	1.6	16.6	3	20
12	SJ 8195 Q / AR coating	16.3	2.63	13.2	2.9	17
13	SJ 8201 / AR coating	12.5	2	13.1	3.2	18
14	SJ 8213 Q / AR coating	22.5	3.5	7.1	1.8	13
15	SJ 8262 / ARW1030-1080	15	2.4	12.3	4.2	17
16	SJ 7401 #1 / AR coating	17	2.7	12.8	3.1	17
17	SJ 8264 ARW650-1050 /	14	2.1	15.9	3.8	20
18	SJ 8273 / AR coating	16.5	2.5	8.8	2.9	14
19	SJ 8274/AR1030-1070nm	17.4	2.7	10.6	3.2	16
20	SJ 8278 /AR1030-1070nm	13.5	2	8.6	4.3	15
21	SJ 8280- / AR coating	14.5	2.3	12.4	2.9	17
22	SJ 8287 / AR coating, (1030 nm – 1080 nm)	16	2.6	10.3	2.9	15
23	SJ 8285 / AR coating,	14	2.1	19.2	3.1	22

	(1030 nm – 1080 nm)					
24	SJ 8295 / AR coating, (1030 nm – 1070 nm)	15	2.4	11.2	2.9	15
25	SJ 8297 GR 1427 / AR coating, (1030 nm – 1070 nm)	17	2.6	10.6	2.7	16

Histograma rezultatelor măsurării PDCL [J/cm^2] pentru cele 25 șarje de acoperiri AR în banda spectrală 1030 nm - 1080 nm este arătată mai jos în Fig. 7.18.

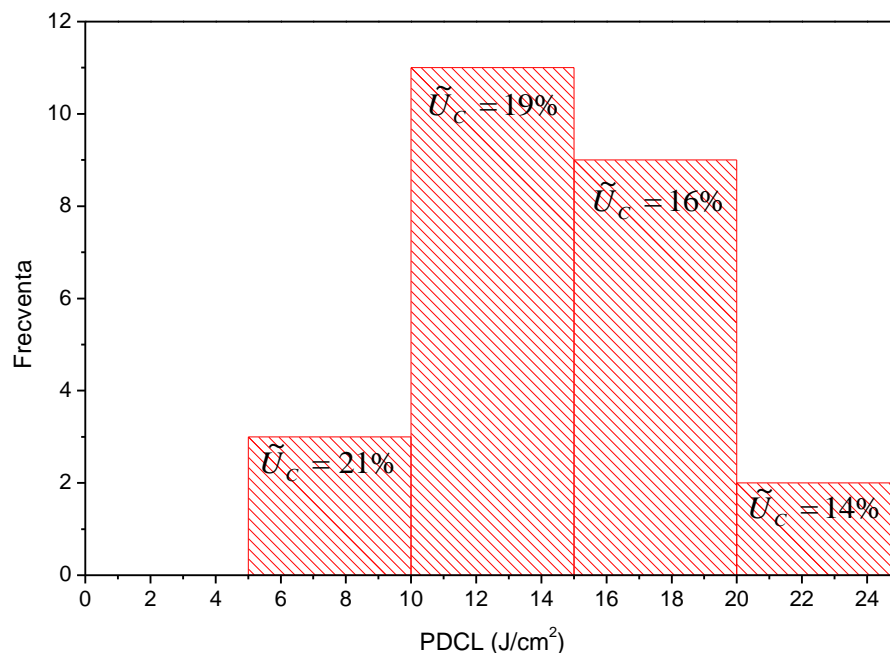


Fig.7.18. Histograma parametrilor de rezistență în câmp laser mășurați pe acoperiri tip AR produse de firma Ophir Optics SRL. Scala verticală: numărul de probe funcție de PDCL.

În semestrul 6 al perioadei de doctorat am efectuat 19 teste S-on-1 pentru măsurarea PDCL la lungimea de undă de 1064 nm pe probe-martor de la 19 șarje de componente optice fabricate de Ophir Optics SRL. Au fost întocmite 19 rapoarte de test care au fost înaintate producătorului.

Tabelul 7.6. Rezultatele măsurărilor de PDCL cu fascicul laser în nanosecunde la 1064 nm.

AR: acoperire dielectrică antireflex; HR: acoperire dielectrică de mare reflectantă.

Nr crt	Nr. Șarja/ tip acoperire	PDCL [J/cm^2]	PDCL [GW/cm^2]	u_p [%]	$u_{\Delta Q}$ [%]	U_c [%] (PDCL în W/cm^2)
1	SJ 8452 GR 152/153/155 / ARW_650_1050_LD	9.9	1.5	16	3.7	20
2	SJ 8465-S2 GR 152/153/155 ARW_650_1050_LD	16	2.4	13	3.4	18
3	SJ 8459-S1 GR 91195 ARW_650_1050_LD	22	3.3	14	2.7	18
4	SJ 8491+8497 / AR, AR+ITO	3.9	0.58	22	5.4	25
5	SJ 8352 / ARW_650_1050_LD	20	1.2	15	2.8	20
6	SJ 8358 GR 95/93 Q / ARW_650_1050_LD	19	2.9	16	3.2	20

7	SJ 8360 GR 93 / 160 / ARW_650_1050_LD	16	2.3	19	3.4	25
8	SJ 8363 - S2 / ARW_650_1050_LD	20	2.9	9.8	3.0	15
9	SJ 8368 ARW_650_1050_LD	20	3.0	11	3.5	16
10	SJ 8776-S2 ARW_650_1050_LD	8.1	1.2	17	3.9	21
11	SJ 8791 m- S2 ARW_650_1050_LD	15	2.2	14	3.1	18
12	SJ 8781 – S1 ARW_650_1050_LD	23	3.3	12	2.5	17
13	SJ 8788 – S2 ARW_650_1050_LD	19	2.7	14	3.4	18
14	SJ 8785 – S1 ARW_650_1050_LD	23	3.4	11	3.0	16
15	SJ 8380 ARW_650_1050_LD	12	1.5	15	4.7	19
16	SJ 8376 ARW_650_1050_LD	16	2.1	9.2	2.7	15
17	SJ 8375 – S2 ARW_650_1050_LD	17	2.3	11	2.9	16
18	SJ 8373 – S2 ARW_650_1050_LD	17	2.4	12	3.0	17
19	SJ 8364 ARW_650_1050_LD	16	2.2	13	2.8	17

Histograma rezultatelor măsurării PDCL [J/cm^2] pentru cele 18 șarje de acoperiri ARW_650_1050_LD este arătată mai jos în Fig. 7.19. Gama tipică de valori PDCL (78 % din totalul probelor) este de $16 \text{ J}/\text{cm}^2 - 24 \text{ J}/\text{cm}^2$.

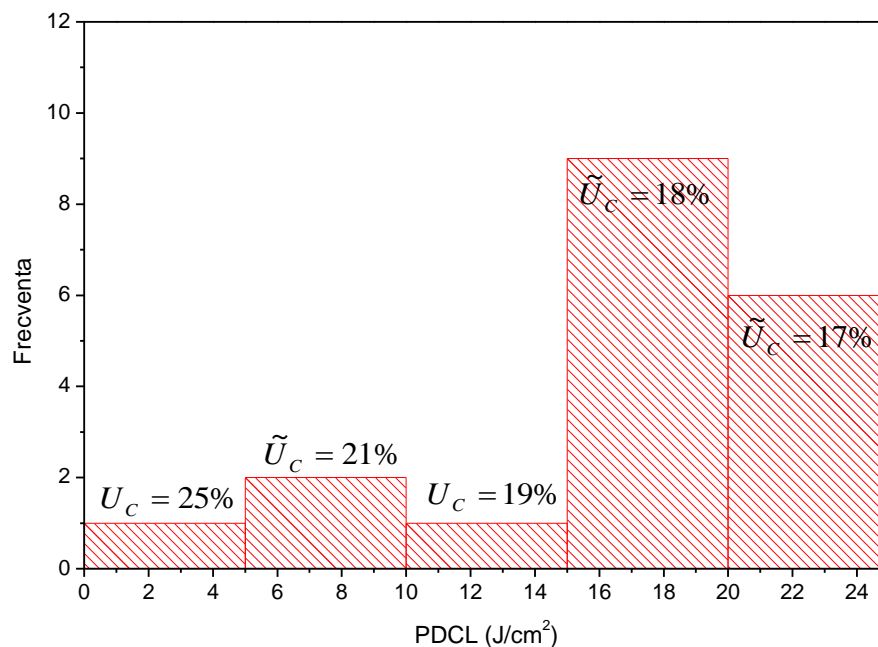


Fig.7.19. Histograma parametrilor de rezistență în câmp laser măsurați pe acoperiri tip AR măsurate pe acoperiri ARW_650_1050_LD, produse de firmă Ophir Optics SRL.
Scala verticală: numărul de probe funcție de PDCL

Se observă la toate măsurările de determinare a PDCL, ca incertitudinea cea mai mică, corespunde probelor cu un prag de distrugere ridicat. Din acest fapt putem trage concluzia că o probă cu un PDCL ridicat are și o uniformitate bună a răspunsului la testul laser de tip S-on-1. Probele cu PDCL scăzut indică o dispersie mare a zonei de rampă a probabilității de distrugere și deci un răspuns cu diferențe mari de la sit la sit al pragului de distrugere.

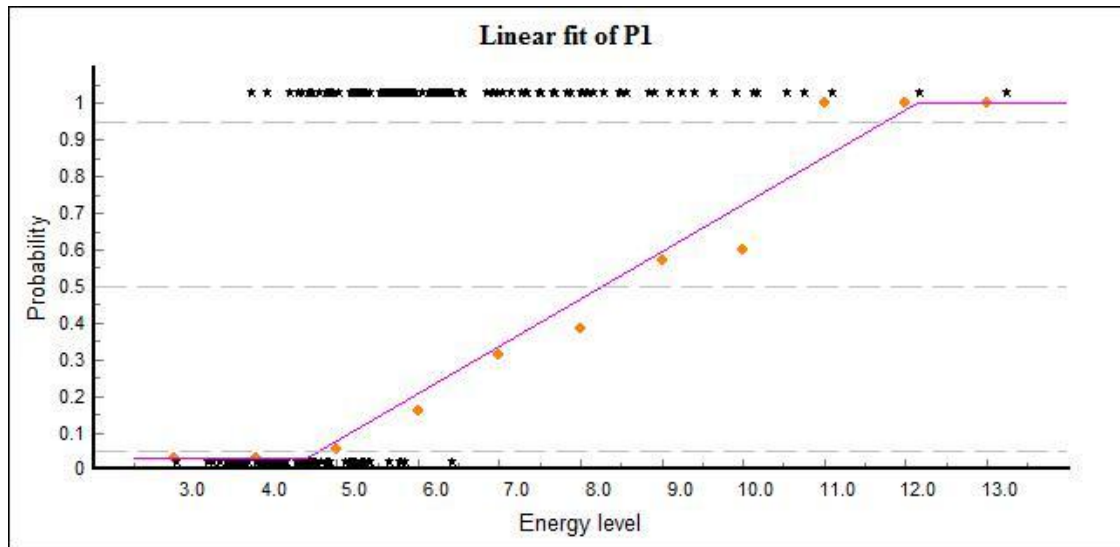


Fig.7.20. Exemplu de grafic de probabilitate de distrugere cu valorile de rampă a probabilității de distrugere dispersate pe un interval mare de energie. Pragul de distrugere la un puls aplicat pe sit, în cazul de față este foarte scăzut, și anume aproximativ 12 J/cm².

Un exemplu de raport de test S-on-1 efectuat pe stația automată cu pulsuri de nanosecunde este arătat în Anexa 3.

7.4. Testul de intercomparare cu laboratoarele Laser Zentrum Hannover e.V. și Vilnius University - LRC

7.4.1. Introducere

În timpul conferinței SPIE Laser Damage Symposium XLIV: Annual Symposium on Optical Materials for High Power Lasers, ținută între 23-26 Sept. 2012 la NIST în Boulder, Colorado, SUA, reprezentanții laboratorului ISOTEST au inițiat o serie de discuții preliminare cu Prof. Detlev Ristau și Dr. Lars Jensen de la Laser Zentrum Hannover e.V. (LZH) din Germania, și cu Dr. Andrius Melninkaitis de la Vilnius University (VU) din Lituania, în vederea organizării unui studiu experimental de intercomparare între cele trei laboratoare privind măsurarea PDCL prin testul ISO S-on-1 pe componente optice tipice furnizate de Ophir Optics SRL (parte a grupului Newport-Ophir) din București. Menționez că laboratoarele LZH și VU reprezintă centre de mare prestigiu în domeniu, cu o experiență îndelungată în dezvoltarea de instalații automate și în măsurări PDCL prin testul ISO S-on-1 pe aceste instalații.

Testele S-on-1 urmau să fie efectuate cu pulsuri laser de nanosecunde, la lungimea de undă de 1064nm. Ophir Optics a realizat trei seturi de probe de același tip, fiecare set fiind alcătuit din două substraturi de sticlă tip BK7 acoperite cu acoperiri anti-reflectante (AR) la lungimea de undă de 1064 nm și un substrat de sticlă tip BK7 nedepus.

Substraturile depuse AR, notate AR1 și AR2, materiale de acoperire $\text{HfO}_2 / \text{SiO}_2$, au fost realizate în aceeași șarjă. Din păcate, la substraturile nedepuse nu poate fi precizat tipul de sticlă BK7, producătorul având mai mulți furnizori pentru acest tip de material. Întrucât substraturile tip BK7 nedepuse din seturile de test nu au fost procesate odată, în aceeași șarjă, pot exista mici diferențe în nivelul de rugozitate al suprafeței, care pot avea o anumită influență asupra PDCL.

Organizarea studiului de intercomparare pe seturile de probe Ophir Optics a fost definitivată de reprezentanții celor trei laboratoare în timpul workshopului Laser-Induced Damage Threshold and Laser Beam Characterization (LIDT & LBC) organizat de laboratorul ISOTEST în perioada 20-24 mai 2013 la Bran, suprapus cu a 3-a Conferința Internațională "Modern Laser Applications", INDLAS 2013, secțiunea Laser Metrology and Testing. Fiecare laborator a primit un set sigilat de probe din partea producătorului Ophir Optics SRL. Procedura de curățare a probelor și tehnica de detecție a distrugerii sitului (în timp real și după iradiere) au fost lăsate la alegerea fiecărui laborator participant. Evaluarea PDCL la 0% probabilitate de distrugere (0% PDCL) și 50% probabilitate de distrugere (50% PDCL) a fost realizată prin determinarea experimentală a caracteristicii de distrugere S-on-1. Protocoalele de derulare a testului S-on-1 implemente pe stațiile automate participante la acest studiu au fost dezvoltate pe baza recomandărilor standardului ISO 21254-2. Fiecare laborator participant (ISOTEST (ISOT), Laser Zentrum Hannover e.V (LZH) și Vilnius University – LRC (VU)) a efectuat testele S-on-1 în mod independent, ghidat numai de recomandările standardului ISO-21254. Valorile PDCL măsurate, împreună cu o estimare a incertitudinii rezultatelor măsurării, au fost comunicate celorlalți participanți.

7.4.2. Condiții preliminare de test

În Tabelul 7.7 sunt sintetizate caracteristicile principale ale celor trei stații pentru măsurări PDCL prin testul S-on-1.

Tabelul 7.7. Caracteristicile stațiilor automate S-on-1 pentru măsurări PDCL

Caracteristici S-on-1	LZH	VU	ISOT
S – număr de pulsuri	10 000	1000	500
Lungime de undă	1064 nm	1064 nm	1064 nm
Profil spațial al spotului laser în planul țintei	~TEM ₀₀	TEM ₀₀	~ TEM ₀₀
Diametrul spotului laser în planul țintei	0.303 mm (@1/e ²) 0.214 mm (efectiv)	0.24 mm (@1/e ²)	0.32 mm (@1/e ²) 0.23 mm (efectiv)
Profil temporal de puls	Neted (SLM)	Neted (SLM)	Neted (SLM)
Durata pulsului, τ	10.7 ns (FWHM) 13.3 ns (efectivă)	11 ns (efectivă)	4.6 ns (FWHM) 6.5 ns (efectivă)
Frecvența de repetiție a pulsurilor laser	100 Hz	50 Hz	10 Hz
Unghi de incidență	0 ± 1°	0°	4° ± 1°
Polarizare	Liniară	Liniară	Liniară
Număr de situri iradiate	154	~ 550	~250
Separarea între situri	1.5 mm	0.7 mm	1 mm
Detecția sitului distrus	- Radiație difuzată (în timp real) - Microscop Nomarski (după test)	- Radiație difuzată (în timp real) - Microscop Nomarski (după test)	- Radiație difuzată (în timp real) - Microscop Nomarski (după test)
Definiția PDCL (0% și 50% probabilitate de distrugere)	Fitare liniară	- Fitare liniară - Fitare neliniară	Fitare liniară

Din tabelul de mai sus se observă ca o serie de parametri S-on-1 au valori diferite de la o stație la alta, după cum urmează:

- Numărul maxim de pulsuri aplicate per sit, S , este semnificativ mai mare la LZH (10 000) față de VU (1000) și ISOT (500). Aceste valori diferite sunt corelate cu frecvența de repetiție a pulsurilor generate de sursele laser (100 Hz la LZH, 50 Hz la VU, 10 Hz la ISOT), în ideea de a păstra un echilibru între a avea un timp mare și concomitent rezonabil de iradiere per sit (în jur de zeci de secunde), și a obține date experimentale până în apropierea nivelului de saturație a pragului de distrugere în raport cu numărul de pulsuri. Întrucât influența frecvenței de repetiție a pulsurilor laser asupra valorii PDCL măsurate depinde puternic de tipul materialului testat, nu sunt cunoscute sau utilizate reguli generale de scalare a PDCL cu acest parametru al sursei laser.

- Durata efectivă τ a pulsurilor laser din stația ISOT este semnificativ mai mică în raport cu celelalte stații ($\tau = 6.5$ ns pentru ISOT; $\tau = 13.3$ ns pentru LZH; $\tau = 12$ ns pentru VU). Conform rezultatelor teoretice și experimentale, PDCL în fluența (J/cm^2) poate fi considerat ca fiind proporțional cu $\tau^{1/2}$ în gama $\tau \sim 20$ ps - 100 ns [50]. Ca urmare, în vederea comparării rezultatelor, valorile PDCL măsurate cu stațiile ISOT și sau VU au fost scalate cu factorul $(\tau_1 / \tau_2)^{1/2}$, unde τ_1 este durata efectivă a pulsului LZH (cea mai mare durata efectivă de puls), τ_2 este durata efectivă a pulsului ISOT sau VU.

- Diametrul efectiv al spotului laser în planul țintei are valoarea minimă de 0.17 mm pentru VU și o valoare de ~ 0.3 mm pentru LZH și ISOT. Date publicate în literatură arată că, pentru structuri HfO_2 / SiO_2 , la lungimea de undă de 1064 nm, un diametru efectiv de spot de mai mare de 0.15 mm menține PDCL în domeniul de invarianță la diametrul de spot diferite [86]. Ca urmare, vom considera că aceste valori diferite de diametre de spot utilizate în stațiile S-on-1 nu influențează semnificativ valorile PDCL măsurate.

7.4.3. Rezultate experimentale

Rezultatele măsurărilor PDCL prin testul S-on-1 pe seturile de probe Ophir Optics efectuate în laboratoarele ISOT și laboratoarele parteneri LZH și VU sunt comparate în Tabelele 7.8.-7.13. Au fost comparate numai datele experimentale (valori PDCL) măsurate în aceleași condiții (același număr de pulsuri N pentru care a fost extrapolată probabilitatea de distrugere prin fitarea liniară a datelor experimentale). Valorile PDCL măsurate (J/cm^2) au fost approximate cu două cifre semnificative, conform recomandării Sistemului Internațional de Unități (SI) [87].

Erorile relative ε asociate măsurărilor PDCL efectuate de ISOT și de partenerii LZH și VU au fost calculate în două moduri, așa cum se arată în relațiile (7.10) și (7.11), unde PART înseamnă LZH sau VU:

$$\varepsilon = |\text{ISOT} - \text{PART}|/\text{PART}, \quad (7.10)$$

considerând rezultatele PART ca "referință" și

$$\varepsilon = 2|\text{ISOT} - \text{PART}|/(\text{PART} + \text{ISOT}), \quad (7.11)$$

considerând media aritmetică a rezultatelor PART și ISOT ca "referință".

Rezultate măsurate / scalate cu durata pulsului laser

i) Rezultate ISOTEST - LZH

Tabelul 7.8. Proba AR1.

0% PDCL: PDCL la 0% probabilitate de distrugere; 50% PDCL la 50% probabilitate de distrugere.

Număr de pulsuri, N	LZH PDCL măsurat (J/cm ²)		ISOT PDCL măsurat (J/cm ²)		ISOT PDCL scalat ¹⁾ (J/cm ²)		Erori relative calculate			
							ISOT-LZH /LZH [%]		2 ISOT-LZH /(LZH + ISOT) [%]	
	0% PDCL	50% PDCL	0% PDCL	50% PDCL	0% PDCL	50% PDCL	0% PDCL	50% PDCL	0% PDCL	50% PDCL
10	24	32	18	25	26	36	8.4	12.5	8.0	11.8
20	24	32	18	25	26	36	8.4	12.5	8.0	11.8
50	24	32	18	25	26	36	8.4	12.5	8.0	11.8
100	24	32	18	25	26	36	8.4	12.5	8.0	11.8
200	24	32	18	25	26	36	8.4	12.5	8.0	11.8
500	24	32	18	25	26	36	8.4	12.5	8.0	11.8
	Erori relative medii						8	12	8	12
	Erori relative maxime						8	12	8	12
	Erori relative minime						8	12	8	12

¹⁾ cu $\tau_{\text{eff}}^{1/2} = [(13.3/6.5)^{1/2}] = 1.43 \times \text{PDCL măsurat}$

Tabelul 7.9. Proba AR2.

0% PDCL: PDCL la 0% probabilitate de distrugere; 50% PDCL la 50% probabilitate de distrugere.

Număr de pulsuri, N	LZH PDCL măsurat (J/cm ²)		ISOT PDCL măsurat (J/cm ²)		ISOT PDCL scalat ¹⁾ (J/cm ²)		Erori relative calculate			
							ISOT-LZH /LZH [%]		2 ISOT-LZH /(LZH + ISOT) [%]	
	0% PDCL	50% PDCL	0% PDCL	50% PDCL	0% PDCL	50% PDCL	0% PDCL	50% PDCL	0% PDCL	50% PDCL
10	30	35	21	26	30	38	0	8.6	0	8.2
20	30	35	21	26	30	38	0	8.6	0	8.2
50	30	35	20	26	29	38	3.4	8.6	3.5	8.2
100	29	35	20	26	29	38	0	8.6	0	8.2
200	28	34	20	26	29	37	3.6	8.8	3.5	8.5
500	28	34	20	26	29	37	3.6	8.8	3.5	8.5
	Erori relative medii						2	9	2	8
	Erori relative maxime						4	9	4	8
	Erori relative minime						0	9	0	8

¹⁾ cu $\tau_{\text{eff}}^{1/2} = [(13.3/6.5)^{1/2}] = 1.43 \times \text{PDCL măsurat}$

Tabelul 7.10. Proba "tip BK7".

0% PDCL: PDCL la 0% probabilitate de distrugere; 50% PDCL la 50% probabilitate de distrugere.

Număr de pulsuri, N	LZH PDCL măsurat (J/cm ²)		ISOT PDCL măsurat (J/cm ²)		ISOT PDCL scalat ¹⁾ (J/cm ²)		Erori relative calculate			
							ISOT-LZH /LZH [%]		2 ISOT- LZH /(LZH + ISOT) [%]	
	0% PDCL	50% PDCL	0% PDCL	50% PDCL	0% PDCL	50% PDCL	0% PDCL	50% PDCL	0% PDCL	50% PDCL
10	56	104	28	63	40	90	29	14	33	15
20	60	96	28	63	40	90	34	6.3	40	6.5
50	60	96	28	63	39	90	35	6.3	42	6.5
100	57	94	27	62	38	89	34	5.3	40	5.5
200	50	88	32	61	45	87	10	1.1	11	1.1
500	52	87	30	59	45	85	14	2.3	14	2.3
	Erori relative medii						26	6	30	6
	Erori relative maxime						35	14	42	15
	Erori relative minime						10	1.1	11	1.1

¹⁾ cu $\tau_{\text{eff}}^{1/2} = [(13.3/6.5)^{1/2}] = 1.43 \times \text{PDCL măsurat}$

ii) Rezultate ISOTEST - VU

Tabelul 7.11. Proba AR1.

Număr de pulsuri, N	0% PDCL (J/cm ²)			Erori relative calculate	
	VU PDCL măsurat	ISOTEST PDCL măsurat	ISOTEST PDCL scalat ¹⁾	ISO -VU /VU	2 ISOT-VU /(VU + ISOT)
	1	24	19	24	0 %
2	23	19	24	4.3 %	4.2 %
10	24	19	24	0 %	0 %
100	24	18	24	0 %	0 %
500	24	18	24	0 %	0 %
	Erori relative medii			0.9 %	0.8 %
	Erori relative maxime			4.3 %	4.2 %
	Erori relative minime			0 %	0 %

¹⁾ cu $\tau_{\text{eff}}^{1/2} = [(11/6.5)^{1/2}] = 1.3 \times \text{PDCL măsurat}$

Tabelul 7.12. Proba AR2.

Număr de pulsuri, N	0% PDCL (J/cm ²)			Erori relative calculate	
	VU PDCL măsurat	ISOTEST PDCL măsurat	ISOTEST PDCL scalat ¹⁾	ISOT-VU /VU	2 ISOT-VU /(VU + ISOT)
	1	20	21	27	35 %
2	26	21	27	3.8 %	3.8 %
10	26	21	27	3.8 %	3.8 %
100	26	20	27	3.8 %	3.8 %
500	26	20	26	0 %	0 %
	Erori relative medii			9.3 %	8.3 %
	Erori relative maxime			35 %	30 %
	Erori relative minime			0 %	0 %

¹⁾ cu $\tau_{\text{eff}}^{1/2} = [(11/6.5)^{1/2}] = 1.3 \times \text{PDCL măsurat}$

Tabelul 7.13. Proba substrat tip BK7.

Număr de pulsuri, N	0% PDCL (J/cm ²)			Erori relative calculate	
	VU PDCL măsurat	ISOTEST PDCL măsurat	ISOTEST PDCL scalat ¹⁾	Erori relative calculate	
				$\frac{ \text{ISOT}-\text{VU} }{\text{VU}}$ [%]	$\frac{2 \text{ISOT}-\text{VU} }{(\text{VU} + \text{ISOT})}$ [%]
1	39	38	50	28.2	24.7
10	32	28	37	15.6	14.5
20	32	28	37	15.6	14.5
50	37	28	36	2.7	2.7
100	38	27	35	7.9	8.2
500	41	30	40	2.4	2.5
	Erori relative medii			12	11.2
	Erori relative maxime			28.2	24.7
	Erori relative minime			2.4	2.5

¹⁾ cu $\tau_{\text{eff}}^{1/2} = [(11/6.5)^{1/2} = 1.3] \times \text{PDCL măsurat}$

7.4.4. Concluzii privind măsurările ISOT, LZH și VU

Rezultatele detaliate ale măsurărilor PDCL efectuate în laboratoarele ISOT, LZH și VU, listate în Tabelele 7.8. - 7.13, demonstrează că există o bună concordanță generală privind rezultatele măsurărilor PDCL din cele trei laboratoare. Convergența datelor PDCL este evidențiată de erorile relative medii discretizate ε din Tabelele 7.8.-7.13., care pot fi sintetizate după cum urmează:

- **ISOT – LZH**
 - Pentru AR1 și AR2, eroarea relativă ε : $\varepsilon \in [2\% - 10\%]$ pentru 0% PDCL; $\varepsilon \in [8\% - 12\%]$ pentru 50% PDCL.
 - Pentru substratul tip BK7, eroarea relativă ε : $\varepsilon \leq 26\%$ pentru 0% PDCL; $\varepsilon \leq 6\%$ pentru 50% PDCL.
- **ISOT – VU**
 - Pentru AR1 și AR2, eroarea relativă ε : $\varepsilon \in [1\% - 10\%]$ pentru 0% PDCL.
 - Pentru substratul tip BK7, eroarea relativă ε : $\varepsilon \leq 12\%$ pentru 0% PDCL.

Menționez că **VU** nu a furnizat date privind 50% PDCL.

Sinteza de mai sus arată că, **erorile relative discretizate ε privind datele ISOT – LZH și ISOT – VU prezintă în general un nivel relativ scăzut, în limitele [1% - 15%],** cu o singură excepție ($\varepsilon \leq 30\%$ la 0% PDCL pentru ISOT – LZH).

Valoarea scăzută a erorilor relative ε atestă **congruența valorilor PDCL măsurate în laboratoarele ISOT, LZH și VU** pe probele furnizate de Ophir Optics. Menționăm că, luând în considerare experiența internațională în domeniul măsurării PDCL prin testul S-on-1 [88, 78] și experiența acumulată în acest domeniu de laboratorul ISOTEST, o incertitudine relativă până în limitele de $\pm 25\%$ în măsurarea PDCL atestă în general o procedură de măsurare corectă și o calitate optică rezonabilă a componentei testate.

Congruența rezultatelor PDCL obținute în cele trei laboratoare este ilustrată în Fig. 7.21, unde sunt comparate rezultatele obținute de ISOT, LZH și VU în măsurarea acoperirilor antireflectante de HfO₂ / SiO₂ (media valorilor 0% PDCL și 50% PDCL măsurate pe probele

AR1 și AR2) în intervalul comun de valori ale numărului de pulsuri N , anume $N \in [10 - 500]$. Au fost considerate valorile exacte PDCL transmise de fiecare laborator, fără a fi approximate. Datele PDCL [J/cm^2] măsurate de ISOT și VU au fost scalate la durata pulsurilor laser din instalația LZH după cunoscuta dependență $\tau^{1/2}$, conform ecuației

$$PDCL_{scalat} = PDCL_{masurat} \cdot \left(\frac{\tau_{eff-LZH}}{\tau_{eff-X}} \right)^{1/2},$$

unde τ_{eff-X} este durata efectivă de puls $\tau_{eff-ISOT}$ sau τ_{eff-VU} .

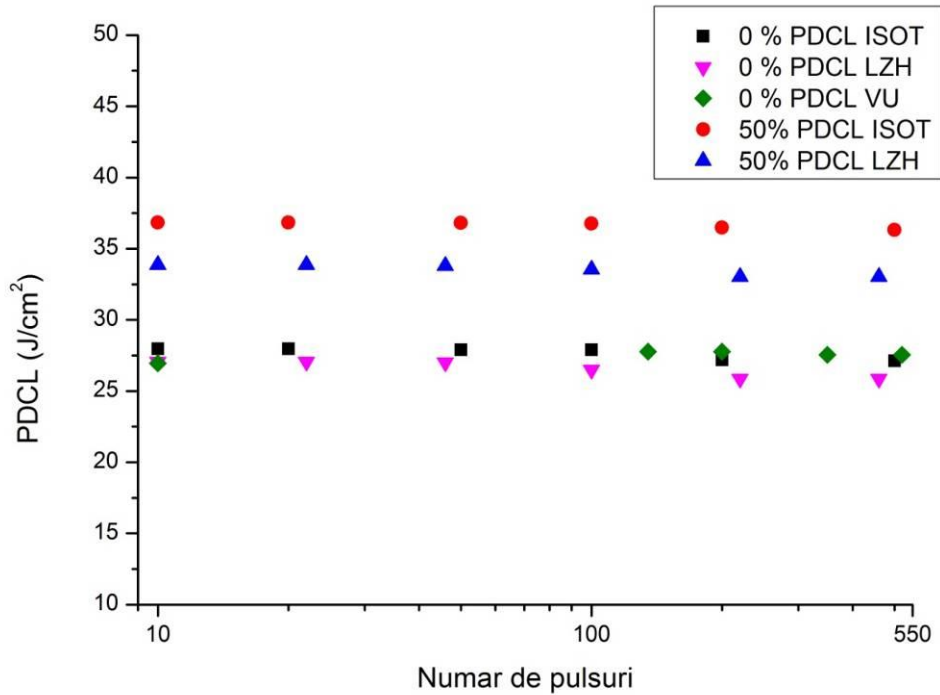


Fig.7.21. Valori 0% PDCL și 50% PDCL ale acoperirilor antireflex de $\text{HfO}_2 / \text{SiO}_2$ măsurate în laboratoarele ISOT, LZH și VU (valori mediate pe probele AR1 și AR2 pentru fiecare valoare a lui N) în intervalul comun de valori ale numărului de pulsuri N , $N \in [10 - 500]$.

Rezultatele de mai sus ale studiului de intercomparare reprezintă o importantă confirmare la nivel internațional a acurateții măsurărilor PDCL efectuate pe Stația Automată în pulsuri de nanosecunde din laboratorul ISOTEST. Menționăm că această stație automată a fost dezvoltată integral pe perioada studiilor de doctorat în cadrul proiectului ISOTEST, pe baza unor metode / soluții tehnologice originale elaborate și implementate în cadrul acestui proiect [46, 64, 88, 89].

7.5. Contribuții personale

În acest capitol am prezentat o scurtă introducere asupra mecanismelor de producere a defectelor induse optic pentru fiecare regim de lucru al laserilor de test, adică regimul de nanosecunde și regimul de femtosecunde. Am continuat cu evaluarea incertitudinii de măsurare a pragului de distrugere în câmp laser.

În continuare am prezentat studii de caracterizare a rezistenței materialelor și componentelor optice în câmp laser. Studiile sunt împărțite în două categorii în funcție de regimul de emisie al laserilor de test. Pe lângă aceste studii am prezentat un experiment de extrapolare a pragului de distrugere definit în regimul de nanosecunde de către producătorul acestei componente optice, în regimul de femtosecunde, datele obținute se încadrează în limita erorilor de măsură. Cel mai important experiment din acest capitol este cel de intercomparare („round-robin”) cu laboratoarele LZH și VU. Experiment care a confirmat că stația de determinare a pragului de distrugere în câmp laser funcționează corect, iar valorile determinate pe această stație coincid cu valorile măsurate în laboratoarele LZH și VU, laboratoare cu zeci de ani de experiență în măsurări de acest gen.

Concluzii

C.1. Concluzii generale

În capitolul 2 am prezentat soluțiile implementate pentru construirea de la zero a stațiilor pentru măsurările de tip PDCL la standarde ISO. Pentru determinarea PDCL standardul ISO 21254 recomandă folosirea unei scheme de principiu cu un laser de test urmat de un atenuator variabil pentru setarea energiei, un sistem de focalizare a fasciculului, un sistem de diagnoză de fascicul, un sistem de poziționare a componentei testate în fascicul și un sistem de detecție a defectelor induse de laser pe componenta testată. Fiecare din aceste componente nu sunt detaliate, astfel încât implementarea trebuie concepută de fiecare utilizator adaptată pe un anumit tip de componente testate. Rezultatele originale din acest capitol au fost publicate/prezentate în: [P1], [P2], [L4], [C1], [C2], [C4], [C5], [C6], [C7], [C8], [C11], [C13].

Pe această stație sunt implementate două proceduri ISO:

- Testul S-on-1 pentru măsurarea PDCL în regim multipuls, conform ISO 21254-2;
- Testul de Fiabilitate tip 2 pentru testarea fiabilității componentelor iradiate la un nivel prestabilit al densității de putere laser, conform ISO 21254-3 .

Testul ISO S-on-1 reprezintă o procedură completă de măsurare a PDCL, care oferă o vedere de ansamblu asupra performanței de rezistență în câmp laser a probei investigate și care permite o estimare cantitativă a duratei de viață a probei. Rezultatul măsurării este caracteristică S-on-1 de distrugere a probei, care arată dependența densității de energie laser la pragul de distrugere funcție de numărul de pulsuri laser aplicate pe probă, pentru două valori ale probabilității de distrugere (0 % și 50 %). Prin setarea $S=1$ procedura S-on-1 devine procedura 1-on-1.

Am proiectat și dezvoltat diverse părți componente ale celor două stații automate pentru determinarea PDCL în regim monopuls, conform ISO 21254-1, în regim multipuls conform ISO 21254-2, și testul de fiabilitate conform 21254-3. În prezent cu aceste stații se efectuează teste de determinare PDCL pentru producătorii de componente optice din industrie. Principalele contribuții au fost aduse la sistemul de detecție a defectelor (detaliate în Capitolul 4), la sistemul de diagnoză de fascicul (Capitolul 5 și 6).

Am modelat și aplicat o nouă metodă de calcul a parametrilor de propagare a fasciculelor laser, metoda ce a dus la reducerea erorilor de determinare a parametrilor cu mai mult de un ordin de mărime [C1].

Am participat la implementarea sistemului optic de zoom variabil în planul probei, sistem ce oferă posibilitatea reglajului diametrului efectiv al fasciculului fără a deplasa proba de-a lungul axei de propagare a fasciculului. Pe baza acestei implementări, a sistemului optic

Contribuții la dezvoltarea unor stații automate de caracterizare a rezistenței mat. și comp. optice în câmp laser

cu zoom variabil, a fost depusă o cerere de brevet de invenție la *Oficiul de Stat pentru Invenții și Mărci* cu numele și numărul: *Metoda de control a dimensiunii și a profilului spațial al spotului laser în planul țintei*; A / 00326 din 26.04.2013 [P1].

Rezultatele implementării acestor stații au fost publicate la cea mai prestigioasă conferință din acest domeniu în [46] și [47]

În capitolul 3 am prezentat algoritmul S-on-1 de operare care se află la baza funcționării instalației. Procedurile de testare a pragului de distrugere pentru componentele optice sunt descrise de standardul ISO-21254. Prima parte descrie algoritmul 1-on-1, partea a doua descrie algoritmul S-on-1. Procedura 1-on-1 înseamnă explorarea suprafeței testate cu un puls laser pe un singur sit, puls laser de diferite energii. Procedura S-on-1 înseamnă folosirea mai multor pulsuri de explorare (S) pe un sit. Această metodă este mai puternică (oferă o acuratețe mai mare) pentru că având un număr suficient de mare de puncte experimentale (situri explorate), rezultatele se pot trata statistic. În plus, dacă forțăm $S = 1$, algoritmul S-on-1 devine 1-on-1, deci procedura 1-on-1 o putem considera ca fiind inclusă în procedura (generală) S-on-1. Acestea sunt motivele pentru care la baza funcționării instalației se află algoritmul S-on-1.

Am optimizat implementarea algoritmului de operare al stațiilor automate de determinare a PDCL pentru a obține o eroare minimă cu un număr mic de puncte experimentale. Implementarea a fost realizată după indicațiile din standardul ISO 21254 și programul software de sine stătător care a rezultat din această implementare funcționează în conformitate cu acest standard. Implementarea acestui algoritm pentru funcționarea automată a fost necesară din cauza timpului foarte mare necesar pentru efectuarea unui astfel de test. Prin implementarea secvenței automate a programului de operare timpul dedicat unui test obișnuit a scăzut de la câteva zile (2-3 zile în regim complet manual) la numai câteva ore (cu regimul automat).

Am stabilit protocolul de pornire și inițializare a echipamentelor și dispozitivelor componente ale stațiilor, necesar pentru o funcționare corectă a instalațiilor. Am dezvoltat protocolul de centrare a probelor în fascicul, protocol necesar pentru a putea testa probe de diferite forme și dimensiuni cu aceste instalații; centrarea probei este necesară pentru a obține suprapunerea hărții realizată în software-ul de operare cu suprafața optică a probei.

Pe baza implementării unității de calcul pentru procese rapide (DSP) în stația automată pentru măsurarea PDCL a fost depusă o cerere de brevet de invenție la *Oficiul de Stat pentru Invenții și Mărci* cu numele și numărul: *Dispozitiv integrat în Stație Automată de măsurare ISO a pragului de distrugere a componentelor optice iradiate cu laser*; A / 00425 din 13.06.2012

În capitolul 4 am prezentat rezultate privind dezvoltarea și implementarea unei tehnici și a unui dispozitiv de detecție în timp real a distrugerii induse de laser pe suprafețe optice. Dispozitivul este integrat în două stații automate pentru măsurarea pragului de distrugere indus de laser, conform standardelor ISO. Rezultatele originale ale acestei implementări au fost publicate/prezentate în [L2], [C14].

Am proiectat și dezvoltat o tehnică și un dispozitiv rapid și simplu de utilizat pentru detecția defectelor induse de laser pe suprafețele optice testate. Tehnica este bazată pe monitorizarea radiației împrăștiată de probă la un unghi de incidență între $\approx 15^\circ \div 75^\circ$, radiația împrăștiată detectată provenind de la laserul de test după apariția unui defect pe suprafața probei. Rezultatele experimentale au arătat o rezoluție mare a detectorului, sensibilitate mare a detectorului la apariția unui defect, capacitate de a lucra la frecvențe mari de repetiție ale laserului de test, o funcționare stabilă și sigură a detectorului de sit distrus. Acest detector de distrugere a siturilor este implementat pe cele două stații de determinare a pragului de distrugere în câmp laser descrise în capitolele 2.1 și 2.2 și funcționează conform

recomandărilor standardului ISO 21254 - 4. Rezultatele au fost publicate în articolul “**Real-time detection of optical damage induced by high-power laser pulses**” .

În capitolul 5 am prezentat o metodă de măsurare în timp real a ariei efective într-un anumit plan transversal, de-a lungul unui fascicul produs de un laser cu emisie în impulsuri. Aria efectivă a unui fascicul în planul țintei este un parametru fundamental pentru caracterizarea pragului de distrugere în câmp laser al componentelor și materialelor optice, în conformitate cu standardul ISO 21254 – 1, 2, 3, 4. Influența energiei de fond și influența ariei de integrare asupra acurateții măsurării valorii ariei fasciculului a fost simulată și analizată în programul software Matlab. Metoda a fost aplicată pentru măsurarea a diferite profile transversale de fascicul ale unui laser de tip Nd:YAG cu următoarele caracteristici: lungimea de undă de 1064 nm, durata de puls 5 ns, frecvența de repetiție de 10 Hz. Am estimat pentru aceste măsurări incertitudinea standard. Rezultatele originale din acest capitol au fost prezentate în [C10] și [C12].

Aria efectivă este un parametru fundamental care caracterizează spațial iradianța profilului de fascicul laser într-un plan transversal. Deoarece aria efectivă este legată direct de fluența de vârf și de energia pulsului laser, este aplicabilă oricărui profil spațial real de fascicul.

În acest capitol am prezentat o modalitate de a măsura în timp real aria efectivă a unui fascicul într-un plan de interes definit (de exemplu planul probei), în conformitate cu definiția din standardul ISO a acestui parametru. Metoda folosește un analizor de fascicul pe bază de camera CCD și este aplicabilă în domeniul ultraviolet până în infraroșu apropiat. Efectul energiei de fundal și acuratețea metodei au fost evaluate prin simulări numerice în programul software Matlab.

Simulările Matlab au arătat o caracteristică particulară surprinzătoare a măsurării ariei efective: pentru un zgomot de fundal constant, eroarea de măsură a ariei devine mai mare pentru diametre de fascicul mai mari. Acest lucru este contrar așteptărilor, deoarece un fascicul mai mare se presupune că este mai bine măsurabil.

Am aplicat această metodă pentru a măsura aria efectivă a trei profile de fascicul laser de dimensiuni diferite, la lungimea de undă de 1064 nm. Am folosit un analizor de fascicul cu senzor CCD cu o arie de 1200×1600 pixeli cu o gamă dinamică de 14 biți (16 384 nivele de gri), pentru diametre de fascicul de sute de pixeli. Incertitudinea extinsă a măsurărilor a fost calculată, obținând o valoare de $\sim 3\%$.

Că o concluzie generală, acuratețea metodei descrise mai sus depinde în principal de doi factori: caracteristicile camerei CCD (contrast, rezoluție spațială, gama dinamică, eficiența algoritmului de anulare a zgomotului) și de dimensiunea fasciculului măsurat în raport cu dimensiunea senzorului CCD.

Din literatura analizată nu există studii asemănătoare cu cele prezentate în acest capitol (analiza comportamentului ariei și diametrului efectiv în condiții de laborator și o metodă de măsurare și evaluare a incertitudinii măsurării).

În capitolul 6 am descris metoda utilizată pentru a măsura parametrul numit *durata efectivă a pulsului laser* așa cum este definit în standardul ISO 21254-1:2011. Abordarea este aplicată pentru a măsura pulsurile surselor laser folosite în cele două stații automate de măsurare a PDCL: un laser cu durată de nanosecunde cu un singur mod longitudinal de tip Q-switched Nd:YAG, și o sursă complet integrată de tip Ti:sapphire cu pulsuri de (150 - 400) fs și frecvență de repetiție de 2 kHz. Pentru comparație, durata la semi-înălțime a accelerației pulsuri este, de asemenea, măsurată. Sunt prezentate analiza și descrierea procesului de măsurare, rezultatele experimentale, precum și incertitudinile aferente. O incertitudine combinată mai mică se obține pentru durata efectivă a pulsului decât pentru durata la semi-înălțime a pulsurilor pentru fiecare scală de timp descrisă în experimente.

Acest lucru sugerează faptul că durata efectivă a pulsului este un parametru adecvat pentru a caracteriza durata pulsurilor în experimentele de determinare a pragului de distrugere în câmp laser.

Nu avem cunoștință de nici o lucrare sau studiu care să prezinte astfel de măsurări ale duratelor efective de puls și analize ale incertitudinilor acestor măsurări.

Am prezentat în acest capitol măsurări de determinare a duratei efective a pulsurilor laser în gamă de durate de puls de nanosecunde și femtosecunde. Acest parametru este recomandat de standardul ISO 21254-1 să fie folosit pentru experimente de caracterizare a PDCL. Pentru comparație, am măsurat și durata la semi-înălțime a acelorași pulsuri. Precizia măsurărilor depinde puternic de stabilitatea formei de undă a pulsului, pe când acuratețea rezultatului este în principal limitat de banda finită a sistemului de măsură (fotodiodă și osciloscop pentru pulsurile de nanosecunde) și erori caracteristice ale dispozitivelor GRENOUILLE (pentru pulsurile de femtosecunde). În ambele regimuri temporale incertitudinea standard relativă calculată pentru durata efectivă a pulsurilor este mai mică decât incertitudinea similară calculată pentru durata la semi-înălțime, $u_{C_{\text{eff}}} \approx 0.5\%$ pentru pulsurile laser de nanosecunde și $u_{C_{\text{eff}}} \approx 5\%$ pentru pulsurile de la laserul în femtosecunde. În comparație, măsurările duratei la semi-înălțime prezintă o incertitudine combinată relativă standard $u_{C_{t1/2}} \approx 1\%$ pentru pulsurile de nanosecunde și $u_{C_{t1/2}} \approx 7\%$ pentru pulsurile de femtosecunde. Faptul că durata efectivă măsurată a pulsurilor laser are o incertitudine combinată mai mică decât durata la semi-înălțime pentru ambele scale de timp ne indică faptul că durata efectivă este un parametru adecvat în locul duratei la semi-înălțime ca parametru principal în experimentele de determinare a PDCL.

Rezultatele prezentate în acest capitol au fost publicate în [L1] **A. Zorilă**, L. Rusen, A.

Stratan, G. Nemeș, *Measuring the effective pulse duration of nanosecond and femtosecond laser pulses for laser-induced damage experiments* Opt. Eng. 52 (5), 054203 (May 31, 2013);

În prezent, laboratorul ISOTEST este singurul laborator din România (și chiar din sud-estul Europei) unde se pot face studii și măsurări ale pragului de distrugere în câmp laser al componentelor și materialelor optice la standarde ISO. Pe baza acestor facilități contruite, laboratorul ISOTEST a depus documentația tehnică necesară acreditării de către RENAR, iar procesul de evaluare al laboratorului este în desfășurare în prezent.

Studiile și măsurările efectuate cu cele două stații automate pentru determinarea pragului de distrugere în câmp laser prezentate în acest capitol sunt o premieră la nivelul României, iar studiul de intercomparare („round-robin”) cu 2 laboratoare (cele mai renumite la nivel European): Characterization Group, Laser Zentrum Hannover e.V. și Laser Research Center, Vilnius University reprezintă o atestare la nivel internațional a rezultatelor măsurărilor din acest laborator.

În primul paragraf al capitolului 7 am prezentat un scurt rezumat al mecanismelor de distrugere în câmp laser pentru regimurile de lucru ale laserilor folosiți în stațiile automate urmat de o evaluare a incertitudinii totale a măsurărilor PDCL.

În continuare am prezentat o analiză a PDCL-ului componentelor și acoperirilor optice măsurate și a incertitudinii totale asociată acestor măsurări. Măsurări efectuate pe cele două stații automate. Studiile sunt împărțite în două categorii în funcție de regimul de emisie al laserilor de test. Pe lângă aceste studii am prezentat un experiment de extrapolare a pragului de distrugere definit în regimul de nanosecunde de către producătorul acestei componente optice, în regimul de femtosecunde, datele obținute se încadrează în limita erorilor de măsură.

În încheierea capitolului 7 am prezentat testul de intercomparare („round-robin”) cu 2 laboratoare (cele mai renumite la nivel european): Characterization Group, Laser Zentrum Hannover e.V. și Laser Research Center, Vilnius University. Experiment care a confirmat că

stația de determinare a pragului de distrugere în câmp laser funcționează corect, iar valorile determinate pe această stație coincid cu valorile măsurate în laboratoarele LZH și VU, laboratoare cu zeci de ani de experiență în măsurări de acest gen.

C.2. Contribuții personale

1. Am proiectat și dezvoltat diverse părți componente ale celor două stații automate pentru determinarea PDCL în regim monopuls, conform ISO 21254-1, în regim multipuls conform ISO 21254-2, și testul de fiabilitate conform ISO 21254-3. În prezent cu aceste stații se efectuează teste de determinare PDCL pentru producătorii de componente optice din industrie. Rezultatele implementării acestor stații au fost publicate la cea mai prestigioasă conferință din acest domeniu în [46] și [47]

2. Am modelat și aplicat o nouă metodă de calcul a parametrilor de propagare a fasciculelor laser, metoda ce a dus la reducerea erorilor de determinare a parametrilor cu mai mult de un ordin de mărime [C1].

3. Implementarea sistemului optic de zoom variabil în planul probei, sistem ce oferă posibilitatea reglajului diametrului efectiv al fasciculului fără a deplasa proba de-a lungul axei de propagare a fasciculului. Pe baza acestei implementări, a sistemului optic cu zoom variabil, a fost depusă o cerere de brevet de invenție la *Oficiul de Stat pentru Invenții și Mărci* cu numele și numărul: *Metoda de control a dimensiunii și a profilului spațial ale spotului laser în planul țintei*; A / 00326 din 26.04.2013 [P1].

4. Am optimizat implementarea algoritmului de operare al stațiilor automate de determinare a PDCL pentru a obține o eroare minimă cu un număr mic de puncte experimentale. Implementarea a fost realizată după indicațiile din standardul ISO 21254 și programul software de sine stătător care a rezultat din această implementare funcționează în conformitate cu acest standard. Implementarea acestui algoritm pentru funcționarea automată a fost necesară din cauza timpului foarte mare necesar pentru efectuarea unui astfel de test. Prin implementarea secvenței automate a programului de operare timpul dedicat unui test obișnuit a scăzut de la câteva zile (2-3 zile în regim complet manual) la numai câteva ore (cu regimul automat).

5. Am stabilit protocolul de pornire și inițializare a echipamentelor și dispozitivelor componente ale stațiilor, necesar pentru o funcționare corectă a instalațiilor. Am dezvoltat protocolul de centrare a probelor în fascicul, protocol necesar pentru a putea testa probe de diferite forme și dimensiuni cu aceste instalații; centrarea probei este necesară pentru a obține suprapunerea hărții realizată în software-ul de operare cu suprafața optică a probei.

6. Implementarea unității de calcul pentru procese rapide (DSP) în stația automată pentru măsurarea PDCL; pe baza implementării a fost depusă o cerere de brevet de invenție la *Oficiul de Stat pentru Invenții și Mărci* cu numele și numărul: *Dispozitiv integrat în Stație Automată de măsurare ISO a pragului de distrugere a componentelor optice iradiate cu laser*; A / 00425 din 13.06.2012 [P2]

7. Am dezvoltat și implementat o tehnică și un dispozitiv rapid și simplu de utilizat pentru detecția defectelor induse de laser pe suprafețele optice testate. Tehnica este bazată pe

monitorizarea radiației împrăștiată de probă la un unghi de incidență între $\approx 15^\circ \div 75^\circ$, radiația împrăștiată detectată provenind de la laserul de test după apariția unui defect pe suprafața probei. Rezultatele originale ale acestei implementări au fost publicate/prezentate în [L2], [C14].

8. Am dezvoltat și implementat o metodă de a măsura în timp real aria efectivă a unui fascicul într-un plan de interes definit (de exemplu planul probei), în conformitate cu definiția din standardul ISO a acestui parametru. Metoda folosește un analizor de fascicul pe bază de camera CCD și este aplicabilă în domeniul ultraviolet până în infraroșu apropiat. Efectul energiei de fundal și acuratețea metodei au fost evaluate prin simulări numerice în programul software Matlab. Rezultatele originale au fost prezentate în [C10] și [C12].

9. Am dezvoltat și implementat o metodă de măsurare și determinare a duratei efective a pulsurilor laser în gamă de durate de puls de nanosecunde și femtosecunde. Acest parametru este recomandat de standardul ISO 21254-1 să fie folosit pentru experimente de caracterizare a PDCL. Pentru comparație, am măsurat și durata la semi-înălțime a acelorași pulsuri. Rezultatele au fost publicate în [L1] și în [C9].

10. Am realizat un studiu al incertitudinii totale a măsurărilor efectuate pe stațiile automate pentru măsurarea PDCL. Datele din acest studiu fiind aplicate la elaborarea fiecărui raport de test întocmit pentru probele analizate.

11. Am realizat un studiu de corelare a energiei benzii interzise cu pragul de distrugere în câmp laser pentru mai multe tipuri de acoperiri optice. Măsurările au fost efectuate pe durata stagiului de cercetare în laboratoarele LZH, în regimul de femtosecunde.

12. Am realizat un studiu de extrapolare a pragului de distrugere în câmp laser definit în regimul de nanosecunde de un producător de componente optice, pentru o oglindă de argint protejat, extrapolare în regimul de femtosecunde. Testul a arătat o bună concordanță a extrapolărilor măsurărilor experimentale, conform altor studii din literatură, cu datele specificate de producător.

13. Am efectuat, pe stația automată pentru determinarea pragului de distrugere cu pulsuri de nanosecunde, un număr de peste 80 de teste pe un număr egal de probe martor. Raportul de test întocmit pentru fiecare din aceste probe martor reprezintă o certificare a lotului (lot de zeci sau chiar sute) de componente optice produse în același timp cu proba martor. Rezultatele acestor măsurări sunt grupate și analizate în funcție de semestrul de doctorat în care am efectuat aceste teste.

14. Am efectuat un studiu de intercomparare cu laboratoarele LZH și VU pe trei seturi de componente optice, rezultatele acestui studiu de intercomparare reprezintă o importantă confirmare la nivel internațional a acurateții măsurărilor PDCL efectuate pe Stația Automată în pulsuri de nanosecunde din laboratorul ISOTEST. Stația automată a fost dezvoltată integral pe perioada studiilor de doctorat în cadrul proiectului ISOTEST, pe baza unor metode / soluții tehnologice originale elaborate și implementate în cadrul acestui proiect [46, 64, 89, 90].

Anexa 1 - Calculul erorii de extrapolare

Considerăm două valori discrete $Q(\alpha_1)$ și $Q(\alpha_1 + \Delta\alpha)$ situate pe caracteristica $Q(\alpha)$ și un punct intermediar $Q(\alpha_1 + \delta\alpha)$, unde $\delta\alpha < \Delta\alpha$ (fig. A1).

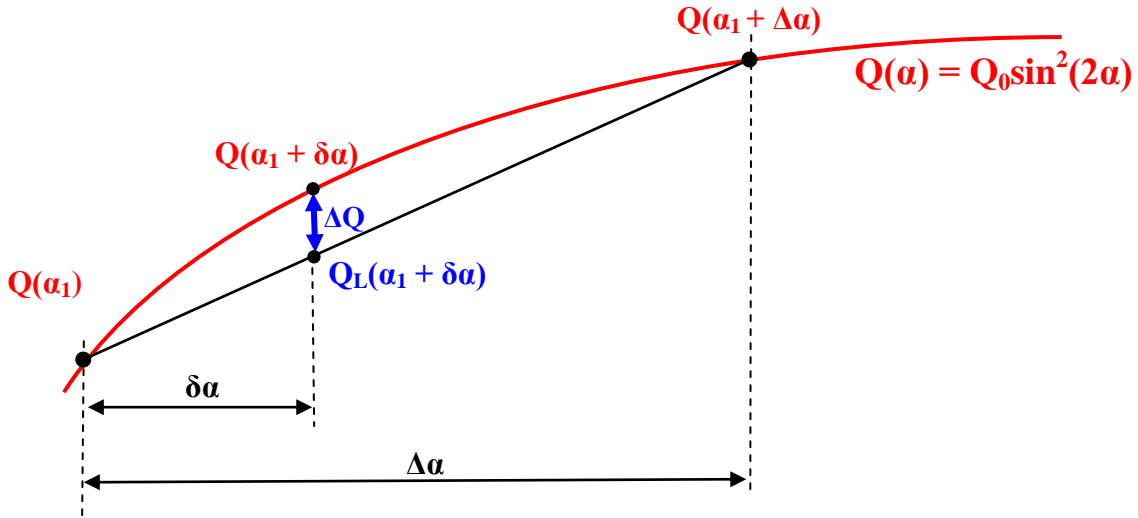


Fig. A.1. Aproximarea funcției $Q(\alpha)$ prin extrapolare liniară

Eroarea ΔQ introdusă de extrapolarea liniară a caracteristicii $Q(\alpha)$ reprezintă diferența dintre ordonata funcției $Q_0 \sin^2(2\alpha)$ și ordonata dreptei ($Q(\alpha_1), Q(\alpha_1 + \Delta\alpha)$):

$$\Delta Q = |Q(\alpha_1 + \delta\alpha) - Q_L(\alpha_1 + \delta\alpha)|$$

$$Q_L(\alpha_1 + \delta\alpha) = \left(1 - \frac{\delta\alpha}{\Delta\alpha}\right)Q(\alpha_1) + \frac{\delta\alpha}{\Delta\alpha}Q(\alpha_1 + \Delta\alpha) \quad (A1.1)$$

Mărimile $Q(\alpha_1 + \delta\alpha)$ și $Q(\alpha_1 + \Delta\alpha)$ pot fi approximate prin dezvoltare în serie în jurul lui $Q(\alpha_1)$:

$$Q(\alpha_1 + \delta\alpha) = Q(\alpha_1) + \delta\alpha \cdot Q'(\alpha_1) + \frac{\delta\alpha^2}{2} \cdot Q''(\alpha_1) \quad (A1.2)$$

$$Q(\alpha_1 + \Delta\alpha) = Q(\alpha_1) + \Delta\alpha \cdot Q'(\alpha_1) + \frac{\Delta\alpha^2}{2} \cdot Q''(\alpha_1) \quad (A1.3)$$

unde, conform ec. (1),

$$Q'(\alpha) = 2Q_0 \sin 4\alpha$$

$$Q''(\alpha) = 8Q_0 \cos 4\alpha \quad (A1.4)$$

Din ecuațiile (A1 – A4,) obținem pentru ΔQ :

$$\Delta Q = \left| \frac{\delta\alpha}{2} (\Delta\alpha - \delta\alpha) Q''(\alpha_1) \right| = 4\delta\alpha (\Delta\alpha - \delta\alpha) |\cos 4\alpha| \quad (A1.5)$$

Pentru $\delta\alpha = \Delta\alpha/2$, ec. (A5) devine:

$$\Delta Q = \Delta\alpha^2 \cos 4\alpha \quad (A1.6)$$

Anexa 2 - Bugetul erorilor testului S-on-1

1. Erori aleatoare măsurate de senzorii setup-ului experimental

- Abaterea standard relativă a energiei per puls: $\pm \varepsilon_Q$
- Abaterea standard relativă a ariei efective a spotului laser: $\pm \varepsilon_A$
- Abaterea standard relativă a duratei efective de puls: $\pm \varepsilon_t$

2. Incertitudinea standard în determinarea mărimilor $Q_0(N)$, $Q_{50}(N)$, cauzată de lărgimea finită a intervalelor $Q_i \pm \Delta Q$, se calculează cu relațiile

$$\varepsilon_{u-Q} = \frac{\Delta Q}{\sqrt{3Q}}, \quad (\text{A2.1})$$

unde \bar{Q} este energia per puls mediata pe toate siturile interogate.

- Abaterea standard experimentală a energiei per puls, $\varepsilon_{Q\text{-exp}}$, este determinată de relația:

$$\varepsilon_{Q\text{-exp}} = \sqrt{\varepsilon_Q^2 + \varepsilon_{u-Q}^2} \quad (\text{A2.2})$$

3. Erori sistematice și de calibrare (setate de operator).

- Incertitudinea standard de calibrare a detectorului de energie: $\pm \varepsilon_{u-D}$
- Incertitudinea standard de calibrare a monitorului de energie: $\pm \varepsilon_{u-M}$
- Incertitudinea standard de calibrare în energie a separatorului holografic: $\pm \varepsilon_{u-F}$
- Incertitudinea standard relativă data de lărgirea profilului temporal de puls: $\pm \varepsilon_{u-Sa}$
- Incertitudinea standard relativă data de integrarea numerică a profilului temporal: $\pm \varepsilon_{u-Si}$

4. Erori totale.

- Eroarea (rms) în măsurarea energiei laser:

$$\varepsilon_{Q\text{-total}} = \pm \sqrt{\varepsilon_{Q\text{-exp}}^2 + \varepsilon_{u-D}^2 + \varepsilon_{u-M}^2 + \varepsilon_{u-F}^2} \quad (\text{A2.3})$$

- Eroarea (rms) în măsurarea densității de energie:

$$\varepsilon_H = \pm \sqrt{\varepsilon_{Q\text{-total}}^2 + \varepsilon_A^2} \quad (\text{A2.4})$$

- Eroarea (rms) în măsurarea densității de putere :

$$\varepsilon_E = \pm \sqrt{\varepsilon_H^2 + \varepsilon_t^2 + \varepsilon_{u-Sa}^2 + \varepsilon_{u-Si}^2} \quad (\text{A2.5})$$

Anexa 3 – Exemplu raport de test S-on-1



National Institute for Laser, Plasma & Radiation Physics

409 Atomiștilor Str., P.O. Box MG-36,
077125 Măgurele, Romania, <http://www.inflpr.ro>

ISOTEST Laboratory

Tel: +40-21-457-4562

<http://ssl.inflpr.ro/isotest>

Laser-induced damage threshold (LIDT) S-on-1 test at 1064 nm

Testers' name(s): Alexandru Zorila

E-mail: alexandru.zorila@inflpr.ro

Contents	Page
1. Specimen	2
2. Environmental conditions	2
3. Test equipment	2
4. Error budget	3
5. Laser parameters	3
6. Temporal and spatial pulse profiles	3
7. Measurement specifications	3
8. Test results	4
9. Summary of LIDT values	5

Test report # 5 of 21-Jan-14

Laser induced damage threshold (LIDT) by S-on-1 test according to ISO 21254 - 1,2,3,4

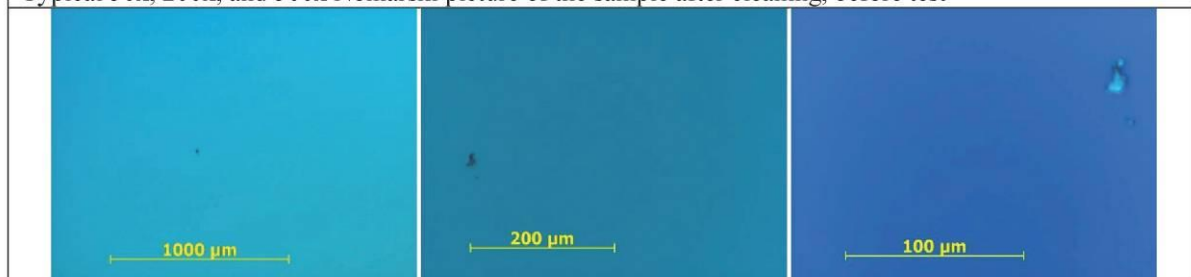
Order #: -

1. Specimen

Type of specimen:	HR mirror
Specifications:	HR 1064 nm, Ta ₂ O ₅ , AOI 0°
Shape and size:	Round, 25 mm diameter, 6.35 mm thickness
Manufacturer/supplier:	Laser Zentrum Hannover e.V. (LZH), Hannover, Germany
Part ID #	L131210
Date of production	-
Storage:	Original package
Cleaning procedure:	Blowing with Green clean aerosol
Mounting of test specimen:	Kinematic mount, vertical position

Comments:

Typical 50x, 200x, and 500x Nomarski picture of the sample after cleaning, before test



Preliminary inspection comments: OK.

2. Environmental conditions

Test environment: clean filtered air	Temperature: 23 °C ± 1 °C	Humidity: 30 %
--------------------------------------	---------------------------	----------------

3. Test equipment

Laser source		Energy meter	
Type:	Q-switched, single longitudinal mode	Manufacturer:	Coherent, Inc.
Manufacturer:	Quantel (France)	Model #:	J-25MT-10 kHz pyroelectric detector
Model #:	Brilliant B 10 SLM	Calibration date:	08.13
		Calibration due date:	08.15

Temporal diagnosis		Spatial diagnosis	
Photodiode	Alphasas, type UPD-200-UD	Beam profiler	Ophir-Spiricon, type GRAS20
Oscilloscope	Tektronix, type DPO-7104		

Diagnosis

- Pulse energy real time monitored with type J-25MT-10 kHz pyroelectric detector and calibrated by making a measurement before the full test with type J-50MB-YAG pyroelectric detector.
- Temporal profile recorded before test. Effective pulse duration determined using waveform recorded data.
- Spatial profile recorded before test. Beam diameter/widths obtained directly from beam profiler. Effective beam widths determined from beam profiler raw data.

4. Error budget

a) Random (type A) relative errors

Pulse energy standard deviation:	$\pm 1 \%$
Pulse spot effective area standard deviation:	$\pm 5 \%$
Effective pulse duration standard deviation:	$\pm 4 \%$

b) Instrument (type B) relative standard uncertainties

Pulse energy measuring system (4 instruments overall):	$\pm 4 \%$
Pulsed spot effective area uncertainty (1 instrument):	$\pm 6 \%$
Effective pulse duration uncertainty (2 instruments):	$\pm 5 \%$
Estimated LIDT [J/cm^2] relative standard uncertainty:	$\pm 40 \%$

5. Laser parameters

Wavelength:	1064 nm
Operating mode:	Pulsed, repetitively
Output energy:	Adjustable, up to 450 mJ
Pulse repetition frequency:	10 Hz
Polarization state:	Linear, totally polarized, horizontal
Pulse duration - FWHM:	3.9 ns
Pulse duration – effective, τ_{eff} :	6.1 ns

6. Temporal and spatial pulse profiles

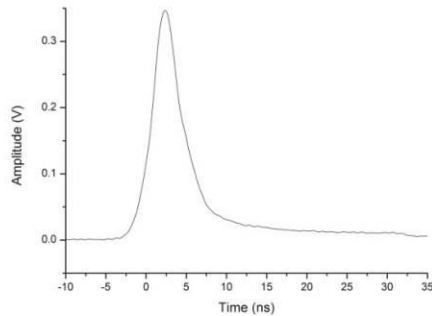


Fig. 1. Temporal profile of the laser pulse.

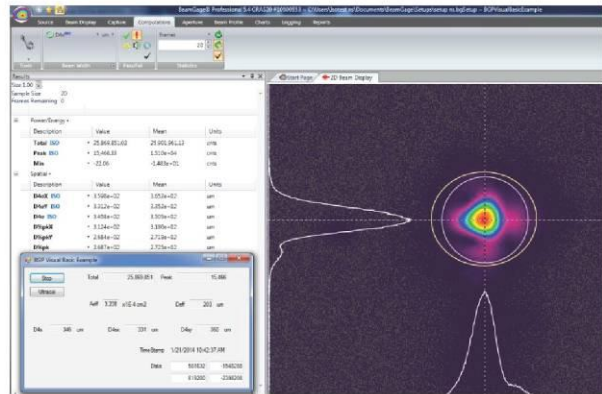


Fig. 2. Laser spatial 2-D profile in the target plane with two orthogonal sections through spot centroid.

7. Measurement specifications

Spot width - second moments:	0.35 mm
Spot width - effective:	0.21 mm
Spatial spot profile:	See typical figure (Fig. 2)
Effective spot area	$3.3 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$
Angle of incidence:	$4^\circ \pm 1^\circ$
Polarization:	Type P
Number of sites per specimen:	185
Number of shots per site, S:	500
Arrangement of test sites:	Near-circular, close packed
Distance between sites:	1.5 mm
Number of specimens tested:	1
Total number of sites for the test:	130
Real time damage detection method:	Scattered radiation
Damage detection after test:	Visual, Nomarski microscope (50x, 200x, 500x)

8. Test results

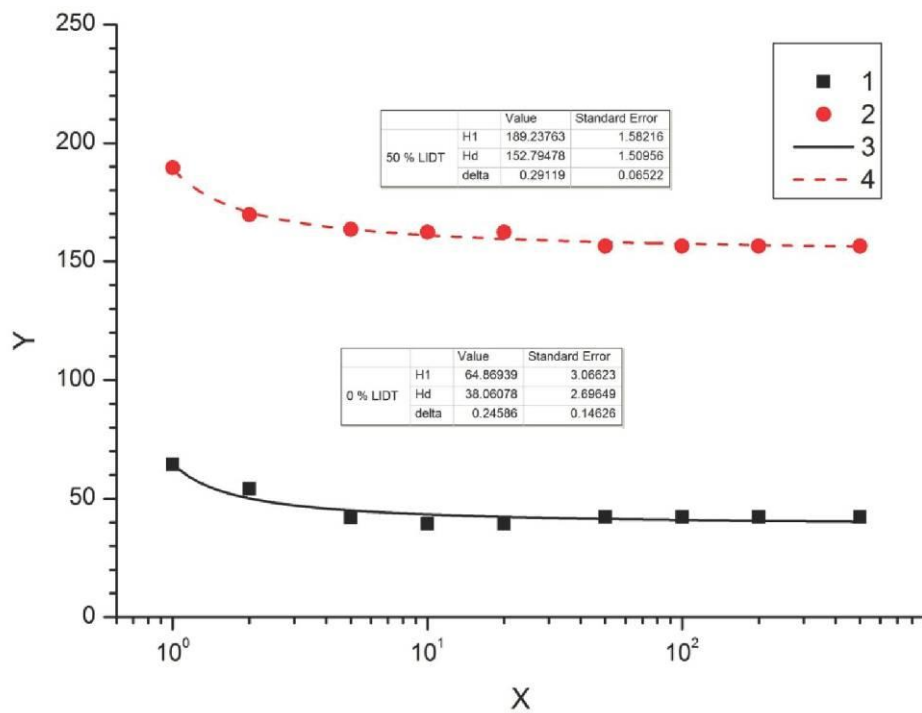


Fig. 3. Characteristic damage curve of the sample.

X – number of pulses, N ($N \leq S$) for which the damage probability is calculated;

Y – threshold energy density, $H(N)$ (J/cm^2);

1 – threshold energy density at 0 % damage probability, $H_0(N)$ – experimental data;

2 – threshold energy density at 50 % damage probability, $H_{50}(N)$ – experimental data;

3 – $H_0(N)$ - nonlinear fit^{*1};

4 – $H_{50}(N)$ - nonlinear fit^{*1}.

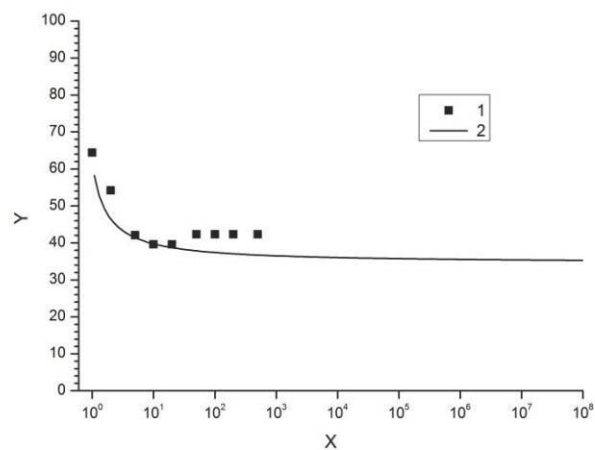


Fig. 4. Measured and extrapolated S-on-1 damage threshold versus number of pulses, N .

X – number of pulses, N ;

Y – threshold energy density at 0 % damage probability, $H_0(N)$ (J/cm^2);

1 – experimental data;

2 – extrapolated^{*2} $H_0(N)$ for large number of pulses.

9. Summary of LIDT values

Extrapolated 0 % LIDT for $N = 10^8$ pulses energy density and power density for $\tau_{\text{eff}} = 6.1$ ns:
 $H_0(10^8) = 35 \text{ J/cm}^2$; $E_0(10^8) = H_0(10^8)/\tau_{\text{eff}} = 5.7 \text{ GW/cm}^2$.

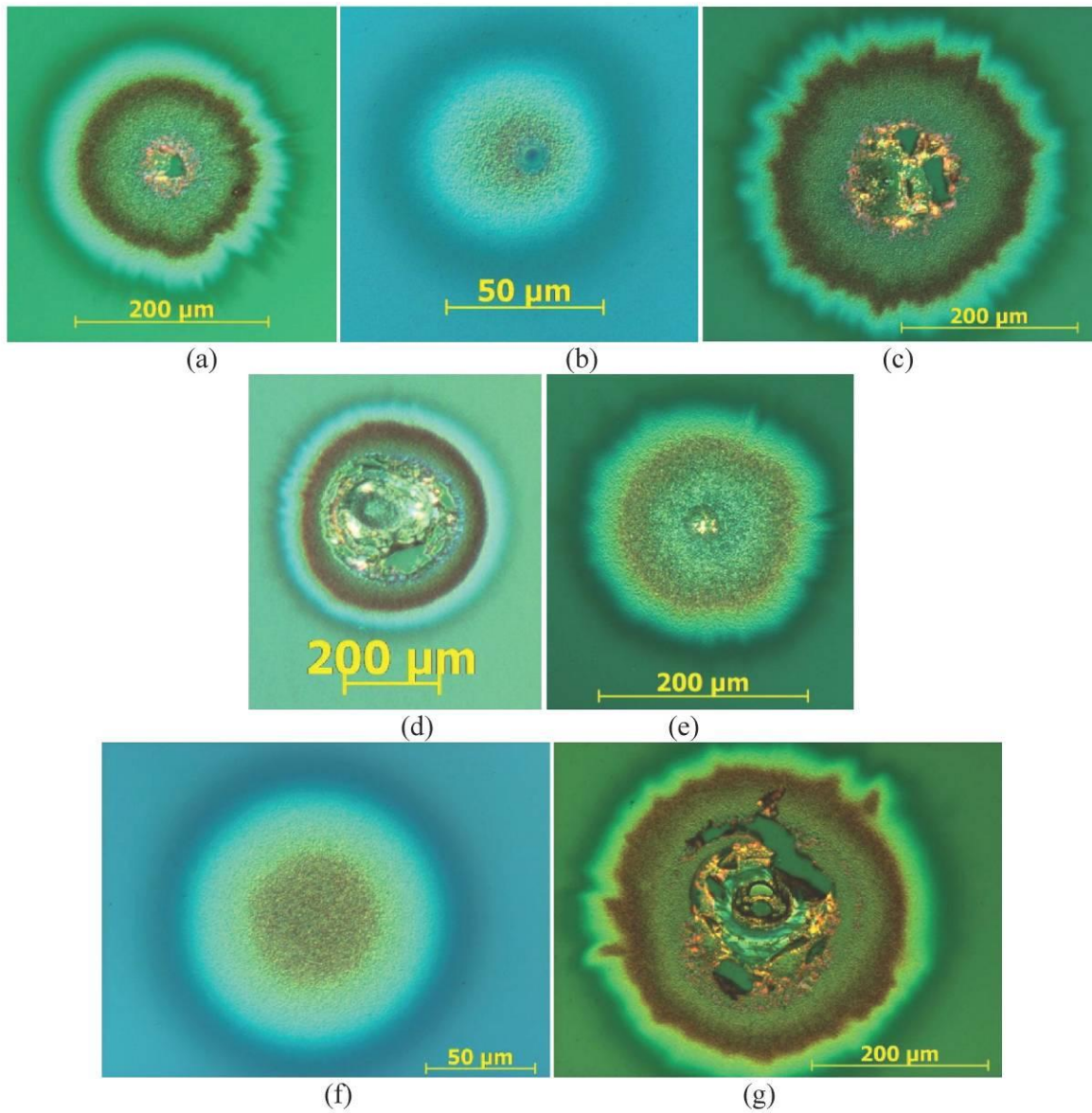


Fig. 5. Example of Nomarski micrographs of a damaged sites

(a)	(b)	(c)	(d)	(e)	(f)	(g)
Energy density: 90 J/cm^2 ,	52 J/cm^2 ,	121 J/cm^2 ,	52 J/cm^2 ,	52 J/cm^2 ,	79 J/cm^2 ,	233 J/cm^2 ;
Damage after: 8 pulses,	5 pulses,	1 pulse,	1 pulse,	4 pulses,	1 pulse,	1 pulse.

NOTE: Some sites resisted up to 180 J/cm^2 for 500 pulses.

Lista de lucrări

Patente depuse:

[P2] G. Nemeș, C. Blanaru, A. Stratan, **A. Zorilă**, L. Rusen
Metoda de control a dimensiunii și a profilului spațial ale spotului laser în planul țintei.
Patent request no. A / 00326 from 26.04.2013

[P3] S. Simion, C. Blanaru, A. Stratan, **A. Zorilă**
Dispozitiv integrat în Stație Automată de măsurare ISO a pragului de distrugere a componentelor optice iradiate cu laser
Patent request no. A / 00425 from 13.06.2012

Articole publicate în jurnale indexate ISI:

[L1] **A. Zorilă**, L. Rusen, A. Stratan, G. Nemeș, *Measuring the effective pulse duration of nanosecond and femtosecond laser pulses for laser-induced damage experiments*
Opt. Eng. 52 (5), 054203 (May 31, 2013);

[L2] **A. ZORILĂ**, S. SIMION, L. RUSEN, A. STRATAN, P. ȘCHIOPU, *Real-time detection of optical damage induced by high-power laser pulses*, U.P.B. Sci. Bull., Series A 75, Iss. 4

[L3] M-R IOAN, I. GRUIA, G-V.IOAN, L. RUSEN, P. IOAN, **A. ZORILĂ**. Laser beam evaluation methods to study changes in 12 MeV energetic protons irradiated glasses Journal of Optoelectronics and Advanced Materials Vol. 15, No. 11 – 12

Articole publicate în proceedings conferințe internaționale:

[L4] Stratan, A., **Zorilă, A.**, Rusen, L., Simion, S., Blanaru, C., Fenic, C., ... & Nemeș, G. (2012, December). Automated test station for laser-induced damage threshold measurements according to ISO 21254-1, 2, 3, 4 standards. În *SPIE Laser Damage* (pp. 85301Y-85301Y). International Society for Optics and Photonics

Comunicări orale și postere conferințe internaționale:

2013

[C1] **A. Zorilă**, A. Stratan, G. Nemeș, *How to not use ISO 11146-1:2005 standard and get small relative errors in spatial beam characterization*
LID-LBC Workshop 2013, Bran, 22 May, România - oral presentation

[C2] S. Simion, I. Dumitrache, **A. Zorilă**, L. Neagu, L. Rusen, A. Stratan
Controlling the number of pulses on target in laser damage experiments, using kilohertz repetition rate pulses
LID-LBC Workshop 2013, Bran, 22 May, România - oral presentation

[C3] L. Rusen, M-R. Ioan, P. Ioan, **A. Zorilă**, I. Gruia
Laser beam diagnosis techniques to measure changes in gamma irradiated glasses
LID-LBC Workshop 2013, Bran, 22 May, România - oral presentation

[C4] G. Nemeș, A. Stratan, **A. Zorilă**, I. Dumitrache, L. Rusen, L. Neagu
New method to diagnose spatial laser beam parameters
LID-LBC Workshop 2013, Bran, 22 May, România - oral presentation

[C5] G. Nemeș, A. Stratan, C. Fenic, **A. Zorilă**, L. Rusen, S. Simion, I. Dumitrache, C. Blanaru, L. Neagu, *Automated stations for LIDT measurements according to ISO 21254-1,2,3,4 standards, using nano and femtosecond pulses*, LID-LBC Workshop 2013, Bran, 22 May, România - invited presentation

[C6] G. Nemeș, A. Stratan, **A. Zorilă**, *Characterizing laser beams in general and laser spots for LID experiments on targets - a comparison*, LID-LBC Workshop 2013, Bran, 22 May, România - invited presentation

2012

[C7] **A. Zorilă**, L. Rusen, S. Săndel, A. Stratan, C. Blanaru, C. Fenic, G. Nemeș, "Laser Induced Damage Threshold Test Station: Development and measurements - preliminary results", ISCP 2012, Sinaia, 8 - 12 May, România - oral presentation

[C8] L. Rusen, **A. Zorilă**, L. Neagu, A. Stratan, G. Nemeș, "ISO Procedure for Laser Beam Diagnosis", ISCP 2012, Sinaia, 8 - 12 May, România - poster presentation

[C9] A. Zorilă, L. Rusen, A. Stratan, G. Nemeș, "Measuring the effective duration of laser pulses", Advanced Topics în Optoelectronics, Microelectronics and Nanotechnologies - ATOM 2012 - 6th edition, Constanța, 23 - 26 August 2012, România - poster presentation

[C10] **A. Zorilă**, L. Rusen, A. Stratan, G. Nemeș, "Simple method to measure the clip-level (threshold) area of a laser spot", Micro - to Nano-Photonics III - ROMOPTO 2012, Bucharest, 3 - 6 September, România - poster presentation

[C11] G. Nemeș, A. Stratan, C. Fenic, **A. Zorilă**, L. Rusen, S. Simion, C. Blanaru, L. Neagu, "ISOTEST Project - current status and original results", Micro - to Nano-Photonics III - ROMOPTO 2012, Bucharest, 3 - 6 September, România - oral presentation

[C12] G. Nemeș, A. Stratan, **A. Zorilă**, L. Rusen, "Effective area of pulsed laser spots within ISO 21254-1,2,3 standards: critical analysis, extensions, and measurements în near ultraviolet: near infrared domain", 2012 Laser Damage, Boulder-Colorado, 23 - 26 September, UȘA - poster presentation

[C13] A. Stratan, G. Nemeș, **A. Zorilă**, L. Rusen, S. Simion, C. Blanaru, C. Fenic, L. Neagu, "Automated test station for laser-induced damage threshold measurements according to ISO 21254-1,2,3,4 standards", 2012 Laser Damage, Boulder-Colorado, 23 - 26 September, UȘA - poster presentation

2011

[C14] **A. Zorilă**, S. Simion, L. Rusen, A. Stratan, "Online damage detection using scattered radiation of damage-inducing laser beam" ISWLA - 2011, Bran, May 30 - June 4, 2011 - oral presentation

Bibliografie

- [1] *Theodore Maiman*, Stimulated optical radiation in ruby. *Nature* 187, p. 493-494 (1960)
- [2] *Paul Maker, Robert Terhune, and Carleton Savage*, Optical third harmonic generation. in Third International Symposium on Quantum Electronics. Grivetand N. Bloembergen, Editor p. 1559-1576 (1964)
- [3] 11254-1: Lasers and laser-related equipment - Determination of laser-induced damage threshold of optical surfaces - Part 1: 1-on-1 test, ISO, (2000)
- [4] *K.H. Guenther, T.W. Humpherys, J. Balmer, J.R. Bettis, E. Casparis, J. Ebert, M. Eichner, A.H. Guenther, E. Kiesel, R. Kuehnel, D. Milam, W. Ryseck, S.C. Seitel, A.F. Stewart, H. Weber, H.P. Weber, G.R. Wirtenson, R.M. Wood*, *Appl. Opt.* 23 (1984) 3743
- [5] *S.C. Seitel, A. Giesen, and J. Becker*, International Standard Test Method for Laser Induced Damage of Optical Surfaces. in *Laser Induced Damage in Optical Materials: 1992*. Harold E. Bennet, Lloyd L. Chase, Arthur H. Guenther, and M.J. Soileau, Editors, *Proc. of SPIE*, **1848**, p. (1993)
- [6] *Jurgen Becker and Achim Bernhardt*, *ISO 11254: an International Standard for the Determination of the Laser Induced Damage Threshold*. in *Boulder Damage Symposium 1993*. H. E. Bennett, L. L. Chase, A. H. Guenther, B. E. Newnam, and M. J. Soileau, Editors, *Proc. of SPIE*, **2114**, p. 703-713, (1994)
- [7] *Laurent Gallais and Jean-Yves Natoli*, "Optimized Metrology for Laser-Damage Measurement: Application to Multiparameter Study," *Appl. Opt.* **42**, 960-971 (2003)
- [8] <http://www.eli-np.ro/documents/ELI-NP-WhiteBook.pdf>, data acces 02.04.11
- [9] *C. A. Haynam, P. J. Wegner, J. M. Auerbach, M. W. Bowers, S. N. Dixit, G. V. Erbert, G. M. Heestand, M. A. Hennesian, M. R. Hermann, K. S. Jancaitis, K. R. Manes, C. D. Marshall, N. C. Mehta, J. Menapace, E. Moses, J. R. Murray, M. C. Nostrand, C. D. Orth, R. Patterson, R. A. Sacks, M. J. Shaw, M. Spaeth, S. B. Sutton, W. H. Williams, C. C. Widmayer, R. K. White, S. T. Yang, and B. M. Van Wonterghem*, "National Ignition Facility laser performance status," *Appl. Opt.* **46**, 3276-3303 (2007)
- [10] ISO 21254-2:2011, Lasers and laser-related equipment -- Test methods for laser-induced damage threshold -- Part 2: Threshold determination
- [11] ISO 21254-3:2011, Lasers and laser-related equipment -- Test methods for laser-induced damage threshold -- Part 3: Assurance of laser power (energy) handling capabilities
- [12] *M. A. Stevens-Kalceff, A. Stesmans, and Wong Joe*, Defects induced in fused silica by high fluence ultraviolet laser pulses at 355 nm. *Applied Physics Letters* **80**(5), p. 758-760 (2002)
- [13] ISO 11146-1:2005(E), "Lasers and laser-related equipment - Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios - Part 1: Stigmatic and simple astigmatic beams."
- [14] ISO 11146-2:2005(E), "Lasers and laser-related equipment - Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios - Part 2: General astigmatic beams."
- [15] ISO 11146-3:2005(E), "Lasers and laser-related equipment - Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios - Part 3: Intrinsic and geometrical laser beam classification, propagation, and details of test methods"

- [16] *R.D. Jones and T.R. Scott*, "Error propagation in laser beam spatial parameters", *Opt. Quantum Electron.* **26**, 25–34 (1994).
- [17] *G. Nemes*, "Optical systems and methods employing adjacent rotating cylindrical lenses", US Patent No. 7167321, (2007).
- [18] "[What is metrology?](http://www.bipm.org/en/convention/wmd/2004/)". <http://www.bipm.org/en/convention/wmd/2004/>, BIPM. 2004. Data acces: 02.03.2012.
- [19] *Laser-Induced Damage Threshold and Certification Procedures for Optical Materials*, **National Aeronautics and Space Administration (NASA)**, (1997)
- [20] ISO 11254-2:2006, Lasers and laser-related equipment -- Determination of laser-induced damage threshold of optical surfaces -- Part 2: S-on-1 test
- [21] ISO 11254-3:2006, Lasers and laser-related equipment -- Determination of laser-induced damage threshold of optical surfaces -- Part 3: Assurance of laser power (energy) handling capabilities
- [22] *Jonathan W. Arenberg*, Revised damage frequency method for the determination of laser damage threshold. in *Laser-Induced Damage in Optical Materials: 1993* E. Bennett Harold, L. Chase Lloyd, H. Guenther Arthur, E. Newnam Brian, and M. J. Soileau, Editors, *Proc. of SPIE*, 2114, p. 521-526, (1994)
- [23] ISO 21254-1:2011, Lasers and laser-related equipment -- Test methods for laser-induced damage threshold -- Part 1: Definitions and general principles
- [24] *Barry R. Masters*, "Ernst Abbe and the Foundation of Scientific Microscopes". *Optics and Photonics News* (2007)
- [25] *Abbe, E.* (1873). "Beitrage zur Theorie des Mikroskops und der mikroskopischen Wahrnehmung". *Archiv für Mikroskopische Anatomie* **9**: 413–420.
- [26] *Chris Brandmaier, Kenneth R. Spring, Michael W. Davidson*, "Reflected Light DIC Microscopy", <http://www.microscopyu.com/articles/dic/reflecteddic.html> (data acces 30.05.2011)
- [27] *M. Bass and D. Fradin*, "Surface and bulk laser-damage statistics and the identification of intrinsic breakdown processes". *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **9**(9), p. 890-896 (1973)
- [28] *Michael Duncan, Mark Bashkansky, and John Reintjes*, "Subsurface defect detection in materials using optical coherence tomography". *Optics Express* **2**(13), p. 540-545 (1998)
- [29] *Alexander A. Manenkov and Vladimir S. Nechitailo*, "Physics of multishot laser damage to optical materials. in *Laser-Induced Damage in Optical Materials: 1990*" E. Bennett Harold, L. Chase Lloyd, H. Guenther Arthur, E. Newnam Brian, and M. J. Soileau, Editors, *Proc. of SPIE* **1441**, p. 392-405, (1991)
- [30] Malus law <http://spie.org/x32370.xml>, data acces 03.12.2013
- [31] *Jonathan W. Arenberg*, "Determination of Minimal Test Sample Size for High Accuracy Laser Damage Testing. in *Laser-Induced Damage in Optical Materials: 1994*". H. E. Bennett, A. H. Guenther, M. R. Kozlowski, B. E. Newnam, and M. J. Soileau, Editors, *Proc. of SPIE* **2428**, p. 484-488, (1994)
- [32] *Jonathan W. Arenberg*, "Error Sources in the Damage Frequency Method. in *Laser-Induced Damage in Optical Materials: 1997*". H. E. Bennett, A. H. Guenther, M. R. Kozlowski, B. E. Newnam, and M. J. Soileau, Editors, *Proc. of SPIE* **3244**, p. 42-45, (1997)

- [33] A. Melninkaitis, J. Mirauskas, and V. Sirutkaitis, "Adaptive laser - induced damage detection," SPIE proc., vol. 7504, pp. 75041F, 1-10, 2009.
- [34] ISO/TR 21254-4:2011, Lasers and laser-related equipment -- Test methods for laser-induced damage threshold -- Part 4: Inspection, detection and measurement
- [35] Jonathan W. Arenberg, "Requirements for the Detection of Damage Events and Measurement of Laser Fluence for High Quality Damage Threshold Measurements. In Laser-Induced Damage in Optical Materials: 1993". H. E. Bennett, L. L. Chase, A. H. Guenther, B. E. Newnam, and M. J. Soileau, Editors, Proc. of SPIE **2114**, p. (1994)
- [36] http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_S/s2387_series_kspd1033e04.pdf, data acces 12.05.2012
- [37] http://sales.hamamatsu.com/assets/applications/SSD/photodiode_technical_information.pdf
- [38] Alexandru ZORILA, Sandel SIMION, Laurentiu RUSEN, Aurel STRATAN, Paul SCHIOPU; "REAL-TIME DETECTION OF OPTICAL DAMAGE INDUCED BY HIGH-POWER LASER PULSES"; U.P.B. Sci. Bull., Series A, Vol. 75, Iss. 4, 2013
- [39] J. M. Liu, "Simple technique for measurements of pulsed Gaussian-beam". OPTICS LETTERS **7**(5), p. 196 - 198 (1982)
- [40] B. Farkas and Zs. Geretovszky, "On determining the spot size for laser fluence Measurements". Applied Surface Science **252**, p. 4728-4732 (2006)
- [41] J. Chalupský, J. Krzywinski, L. Juha, V. Hájková, J. Cihelka, T. Burian, L. Vyšín, J. Gaudin, A. Gleeson, M. Jurek, A. R. Khorsand, D. Klinger, H. Wabnitz, R. Sobierajski, M. Störmer, K. Tiedtke, and S. Toleikis, "Spot size characterization of focused non-Gaussian X-ray laser beams", Opt. Express **18**, 27836 (2010).
- [42] Specifications GRAS 20 - Firewire Silicon CCD Cameras, <http://www.ophiropt.com/laser-measurement-instruments/beam-profilers/products/industrial-applications/the-cameras>. Software BeamGage, <http://www.ophiropt.com/laser-measurement-instruments/beam-profilers/products/camera-based-profilers/beamgage>
- [43] C.B. Roundy, "Current Technology of Laser Beam Profile Measurements", Spiricon, Inc., <http://aries.ucsd.edu/LMI/TUTORIALS/profile-tutorial.pdf>.
- [44] S.R.G. Hall and S.D. Knox, "Traceable measurements for beam propagation ratio M^2 ", J. Phys.: Conf. Ser. **85**, 012014(2007).
- [45] JCGM 100:2008, "Evaluation of measurement data - Guide to the expression of uncertainty in measurement" (2008).
- [46] A. Stratan, A. Zorila, L. Rusen, S. Simion, C. Blanaru, C. Fenic, L. Neagu, G. Nemes, "Automated test station for laser-induced damage threshold measurements according to ISO 21254-1,2,3,4 standards", Proc. SPIE **8530**, 85301Y (2012).
- [47] G. Nemes, A. Stratan, A. Zorila, L. Rusen, "Effective area of pulsed laser spots within ISO 21254-1,2,3 standards: critical analysis, extensions, and measurements in near ultraviolet – near infrared domain", Paper 8530-72 presented at the SPIE Laser Damage Symposium XLIV: Annual Symposium on Optical Materials for High Power Lasers, 23-26 September 2012, Boulder, CO, USA.

- [48] ISO 11554:2006, "Lasers and laser-related equipment - Test methods for laser beam power, energy and temporal characteristics".
- [49] *E. G. Gamaly, A. V. Rode, B. Luther-Davies, V. T. Tikhonchuk*, "Ablation of solids by femtosecond lasers: Ablation mechanism and ablation thresholds for metals and dielectrics", *Phys. Plasmas* **9**(3), 949-957 (2002).
- [50] *B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, M. D. Perry*, "Optical ablation by high-power short-pulse lasers", *J. Opt. Soc. Am. B* **13**(2), 459-468 (1996).
- [51] *A. V. Smith, B. T. Do*, "Bulk and surface damage of silica by picosecond and nanosecond pulses at 1064 nm", *Appl. Opt.* **47**(26), 4812-4832 (2008).
- [52] *A. C. Tien, S. Backus, H. Kapteyn, Margaret Murnane, and G. Mourou*, "Short-pulse laser damage in transparent materials as a function of pulse duration", *Phys. Rev. Lett.* **82**(19), 3883-3886 (1999).
- [53] *S. Akturk, X. Gu, P. Gabolde, and R. Trebino*, "The general theory of first-order spatio-temporal distortions of Gaussian pulses and beams", *Opt. Express* **13**(21), 8642-8661 (2005).
- [54] *S. Akturk, X. Gu, P. Bowlan, and R. Trebino*, "Spatio-temporal coupling in ultrashort laser pulses", *J. Opt.* **12**, 093001 (2010).
- [55] *G. Nemes*, "The quest to understand and control very short laser disc-pulses", Invited talk WE10 at Exploratory Workshop, Diaspora Științifică, Bucharest, Romania, 17 Sept. 2008, <http://www.diaspora-stiintifica.ro/diaspora2008/docs/prezentari/WE10/17.09.08-14-30-Nemes-WE10.pdf>, data acces 15.03.2013
- [56] *R. Trebino*, *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*, Kluwer Academic Publishers, Boston, 2000.
- [57] *C. Mittermayer and A. Steininger*, "On the determination of dynamic errors for rise time measurement with an oscilloscope", *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **48**(6), 1103-1107 (1999).
- [58] "Digital Phosphor Oscilloscopes DPO7000C Series Datasheet", Tektronix® (2012), pp.11, <http://www.tek.com/sites/tek.com/files/media/media/resources/DPO7000C-Digital-Phosphor-Oscilloscope-Datasheet-8.pdf> data acces 15.03.2013
- [59] *I. A. Walmsley, C. Dorrer*, "Characterization of ultrashort electromagnetic pulses", *Adv. Opt. Photon.* **1**, 308-437 (2009).
- [60] *R. Trebino and D. J. Kane*, "Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulses: frequency-resolved optical gating", *J. Opt. Soc. Am. A* **10**(5), 1101-1111 (1993).
- [61] *R. Trebino, K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff, J. N. Sweetser, M. A. Krumbugel, B. A. Richman, and D. J. Kane*, "Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating", *Rev. Sci. Instrum.* **68**, 3277-3295 (1997).
- [62] *P. O'Shea, M. Kimmel, X. Gu, and R. Trebino*, "Highly simplified device for ultrashort-pulse measurement", *Opt. Lett.* **26**(12), 932-934 (2001).
- [63] *P. Bowlan, R. Trebino*, "Complete single-shot measurement of arbitrary nanosecond laser pulses in time", *Opt. Express* **19**(2), 1367-1377 (2011).
- [64] *W. Plass, A. Giesen*, SPIE 2714 (1995) 166

- [65] *M. Mero, A. J. Sabbah, J. Zeller, and W. Rudolph*, "Femtosecond dynamics of dielectric films in the pre-ablation regime." *Applied Physics A: Materials Science & Processing* **81**(2), p. 317-324 (2005)
- [66] *S.S. Mao, F. Quere, S. Guizard, X. Mao, R.E. Russo, G. Petite, and P. Martin*, "Dynamics of femtosecond laser interactions with dielectrics". *Applied Physics A: Materials Science & Processing* **79**, p. 1695–1709 (2004)
- [67] *M. Jupe, L. Jensen, A. Melninkaitis, v. Sirutkaitis, and D. Ristau*, "Calculations and experimental demonstration of multi-photon absorption governing fs laser-induced damage in titania," *Optics Express*, vol. 17, no. 15, pp. 12269-12278, 2009.
- [68] *J. Jasapara, A. V. V. Nampoothiri, and W. Rudolph*, "Femtosecond laser pulse induced breakdown in dielectric thin films," *Phys. Rev. B*, vol. 63, pp. 045117, 1-5, 2001.
- [69] *M. Lenzner, J. Krüger, S. Sartania, C. Spielmann, G. Mourou, W. Kautek, and F. Krausz*, "Femtosecond optical breakdown in dielectrics," *Phys. Rev. Letters*, vol. 80, no. 18, pp. 4076{4079, 1998.
- [70] *M. Bass and H. Barrett*, "Avalanche breakdown and the probabilistic nature of laser induced damage". *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **8**(3), p. 338-343 (1972)
- [71] *L. V. Keldysh*, "Ionization in the field of a strong electromagnetic wave (multiphoton absorption processes and ionization probability for atoms and solids in strong electromagnetic field) ", *Soviet Physics-JTEP*, vol. 20, pp. 1307-1314, 1965.
- [72] *B. Rethfeld*, "Unified model for the free-electron avalanche in laser-irradiated dielectrics", *Phys. Rev. Letters*, vol. 92, no. 18, pp. 187401, 1{4, 2004.
- [73] *M. Jupe, L. Jensen, A. Melninkaitis, v. Sirutkaitis, and D. Ristau*, "Calculations and experimental demonstration of multi-photon absorption governing fs laser-induced damage in titania", *Optics Express*, vol. 17, no. 15, pp. 12269-12278, 2009.
- [74] *A.I. Rubinsthein, V.M. Fain*, *Sov. Phys. Solid State Phys.* 15 (3) (1973) 332.
- [75] *Hue, J., Dijon, J., Garrec, P., Ravel, G., Poupinet, L., & Lyan, P.* (1999, April). "Beam characterization: application to the laser damage threshold". In *Laser-Induced Damage in Optical Materials: 1998* (pp. 633-644). International Society for Optics and Photonics.
- [76] *R. M. Wood*, "Laser-induced damage of optical materials." *Optics & Optoelectronics 2003*, Bristol and Philadelphia Institute of Physics Publishing
- [77] *K. Starke, T. Gross, D. Ristau, W. Riggers, J. Ebert*, "Laser-induced damage threshold of optical components for high repetition rate Nd:YAG lasers", *Proc. SPIE* **3578**, 584-593 (1990).
- [78] *C.J. Stolz, D. Ristau, M. Turowski, H. Blaschke*, *Thin Film Femtosecond Laser Damage Competition, Boulder Damage Symposium*, Boulder, CO, United States, 21-23 September 2009
- [79] *Mero, M., J. Liu, W. Rudolph, D. Ristau, and K. Starke*. "Scaling laws of femtosecond laser pulse induced breakdown in oxide films." *Physical Review B* **71**, no. 11 (2005): 115109.
- [80] *Jensen, Lars O., Mathias Mende, Holger Blaschke, Detlev Ristau, Duy Nguyen, Luke Emmert, and Wolfgang Rudolph*. "Investigations on SiO₂/HfO₂ mixtures for nanosecond and femtosecond pulses." In *Laser Damage Symposium XLII: Annual Symposium on Optical Materials for High Power Lasers*, pp. 784207-784207. International Society for Optics and Photonics, 2010.

- [81] *S. Nolte, C. Momma, H. Jacobs, A. Tunnermann, B. N. Chichkov, B. Wellegehausen, and H. Welling*, "Ablation of metals by ultrashort laser pulses," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 14, no. 10, pp. 2716-2722, 1997.
- [82] *J. Kruger, D. Dut, R. Koter, and A. Hertwig*, "Femtosecond laser-induced damage of gold films," *Appl. Surf. Sc.*, vol. 253, pp. 7815-7819, 2007.
- [83] *B. C. Stuart, M. D. Feit, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, and M. D. Perry*, "Laser-Induced Damage in Dielectrics with Nanosecond to Subpicosecond Pulses". *Physical Review Letters* **74**(12), p. 2248 (1995)
- [84] *Wolfgang Kautekand, Jörg Krüger, Matthias Lenzner, Sasa Sartania, Christian Spielmann, and Ferenc Krausz*, "Laser ablation of dielectrics with pulse durations between 20 fs and 3 ps". *Applied Physics Letters* **69** (21), p. 3146-3148 (1996)
- [85] *H. Kouta*, "Wavelength dependence of repetitive-pulse laser-induced damage threshold in β -BaB₂O₄" *Appl. Opt.* **38**, 545-547 (1999).
- [86] *L. Jensen, S. Schrameyer, M. Jupé, H. Blaschke, D. Ristau*, "Spot-size dependence of the LIDT from the NIR to the UV", *Proc. SPIE* 7504, 75041E (2009).
- [87] *Amber Thompson and Barry N. Taylor*, "Guide for the use of the International System of Units (SI)", NIST Special Publication 811, 2-nd printing, pp. 43, Nov. 2008.
- [88] *S. Simion, C. Blănaru, A. Stratan, A. Zorila* "Dispozitiv integrat în stație automată de măsurare ISO a pragului de distrugere a componentelor optice iradiate cu laser", Cerere de Brevet de Inventie OSIM nr. A /00425 / 13.06.2012.
- [89] *G. Nemes, C. Blănaru, A. Stratan, A. Zorila, L. Rusen*, "Metoda de control a dimensiunii și a profilului spațial ale spotului laser în planul țintei", Cerere de brevet de invenție OSIM nr. A / 00326 din 26.04.2013.