

UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI ROMA

“TOR VERGATA”



FACOLTA' di INGEGNERIA

Dipartimento di INGEGNERIA DELL'IMPRESA

Tesi di Dottorato in Elettronica Quantistica e Plasmi

*Sistemi X-Ray – EUV laser plasma: messa a punto,
caratterizzazione e applicazioni per lo studio in vivo di
campioni biologici.*

Relatore
Prof. Sergio Martellucci

Dottorando
Dr. Pasqualino Gaudio

XIX Ciclo
a.a 2006/2007

*A Cettina,
Matteo e Daniele,
..... ogni parola in più
sarebbe superflua*

Ringraziamenti

Un vivo e sentito ringraziamento ai colleghi:

Prof. Sergio Martellucci, Relatore della presente Tesi, e responsabile del Laboratorio QEP

Prof. Carlo Bellecci, Presidente del CRATI s.c.r.l. con cui collaboro da anni,

Dott.ssa Maria Richetta, ricercatrice con la quale condivido le attività di laboratorio

Eugenio Penco e Renato Marchetti valide guide nelle attività di laboratorio,

Dott. Massimo Francucci, dottore di ricerca XVII ciclo a.a. 2004-2005,

Dott. ssa Lucia Reale, biologa del gruppo con cui collaboro per le attività di imaging sui LiF,

Dott. A. Faenov e T. Pikuz del Multicharge Ions Spectra Data Center of VNIIFTRI di Mosca, con cui ho collaborato per le attività di imaging sui LiF,

Dott. V. Zvorykin del P.N. Lebedev Physical Institute dell'Accademia delle Scienze Russe di Mosca con cui collaboro per le attività che riguardano la sorgente a femtosecondi.

Ed infine un sentito ringraziamento ai gruppi:

del *Dott. Francesco Flora e Dott. ssa R.M. Montereali* ricercatori del Centro Ricerche, ENEA – Frascati, con cui collaboro per le attività di imaging su LiF,

Ringrazio tutti per l'aiuto e gli scambi culturali avuti durante i tre anni di Dottorato e durante l'attività di ricerca svolta in questo periodo.

Un sentito ringraziamento è dovuto al *Prof. G. Petrocelli*, scomparso improvvisamente, lasciando un vuoto difficilmente colmabile nel nostro gruppo.

Roma, lì 11 Giugno 2007

Abstract

The work presented in this thesis was mainly developed at the Quantum Electronics and Plasma Laboratory (QEPL) of the University of Rome *Tor Vergata*. Since many years at QEPL an activity devoted to the development of power laser systems was started to produce Soft X rays via the interaction between solid target and laser radiation. In this work I shall present the above mentioned apparatus, together with its improvement and characterization to reach the goal of producing radiation within the Extreme Ultraviolet (EUV) region, thanks to the use of a supersonic gas jet target of Xenon. At the same time I shall illustrate a new technique to record images of biological samples, based on an innovative detector device: the LiF crystals. The utilization of these devices, together with the radiation delivered by our laser plasma source, allow relevant applications in microscopy analysis since they permit to obtain images of *flash of life* of the tested biological sample.

The subsequent study of the images revealed that LiF crystals exhibit a high intrinsic resolution, with a dynamical response much higher than that reached with PMMA films. Unfortunately there is still an open problem: the spatial resolution obtainable by the optical apparatus which reads the LiF sample. Up to now the best values are of the order of 500nm.

I shall furthermore show the experimental results obtained by means of a CCD camera with which microradiographies of dehydrated biological samples treated by heavy metals were acquired. In this case different absorption of X rays radiation have been measured, to perform studies of bioaccumulation.

Finally, the end of the thesis will be devoted to the description of the state of art of another laser system based on a femtosecond Ti:Sa oscillator. I shall describe the performances of the first amplifier and compressor, which was installed. This apparatus will be utilized to inject an ultra short pulse into an Excimer KrF laser, last amplification stage of the whole chain, to produce ultra short pulse trains in the UV region.

Indice

Ringraziamenti	pag. 2
Abstract	pag. 4
Indice.....	pag. 5
Introduzione	pag. 8
Capitolo 1 Cenni sulla Fisica dei plasmi caldi e densi	pag. 13
1.1 Parametri di base per la descrizione di un plasma	pag. 18
1.2 Espansione dei plasmi	pag. 21
1.3 Onde acustiche elettroniche	pag. 24
1.4 Le onde elettroniche in plasmi: interazione e accelerazione di elettroni relativistici. Progetto PLASMONIX	pag. 31
1.4.1 Introduzione all'accelerazione di elettroni	pag. 32
1.5 Acceleratori di particelle e loro limiti: la nuova idea di acceleratori basati su onde di plasma	pag. 33
1.5.1 Tecnica Laser Beat-Wave (LBW)	pag. 38
1.5.2 Tecnica Laser Wake-Field(LWF)	pag. 40
1.5.3 Come è possibile iniettare elettroni in un plasma?	pag. 43
Riferimenti bibliografici	pag. 44
Capitolo 2 Meccanismi di penetrazione e assorbimento di radiazione laser ed emissione di X-ray e EUV da parte di plasmi caldi e densi	pag. 46
2.1 Penetrazione della radiazione laser in un plasma freddo	pag. 47
2.2 Assorbimento della radiazione laser da parte di un plasma	pag. 51
2.3 Radiazione continua e spettro di corpo nero	pag. 57
2.4 Linee di emissione da parte di plasmi caldi e densi	pag. 62
2.4.1 Emissione a righe Sub kilovolt e spettro continuo	pag. 66
2.4.2 Linee di emissione multi kilovolt	pag. 72
2.4.3 Generazione di armoniche di ordine elevato ottenute mediante impulsi laser a femtosecondo	pag. 73
Riferimenti bibliografici	pag. 73

Capitolo 3	Messa a punto di un sistema EUV a getto di gas per applicazioni alla litografia	pag. 75
3.1	La sorgente Laser Plasma e le sue caratteristiche salienti	pag. 79
3.2	Target gassosi: formazione di cluster e realizzazione del sistema di getto gas in camera da vuoto	pag. 91
3.2.1	Fasci di Cluster di atomi/molecole prodotti da getti di gas supersonici	pag. 92
3.3	Realizzazione del sistema supersonico di getto di gas in camera ..	pag. 96
3.4	Sincronizzazione laser e laser ÷ getto di gas	pag. 100
3.5	Programma per la sincronizzazione laser-valvola impulsata	pag. 103
3.6	Interfaccia laser PC – Circuito elettrico	pag. 104
3.7	Circuito elettrico di comando della valvola impulsati	pag. 106
3.8	Analisi degli eventi temporali	pag. 107
3.9	Risultati sperimentali	pag. 109
3.10	Caratterizzazione dell'emissione EUV da laser plasma	pag. 110
3.11	Ottimizzazione dell'emissione EUV	pag. 114
3.12	Efficienza di conversione IR ÷ EUV	pag. 117
	Riferimenti bibliografici.....	pag. 120
Capitolo 4	Microscopia su LiF e microradiografie su pellicole RAR e CCD	pag. 122
4.1	Fluoruro di Litio utilizzato come rivelatore di radiazione EUV ...	pag. 122
4.2	Colorazione dei LiF mediante radiazione ionizzante	pag. 124
4.3	Set up sperimentale	pag. 128
4.4	Campioni Biologici esposti a radiazione di plasma e impressionati su rivelatori basati su film di LiF	pag. 131
4.5	Analisi della risoluzione vantaggi e limiti della tecnica di immagini LiF	pag. 143
4.6	Microradiografie di campioni vegetali mediante l'uso di pellicole RAR e un rivelatore CCD	pag. 144
	Riferimenti bibliografici.....	pag. 153
Capitolo 5	Messa a punto e caratterizzazione del sistema laser laser Ti:Sa per la produzione di impulsi laser ultracorti nella regione UV	pag. 155
5.1	La tecnica Mode Locking	pag. 157

5.2	Mode Locking Passivo – Effetto Kerr	pag. 163
5.3	Il Sistema Laser a Femtosecondi	pag. 168
5.4	Caratterizzazione e messa a punto del sistema di amplificazione e estrazione del singolo impulso laser	pag. 171
	Riferimenti bibliografici.....	pag. 180
	Conclusioni	pag. 182
	Bibliografia	pag. 184

Introduzione

La ricerca e lo studio di nuove sorgenti di radiazione X ha compiuto negli ultimi anni grandi progressi sia in campo astronomico che in laboratorio. Gli ultimi satelliti inviati nello spazio stanno rivelando la presenza di esplosioni continue di grandissima energia, inaspettate solo pochi anni fa. L'enorme mole di dati, che giunge da questi strumenti, apre nuovi interrogativi e stimola lo sviluppo di nuove tecniche d'indagine più complesse nello studio sperimentale.

A fronte di ciò, in laboratorio, si sono sviluppate nuove sorgenti di raggi X tra le quali riveste una notevole importanza la realizzazione del primo laser a raggi X¹. Occorre inoltre sottolineare lo sviluppo e il miglioramento nelle caratteristiche di brillantezza delle più convenzionali sorgenti di sincrotrone, che stanno rendendo possibile applicazioni di notevole interesse quali la microscopia e la microlitografia a raggi X, attualmente però ancora in fase sperimentale.

Tra le sorgenti di radiazione X non coerente hanno assunto in questi ultimi anni un notevole sviluppo quelle basate sulla generazione di plasmi indotti da laser di elevata potenza. La tecnologia, infatti, ha consentito, a partire dagli anni sessanta inizialmente grazie alla tecnica del *Q-Switching* e successivamente a quella del *mode-locking*, di realizzare laser in grado di generare impulsi amplificati fino a potenze dell'ordine del gigawatt (10^9W), ed in alcuni laboratori fino al terawatt (10^{12}W). In particolare, in seguito all'avvento della cosiddetta *Chirped Pulse Amplification* (CPA), si sono potuti ottenere impulsi fino alle decine di terawatt con sistemi di dimensioni estremamente ridotte, noti come apparati *table-top*. Queste sorgenti, accessibili per quanto detto anche in laboratori di piccola scala, hanno consentito di ottenere sorgenti di radiazione X ad alta brillantezza. Lo sviluppo di tali sistemi, unitamente allo studio delle loro proprietà, si affianca a studi e metodi di rivelazione sempre più sofisticati. Solo per portare un esempio, le instabilità idrodinamiche che si incontrano in campo astrofisica, nello studio dell'evoluzione di oggetti quali le nane bianche, le stelle di neutroni o i buchi neri, possono essere riprodotte in esperimenti di laboratorio, grazie alle ormai ben consolidate tecniche di interazione radiazione – materia, consentendo in tal modo di approfondire le conoscenze nei due settori grazie allo studio ed al confronto della distribuzione angolare dell'energia e/o degli spettri emessi.

L'analisi spettroscopica della radiazione X prodotta da plasma fornisce, infatti, la chiave per ottenere informazioni basilari non solo sui parametri del plasma, ma

anche su numerosi altri aspetti di interesse in svariati campi della fisica, tra i quali, oltre ai già citati fenomeni astrofisici, anche per quelli legati alle ricerche nel campo della fusione a confinamento inerziale (ICF – *Inertial Confinement Fusion*).

Storicamente, la nascita della spettroscopia X da interazione radiazione – materia, si può far risalire agli anni '70, in seguito all'avvento di sorgenti laser di elevata potenza, con impulsi dell'ordine di alcuni nanosecondi. In quegli anni è stato effettuato un grande sforzo, tuttora in corso, volto ad ottenere informazioni sui processi fisici all'interno dei plasmi e sui loro parametri caratteristici, quali densità e temperatura. Tale cammino è proseguito anche durante gli anni '80, quando è stato possibile utilizzare laser ancora più potenti, con impulsi al picosecondo. Queste laser facility hanno dato la possibilità di studiare ancora più in dettaglio gli spettri X. Agli inizi degli anni '90, lo sviluppo di apparati in grado di fornire radiazione al femtosecondo ha dato ulteriore incremento alle applicazioni di cui si è detto, data la notevole intensità ottenibile sul bersaglio, rispetto a quella sino a quel momento ottenibile con gli impulsi di minore durata.

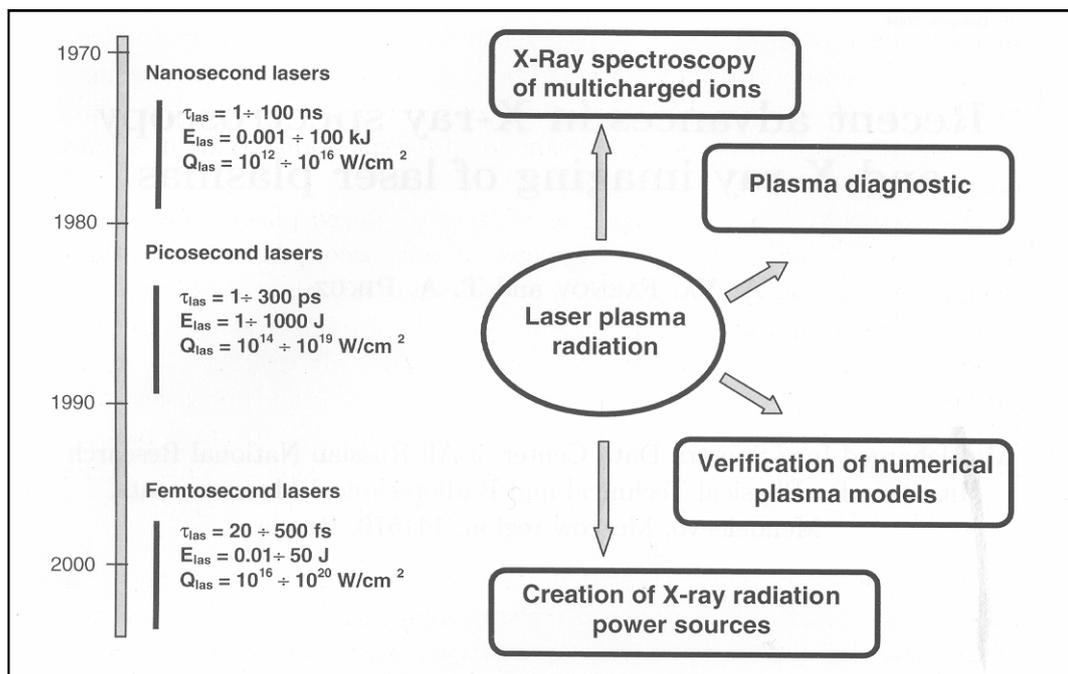


Figura 1 Specifiche laser e diverse applicazioni della radiazione laser plasma.

In particolare, alcuni studi hanno evidenziato che, per impulsi dell'ordine del nanosecondo e del picosecondo, gli ioni a carica multipla che si formano in seguito all'interazione, si possono considerare pressoché fermi, mentre gli analoghi ioni da interazione con radiazione al femtosecondo², non possono considerarsi immobili

durante l'interazione. In questo secondo caso, essi hanno infatti una velocità di espansione che raggiunge valori dell'ordine di $V_{esp} = 10^7 \div 5 \cdot 10^8 \left[\frac{cm}{sec} \right]$, in tal modo lo ione si muove solo su una distanza pari a $X = V \cdot \tau = 10^{-2} \div 5 \cdot 10^{-1} [\mu m]$, dello stesso ordine di grandezza della dimensione degli strati di interazione radiazione – materia. In tal modo, per la prima volta, risulta possibile studiare plasmi di densità estremamente elevata. E' infatti ben noto che l'efficienza di interazione della radiazione con la materia investigata cresce col crescere della densità di quest'ultima.

Tale tecnica consente, quindi, di osservare e studiare nuovi spettri. Ovviamente, la modellizzazione dei fenomeni è complicata dalla presenza di intensi campi elettrici e magnetici. E' pertanto indispensabile confrontare gli spettri ottenuti mediante sorgenti al femtosecondo, con quelli ottenuti da sorgenti, per così dire *convenzionali*, quali laser Nd:YAG/Glass o Eccimeri³, i cui parametri di plasma sono ben noti. Ovviamente il confronto deve essere effettuato utilizzando lo stesso spettrometro.

In base a quanto esposto sinora risulta fondamentale disporre di dati relativi ad entrambi i tipi di sorgente, tanto per quanto concerne lo studio volto alla ricerca di base, tanto per quanto concerne nuove tecniche applicative di tale radiazione.

Occorre, infatti, non dimenticare che lo sviluppo di queste nuove tecnologie e di più accurati metodi di diagnostica del plasma sono alla base, non solo per una più accurata analisi delle caratteristiche del plasma ma anche delle odierne applicazioni nel campo della fusione a confinamento inerziale (ICF).

Come più volte sottolineato in precedenza, la radiazione da plasma indotto da laser sta assumendo un ruolo sempre più significativo dal punto di vista della ricerca applicata.

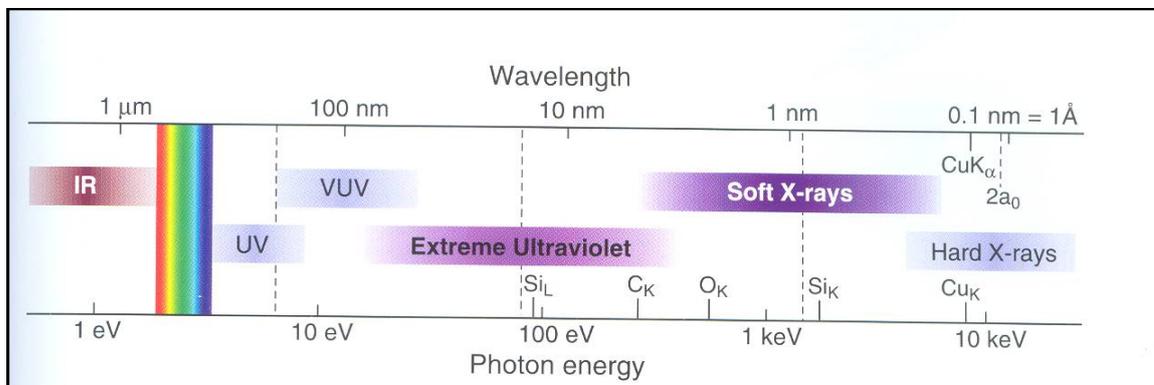


Figura 2. Regione spettrale di emissione dei raggi X e EUV.

In tale ambito, e relativamente al possibile utilizzo di questa radiazione è necessario sottolineare l'importanza che ha assunto ultimamente la radiazione emessa nella regione che va dall'estremo ultravioletto (EUV - Extreme Ultraviolet Radiation) ai raggi X molli (Soft X-Ray), ovvero da circa 30eV a 8keV.

In questa regione esistono un gran numero di risonanze atomiche e righe di assorbimento in tutti i materiali e ciò ne ha fortemente limitato l'esplorazione.

Un intervallo che attualmente è di notevole interesse, è quello che va sotto il nome di come *Water Windows* (WW ~ 284 ÷ 543 eV), compreso tra le righe di assorbimento del carbonio e dell'ossigeno. La trasparenza dell'acqua in questo intervallo consente, pertanto, un naturale contrasto per la registrazione di immagini di campioni organici contenete carbonio, una volta irradiati a queste lunghezze d'onda.

Questa peculiarità permette di dar vita a nuove opportunità d'indagine per applicazioni alla biologia e alle scienze ambientali. E' da notare che entrambe le regioni spettrali di cui ci si occuperà nella presente tesi, ovvero EUV e Soft X, presentano un elevato livello di assorbimento da parte dei materiali esaminati. Per energie più basse, regione visibile (VIS), e più alte, Raggi X Duri (Hard X-Ray), molti materiali diventano trasparenti e non è necessario ricorrere a tecniche di vuoto per eseguire osservazioni e ricerche. D'altro canto in questa regione spettrale, le lunghezze d'onda non sono così corte da precludere lo sviluppo di tecniche ottiche ad alta risoluzione per permettere l'acquisizione diretta di immagini e analisi spettroscopiche con risoluzione spaziale della decina di nanometri. La relativa trasparenza dell'acqua e il suo naturale contrasto con gli altri elementi aggiungono nuove opportunità per l'applicazione alla spettroscopia in vivo e alle scienze ambientali.

Questa tesi di dottorato si è principalmente svolta all'interno del Laboratorio di Elettronica Quantistica e Plasmi (Laboratory of Quantum Electronics and Plasma - LQEP) dell'Università di Roma "Tor Vergata". In questo laboratorio, oltre alle altre attività avviate, è in funzione un sistema laser di alta potenza utilizzato per la produzione di radiazione X-Soft mediante bersagli solidi. Nel presente lavoro saranno descritti lo sviluppo, la messa a punto e la caratterizzazione di questa sorgente per la produzione di radiazione nell'estremo ultravioletto (EUV) mediante l'uso di un bersaglio a getto di gas Xenon.

Successivamente verrà descritta una nuova tecnica d'indagine di campioni biologici in vivo, la Microscopia a Contatto a raggi X, che utilizza un rivelatore

innovativo costituito da cristalli di Fluoruro di Litio (LiF). Le immagini registrate su questi nuovi dispositivi irradiati con la sorgente Nd:YAG-Glass, la cui irradianza sembra essere sufficientemente elevata da ottenere buoni risultati, hanno lo scopo di avviare questa nuova attività e mostrare l'importanza di poter eseguire *istantanee di vita di microsistemi biologici in vivo*. Quest'ultima parte s'inquadra in un lavoro più ampio nel quale sono coinvolti i colleghi dell'ENEA Frascati (F. Flora e R.M. Montereali), del Multicharge Ions Spectra Data Center of VNIIFTRI di Mosca (A. Faenov e T. Pikuz) e dell'Università dell'Aquila (L. Reale e A. Reale) essendo, come è ben possibile capire, un lavoro multidisciplinare. Saranno, anche, mostrati i risultati recentemente ottenuti mediante la messa a punto di un rivelatore CCD (chip non assottigliato) e su pellicole RAR con le quale si sono eseguite microradiografie di campioni vegetali *trattati con metalli pesanti* allo scopo di eseguire studi di bio-accumulo.

Parallelamente, in questa tesi, verrà illustrato lo sviluppo di una nuova sorgente a impulsi ultracorti, basata su un oscillatore Ti:Sa, che una volta ultimata, sarà in grado di emettere impulsi ultracorti nella regione UV, ed i relativi risultati ottenuti. In particolare, relativamente alla suddetta sorgente, sono finora stati sviluppati e messi a punto:

- il primo amplificatore a Ti:Sa;
- l'elettronica di estrazione, dalla sorgente che opera a 90 MHz, di un singolo impulso laser alla frequenza di ripetizione di 10Hz;
- il sistema di duplicazione della radiazione laser;
- il compressore dell'impulso laser.

Il sistema, fin qui messo a punto, è stato caratterizzato e sono stati evidenziati i punti necessari di modifica sostanziale per iniettare l'impulso triplicato in un secondo amplificatore ad Eccimeri KrFl. Il lavoro è stato svolto in collaborazione con il Dr. Vladimir Zvorykin del P.N. Lebedev Physical Institute dell'Accademia delle Scienze Russe di Mosca.

Capitolo 1

Cenni sulla Fisica dei plasmi caldi e densi.

I plasmi sono generalmente noti come il quarto stato della materia. Essi sono costituiti da un insieme di particelle cariche, ioni ed elettroni ad alta temperatura e densità tale da costituire sorgenti brillanti di radiazione che va dagli EUV ai raggi X Soft, oltre ad una parte di componente visibile. La radiazione emessa è costituita da uno spettro continuo più righe di emissione dei vari stati ionizzati degli elementi. Un esempio di plasma osservabile in natura sono le masse gassose che costituiscono le stelle. In laboratorio, sotto alcuni aspetti, è possibile riprodurre plasmi mediante esperimenti di irraggiamento e focalizzazione di fasci laser intensi su superfici metalliche o su sbuffi di gas ad alta pressione.

La descrizione teorica di un plasma è molto complessa e non rientra negli scopi di questa tesi. Essa comunque può essere effettuata a diversi stadi di dettaglio e la sua trattazione è reperibile su molteplici testi^{4,5}. Un esatto e complesso modello coinvolge una descrizione della posizione e velocità di ogni particella nel plasma in funzione del tempo. Con un sistema a molte particelle, quale è il plasma, il sistema diventa intrattabile in termini matematici e può essere studiato solamente con un numero di particelle ridotto. Una semplificazione è ottenuta mediante una media in volume, contenente un gran numero di particelle, dove sono descritti i parametri cinetici in termini di distribuzione di velocità come funzione dello spazio e del tempo, omettendo i dettagli delle singole particelle e le cariche sono descritte in termini di densità di carica e di corrente. Un'ulteriore semplificazione si ottiene mediando su tutte le velocità e descrivendo il plasma come un fluido, i cui parametri fondamentali sono la densità, la temperatura e la pressione.

Lo studio dei plasmi è ricco ed interessante per diversi fenomeni lineari e non lineari. In questo caso il termine non lineare si riferisce a vari fenomeni quali la crescita delle onde o l'accelerazione delle particelle, che dipendono da alcuni parametri quali temperatura, densità, o in modo lineare come combinazione di alcuni di questi.

Tipici processi non lineari possono coinvolgere la somma o differenza di frequenze armoniche e fenomeni di mixing. I plasmi caldi e densi hanno una naturale tendenza a spingere molti di questi processi non lineari verso i valori di soglia.

Vediamo ora come i plasmi siano in grado di generare radiazione. Il plasma per generare radiazione nella regione EUV o dei raggi X Soft, deve contenere particelle di energia molto elevata (dai 100eV a diversi keV) e questa è irradiata nell'interazione particella-particella, in modo che l'energia totale sia conservata. Per capire i parametri in gioco consideriamo la radiazione emessa da un Corpo Nero. Il picco di energia dei fotoni emessi dal Corpo Nero dipende dalla sua temperatura⁶ e si può notare come per fotoni nella regione X Soft le temperature in gioco sono estremamente elevate. In aggiunta, per avere radiazione intensa, l'emissione deve avvenire da un gran numero di particelle in un piccolo volume, quindi, un'elevata densità, caratteristica di un solido: da qui la definizione di plasmi caldi e densi. Queste considerazioni sono ben lontane dall'equilibrio che fanno sì che i plasmi, generalmente, hanno una vita estremamente breve. Alte temperature significa alte velocità, il che significa una rapida espansione e raffreddamento.

Diamo ora un ordine di grandezza: per temperature elettroniche di 1keV: un plasma di elettroni e ioni di silicio, elettricamente neutro, espande con una velocità dell'ordine di 0.3 $\mu\text{m}/\text{ps}$. La velocità della luce è 300 $\mu\text{m}/\text{ps}$. Le dimensioni tipiche dei plasmi prodotti in laboratorio hanno dimensioni dell'ordine dei 100 μm , che da un tipico tempo di espansione pari a:

$$\Delta t = \frac{\Delta x}{v} = \frac{100 \text{ } [\mu\text{m}]}{0.3 \text{ } [\mu\text{m} / \text{ps}]} \cong 300 \text{ ps} \quad (1.1)$$

Come possiamo generare un plasma così rapidamente in modo da sviluppare energie in un così breve volume e intervallo di tempo? La prima tecnologia che ha permesso di ottenere questi plasmi è stata quella laser, quando hanno raggiunto impulsi di elevata potenza di picco, in grado di sviluppare impulsi dell'ordine dei Gigawatt o addirittura dei Terawatt con spot caratteristici \approx dei 100 μm ed impulsi dell'ordine dei ns o inferiori.

Plasmi caldi e densi sono di fondamentale importanza nell'ambito delle ricerche di base per gli innumerevoli ed interessanti fenomeni che coinvolge. Ci sono, inoltre tecnologie industriali come la ricerca sulla fusione laser, la litografia nell'EUV e nei raggi X, la microradiografia o la microscopia, di cui alcune applicazioni saranno mostrate in questa tesi di dottorato. In laboratorio si riescono ad ottenere plasmi concentrando energie molto elevate. Questo implica che si riescono a raggiungere temperature e pressione estremamente alte e i plasmi, in queste condizioni, mostrano rapide espansioni e acuti gradienti di densità. Questo implica una complicata

descrizione dei processi coinvolti richiedendo l'uso di diversi strumenti. Modelli teorici, che tendono a spiegare il comportamento di questi plasmi, limitati ai parametri di distanza, densità e temperatura sono stati sviluppati. E' essenziale, comunque, che la teoria e le simulazioni siano confrontate con esperimenti reali. Questo può avvenire solo nei laboratori dove in modo rigoroso è possibile portare avanti la ricerca, in questo campo, con opportune diagnostiche.

I plasmi caldi e densi sono estremamente ionizzati e questo comporta che la radiazione emessa sia costituita da:

- un largo spettro continuo, di Bremsstrahlung, dovuto alle collisioni tra gli elettroni liberi con gli ioni. Quando ciò avviene l'elettrone è accelerato e, quindi, emette un fotone di energia tanto maggiore quanto più elettrone e ione sono vicini;
- strette righe di emissione dovute alle transizioni nell'atomo (ioni) ai vari stati di carica delle righe caratteristiche delle shell K ed L¹ (Figura 3).

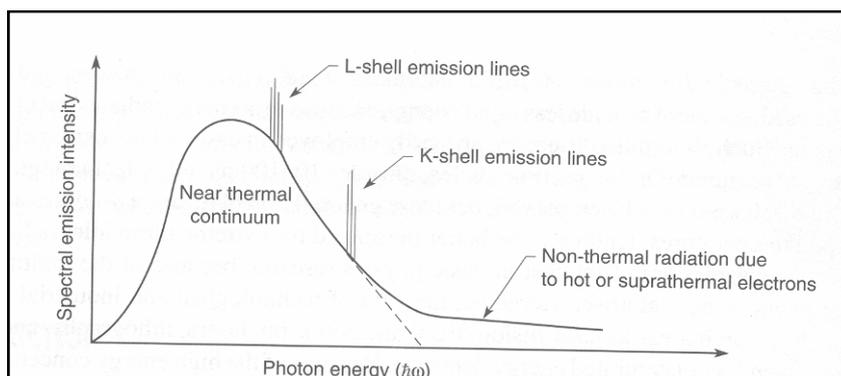


Figura 3. Radiazione di plasma emessa nell'interazione di luce laser focalizzata con la materia.

Questi atomi hanno perso molti elettroni nella collisione con elettroni liberi del plasma e, quindi, irradiano emettendo linee caratteristiche di ioni di diversi stati di ionizzazione oltre ad essere caratterizzati da una lunga coda di energia nella regione X emessa da elettroni caldi generati da processi non lineari onda particella nel plasma.

Il grado di ionizzazione dipende dalle temperature elettroniche del plasma e dalle energie di legame atomiche. Generalmente ionizzazioni multiple avvengono ognuna con caratteristiche linee di emissione, che danno vita ad un complesso sistema ricco di righe utilizzate spesso per scopi diagnostici e per trarre informazioni sulle temperature e densità degli elettroni e ioni. Le collisioni causano una radiazione di

plasma. Quando un elettrone collide con uno ione è accelerato e, quindi, irradia (Figura 4).

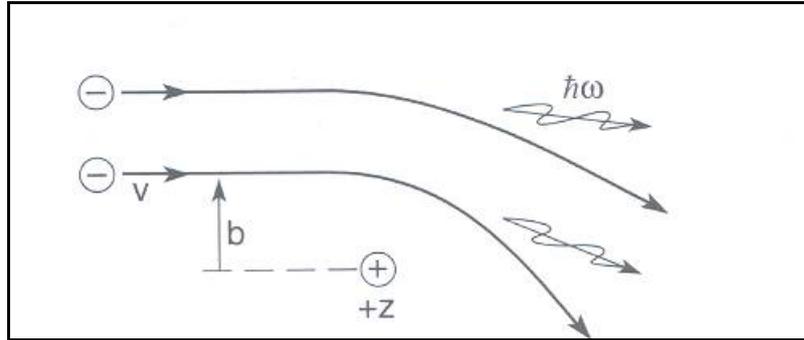


Figura 4. Principio di emissione di radiazione di Bremsstrahlung emessa per frenamento da parte di un elettrone che passa vicino ad uno ione

Se il parametro d'urto b è piccolo l'accelerazione è forte e l'angolo di deflessione è grande. Il fotone emesso avrà un'elevata energia.

Se b è grande la deflessione è piccola e la radiazione emessa è di bassa energia. Poiché il processo collisionale coinvolge molti elettroni con diverse velocità e parametro d'urto, è facile aspettarsi uno spettro continuo di radiazione legato alla distribuzione delle velocità elettroniche di plasma o alla sua temperatura (T_e).

Idealmente un plasma è in equilibrio, quando ogni specie è caratterizzata da una singola temperatura, energia e distribuzione delle velocità. Nel caso reale le diverse particelle sono caratterizzate da differenti temperature che variano con lo spazio e con il tempo. Anche per singole specie, infatti, possiamo pensare che la distribuzione di velocità non sia descritta da una sola temperatura. Partendo da questo concetto possiamo descrivere il sistema con un modello che usa due temperature per descrivere lo spettro di emissione (Figura 3).

Una prima temperatura, vicina ad una descrizione termica della radiazione (tipo corpo nero), l'altra che descrive la componente sovratermica. Considerando il limite termico gli elettroni, caratterizzati da questa temperatura elettronica T_e che mostrano una distribuzione Maxwelliana delle velocità data da.

$$f(v) = \frac{n_e}{(2\pi)^3 v^{3/2}} e^{-v^2/2v_e^2} \quad (1.2)$$

dove

$$v_e = (kT_e / m)^{1/2} \quad (1.3)$$

è la velocità termica quadratica media,

k è la costante di Boltzman,
 m la massa dell'elettrone,
 n_e la densità elettronica.

Nei plasmi caldi e densi, quali quelli prodotti nell'interazione di radiazione laser con la materia, che saranno successivamente descritti, sono importati le interazioni a lungo distanza. Queste, spesso, prendono forma come oscillazioni di plasma, onde collettive che si propagano come onde sonore nei loro rispettivi mezzi. Le frequenze delle onde prodotte sono, generalmente, ad alta frequenza per gli elettroni e a bassa frequenza per gli ioni più pesanti (elettroni e ioni acustici). Essi si propagano longitudinalmente e con una velocità di fase estremamente elevata. La velocità di fase, infatti, è molto più grande della velocità termica degli elettroni. Oscillazioni collettive come queste sono naturalmente smorzate a lunghezze d'onda corte da interazioni onda particella. Questo avviene con un parametro di scala dettato dalla lunghezza d'onda di Debye λ_D che è la grandezza che fissa "la misura" tra interazioni a corto e lungo range in un plasma:

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 k T_e}{e^2 n_e} \right)^{1/2} \quad (1.4)$$

Quando alcune circostanze si verificano, causando la crescita dell'ampiezza di un'onda, nella regione in cui la densità elettronica è massima può formarsi un muro di potenziale molto elevato nel quale gli elettroni possono essere intrappolati e accelerati a velocità e, quindi, energie elevatissime. In plasmi caldi e densi possono formarsi onde di ampiezza molto elevata. Queste condizioni si ottengono in diversi processi di interazione non lineare onda-onda e onda-particella.

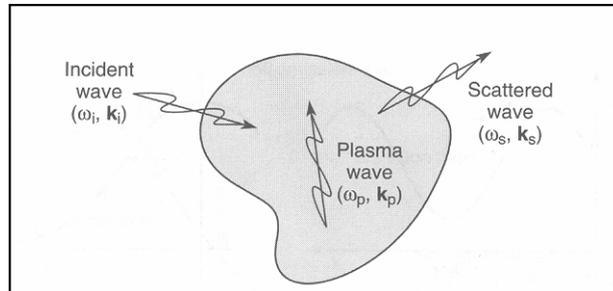


Figura 5. Oscillazioni di plasma. Conservazione dell'energia e del momento.

Questi processi non lineari sono particolarmente forti in plasmi caldi e densi perché le energie, il tempo e lo spazio richiedono scale di densità di potenza molto

elevate e, quindi, ampiezze di campo molto elevate. Questi campi molto elevati tendono a forzare il plasma dall'equilibrio (stato termico di radiazione tipo corpo nero) a uno stato non termico. In queste condizioni impulsi laser, ad altissima intensità focalizzati, possono eccitare onde di plasma fuori dal rumore randomico delle particelle¹. Ritorreremo a discutere più in dettaglio di questo fenomeno più avanti.

1.1. Parametri di base per la descrizione di un plasma.

Ogni plasma è caratterizzato da alcune quantità fisiche quali la sua densità n_e , la sua temperatura T e la sua induzione magnetica \mathbf{B} . Queste grandezze sono legate ad altri parametri che descrivono le *qualità* del plasma:

- la frequenza di plasma ω_p ;
- la distanza di Debye λ_D ;
- la frequenza di ciclotrone ω_c ;
- il cammino libero medio l_{clm} .

Come già più volte affermato il plasma è elettricamente neutro, così che la densità ionica differisce dalla densità elettronica solo per lo stato medio di ionizzazione. I plasmi caldi e densi sono quasi completamente ionizzati tali da contenere, solo in minima parte, atomi neutri.

La densità elettronica è direttamente legata alla frequenza di plasma che è la frequenza, alla quale un elettrone tende ad oscillare, definita come:

$$\omega_p = \left(\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m} \right)^{1/2} \quad (1.5)$$

dove e la carica elettrica m la massa dell'elettrone e ϵ_0 e la costante dielettrica nel vuoto. La frequenza di plasma è estremamente importante poiché, come accenneremo successivamente, le onde acustiche elettroniche tendono a oscillare a questa frequenza o superiore. Inoltre, le onde elettromagnetiche possono propagarsi in un plasma solo se la loro frequenza ω è maggiore della frequenza ω_p . Per un plasma con una gradiente di densità elettronica, come quello mostrato in Figura 1, un'onda elettromagnetica è completamente riflessa ad un valore di densità elettronica critica n_c dove $\omega = \omega_p$. Escluso per piccoli cammini di penetrazione, che decadono esponenzialmente, l'onda è totalmente esclusa dalla regione caratterizzata da $\omega < \omega_p$.

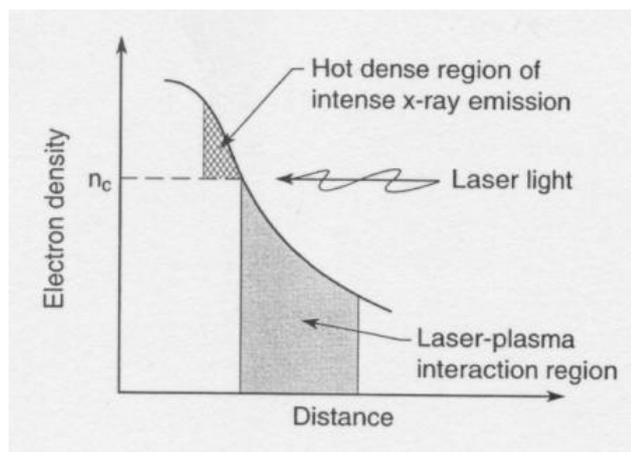


Figura 6. L'intensa radiazione laser è assorbita nella regione appena al di sotto della densità critica. L'energia trasportata in questa regione sottile, appena oltre la densità critica, crea una regione di intensa emissione di Raggi X. La luce laser che raggiunge la superficie di densità elettronica critica n_c è riflessa.

Per i plasmi caldi e densi prodotti da laser la densità elettronica d'interesse è quella vicino alla densità di un solido. Laser a stato solido di tipo Nd:YAG/Glass, come la nostra sorgente, emettono lunghezze d'onda pari a 1064nm producendo nell'interazione densità elettroniche critiche dell'ordine di $n_c = 1 \times 10^{21} e/cm^3$ dove la frequenza è esattamente uguale alla frequenza della radiazione laser pari circa a $1.8 \times 10^{15} rad/s$. I fenomeni di assorbimento e i vari processi di diffusione sono predominanti alle basse densità, da $10^{19} e/cm^3$ a $10^{21} e/cm^3$, appena al di sotto della densità critica. L'assorbimento classico avviene in questa regione in cui la radiazione incidente causa l'oscillazione degli elettroni, dando a loro l'energia che è persa solo in parte come collisione casuali con gli ioni. L'emissione dei raggi X tende a venire prevalentemente da strati sottili di regioni a densità piuttosto alta, $10^{21} e/cm^3$ e $10^{23} e/cm^3$, appena al di sopra della densità critica, dove l'energia è stata trasportata da particelle caricate e dalla radiazione. Questa regione è caratterizzata da alti valori di densità e alte temperature (Figura 6) ideali per un intensa emissione di raggi X.

Un secondo parametro del plasma importante è la distanza schermo di Debye:

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 k T_e}{e^2 n_e} \right)^{1/2} \quad (1.6)$$

Questa è la distanza oltre alla quale le cariche tendono ad essere schermate dalla presenza di altre cariche mobili vicine. Per plasmi da 1keV e $10^{21} e/cm^3$ la

distanza schermo di Debye è circa 7nm. Su scale spaziali più corte, della distanza di λ_D , la presenza e gli effetti di cariche individuali sono evidenti. Su scale spaziali più lunghe le cariche individuali tendono ad essere schermate dalle cariche vicine, così che su lunghe distanze l'interazione delle particelle cariche tende ad avvenire attraverso moti collettivi come le onde acustiche elettroniche e ioniche. In studi teorici di onde di plasma si trova, che la relazione di dispersione $\omega(k)$ contiene termini di damping dovuti all'interazione individuale onda elettroni che, anche se trascurabile per lunghezze d'onda lunghe, diventano molto forti per plasmi il cui vettore d'onda $k > 1/\lambda_D$. Questo naturale decadimento, a lunghezze d'onda corte, dell'onda di plasma è noto come damping di Landau. Esso è un esempio di decadimento di plasma la cui comprensione richiede una descrizione teorica non solo delle quantità meccaniche fluide, come la temperatura e la densità del plasma, ma è necessario conoscere in dettaglio la forma della funzione distribuzione della velocità elettronica (Figura 8. b). Quello che inizia ad emergere qui è, con maggior dettaglio, la comprensione del modo in cui la distanza schermo di Debye separa le interazioni a corto range da quelle a lungo range in un plasma. Nella descrizione degli effetti collettivi in un plasma un altro parametro importante è il numero di elettroni nella sfera di Debye:

$$N_D = \frac{4\pi}{3} \lambda_D^3 n_e \quad (1.7)$$

Per valori $N_D \gg 1$ le fluttuazioni nel campo microscopico sono molto piccole e la descrizione degli effetti collettivi in termini di quantità di campo medie descrivono meglio il sistema.

Un ulteriore parametro di plasma associato con la direzione dell'induzione magnetica \mathbf{B} è la frequenza di ciclotrone:

$$\omega_c = \frac{eB}{m} \quad (1.8)$$

con cui l'elettrone ruota a causa del campo magnetico.

La frequenza di ciclotrone è un parametro importante per la comprensione del trasporto di energia in un plasma. L'elettrone tende a ruotare rispetto alle linee del campo magnetico con un raggio di Larmor $r_L = v/\omega_c = mv/eB$, interrotto solo da collisioni. Questo fenomeno tende ad inibire il trasporto di energia verso regioni più dense, di possibile emissione intensa di raggi X. Per esempio, l'emissione di raggi X dal sole mostra intense macchie nere e brillanti circolari, che sono la chiara evidenza

della presenza di forti campi magnetici che impongono il trasporto di particelle cariche. La frequenza di ciclotrone può anche giocare un ruolo importante nelle oscillazioni collettive a bassa e alta frequenza introducendo forti effetti di dispersione e polarizzazione. La risonanza di ciclotrone, dove la relazione di dispersione è piatta, può giocare un importante ruolo nell'assorbimento a bassa frequenza di onde elettromagnetiche da parte dei plasmi generati dalla fusione magnetica.

Un quarto parametro, anche importante per quanto riguarda il trasporto di energia da parte di particelle cariche, è il cammino libero medio data dalla distanza tra le collisioni ione elettrone l_{mfp} , che varia sulla base delle proprietà del plasma ma tipicamente è proporzionale a $(kT)^2/n_i Z$ dove n_i è la densità ionica e $+Ze$ lo stato medio di carica.

Vediamo ora un caso particolare. Prendiamo ad esempio elettroni da 1keV in un plasma di 10^{20} ioni/cm³ e stato di carica +10, il cammino libero medio è circa 4μm (che corrisponde alla densità critica elettronica pari a 10^{21} e/cm³). Per elettroni da 10keV, ben al di fuori della curva di distribuzione della velocità, essi avrebbero un cammino libero medio, in una regione di 100 volte la densità critica n_c , di soli pochi micron in una regione super critica di gradiente di densità elevato quale quella di un plasma prodotto da laser. Molta dell'energia assorbita, quindi, dovrebbe essere fermata da collisioni classiche in una distanza così breve (pochi micron) dalla superficie critica causando un'intensa luce (potenza radiata per unità di area) di emissione di raggi X.

1.2. Espansione dei plasmi.

Una caratteristica molto importante dei plasmi caldi e densi è il fatto che essi si espandono velocemente nel vuoto con velocità determinata dalla loro temperatura, di solito temperatura elettronica (gli elettroni sono più caldi degli ioni) e dalla massa degli ioni. Il rateo con cui questo fenomeno avviene determina quanto velocemente l'energia può essere trasferita al plasma e se esso raggiunge temperature elevate. Il tasso di espansione può essere descritto in termini di un'espansione isoterma unidimensionale di un fluido caldo costituito da due specie: elettroni e ioni.

Questo può essere visto dall'esame della conservazione della massa e l'equazione dei momenti

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \bar{v}) = 0 \quad (1.9)$$

$$m \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \right) \bar{\mathbf{v}} = -\frac{1}{n_e} \nabla P_e - e(\mathbf{E} + \bar{\mathbf{v}} \times \mathbf{B}) \quad (1.10)$$

(1.9) e (1.10) per entrambi le specie elettroni e ioni. Poiché la risultante della velocità di espansione è piccola (a causa della massa degli ioni) l'equazione dei momenti degli elettroni è dominata da un termine di *non velocità* così che per un plasma dimensionale di densità elettronica n_e e pressione elettronica P_e si ha:

$$n_e e E = -\frac{\partial}{\partial x} P_e \quad (1.11)$$

L'equazioni unidimensionale di continuità e dei momenti che legano la densità ionica, la pressione parziale P_i , la carica $+Ze$ e la massa M sono:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (n_i v) = 0 \quad (1.12)$$

$$M n_i \left[\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial x} \right] v = n_i Z e E - \frac{\partial}{\partial x} P_i \quad (1.13)$$

L'attrazione elettroni - ioni mantiene la totalità del plasma neutro così che possiamo scrivere:

$$n_e = Z n_i \quad (1.14)$$

Il termine di pressione, per l'equazione dei momenti degli elettroni e degli ioni, può essere sostituito dal termine relativo alle rispettive densità attraverso l'uso della condizione energetica di adiabaticità:

$$\frac{P_j}{P_{0j}} = \left(\frac{n_j}{n_{0j}} \right)^\gamma \quad (1.15)$$

In forma differenziale:

$$dP = \frac{\gamma P}{n} dn \quad (1.16)$$

Scrivendo questa equazione separatamente per gli ioni e gli elettroni e usando l'equazione dei gas perfetti

$$P_j = n_j k T_j \quad (1.17)$$

per entrambi le specie il gradiente di pressione in termini dell'equazione dei momenti (1.11) e (1.13) diventano:

$$\frac{\partial P_e}{\partial x} = \gamma k T_e \frac{\partial n_e}{\partial x} \quad (1.18)$$

$$\frac{\partial P_i}{\partial x} = \gamma k T_i \frac{\partial n_i}{\partial x} \quad (1.19)$$

L'equazione dei momenti per gli ioni quindi diventa:

$$M n_i \left[\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial x} \right] v = n_i Z_e E - \gamma k T_i \frac{\partial n_i}{\partial x} \quad (1.20)$$

Sostituendo il campo elettrico E della (1.11) ed accoppiando il moto di elettroni e ioni:

$$E = - \frac{1}{e n_e} \frac{\partial P_e}{\partial x} = - \frac{\gamma k T_e}{e n_e} \frac{\partial n_e}{\partial x} \quad (1.21)$$

l'equazione dei momenti per gli ioni diventa:

$$M n_i \left[\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial x} \right] v = -(Z \gamma k T_e + \gamma k T_i) \frac{\partial n_i}{\partial x} \quad (1.22)$$

e per $T_e \gg T_i$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial x} \right] v = -v_{\text{exp}}^2 \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial x} \quad (1.23)$$

dove è stato definito il termine di velocità di espansione come:

$$v_{\text{exp}} = \left(\frac{Z \gamma k T_e}{M} \right)^{1/2} \quad (1.24)$$

che dipende dalla pressione elettronica ($n_e k T_e$) ma è limitata dall'inerzia attraverso la massa M. In pratica la velocità di espansione può essere espressa come:

$$v_{\text{exp}} = 0.28 \left(\frac{ZkT_e}{M} \right)^{1/2} \mu\text{m} / \text{ps} \quad (1.25)$$

dove Z è in unità di 10, kT è in keV, la massa ionica M è espressa in unità di 20 volte quella di un protone e $\gamma=5/3$. L'equazione di continuità degli ioni può essere riscritta come:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial x} \right] n_i + n_i \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \quad (1.26)$$

Come possibile vedere una soluzione delle equazione dei fluidi (1.23) (1.26) è:

$$v = v_{\text{exp}} + \frac{x}{t} \quad (1.27)$$

e

$$n_i = N_i e^{-x/v_{\text{exp}}t} \quad (1.28)$$

Il plasma espande da densità iniziale n_{i0} , dalla superficie $x=0$ con una velocità termica elettrone ione v_{exp} . Guardando più da vicino la funzione densità $n_i(x,t)$ è possibile vedere che la lunghezza del gradiente densità dovuta alla sua espansione è data da:

$$l_{\text{exp}} \equiv -n_i / (\partial n_i / \partial x) = v_{\text{exp}}t \quad (1.29)$$

e come si osserva dall'equazione su scritta essa cresce con il tempo ad un tasso fissato dalla velocità di espansione v_{exp} . Come si può osservare dalle equazioni che definiscono la velocità di espansione un plasma da 1keV di ioni con stato di carica media $Z=+12$ espande ad una velocità approssimativamente pari a $0.21 \mu\text{m}/\text{ps}$. Come è possibile immaginare da questo valore le velocità di espansione e conseguente raffreddamento sono estremamente elevate.

1.3. Onde acustiche elettroniche

La propagazione ad alta frequenza di onde longitudinali in un plasma, note anche come onde acustiche elettroniche o oscillazioni di Langmuir, è descritta in termini delle equazioni di Maxwell-Eulero le quali si ottengono partendo dalle equazioni ((1.9), (1.10)) confrontando i termini delle eq. di Maxwell ottenendo:

$$\begin{aligned}
\nabla \times \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \sum_j q_j n_j \mathbf{v}_j \\
\nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\
\nabla \cdot \mathbf{D} &= \sum_j q_j n_j \\
\nabla \cdot \mathbf{B} &= 0
\end{aligned} \tag{1.30}$$

$$\begin{aligned}
\mathbf{D} &= \varepsilon_0 \mathbf{E} \\
\mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{H}
\end{aligned}$$

che descrivono la dinamica del plasma a livello fluido¹. Nel caso di onde ad alta frequenza, poiché la massa degli ioni è molto maggiore di quella degli elettroni, quest'ultimi possono essere considerati praticamente immobili, provvedendo semplicemente a neutralizzare elettricamente la carica degli elettroni che è uniformemente distribuita. Se le onde sono longitudinali (le quantità n , \mathbf{v} , P , \mathbf{E} , variano solo lungo la direzione di propagazione dell'onda (\mathbf{k})), per la soluzione del problema, è sufficiente considerare l'equazione di continuità, quella di conservazione dei momenti e la legge di Gauss, che nel caso degli elettroni possono essere scritte come:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \mathbf{v}) = 0 \tag{1.31}$$

$$m \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \mathbf{v} = -\frac{1}{n_e} \nabla P_e - e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \tag{1.32}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = -en_e / \varepsilon_0 \tag{1.33}$$

dove la distribuzione di ioni uniformemente distribuita non contribuisce nell'ultima equazione.

I termini non lineari nelle equazioni su scritte sono quelli determinati dai prodotti $n_e \mathbf{v}$, $\mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v}$ e $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$. Questi possono essere semplificati in un processo di linearizzazione nel quale ogni campo può essere riscritto come somma di un valore di fondo più una piccola fluttuazione. E' possibile, quindi, scrivere:

$$n_e = n_0 + \tilde{n}_e \tag{1.34}$$

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \tilde{\mathbf{v}} \tag{1.35}$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \tilde{\mathbf{E}} \quad (1.36)$$

L'assunzione che stiamo facendo è quella di onde di piccola ampiezza tali che siano soddisfatte le relazione $\tilde{n}_e/n_0 \ll 1$ e relazioni analoghe per le altre equazioni. Solo nel caso della velocità assumiamo che la velocità media delle particelle sia nulla così che $\mathbf{v}_0=0$. Sotto queste ipotesi se sostituiamo le equazioni (1.34), (1.35), (1.36) all'interno delle equazioni del fluido e tagliando i termini del secondo ordine otteniamo:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + n_0 \nabla \cdot \mathbf{v} + \underbrace{\mathbf{v}_0 \cdot \nabla n_e}_{=0} = 0 \quad (1.37)$$

$$m \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\frac{1}{n_0} \gamma k T_e \nabla n_e - e \mathbf{E} \quad (1.38)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = -\frac{en_e}{\epsilon_0} \quad (1.39)$$

Dove il gradiente di pressione è stato riscritto come eq. (1.18). Derivando rispetto al tempo l'equazione (1.37) e applicando l'operatore divergenza alla (1.38) possiamo combinare i due risultati riscrivendo l'espressione in una forma tipica di un'equazione d'onda:

$$\frac{\partial^2 n_e}{\partial t^2} - \frac{\gamma k T_e}{m} \nabla^2 n_e - \frac{en_0}{m} \nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (1.40)$$

Utilizzando le relazioni:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \sum_j q_j n_j; \quad \mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} \quad (1.41)$$

possiamo riscrivere l'equazione (1.40) come:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_p^2 - a_e^2 \nabla^2 \right] n_e(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (1.42)$$

oppure nella forma

$$\frac{\partial^2 n_e}{\partial t^2} + \frac{e^2 n_0}{\epsilon_0 m} n_e - \frac{\gamma k T_e}{m} \nabla^2 n_e = 0 \quad (1.43)$$

che abbiamo riassunto in un equazione d'onda longitudinale per le fluttuazioni di densità elettronica che si propagano con una velocità a_e data da:

$$a_e = \left(\frac{\gamma k T_e}{m} \right)^{1/2} \quad (1.44)$$

Dove il termine $\gamma = 1 + 2/N$ è il rapporto dei calori specifici per un sistema con N gradi di libertà. In questo caso $\gamma = 5/3$ per il sistema che ha 3 gradi di libertà.

E' già stato introdotto il termine di oscillazione di plasma ω_p definito come:

$$\omega_p = \left(\frac{e_2 n_0}{\epsilon_0 m} \right)^{1/2} \quad (1.45)$$

Proviamo ora a dare qualche valutazione numerica.

Se un plasma ha una temperatura elettronica pari a $1keV$ la sua velocità del suono e, quindi, di espansione, sarà dell'ordine di $a_e \approx 17\mu m / ps$.

Consideriamo un'onda di densità elettronica scritta nella seguente forma:

$$n_e(\mathbf{r}, t) = n_e e^{-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \quad (1.46)$$

che descrive un'onda di plasma di frequenza ω e vettore d'onda \mathbf{k} . Considerando la (1.46) come soluzione dell'equazione d'onda (1.42) otteniamo:

$$\left[\omega^2 - \omega_p^2 - k^2 a_e^2 \right] n_e = 0 \quad (1.47)$$

L'equazione (1.47) assume soluzioni per tutti quei valori che annullano il termine in parentesi. Per le oscillazioni naturali del sistema non è richiesto un termine di stimolazione. Da qui possiamo ricavare la relazione di dispersione per le onde acustiche elettroniche:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 a_e^2 \quad (1.48)$$

E' possibile dedurre che per onde di plasma con un periodo lungo, dove il termine k tende a zero, la (1.48) mostra un'oscillazione elettronica di plasma a frequenza $\omega \approx \omega_p$.

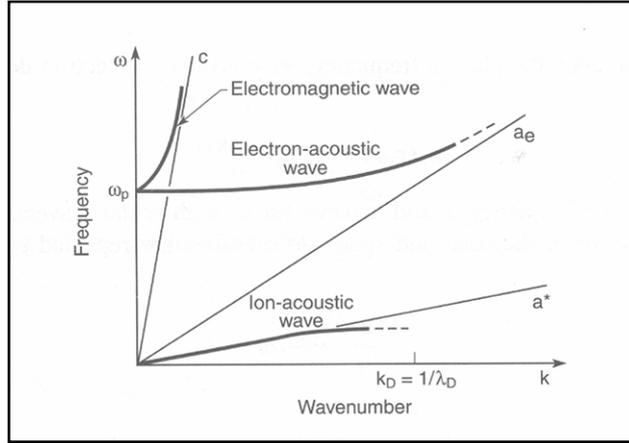


Figura 7 Diagramma della dispersione che avviene naturalmente in un'onda isotropa di plasma. In figura sono mostrate onde elettromagnetiche trasverse con un taglio alla frequenza di plasma ω_p e onde di alta frequenza longitudinali (onde elettroniche di plasma) e onde a bassa frequenza longitudinale (onde acustiche di ioni).

Per onde dove $0 \leq k \leq \omega_p/a_e$ la frequenza di oscillazione cresce fino a raggiungere un valore pari a $\sqrt{2}\omega_p$ per $k = \omega_p/a_e$ come è possibile osservare nella Figura 7 che mostra il diagramma di dispersione. In questa trattazione è mostrato che la frequenza, in funzione del numero d'onda, è una naturale conseguenza delle onde di plasma. Il parametro $\omega_p/a_e = 1/\sqrt{\gamma} \lambda_D$ è approssimativamente uguale a distanza schermo di Debye. Quando le onde sono caratterizzate da valori di $k < k_D \equiv 1/\lambda_D$, e, quindi, per valori di lunghezza d'onda maggiori di quella di schermo di Debye, la separazione delle cariche all'interno del plasma non è *vista dall'onda* poiché esse risultano schermate. In questo caso il modello, che descrive la propagazione dell'onda, è il più indicato dando risultati piuttosto accurati. Nel caso in cui siamo nelle condizioni $k > 1/\lambda_D$ dove la lunghezza d'onda di plasma è minore della distanza schermo di Debye, la separazione delle cariche all'interno del plasma potrebbe non essere schermata. Come conseguenza è possibile che la teoria dei fluidi, ignorando gli effetti individuali delle cariche, non descriva in maniera accurata l'evoluzione del plasma.

Considerando la propagazione delle onde acustiche basata sulla teoria cinetica¹ è possibile ottenere la stessa relazione di dispersione ottenuta nel caso della descrizione del plasma come fluido ((1.48)) ma dove la frequenza è un termine complesso con una componente immaginaria della frequenza corrispondente al termine di onda di decadimento^{7,3} con $\omega = \omega_r + \omega_i$

$$\omega_i = \frac{\pi}{2} \frac{\omega_p^2 \omega_r}{k^2} \frac{\partial f}{\partial v} \Big|_{v=\omega/k} \quad (1.49)$$

così che la pendenza negativa per la derivata parziale corrisponde alla frequenza di damping.

L'espressione per la distribuzione Maxwelliana tridimensionale di velocità $f(v)$ è data da:

$$f(v) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} v_e^3} e^{-v^2/2v_e^2} \quad (1.50)$$

La sua espressione unidimensionale è:

$$f(v) = \frac{1}{(2\pi)^{1/2} v_e} e^{-v^2/2v_e^2} \quad (1.51)$$

dove la velocità termica degli elettroni è definita come:

$$v_e = (kT_e / m)^{1/2} \quad (1.52)$$

e il termine di damping diventa:

$$\frac{\omega_i}{\omega_r} = -\sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_p^2 \omega_r}{k^3 v_e^3} e^{-\frac{\omega_r^2}{2k^2 v_e^2}} \quad (1.53)$$

Dove $\omega_r^2 \approx \omega_p^2 (1 + k^2/k_D^2)$ e dove $k_D = \omega_p/v_e$. Quando il valore $k \ll k_D$ il fattore esponenziale domina in modo che il rapporto ω_i/ω_r tende a zero e la frequenza di damping è trascurabile. Per valori grandi di k , prossimi a k_D , il damping è molto forte:

$$\frac{\omega_i}{\omega_r} \approx -\sqrt{\frac{\pi}{4}} \left(\frac{k_D}{k}\right)^3 e^{-(k_D/k)^2} \quad (1.54)$$

In modo che per $k=k_D$ l'ampiezza dell'onda decade al valore $1/e$ dopo poche oscillazioni. Il decadimento dell'onda acustica elettronica è nota come damping di Landau⁸. Esso è dovuto all'interazione onda particella per elettroni che viaggiano nell'onda con velocità e direzione approssimativamente uguale a quella della velocità di fase dell'onda stessa.

Le onde acustiche elettroniche, come è possibile osservare in Figura 8, consiste in una regione di densità di carica molto elevata che si propaga con un'elevata velocità di fase v_ϕ che è possibile con alcune manipolazioni algebriche scrivere:

$$v_\phi = \frac{\omega}{k} = a_e \sqrt{1 + \frac{k_D^2}{k^2}} \quad (1.55)$$

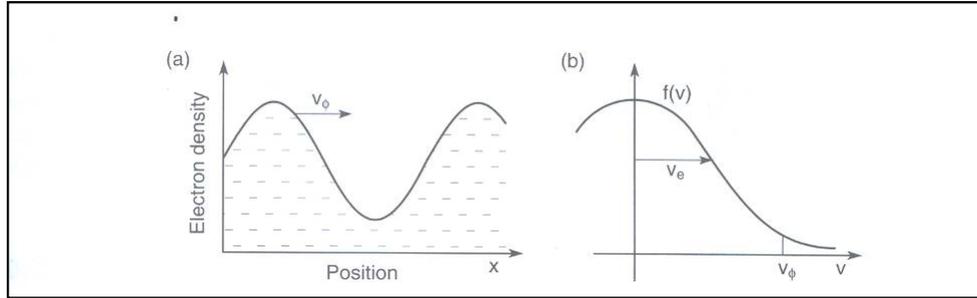


Figura 8 (a) Un'onda acustica elettronica. Tipica oscillazione vicino alla frequenza di plasma ω_p , che si propaga come modulazione della densità elettronica. Gli ioni più pesanti non viaggiano a frequenza così elevata ma partecipano solamente nell'assicurare la neutralità della carica. L'onda si propaga con velocità di fase v_ϕ . **(b)** Funzione di distribuzione della velocità termica elettronica con rms pari a v_e . Le onde acustiche generalmente si propagano con velocità di fase più grande di quella termica.

Vediamo un po' in questa forma cosa si può dedurre dalla velocità di fase. Per velocità di fase maggiore della velocità del suono elettronica, (1.44), la propagazione dell'onda avviene nella condizione per cui $k < k_D$. In questa regione, $v > a_e$ la distribuzione della velocità tende rapidamente a zero in modo tale che si trovano più elettroni con velocità minore ($v < v_\phi$) rispetto ad elettroni con velocità più elevata ($v > v_\phi$) che interagiscono con l'onda (Figura 9).

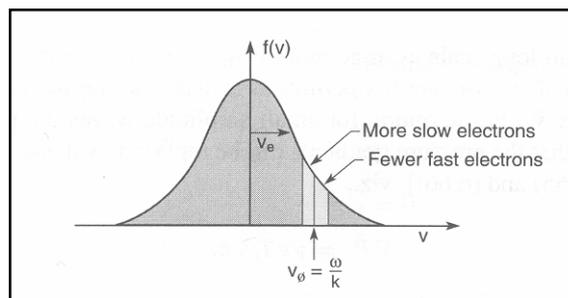


Figura 9. Distribuzione delle velocità elettroniche (eq. (1.50),(1.51),(1.52)) in un plasma termico. Ci sono più elettroni lenti (onde acustiche) che elettroni veloci in prossimità della velocità di fase.

La velocità di questi elettroni risonanti è simile a quella dell'onda in modo tale da permettere che in un certo intervallo di tempo possa avvenire un'interazione in cui l'energia può essere scambiata tra gli elettroni e l'onda. Nel viaggiare con l'onda gli elettroni tendono a spingere la cresta del potenziale dell'onda dando un'energia tale da unirli a loro. Alcune volte, invece elettroni più lenti possono trascinarsi in avanti sottraendo energia dall'onda. Così se osserviamo la Figura 9, la distribuzione termica

di velocità lungo la pendenza negativa ci sono più elettroni lenti che sottraggono energia all'onda che elettroni veloci che contribuiscono a dare energia all'onda di plasma. Facendo, quindi, un bilancio c'è una perdita netta di energia per le onde di plasma con velocità di propagazione più alta di quella di fase ($v_b > a_e$). In questo caso la completa distribuzione di velocità elettroniche ha una pendenza positiva (onda più veloce rispetto agli elettroni lenti) vicino a v_b , guidando la crescita dell'onda descritta come damping inverso di Landau.

1.4. Le onde elettroniche in plasmi: interazione e accelerazione di elettroni relativistici. Progetto PLASMONIX

La ricerca nel campo delle alte energie ha lo scopo principale di comprendere la natura delle differenti interazioni fino ad ora conosciute (gravitazionale, elettromagnetica, forti e deboli) e probabilmente rappresenta la sfida intellettuale sulla conoscenza delle origini del cosmo e le leggi che governano la sua evoluzione.

In un campo completamente diverso, quello della struttura della materia e le sue interazioni con la radiazione elettromagnetica, il laser rappresenta lo strumento più innovativo e versatile creato dall'uomo.

Questi due campi di ricerca in fisica fondamentale storicamente separati tra loro poiché ognuno coinvolge fenomeni generalmente identificati come “Fisica delle Alte Energie” (GeV) e “Fisica delle Basse Energie” (eV), recentemente connessi dalla possibilità di raggiungere un'enorme potenza di radiazione (PW) ottenibile con le ultime generazioni di laser a stato solido caratterizzati da impulsi estremamente corti (femtosecondi). Questa unione di obiettivi scientifici vanno verso lo studio dello stato della materia che è la più diffusa all'interno dell'universo ma non sulla terra: il plasma.

Il rallentamento delle ricerche nel campo delle alte energie è essenzialmente dovuta alle dimensioni sempre crescenti degli apparati sperimentali necessari, gli acceleratori, ed il loro costo duramente sostenibile.

D'altro canto energie elevate sono necessarie per la conoscenza più dettagliata della struttura subnucleare recuperate dall'interazione con le particelle bersaglio. In fatti energie dell'ordine dei TeV permettono di creare particelle con massa milioni di volte maggiore della massa dell'elettrone:

$$m = \frac{E}{c^2} \approx 10^6 m_e \quad (1.56)$$

e le strutture sub nucleari di scale estremamente ridotte potrebbero essere sondate:

$$\Delta x \approx \frac{h}{p} \approx \frac{hc}{E} \approx 10^{-18} m \quad (1.57)$$

1.4.1 *Introduzione all'accelerazione di elettroni*

La formazione di onde elettroniche da plasmi sono la condizione base per la formazione di campi elettrici acceleranti. Lo studio di questi processi acceleranti si sta affermando poiché è possibile accelerare particelle cariche (elettroni e ioni) per mezzo di questi campi elettrici a ordini di grandezza tali da avere ampiezze superiori di quelle ottenibili con i convenzionali acceleratori sia lineari che ad anello⁹. Dopo i primi lavori pionieristici in questo campo vi è stato un enorme progresso dovuto allo sviluppo di laser ad impulsi ultra corti e alla possibilità di ottenere impulsi di intensità estremamente elevata utilizzando la tecnica CPA, che consente di amplificare impulsi ultracorti superando i problemi di danneggiamento delle ottiche di trasporto della radiazione laser¹⁰. Grazie a questa tecnica, infatti, stiamo sviluppando, e i risultati fin qui ottenuti saranno oggetto della seconda parte di questa tesi di dottorato, un sistema basato su un oscillatore Ti:Sa con due amplificatori. Il primo di questi già realizzato è basato su un secondo cristallo Ti:Sa, che permette di raggiungere un guadagno di circa 10^7 rispetto alla radiazione in ingresso centrata a 790nm. Goal finale è quello di triplicare questa radiazione per iniettarla in un secondo amplificatore ad Eccimeri (KrF1) per ottenere un impulsi finale di pochi Joule e di qualche decina di femtosecondi nella regione dell'ultravioletto (248nm). I risultati fin qui raggiunti verranno mostrati successivamente.

A fianco di questa attività di sviluppo di sorgenti laser ad impulsi ultracorti nell'UV, si stanno portando avanti attività che riguardano la possibilità di ottenere fasci di elettroni di energie e qualità di fascio elevate prodotte appunto dai meccanismi di guida laser nella fenomeno della formazione di plasmi.^{11,12,13}. Il coinvolgimento riguarda un grosso progetto presso i Laboratori Nazionali di Frascati dell'INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare) per la realizzazione, mediante l'uso di tecniche di accelerazione, basate su sorgenti laser ultra alte intense, tali da ottenere una sorgente di Raggi X/ γ sintonizzabile, che sfrutta le proprietà dello scattering Thomson di fotoni ottici da parte di elettroni energetici¹⁴. In particolare il mio coinvolgimento, insieme ad altri colleghi consiste nella realizzazione di un Streak

Camera veloce, di nuova concezione, le cui caratteristiche sono elencate in una pubblicazione INFN¹⁵, per la rivelazione e la diagnostica di fenomeni luminosi veloci e in grado di lavorare in un ampio spettro che va dai raggi X al lontano IR.

1.5. Acceleratori di particelle e loro limiti: la nuova idea di acceleratori basati su onde di plasma

Le dimensioni dei convenzionali acceleratori, che producono particelle con elevata energia hanno dimensioni estremamente elevate sia che essi siano di tipo lineare che circolare. Il massimo campo elettrico accelerante, infatti, al di sotto della soglia di breakdown del materiale è dell'ordine delle decine di MV/m e servirebbero 20km per raggiungere un energia di 1TeV con un campo accelerante di 50MV/m. Nel caso di un acceleratore circolare queste dimensioni a causa delle perdite per effetto Bremsstrahlung sono dell'ordine di:

$$\frac{1}{R} \left(\frac{E}{m} \right)^4 \quad (1.58)$$

dove R è il raggio dell'anello, E ed m sono rispettivamente energia e la massa delle particelle accelerate. Un esempio: al LEP (electron- positron collider) l'energia disponibile arriva fino a 100GeV e la circonferenza dell'anello è di circa 27km.

In un plasma, un fluido neutro costituito da particelle cariche prodotte dalla dissociazione di strutture legate, non è presente il problema connesso con il breakdown. Per questa ragione, in un plasma, campi elettrici milione di volte maggiori di quelli dei convenzionali acceleratori sono permessi. In questo modo un sistema di particelle cariche fino ad energie dei TeV, su distanze dell'ordine 1m, può essere generato e accelerato. Per questa ragione un plasma è stato considerato un sistema ideale dove le particelle possono essere accelerate mediante campi elettrici ad ordini di ampiezza superiori di quelli dei convenzionali acceleratori. Un elevato campo elettrico in plasma può essere presente, quando un intenso fascio laser è focalizzato all'interno di una perturbazione di densità elettronica, o onda di plasma, eccitata.

Il campo elettrico, in un onda elettromagnetica, è ortogonale al suo vettore d'onda e può non essere proficuo usarlo per accelerare particelle cariche. Le particelle cariche guadagnano, dall'impulso laser, un energia oscillatoria che, non produce un emissione direzionale di particelle accelerate ma un riscaldamento locale, che estende

l'intervallo di energia emessa per emissione di Bremsstrahlung dai raggi X soft fino ai raggi X duri e raggi γ .

Il plasma, comunque, permette che, una frazione dell'energia dell'onda elettromagnetica, (campo elettrico trasversale) possa essere convertito in un'onda di plasma (campo elettrico longitudinale) che consiste in una regolare alterazione di crescita e decrescita della densità elettronica. Grazie alla forza ponderomotrice dovuta ad un intenso impulso laser può essere trasferito un movimento collettivo agli elettroni mentre gli ioni più pesanti rimangono immobili (focalizzazione della radiazione nel mezzo). Il campo elettrico di un'onda di plasma, che viaggia nella stessa direzione del vettore d'onda può muoversi con una velocità prossima a quella della luce dando la richiesta base per accelerare le particelle cariche, che muovendosi tutte nella stessa direzione dell'onda, possono arrivare fino a regimi relativistici.

La relazione di dispersione per un'onda di plasma è:

$$\omega_p^2 = \omega_{pe}^2 + 3k_p^2 v_{th}^2 \quad (1.59)$$

dove ω_p e k_p sono la frequenza di plasma ed il vettore d'onda rispettivamente e v_{th} la velocità termica degli elettroni. La velocità di gruppo, la velocità di propagazione associata all'energia dell'onda di plasma è:

$$v_g = \frac{\partial \omega_p}{\partial k_p} = 3 \frac{k_p}{\omega_p} v_{th}^2 \quad (1.60)$$

mentre la velocità di fase, la velocità di un osservatore immaginario che si muove nella stessa direzione dell'onda in modo da vedere lo stato dei loro massimi è:

$$v_{ph} = \frac{\omega_p}{k_p} = \frac{\omega_{pe}}{k_p} \left(1 + 3v_{th}^2 \frac{k_p^2}{\omega_{pe}^2} \right)^{\frac{1}{2}} \approx \frac{\omega_{pe}}{k_p} \quad (1.61)$$

L'ampiezza del campo elettrico dell'onda di plasma dipende dalla densità elettronica di perturbazione δn_e tramite l'equazione di Poisson. Nel caso in cui la velocità di fase tende a quella della luce si ha¹⁶:

$$E_{\max} = \frac{4\pi c \delta n_e e}{\omega_{pe}} = \sqrt{4\pi m_e c^2} \left(\frac{\delta n_e}{n_e} \right) \sqrt{n_e} \quad (1.62)$$

oppure nella forma

$$E_{\max}^{V/cm} \approx \left(\frac{\delta n_e}{n_e} \right) \sqrt{n_e (cm)^{-3}} \quad (1.63)$$

Così come possiamo vedere dalle equazioni su scritte da una densità elettronica di $n_e \approx 10^{18} cm^{-3}$ con una perturbazione $\delta n_e / n_e \approx 0.1$ il valore massimo dell'energia è $E_{\max} \approx 10^8 V/cm = 10 GeV$ più di due ordini di ampiezza più elevato di quello standard in una cavità a radiofrequenze.

Questo campo elettrico immenso, comunque, può essere effettivamente accelerato da particelle cariche solo se le particelle si muovono a circa la stessa velocità di fase dell'onda elettronica. La condizione porta frutti se esse possono accorgersi di un campo elettrico a distanze lunghe che acceleri loro nella stessa direzione e verso.

Se iniettiamo un elettrone in un'onda di plasma nella direzione del suo vettore d'onda \vec{k}_p , esso non è automaticamente accelerato. L'eventuale accelerazione o decelerazione dipende dalla velocità iniziale dell'elettrone e dalla fase dell'onda all'istante dell'iniezione. Nel caso dell'iniezione di elettroni non relativistici in un'onda di plasma di ampiezza elevata, l'elettrone aumenta molto rapidamente la sua energia cinetica e velocità, passando così da una regione di accelerazione ad una di decelerazione. Il guadagno finale in energia è comunque basso. Il goal principale, comunque, dell'accelerazione di particelle cariche in plasmi è quello di superare, per il momento, le energie ottenute dai convenzionali acceleratori ed il caso di iniezione di elettroni relativistici è particolarmente rilevante. In questo caso il meccanismo di accelerazione può essere molto più efficace perché la crescita dell'energia cinetica non è seguita da una significativa crescita della velocità, limitata dalla velocità della luce c .

In ogni caso gli elettroni iniettati dopo una distanza chiamata di de-phasing L_{deph} tendono ad essere decelerati. La valutazione di questa distanza è molto importante, ad esempio se l'estensione longitudinale del plasma è molto minore della L_{deph} il guadagno dell'energia elettronica è moderato, poiché l'elettrone iniettato con la fase opportuna non può produrre un beneficio a tutta l'onda di plasma nella regione di accelerazione. D'altro canto se il plasma è longitudinalmente esteso più della L_{deph} gli elettroni iniettati sono inizialmente accelerati successivamente decelerati. La lunghezza di de-phasing, nel caso di elettroni ultrarelativistici, più veloci dell'onda di plasma tende ad essere circa:

$$L_{deph} \approx \gamma_p^2 \lambda_p \quad (1.64)$$

dove

$$\gamma_p = \frac{1}{\left(1 - \left(\frac{v_{ph}}{c}\right)^2\right)^{1/2}} \quad (1.65)$$

è il fattore Lorentziano dell'onda di plasma legata alla sua velocità di fase e

$$\lambda_p = 2\pi c / \omega_p \quad (1.66)$$

la lunghezza d'onda di plasma. Nel caso di elettroni più lenti dell'onda di plasma che noi supponiamo relativistici $v_{ph} \approx c$ abbiamo:

$$L_{deph} \approx \gamma^2 \lambda_p \quad (1.67)$$

dove

$$\gamma = \frac{1}{\left(1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right)^{1/2}} \quad (1.68)$$

è il fattore di Lorentz dell'elettrone iniettato.

La massima energia che l'elettrone può guadagnare lungo la distanza di de-phasing è:

$$\Delta U \approx 2\gamma_p^2 \left(\frac{\delta n_e}{n_e}\right) mc^2 \quad (1.69)$$

Come è possibile vedere dalle due equazioni si osserva che entrambi i valori di ΔU_{\max} e L_{deph} crescono in modo inversamente proporzionale alla densità elettronica di plasma. Questo può essere qualitativamente compreso nel modo seguente: se la densità di plasma decresce la velocità di fase dell'onda di plasma progressivamente tende alla velocità della luce c , permettendo agli elettroni di raggiungere energie cinetiche più elevate.

In realtà l'energia massima guadagnata ΔU_{\max} dipende dalla densità del plasma e dall'estensione della regione di plasma in cui l'onda di plasma può essere sostenuta. Ad esempio per densità di plasma dell'ordine di $n_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, in cui onde di plasma di

ampiezza elevata possono essere sostenute per distanze dell'ordine di frazioni di 1mm, elettroni di energia pari ad 1GeV possono essere prodotti.

Fin ora abbiamo visto come intensi campi elettrici associati con onde di plasma possono accelerare elettroni a energie estremamente elevate ma la questione ora è come le onde di plasma possono essere eccitate e come è possibile controllarne la fase?

Per fare ciò è necessario perturbare la densità elettronica (inducendo naturali oscillazioni alla naturale frequenza di plasma ω_{pe}) con lo scopo di spostarla ad una determinata velocità. Infatti la velocità di perturbazione sarà pure la velocità di fase dell'onda. Esistono due specie di perturbazione in grado di eccitare movimenti elettronici in modo tale da ottenere un'onda di plasma con una velocità di fase relativistica. Il primo meccanismo è basato sulla forza di Coulomb associata con un burst di elettroni relativistici che si propagano in un plasma. Sulla base di questo burst di elettroni una perturbazione nella densità è creata ed il conseguente campo elettrico longitudinale associato può accelerare elettroni. Il secondo meccanismo è basato sulla forza ponderomotrice associata ad un intenso impulso laser che si propaga nel plasma. Il secondo meccanismo è frutto di recenti risultati sperimentali grazie alla velocità di sviluppo tecnologico nel campo delle sorgenti laser in grado di emettere impulsi a femtosecondo. Descriveremo in dettaglio solo questo secondo caso.

La forza ponderomotrice è legata al gradiente della densità di energia elettromagnetica. In un plasma questa forza agisce sugli elettroni tendendo ad espellerli dalla regione dove il campo elettrico dell'onda elettromagnetica è più alto. Questo è il classico esempio, in cui un intenso impulso laser è focalizzato in un plasma. In questo caso una frazione degli elettroni, nella regione del fuoco, viene espulsa nella direzione vicina alla minore intensità di radiazione dalla forza di Coulomb, originata dalle cariche ioni-elettroni presenti e controbilanciata dalla forza ponderomotrice.

Un semplice modo di ottenere un'espressione per tale forza è considerare il gradiente dell'energia potenziale Φ legato al moto vibrante degli elettroni nel campo elettromagnetico:

$$F_{pond} = -\vec{\nabla}\Phi = -\vec{\nabla}\left(\frac{I}{2cn_c}\right) \quad (1.70)$$

dove I è l'intensità laser e n_c è la densità critica, che è la massima densità elettronica alla quale la radiazione elettromagnetica di lunghezza d'onda λ può propagarsi in un plasma:

$$n_c(\text{cm}^{-3}) = \frac{1.11 \times 10^{21}}{\lambda^2(\mu\text{m})} \quad (1.71)$$

Nel caso di un impulso laser d'intensità tale, da stimolare un moto di vibrazione elettronica e relativistico, l'espressione della forza ponderomotrice diventa:

$$F_{pond} = -\vec{\nabla}\Phi = -mc^2\vec{\nabla}\gamma \quad (1.72)$$

La forza ponderomotrice esercitata dall'impulso laser sull'onda di plasma dipende dal profilo temporale e spaziale dell'impulso. Poiché la velocità di gruppo dell'impulso laser ha la stessa velocità di fase dell'onda di plasma eccitata:

$$v_{ph,p,wave} = v_{g,laser} = c\sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} \quad (1.73)$$

il fattore di Lorenz legato alla velocità di fase dell'onda diventa:

$$\gamma_p = \sqrt{\frac{n_c}{n_e}} = \frac{\omega}{\omega_{pe}} \approx \frac{\lambda_p}{\lambda} \quad (1.74)$$

L'oscillazione longitudinale della densità elettronica è indotta dalla componente longitudinale della forza ponderomotrice, che ruota e cresce nello stesso modo in cui le dimensioni dell'impulso laser decrescono. D'altro canto il campo elettrico accelerante va come la radice quadrata delle densità elettronica. A densità dell'ordine di 10^{18}cm^{-3} il campo elettrico perturbato può raggiungere un'ampiezza elevata, che può essere anche dell'ordine 10^9V/cm , mentre il periodo di oscillazione di un plasma è di circa 80fs .

Questo, quindi, richiede un intenso impulso laser con una durata temporale dell'ordine delle poche decine di fs .

1.5.1 Tecnica Laser Beat-Wave (LBW)

Esistono essenzialmente due modi in cui la forza ponderomotrice può eccitare un'onda di plasma⁹. La prima tecnica usata è stata quella di inviare due impulsi laser di larghezza temporale dell'ordine dei nanosecondi la cui lunghezza d'onda è leggermente

differente. Questa tecnica è nata prima dello sviluppo della tecnica CPA, che ha permesso di ottenere impulsi di larghezza temporale dell'ordine dei femtosecondi ed energie dell'ordine dei Joule (vedi Capitolo 5).

La tecnica si basa sulla possibilità, da parte di impulsi laser intensi, di indurre forti perturbazioni nella distribuzione della densità elettronica. Questa tecnica, inizialmente conosciuta come tecnica a pulsazione d'onda laser *Laser Beat Wave (LBW)*, parte dalla condizione di indurre forti perturbazioni della densità elettronica e successiva formazione di onde di plasma di elettroni che viaggiano a velocità relativistiche. In questo approccio due impulsi laser vengono inviati a lieve differenza angolare a numero d'onda ω_1, k_1 e ω_2, k_2 e guidano un'onda di plasma con frequenza angolare $\omega_p = \omega_2 - \omega_1$. I due fasci laser, con frequenza leggermente diversa ω_1 e ω_2 , colpendo all'interno della densità di plasma, fissano la frequenza di oscillazione alla condizione di risonanza:

$$\omega_p = \omega_2 - \omega_1 = \omega_b \quad (1.75)$$

La condizione di risonanza permette la crescita di onde di plasma con ampiezza estremamente elevata grazie alla modulazione della forza ponderomotrice, che ha lo stesso periodo delle naturali oscillazioni di plasma.

La differenza tra la frequenza di plasma e la frequenza di battimento (ω_b) produce un'opposizione di fase tra forza ponderomotrice e la frequenza naturale di plasma dopo un tempo:

$$\tau = \frac{\pi}{\omega_{pe} - \omega_b} \quad (1.76)$$

Per permettere, che l'onda di plasma cresca, questo intervallo deve essere più lungo della durata temporale dei due impulsi laser. Se la frequenza di battimento può essere settata abbastanza precisamente e mantenuta stabile durante il processo, è necessario che il valore della (ω_{pe}) sia estremamente preciso:

$$\frac{\Delta\omega_{pe}}{\omega_{pe}} < \frac{T_{pe}}{\tau_{laser}} \quad (1.77)$$

dove T_{pe} è il periodo iniziale della naturale oscillazione di plasma. Se prendiamo in considerazione un valore tipico dell'oscillazione $T_{pe} \approx 1ps$ e $\tau_{laser} \approx 1ns$ appare evidente che la condizione sperimentale è piuttosto difficile da raggiungere. La

differenza deve essere minore dello 0.1% e questo può impedire all'onda di plasma di crescere.

1.5.2 *Tecnica Laser Wake-Field(LWF)*

Una secondo approccio si basa sulla propagazione di un impulso laser sufficientemente intenso in un plasma tale da produrre, alle sue spalle, decrescite locali della densità elettronica azionando proprio la forza ponderomotrice¹⁷. Una volta *preparato* il plasma alla densità corretta (ampiezza elevata) onde di plasma possono essere eccitate se è verificata la condizione di risonanza. Con l'avvento delle tecniche CPA un impulso laser di elevata potenza può essere, quindi, generato e focalizzato in un plasma a produrre un onda elettronica di plasma lungo la direzione di propagazione del fascio laser riducendo la complessità dell'apparato sperimentale. Se la forma longitudinale dell'impulso è circa la metà della naturale lunghezza d'onda λ_p dei modi di oscillazione propri del plasma, un onda di plasma di ampiezza molto elevata, quasi in risonanza si sviluppa sulla scia dell'impulso eccitato da una azione longitudinale di forza ponderomotrice¹⁸. A causa della dipendenza di λ_p dalla densità di plasma n_e :

$$\lambda_p \propto \left(\frac{1}{n_e} \right)^{1/2} \quad (1.78)$$

le condizioni per la crescita dell'onda di plasma possono essere espresse come segue:

$$\tau_{laser} c \approx \frac{\lambda_p}{2} \Leftrightarrow \tau_{laser} \approx \frac{T_p}{2} \approx n(\text{cm}^{-3}) \approx \frac{3 \cdot 10^{-9}}{\tau_{laser}^2 (\text{s})} \quad (1.79)$$

Un altro modo di comprendere questo meccanismo è quello di considerare che gli elettroni oscillando longitudinalmente lungo la loro posizione di equilibrio con un periodi T_p subendo un primo impulso nella direzione di propagazione del fascio laser dalla forza ponderomotrice nel fronte ascendente e un secondo impulso nella direzione opposta dal fronte discendente. La forza ponderomotrice e la naturale oscillazione degli elettroni saranno in fase se i due fronti d'onda sono temporalmente separati di $T_p/2$.

Questa tecnica (LWF) è generalmente considerata come un processo quasi in risonanza nel senso che le condizioni di risonanza non sono così stringenti come nel

caso della tecnica LBW. In questo caso, inoltre, visto che l'impulso temporale è molto stretto gli ioni possono considerarsi praticamente fermi. Ciò non è vero nel caso della LBW dove gli ioni non possono essere completamente ignorati. Questo provoca un fenomeno di saturazione nell'amplificazione dell'onda di plasma. Nel caso di impulsi estremamente piccoli dell'ordine dei pochi periodi di oscillazione di plasma, un altro meccanismo, per eccitare onde di plasma è: la Self Modulation Laser Wake Field (SMLWF)¹⁹. Utilizzando il processo relativo allo scattering Raman in avanti stimolato è possibile ottenere un'onda di plasma elettronica di ampiezza elevata²⁰. Il processo è, comunque, estremamente instabile. L'onda di plasma può crescere dal rumore termico elettronico, in cui non è possibile controllare la fase dell'onda e predire se, un elettrone iniettato, sarà accelerato o no. Per questo motivo, questa tecnica (SMLWF) è rimasta come un meccanismo interessante per lo sviluppo di sorgenti laser di elettroni ma non per acceleratori di elettroni di plasma. La base per lo sviluppo, quindi, di sistemi di accelerazione di elettroni di plasma è possedere sorgenti laser impulsate la cui larghezza di impulso sia dell'ordine dei femtosecondi.

Questo è uno dei motivi per cui nel Laboratorio di Elettronica Quantistica e Plasmi (LQEP) stiamo sviluppando un sistema sperimentale amplificato con tecnica CPA²¹ per la produzione di impulsi ultracorti nel quale, una volta messo a punto, si potranno portare avanti ricerche anche nel campo di applicazione appena citato.

Quando la materia è investita da impulsi laser così corti, frazioni di femtosecondo, essa si ionizza nell'urto con la radiazione e diventa come un fluido libero di elettroni e ioni, poiché il campo elettrico associato all'impulso laser supera di diversi ordini di ampiezza il campo elettrico atomico percepito dagli elettroni: in queste condizioni la differenza tra un isolante (dielettrico – nuclei atomici e elettroni legati) e un metallo (elettroni liberi) svanisce. Prendiamo in considerazione un esempio: consideriamo un'intensità tipica raggiunta sul piano focale di un target, nel caso in cui adoperiamo impulsi dell'ordine dei femtosecondi, pari a $10^{20} W/cm^2$ e un campo elettrico associato di:

$$E(V/m) = 27(I(W/cm^2))^{1/2} \approx 2,7 \times 10^{11} V/m \quad (1.80)$$

che è circa 100 volte il campo elettrico di un protone alla distanza del raggio di Bohr. La materia così ionizzata data la sua inerzia non è in grado di espandersi nei tempi così brevi dell'irradiazione e la pressione della superficie di luce è così alta da raggiungere i $50 Gbar$: pressioni così alte possono essere ottenute solamente all'interno di alcune stelle. L'uso, quindi, di laser al femtosecondo apre la porta per lo studio

dell'interazione di intensa radiazione ottica con plasmi caratterizzati da una densità prossima a quella del solido ($5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$) e gradienti estremamente elevati. Un importante aspetto dell'interazione tra impulsi laser a femtosecondo, di intensità elevata, con plasmi è la possibilità di stimolare effetti relativistici. Il moto dell'elettrone, infatti, in un campo oscillante così intenso, è caratterizzato da velocità che si avvicinano alla velocità della luce nel vuoto. Dall'equazione relativistica del moto si ottiene che la velocità normalizzata alla velocità della luce c è:

$$\beta = \frac{eE}{\gamma m \omega c} \quad (1.81)$$

dove $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ è il fattore di Lorenz.

Solitamente si introduce un parametro dimensionale:

$$a_0 = \frac{eE}{m\omega c} = 8.5 \times 10^{-10} \lambda_{\text{laser}} (\mu\text{m}) \sqrt{I (\text{W} / \text{cm}^2)} \quad (1.82)$$

che legato all'espressione per il fattore di Lorenz mediato su un periodo di oscillazione dell'onda laser da vita a:

$$\gamma = \left(1 + \frac{\alpha a_0^2}{2} \right)^{1/2} \quad (1.83)$$

dove $\alpha=1$ per polarizzazione lineare e $\alpha=2$ per polarizzazione circolare. Da queste equazioni è possibile osservare che gli effetti relativistici rilevanti per $a_0=1$ e $\lambda=1\mu\text{m}$ danno un'intensità dell'ordine di $10^{18} \text{ W} / \text{cm}^2$.

Un effetto più spettacolare del moto relativistico di un elettrone in un campo di luce laser è la dipendenza della massa elettronica sull'intensità locale della radiazione laser. Gli elettroni sono più pesanti dove l'intensità è più alta. Come conseguenza si ha che la frequenza di plasma ω_{pe} , la densità critica n_c e l'indice di rifrazione locale dipendono dall'intensità laser:

$$n(I) = \frac{v_{ph}}{c} = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c(I)}} = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2(I)}{\omega^2}} \quad (1.84)$$

La propagazione, quindi, di radiazione elettromagnetica diventa non lineare. Poiché l'indice di rifrazione diventa più alto dove il fascio laser è più intenso (lungo la direzione dell'asse) la radiazione laser, propagandosi in un plasma, focalizza

spontaneamente e collassa in filamenti submicrometrici, dove l'intensità può raggiungere valori enormi. Questo fenomeno è noto come auto foccheggiamento relativistico (RSF)²².

1.5.3 Come è possibile iniettare elettroni in un plasma?

Quando un'onda di plasma di ampiezza elevata è stata creata e un enorme campo elettrico longitudinale è disponibile come è possibile iniettare, in un'onda di plasma, elettroni con un appropriata fase, tale da essere accelerati alle massime energie permesse dalle caratteristiche del plasma e del laser? Questo è il problema centrale nei esperimenti LWFA nei quali si sta procedendo essenzialmente seguendo due strade.

La prima consiste nell'uso di onde di rottura dell'onda di plasma longitudinale. Questo meccanismo spontaneo noto come damping di Landau²³, consiste in un damping non dovuto alle collisioni ma al guadagno netto di energia degli elettroni con velocità vicino alla velocità di fase degli elettroni dell'onda di plasma. Nel primo esperimento di interazione laser plasma con un elevato valore di energia furono prodotti elettroni di elevata energia. In questo caso lo sparpagliamento in energia degli elettroni prodotti è dell'ordine del 100% e l'efficienza degli elettroni prodotti (numero di elettroni accelerati/energia massima) cresce con il crescere progressivamente dell'intensità del laser e la diminuzione della durata dell'impulso. Laser impulsati con durate temporali dell'ordine dei femtosecondo e con elevate intensità che si propagano in plasmi caldi, in cui una frazione della popolazione di elettroni ha velocità termica prossima alla velocità di fase dell'onda, permettono di accelerare una buona sezione di elettroni nella zona di focalizzazione della radiazione laser (waist) ad energie molto elevate²⁴.

Un uso intelligente del damping di Landau è stato proposto recentemente. Consiste in uno schema innovativo per gli elettroni iniettati in regime LWFA. L'intrappolamento degli elettroni si ottiene inducendo un breaking controllato di una piccola porzione dell'onda di Langmuir. Per *rompere* l'onda si produce un brusco svuotamento della componente longitudinale della densità elettronica. Ciò determina un rapido incremento del vettore d'onda al di sopra della soglia di breaking.

Il vantaggio di questo schema è quello di creare pacchetti di elettroni con un basso sparpagliamento in energia rispetto a quello ottenibile con onde di plasma che si propagano in un plasma omogeneo.

Il secondo modo proposto consiste nell'iniezione controllata di pacchetti di elettroni da parte di convenzionali acceleratori di particelle in onde di plasma eccitate, mediante tecniche differenti in plasmi pre formati²⁵. In questo caso il meccanismo di accelerazione è più controllato e lo sparpagliamento in energia degli elettroni ottenuti molto basso, ed in linea teorica confrontabile con lo sparpagliamento (bunch) in energia del pacchetto di elettroni iniettato.

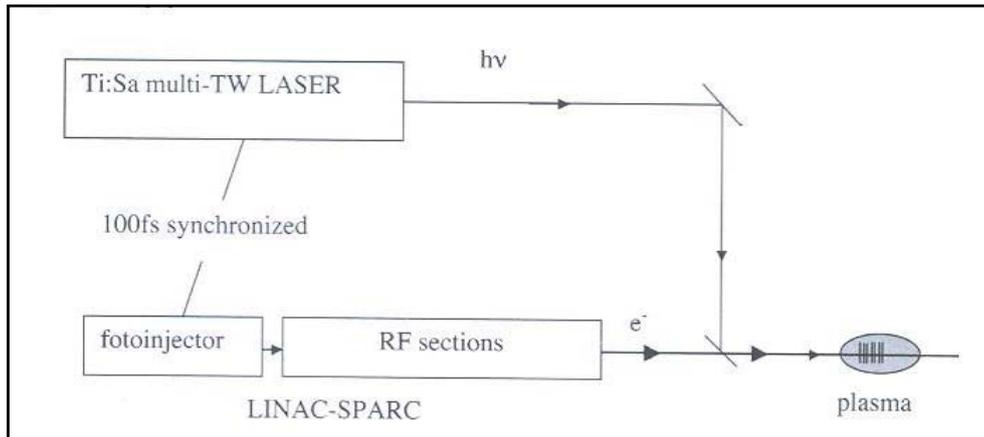


Figura 10. Schema progetto PLASMONIX. Iniezione di fascio di elettroni emessi dal LINAC all'interno di un plasma indotto da sistema laser Ti:Sa.

Questo approccio è quello che si sta cercando di portare avanti grazie a un progetto tra CNR ILIL di Pisa, INFN e i Laboratori Nazionali di Frascati in il nostro gruppo, il laboratorio QEP, risulta direttamente coinvolto. (Progetto PLASMONIX). Il goal è quello di iniettare un pacchetto di elettroni emessi da un LINAC²⁶ in onde di plasma precedentemente eccitate per mezzo di un ultra intenso laser ad impulsi ultra corti che si propaga in un plasma pre formato.

Questo schema di accelerazione può permettere, in linea di principio, di produrre pacchetti di elettroni monocromatici estremamente energetici in distanze estremamente brevi se confrontate con quelli che si ottengono con gli esistenti acceleratori lineari e ad anello di particelle.

Riferimenti bibliografici

- ¹ D. Attwood, *Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation*, Cambridge University press, 2000.
- ² A. Ya Faenov, T. A. Pikuz, *Recent advances in X-ray spectroscopy and X-ray imaging of laser plasma*, in Proceedings SIF, 88, 83,2003.
- ³ T. Pikuz, A. Faenov, at all., *Laser and Particle Beam*, 22, 289, 2004.
- ⁴ W.L.Kruer, *The Physical of laser plasma interaction*, Addison-Wesley, Redwood City, CA, 1988.
- ⁵ D. Nicholson, *Introduction to Plasma Theory*, Wiley New York, 1983.

-
- ⁶ B.H. Bransden, C.J. Joachain, *Physics Atoms and Molecules*, Longman, 1998.
- ⁷ A. ubenchik and S. Witkowski, *Physics of Laser-Plasma*, Handbook of Plasma Physics, North Holland, Amsterdam, 1991.
- ⁸ L.D. Landau, *On the Vibrations on the Electron Plasma*, J. USSR, 10, 25, 1946.
- ⁹ Jajima T. and Dowson J.M., *Physics Review Letter*, 43,267, 1979.
- ¹⁰ Stickland D. and Mourou G., *Optics Communications*, 56, 219, 1985.
- ¹¹ SPD Mangles et al, *Nature*, 431, 535, 2004.
- ¹² CGR Geddes et al, *Nature*, 431, 538, 2004.
- ¹³ J. Faure et al., *Nature*, 431, 541, 2004.
- ¹⁴ Progetto PLASMONIX INFN <http://ilil.ipcf.cnr.it/plasmonix/>.
- ¹⁵ La Monaca, P. Gaudio et al, *Fluorescence analysis by spectroscopy transmission and electro streak camera*, LNF-06/29 (IR), 2006.
- ¹⁶ D. Giulietti, *Sharped pre-formed plasmas for laser wake-field acceleration experiments*, in Proceedings SIF, 88, 119, 2003.
- ¹⁷ D. Teychenné, *Tesi di Dottorato*, Paris VI, 1994.
- ¹⁸ E. Esarey et. all, *IEEE Transaction On Plasma Science*, 24, 2, 252, 1996.
- ¹⁹ K. Nakajima et al, *Physics Review Letter*, 74, 4428, 1995.
- ²⁰ T.M. Antisen and P. Mora, *Physics Review Letter*, 69, 2204, 1992.
- ²¹ D. Strickland and Mourou, *Optics. Communications*, 56, 219, 1985.
- ²² P. monot et al., *Physics. Review. Letter*, 74, 2953, 1995.
- ²³ F.F. Chen, *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena*, 3 291, 1974.
- ²⁴ D. Giulietti et al. *Physics of Plasma*, 9, 3655, 2002.
- ²⁵ F. Amiranoff et al., *Physics. Review. Letter*, Vol. 74, 5220, 1995.
- ²⁶ Progetto SPARC INFN <http://www.roma1.infn.it/exp/sparc/>.

Capitolo 2

Meccanismi di penetrazione e assorbimento di radiazione laser ed emissione di X-Ray e EUV da parte di plasmi caldi e densi

I plasmi, caratterizzati da condizioni estreme, caldi, densi, con temperature dell'ordine dei keV e densità prossime a quelle di un solido, assicurano di essere una sorgente di radiazione a corta lunghezza d'onda estremamente brillante. Come visto e descritto nel capitolo precedente, vi è la possibilità di processi sia termici che non termici provenienti da interazioni classiche tra elettroni e ioni e processi non lineari, che si ripercuotono nella distribuzione di velocità elettronica ed eventualmente sugli spettri di emissione osservati, che dipendono da come un elettrone collide con un ione o passa vicino ad una zona di materia più densa.

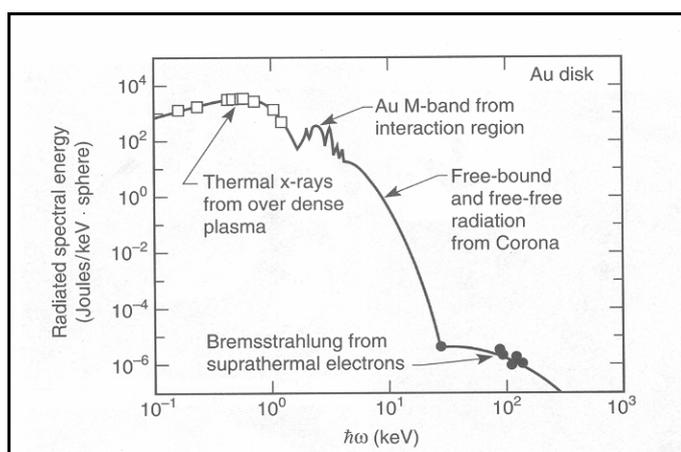


Figura 1. Tipico spettro di raggi X emesso da un target ad alto valore di Z irradiato con il laser. I dati sono ottenuti al Lawrence Livermore National Laboratory's Nova Laser Facility.

In Figura 1 è mostrato uno spettro continuo della densità di radiazione spettrale, emessa in Joule, per una larghezza di banda in keV, irradiata su 4π steradiani da parte di un disco di oro illuminato con luce di lunghezza d'onda pari a 355nm, terza armonica di un laser Nd:YAG, e intensità sul piano focale pari a $5 \times 10^{14} W/cm^2$ di larghezza di impulso pari a 1ns.

Da grafico è visibile uno spettro continuo di radiazione termica, alle energie inferiori al keV, caratterizzata dalla presenza di righe spettrali di pochi keV, relative ai legami delle shell M del target, e una caduta esponenziale dello spettro, nel quale è

presente radiazione di bremsstrahlung dovuta sia agli elettroni legati che agli elettroni liberi che emettono fotoni di energia fino a circa 10keV. Infine la parte che si estende dopo fino a 100keV è la parte sovratermica dello spettro. Ma ora vediamo più attentamente quali sono i meccanismi di penetrazione ed assorbimento della radiazione laser da parte del target per poi continuare nelle caratteristiche di emissione della radiazione emessa da parte del plasma indotto da laser. Infine verranno presentati alcuni spettri della radiazione prodotta dalla nostra laser facility ottenuti utilizzando un target di rame.

2.1. Penetrazione della radiazione laser in un plasma freddo

Supponiamo di far interagire un impulso laser estremamente intenso con un target solido. Il meccanismo del trasporto di energia può essere riassunto nei seguenti punti:

interazione del fascio laser con il target solido, avente densità ρ ; a causa dell'elevata pressione di radiazione a cui il target è sottoposto (dell'ordine dei kbar o dei Mbar per i laser ad impulsi corti e dei Gbar o dei Tbar per quelli ad impulsi ultracorti) esso riceve uno shock con conseguente aumento della densità sulla sua superficie; a causa di ciò, elevata pressione, aumento della densità locale, si ha un elevato assorbimento da parte del target della radiazione che, grazie ad un processo di riscaldamento locale, produce la generazione e la conseguente espansione di materia ionizzata (cioè di un plasma), caratterizzata dall'averne una densità via via decrescente mano a mano che ci si allontana dalla sua superficie;

l'assorbimento della radiazione laser da parte del plasma avviene fino ad un certo valore n_c , la densità elettronica critica (vedi Capitolo 1), della densità oltre la quale si assiste ad una rapida diminuzione sia della velocità ionica e sia della temperatura del plasma.

Da questi punti si arriva immediatamente ad una osservazione: per poter ottimizzare l'emissione di radiazione X - EUV da plasma indotto da laser, in generale bisogna massimizzare sia la temperatura del plasma e sia la sua densità elettronica critica n_c ,

Questo definisce la capacità di penetrazione della radiazione laser nel plasma processo che è in grado di incrementare la quantità di plasma capace di assorbire radiazione ed emettere sotto forma di Raggi X. Un modello che cerca di descrivere la

penetrazione del fascio laser in un plasma è quello noto come *modello a plasma freddo* che verrà qui brevemente descritto.

Consideriamo un'onda elettromagnetica piana avente vettore d'onda \vec{k} , lunghezza d'onda λ_0 e pulsazione ω_0 , che si propaga in un plasma avente densità elettronica n_e . Il campo elettrico associato all'onda sarà descritto da:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\omega_0 t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (2.1)$$

dove \vec{r} è il raggio vettore e t il tempo.

Assumiamo, come è prevedibile pensare, che nell'istante iniziale che il plasma sia freddo (ipotesi su cui si basa il modello) e che solo gli elettroni si muovano nel campo elettrico del fascio laser dato dalla (2.1) senza collidere con gli ioni, l'equazione del moto del generico elettrone sarà descritta da:

$$m_e \frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t} = -e \vec{E} \quad \Rightarrow \quad \vec{v}_e = -\frac{e}{i\omega_0 m_e} \vec{E} \quad (2.2)$$

dove m_e è la massa dell'elettrone ($m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{kg}$), \vec{v}_e è la velocità dell'elettrone ed e è la sua carica elementare ($e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{C}$).

La densità di corrente \vec{J} è legata al campo elettrico \vec{E} dalla relazione:

$$\vec{J} = nq\vec{v} = \sigma \vec{E} \quad (2.3)$$

dove n è la densità di carica per unità di volume, q e \vec{v} sono rispettivamente la carica e la velocità di deriva dei portatori mentre σ è la conducibilità, che in funzione dei parametri del plasma può essere riscritta come:

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{i\omega_0 m_e} \quad (2.4)$$

La costante dielettrica relativa ϵ_r è definita, per mezzi generici con perdite, oltre che da una parte reale, anche da una parte immaginaria, legata alla conducibilità σ dalla relazione:

$$\epsilon_r = \epsilon_r' - i\epsilon_r'' = 1 - i \frac{\sigma}{\omega_0 \epsilon_0} = 1 - \frac{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}}{\omega_0^2} \quad (2.5)$$

dove ϵ_0 è la costante dielettrica del vuoto ($\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{C}^2/\text{Nm}^2$).

Dalla (2.5) si evince che la costante dielettrica relativa ε_r è un numero reale che è la diretta conseguenza di considerare un mezzo privo di perdite. Questo significa considerare gli elettroni, sollecitati dall'impulso laser, che si muovono armonicamente con il campo senza urti ed in equilibrio con gli ioni.

E' possibile manipolare la costante dielettrica relativa in modo tale da evidenziare il legame con due parametri già definiti nel capitolo 1 la frequenza di plasma ω_p e la densità critica n_c .

La prima relazione si può ottenere scrivendo:

$$\varepsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \quad (2.6)$$

dove ω_p è la pulsazione elettronica di un plasma definita dall'eq (1.5)

Il secondo relazione, invece, si può ottenere:

$$\varepsilon_r = 1 - \frac{n_e}{n_c} \quad (2.7)$$

dove

$$n_c = \frac{\omega_0^2 m_e \varepsilon_0}{e^2} \quad (2.8)$$

è la *densità elettronica critica di un plasma*, importante parametro già incontrato nel capitolo 1, legato, con legge quadratica alla pulsazione ω_0 della radiazione laser utilizzata.

Sostituendo la relazione che lega la pulsazione con la lunghezza d'onda, $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$, l'espressione (2.8) può essere riscritta in forma diversa dove si mette in evidenza la dipendenza di n_c dalla lunghezza d'onda λ_0 del laser, ottenendo:

$$n_c = \frac{4\pi^2 c^2 m_e \varepsilon_0}{e^2} \frac{1}{\lambda_0^2} = A \cdot \frac{1}{\lambda_0^2} \quad (2.9)$$

dove

$$A = \frac{4\pi^2 c^2 m_e \varepsilon_0}{e^2} \quad (2.10)$$

è una costante già fissata in capitolo 1

Dalle relazioni (2.6) e (2.7) è possibile risalire al suo indice di rifrazione r del mezzo, essendo questo ultimo uguale alla radice quadrata di ε_r , ottenendo:

$$r = \sqrt{\varepsilon_r} = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}} = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} \quad (2.11)$$

Dalla (2.11) è possibile stabilire che:

$r \in \mathfrak{R}$ (\mathfrak{R} insieme dei numeri reali) e $0 \leq r \leq 1$ quando $\omega_0 \geq \omega_p \Leftrightarrow \lambda_0 \leq \lambda_p$, quindi per $n_e \leq n_c$;

$r \in \mathfrak{I}$ (\mathfrak{I} insieme dei numeri immaginari) quando $\omega_0 < \omega_p \Leftrightarrow \lambda_0 > \lambda_p$, quindi, per $n_e > n_c$.

Per concludere la trattazione, poiché, il vettore d'onda $\vec{\mathbf{k}}$ nel mezzo ionizzato è pari al prodotto di quello nel vuoto $\vec{\mathbf{k}}_0$ per l'indice di rifrazione r :

$$\vec{\mathbf{k}} = r\vec{\mathbf{k}}_0 \in \begin{cases} \mathfrak{R} & \text{quando } n_e(x) \leq n_c(\lambda_0) \\ \mathfrak{I} & \text{quando } n_e(x) > n_c(\lambda_0) \end{cases} \quad (2.12)$$

la radiazione laser si propaga indisturbata nel plasma elettronico di superficie fino all'ascissa x in cui la densità elettronica n_e raggiunge quella critica n_c , fissata dalla (2.9) e dipendente dalla lunghezza d'onda del laser.

Superato il valore critico (per ogni ascissa x tale che $n_e(x) > n_c(\lambda_0)$), il fascio laser è riflesso dal plasma, in quanto la sua riflettività aumenta, in modo analogo a quanto accade per le onde radio quando vengono riflesse dalla ionosfera che circonda la terra.

Un'altra importante considerazione, che emerge dal modello a plasma freddo, è la seguente: a causa della dipendenza della densità elettronica critica n_c dalla lunghezza d'onda λ_0 del laser utilizzato più si riduce λ_0 più aumenta la penetrazione della radiazione laser incidente sul target all'interno del plasma generato e, quindi, aumenta quantità di plasma capace di assorbire ed emettere aumentando, quindi, l'efficienza di emissione (andamento inverso alla lunghezza d'onda).

Vogliamo ora confrontare i risultati che si ottengono prendendo in considerazione le due sorgenti laser plasma presenti nel nostro laboratorio calcolandone la densità critica:

della sorgente Nd:YAG/Glass che emette nell'armonica fondamentale a $\lambda_0 = 1064\text{nm}$, una larghezza d'impulso $\tau = 15\text{ns}$ ed energia media $E=10\text{J}$ con una

frequenza di ripetizione 1 colpo ogni 4 minuti circa, le cui caratteristiche principali saranno evidenziate nel capitolo 3, effettivamente installata e funzionante;

della sorgente ad impulsi ultracorti, che dovrà emettere nell'ultravioletto $\lambda_0 = 248\text{nm}$, larghezza d'impulso stimata $\tau=100\text{fs}$, energia stimata $E = 100\text{mJ}$, frequenza di ripetizione = 10Hz , la cui fase di realizzazione sarà descritta nel Capitolo 5.

La densità critica per la prima sorgente, usando la relazione (2.9) risulta:

$$n_c(Nd : Yag / Glass) = 0,99 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3} \cong 10^{21} \text{ cm}^{-3} \quad (2.13)$$

Mentre per la seconda risulta essere:

$$n_c(\text{ultravioletto}) = 1,8 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3} \quad (2.14)$$

Confrontando le due eq. (2.13) e (2.14) si osserva, che per la sorgente ad impulsi ultracorti si raggiungono valori della densità critica n_c di un plasma molto vicini a quelli tipici della densità di un solido e ben 18 volte maggiori rispetto al caso della sorgente laser Nd:YAG/Glass nell'infrarosso.

In base a quanto detto in precedenza, possiamo concludere , quindi, che la spostamento della lunghezza d'onda usata nella regione UV determina:

una densità elettronica critica n_c del plasma maggiore;

una maggiore penetrazione della radiazione laser incidente sul target all'interno del plasma generato;

una maggiore quantità di plasma capace di assorbire il fascio laser ed emettere radiazione elettromagnetica (soprattutto nel campo dell'ultravioletto e dei raggi X);

probabilmente un incremento dell'efficienza di conversione della radiazione laser incidente sul target in raggi X emessi dal plasma generato.

2.2. Assorbimento della radiazione laser da parte di un plasma

Nel modello a plasma freddo, descritto nel paragrafo precedentemente, la radiazione laser viaggia indisturbata attraverso il plasma fino a quando $n_e < n_c$, per essere poi riflessa in corrispondenza della coordinata x di propagazione della radiazione ove si verifica la condizione per cui densità elettronica $n_e = n_c$.

Per una più corretta trattazione dell'interazione radiazione laser – plasma, si deve, comunque, tener conto dell'assorbimento del fascio laser, da parte del plasma generato, con conseguente cessione di energia.

Per tener conto di ciò si introduce un termine di attrito viscoso, che tiene conto degli urti fra gli elettroni e gli ioni che formano il plasma considerato, e avvengono con una frequenza f_{ei} caratteristica elettrone-ione

Gli elettroni, che oscillano con una frequenza uguale a quella del campo elettrico della radiazione laser, vengono diffusi in modo casuale dagli ioni mentre l'energia di oscillazione è convertita in energia termica.

Il processo di assorbimento collisionale appena descritto è chiamato *bremsstrahlung inverso* ed è il più efficiente meccanismo di cessione di energia del fascio laser al plasma.

Partendo dall'equazione del moto degli elettroni :

$$m_e \frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t} = -e\vec{E} - f_{ei} m_e \vec{v}_e \quad (2.15)$$

e risolvendo tale equazione differenziale, si ottiene per la velocità elettronica \vec{v}_e , in regime transitorio e stazionario, la equazione:

$$\vec{v}_e(t) = -\frac{e}{(i\omega_0 + f_{ei})m_e} (1 - e^{-f_{ei}t}) \vec{E} \quad (2.16)$$

Posto il *tempo di rilassamento* τ_{ei} del plasma come pari a $\tau_{ei} = 1/f_{ei}$ e per tempi $t \gg \tau_{ei}$ la (2.16) diventa:

$$\vec{v}_e(t) = -\frac{e}{(i\omega_0 + f_{ei})m_e} \vec{E} \quad (2.17)$$

L'introduzione del tempo di rilassamento τ_{ei} permette di distinguere tra due diversi regimi:

quello stazionario;

quello non stazionario.

Il regime stazionario è definito in funzione della durata dell'impulso laser. Quando la durata τ dell'impulso laser risulta maggiore rispetto al tempo di rilassamento τ_{ei} (cioè quando $\tau > \tau_{ei}$); quando, invece, $\tau < \tau_{ei}$ ci troviamo nelle condizioni di regime non stazionario.

In regime stazionario, la densità di corrente elettronica \vec{J} è data dall'espressione:

$$\vec{\mathbf{J}} = -en_e \vec{\mathbf{v}}_e = \frac{n_e e^2}{(i\omega_0 + f_{ei})m_e} \vec{\mathbf{E}} = \sigma \vec{\mathbf{E}} \quad (2.18)$$

dove

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{(i\omega_0 + f_{ei})m_e} \quad (2.19)$$

è la conducibilità del plasma in regime stazionario.

A differenza di quanto visto nel paragrafo precedente in approssimazione di plasma freddo, considerando l'assorbimento della radiazione laser la costante dielettrica relativa ε_r non assume più valori reali ma bensì valori complessi. La sua espressione diventa:

$$\varepsilon_r = \varepsilon_r' - i\varepsilon_r'' = 1 - i \frac{\sigma}{\omega_0 \varepsilon_0} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 + f_{ei}^2} - i \frac{\omega_p^2 f_{ei}^2}{\omega_0 (\omega_0^2 + f_{ei}^2)} \quad (2.20)$$

Questo comporta che anche l'indice di rifrazione diventi un numero complesso espresso nella forma:

$$r = r_r + ir_i \quad (2.21)$$

In questa espressione l'indice di rifrazione, quindi, tiene conto di entrambi i fenomeni la rifrazione, parte reale dell'indice, e l'assorbimento, parte complessa dell'indice.

Le due componenti sono, quindi, definite come:

$$r_r = \frac{\varepsilon_r''}{\sqrt{2(|\varepsilon_r| - \varepsilon_r')}} > 0 \quad \forall \lambda_0 \quad (2.22)$$

$$r_i = -\sqrt{\frac{1}{2}(|\varepsilon_r| - \varepsilon_r')} < 0 \quad \forall \lambda_0 \quad (2.23)$$

Essendo l'indice di rifrazione r del plasma complesso, allora dalla relazione (2.12) anche il vettore numero d'onda $\vec{\mathbf{k}}$, nel mezzo ionizzato sarà una quantità definita come:

$$\vec{\mathbf{k}} = \beta_{\lambda_0} - i\alpha_{\lambda_0} = k_0 r_r + ik_0 r_i \quad (2.24)$$

dove β_{λ_0} e α_{λ_0} sono dati rispettivamente da:

$$\beta_{\lambda_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{\varepsilon_r''}{\sqrt{2(|\varepsilon_r| - \varepsilon_r')}} > 0 \quad (2.25)$$

$$\alpha_{\lambda_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\frac{1}{2}(|\varepsilon_r| - \varepsilon_r')} = \begin{cases} > 0 \\ \propto \frac{1}{\lambda_0^2} \end{cases} \quad (2.26)$$

In questo caso il vettore d'onda descrive la propagazione della radiazione nel plasma, sotto forma di onda piana uniforme, che si estingue venendo da quest'ultimo assorbita. Infatti dalla (2.26) si osserva, che essendo un numero positivo la quantità immaginaria nella (2.24), è sempre negativa. Un'espressione esplicita di α_{λ_0} , ottenuta da Johnston e Dawson¹, è la seguente:

$$\alpha_{\lambda_0, T_e} (\mu m^{-1}) = \frac{13,49 \cdot 10^{-6}}{\lambda_0^2 (\mu m^2)} \frac{\left(\frac{n_e}{n_c}\right)^2}{\sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}} \frac{Z^* \cdot \ln \Lambda}{T_e^{3/2}} \quad (2.27)$$

dove Z^* è la carica media dello ione nel plasma e $\ln \Lambda$ è il logaritmo di Coulomb (che può assumersi uguale pari a 5 per le condizioni considerate in questa tesi).

L'espressione (2.27) consente di affermare che il termine immaginario α_{λ_0, T_e} , che rappresenta il termine di assorbimento del plasma, aumenta al diminuire della lunghezza d'onda λ_0 della radiazione laser. Ad esempio un fascio laser nell'UV, a parità di durata temporale dell'impulso, è maggiormente assorbito dal plasma rispetto ad uno stesso impulso emesso nell'IR. Come risultato si ha che la radiazione laser penetra di più nel plasma aumentandone così la densità elettronica critica n_c (modello a plasma freddo).

L'espressione (2.27) permette anche di concludere che il coefficiente di assorbimento del plasma aumenta al diminuire della sua temperatura elettronica T_e e, quindi, della sua energia cinetica. Una migliore interpretazione di come il plasma si comporta è possibile osservarlo dalla relazione che lega il coefficiente di assorbimento con la sua temperatura e, quindi, con l'intensità della radiazione incidente.

Dalla letteratura si determina che la dipendenza si può scrivere come:

$$\alpha_{\lambda_0, T_e} \propto \lambda_0^{-2}, T_e^{-3/2} \approx \lambda_0^{-2}, I^{-3/8} \quad (2.28)$$

Da qui si evince che il plasma si comporta come un *sistema non lineare* a causa della complicata dipendenza che si osserva dalla (2.28), tra assorbimento e intensità laser.

Sempre osservando la (2.28) si può affermare che un forte aumento dell'intensità laser provoca un moderato aumento della temperatura elettronica T_e di un plasma e causa, a sua volta, un moderato calo nel coefficiente di assorbimento, a causa del calo della frequenza degli urti.

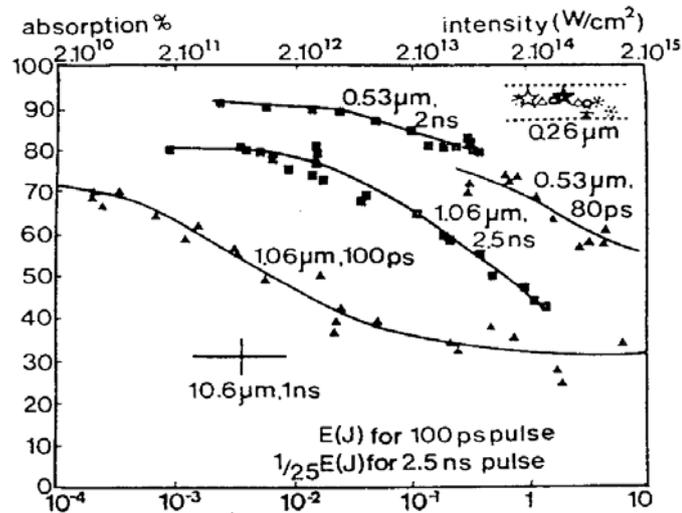


Figura 2 Coefficiente di assorbimento del plasma espresso in percentuale, per sorgenti laser di diversa lunghezza d'onda e di diversa durata dell'impulso

La Figura 2, illustra quanto si è detto facendo riferimento al coefficiente di assorbimento del plasma espresso in percentuale, per sorgenti laser di diversa lunghezza d'onda e di diversa durata dell'impulso.

Dalla figura, si osserva che l'assorbimento di impulsi laser, da parte del plasma, è maggiore per impulsi laser di durata maggiore rispetto a quelli di durata minore.

Questo si verifica poiché l'espansione di un plasma sia sufficientemente ampia, deve avvenire un efficiente assorbimento della radiazione laser mediante il fenomeno di bremsstrahlung inverso²; e la durata maggiore dell'impulso laser favorisce il verificarsi di tale situazione.

Per l'espansione ottimale L_{ott} , prevista teoricamente, del plasma generato dalle due sorgenti laser presenti nel nostro laboratorio si ha³:

$$l_{expott} \cong 100\lambda_0 = \begin{cases} 106,4\mu\text{m} & \text{per Nd:Yag / Glass Laser } (\tau = 15\text{ns}) \\ 25\mu\text{m} & \text{per KrF UV Laser } (\tau = 100\text{fs}) \end{cases}$$

La maggiore espansione ottimale l_{expott} nella regione IR rispetto del plasma, rispetto a quanto accade per la sorgente nell'ultravioletto, è sintomo di un maggior assorbimento della radiazione laser da parte del plasma. Volendo ricavare direttamente l'espressione della dell'espansione è possibile procedere come segue. La velocità del suono per un sistema ionizzato, data dalla (1.22) definita nel capitolo 1, è legata direttamente all'espansione tramite la larghezza dell'impulso laser dalla seguente espressione:

$$l_{expott} = v_{exp} \cdot \tau = \sqrt{\frac{\gamma \cdot Z \cdot kT_e}{m_i}} \cdot \tau \quad (2.29)$$

Possiamo concludere dicendo che: nel campo della ricerca con il sempre maggiore uso di sorgenti ad impulsi ultracorti sta prendendo piede una tecnica d'indagine nella quale vengono utilizzati due impulsi successivi inviati sul target, preimpulsi e impulso principale. Il preimpulso, arrivando poco prima dell'impulso principale permette di preformare il plasma caratterizzato da una lunghezza di espansione tale da consentire il massimo assorbimento della radiazione laser da parte del plasma, che si formerà quando l'impulso laser principale colpirà il target.

Un classico esempio è quello di utilizzare una sorgente a impulsi ultracorti. Considerando una sorgente ad eccimeri, che mostra un tempo di espansione di diversi ns, utilizzata come amplificatore di treni d'impulsi a ps o fs aventi intensità compresa tra $10^{16} \div 10^{21} \text{W/cm}^2$, di impulso principale, mentre il preimpulso può formarsi lungo la catena di amplificazione, ad esempio a causa dell'emissione spontanea amplificata di intensità dell'ordine di 10^{10}W/cm^2 raggiungerà il target prima dell'impulso laser principale (la separazione tra i due impulsi varia, dai ps ai ns), preformando in questo modo il plasma ma avendo, contemporaneamente, un effetto trascurabile sia sul riscaldamento del target e sia sull'emissione dei raggi X soft, il cui massimo si avrà in corrispondenza dell'arrivo dell'impulso laser principale che, grazie alla presenza del plasma preformato, verrà assorbito in modo ottimale dal target.

La presenza, quindi, del preimpulso nelle sorgenti laser ultracorti permette di aprire la strada all'impulso principale massimizzando l'assorbimento da parte del target e il conseguente riscaldamento e penetrazione in esso, permettendo la formazione di un plasma di buona brillantezza.

2.3. Radiazione continua e spettro di corpo nero

Nel capitolo precedente è stato visto come il plasma sia caratterizzato da rapidi gradienti temporali e spaziali, rapide espansioni e caratterizzato da diverse temperature. Questo significa che il plasma è ben lontano da una condizione di equilibrio. D'altro canto una grossa fetta di energia del plasma è spesa in una distribuzione prossima a quella termica, in modo tale che è possibile considerare che il plasma emetta radiazione approssimabile a quella di *corpo nero* e, quindi, caratterizzata da un singola temperatura T considerando così il sistema in equilibrio termodinamico con il suo intorno. Come è ben noto nel 1900 Max Planck iniziò il suo grande contributo alla teoria quantistica della materia⁴ mostrando è possibile assumere che la radiazione sia costituita da quanti discreti di energia proporzionali alla frequenza della radiazione stessa. Sotto questa ipotesi Planck arriva alla densità di energia spettrale di radiazione per il corpo in equilibrio⁵:

$$U_{\Delta\omega} = \frac{\hbar\omega^3 / \pi^2 c^3}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} \quad (2.30)$$

In unità di energia per unità di volume e intervallo unitario di frequenza $\Delta\omega$, a frequenza ω , quindi, $\Delta^2 E / \Delta V \Delta\omega$. Esprimendo tutto in termini di larghezza di banda spettrale relativa ($\Delta\omega/\omega$), la densità spettrale di energia diventa:

$$U_{\Delta\omega/\omega} = \frac{\hbar\omega^4 / \pi^2 c^3}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} \quad (2.31)$$

La radiazione è isotropa e si propaga alla velocità della luce, quindi, possiamo scrivere la brillantezza spettrale come:

$$B_{\Delta\omega/\omega} = \frac{cU_{\Delta\omega/\omega}}{4\pi} = \frac{\hbar\omega^4 / 4\pi^3 c^2}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} \quad (2.32)$$

Vediamo a cosa equivale l'unità di misura della (2.32): energia per unità di tempo, unità di area, per steradiante e per unità relativa di larghezza spettrale $[\Delta^4 E / \Delta t \Delta A \Delta\Omega(\Delta\omega/\omega)]$.

L'energia per unità di tempo può essere riscritta in termini di energia per fotone e unità di tempo: flusso di fotoni. La brillantezza spettrale, quindi, può essere riscritta in termini di flusso di fotoni come:

$$B_{\Delta\omega/\omega} = \frac{(\hbar\omega)^3}{4\pi^3\hbar^3c^2} \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} \quad (2.33)$$

La (2.33) è espressa in fotoni per secondo, per steradiani, per unità di area e unità di $\Delta\omega/\omega$. Normalizzando a kT e sostituendo al valore standard i termini \hbar e c otteniamo, che la brillantezza della radiazione di corpo nero può essere espressa come:

$$B_{\Delta\omega/\omega} = 3.146 \times 10^{20} \left(\frac{kT}{eV}\right)^3 \frac{(\hbar\omega/kT)^3}{(e^{\hbar\omega/kT} - 1)} \left[\frac{\text{fotoni/s}}{\text{mm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \Delta\omega/\omega} \right] \quad (2.34)$$

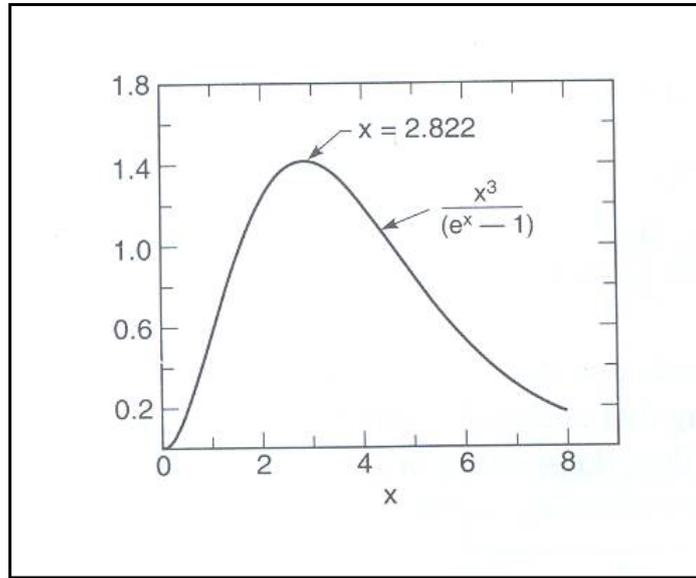


Figura 3. Funzione distribuzione che descrive la radiazione spettrale emessa da parte di un Corpo Nero.

L'equazione (2.34) può essere riscritta sostituendo $1\text{sr} = 10^6 \text{mrad}^2$ e considerando un caso speciale in cui la larghezza di banda è $\Delta\omega/\omega = 0.1\% BW$:

$$B_{\Delta\omega/\omega} = 3.146 \times 10^{11} \left(\frac{kT}{eV}\right)^3 \frac{(\hbar\omega/kT)^3}{(e^{\hbar\omega/kT} - 1)} \left[\frac{\text{fotoni/s}}{\text{mm}^2 \cdot \text{mrad}^2 \cdot (0.1\% BW)} \right] \quad (2.35)$$

La brillantezza spettrale ha una dipendenza funzionale del tipo $x^3/(e^x - 1)$, come mostrato nella Figura 3 dove la variabile x è definita come $x = \hbar\omega/kT$.

Questa funzione scritta in questi termini ha un massimo per un valore di 1.421 per $x = 2.822$, così che il picco per la brillantezza spettrale avviene per un valore di energia dei fotoni pari a:

$$\hbar\omega|_{pk} = 2.822kT \quad (2.36)$$

e, quindi, il picco di brillantezza spettrale in unità di angolo solido e per unità relativa di larghezza spettrale:

$$B_{\Delta\omega/\omega}(2.822kT) = 4.472 \times 10^{20} \left(\frac{kT}{eV} \right)^3 \left[\frac{\text{fotoni/sec}}{\text{mm}^2 \cdot \text{sr} \cdot (\Delta\omega/\omega)} \right] \quad (2.37)$$

o in termini mrad al quadrato e 0,1% di larghezza di banda:

$$B_{\Delta\omega/\omega}(2.822kT) = 4.472 \times 10^{11} \left(\frac{kT}{eV} \right)^3 \left[\frac{\text{fotoni/sec}}{\text{mm}^2 \cdot \text{rad}^2 \cdot (0.1\%BW)} \right] \quad (2.38)$$

Ad esempio: per una temperatura della radiazione $kT \approx 100eV$, il picco della brillantezza spettrale a $282eV$ è $4.47 \times 10^{26} [(fotoni/s)/\text{mm}^2 \cdot \text{sr}]$ o $4.47 \times 10^{17} [(fotoni/s)/\text{mm}^2 \cdot \text{mrad}^2 \cdot (0.1\%BW)]$ mentre il valore a metà altezza della curva di corpo nero corrispondono rispettivamente a $116eV$ e $541eV$.

E' possibile osservare che un corpo nero, con un valore di kT dell'ordine $100eV$, potrebbe diventare una sorgente di elevata brillantezza spettrale per la produzione di radiazione X-soft e EUV.

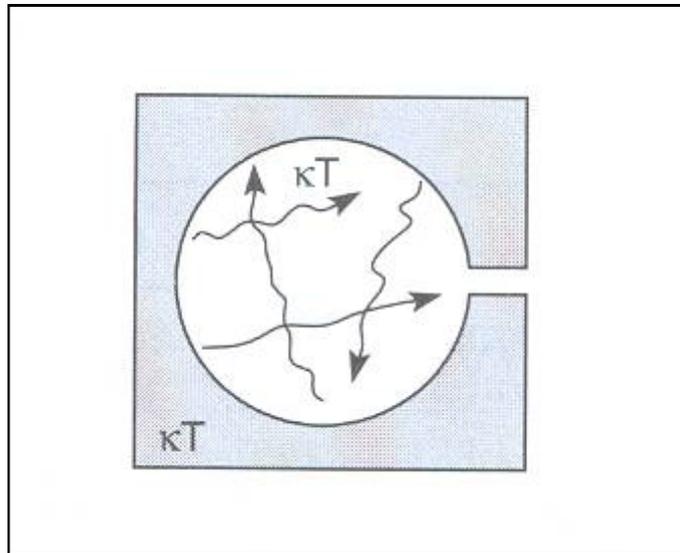


Figura 4. Cavità di corpo Nero, in cui il campo di radiazione contenuta in essa è in equilibrio con l'esterno.

I plasmi caldi e densi prodotti in laboratorio hanno, in generale, un tempo di vita medio prossimo alla durata dell'impulso di calore, che generalmente dell'ordine dei nanosecondi per temperature così elevate. Se si volesse ottenere un tempo medio di emissione maggiore è necessario utilizzare sorgenti laser ad alta frequenza di

ripetizione, dell'ordine dei kHz , in grado di produrre un'intensità sul piano focale dell'ordine di $10^{12}W/cm^2$, in modo da ottenere una sorgente di luce di plasma con una buona intensità media di radiazione. Questa, come si vedrà nei capitoli successivi, potrebbe diventare una sorgente utilizzabile anche per scopi di microlitografia a lunghezze d'onda EUV.

E' spesso interessante conoscere il flusso di energia che attraversa una data superficie, ad esempio che attraversa il foro di una cavità come quella mostrata in Figura 4.

Se consideriamo l'energia che fluisce attraverso il foro della cavità, che approssima bene un corpo nero, ci accorgiamo che il flusso netto è zero. Se, invece, consideriamo l'energia che fluisce, attraverso un'area specifica, in una sola direzione ci accorgiamo che questo valore è diverso da zero. Dall'equazione (2.32) è possibile calcolare intensità di radiazione che attraversa la superficie in una direzione:

$$I_{\Delta\omega/\omega} = \int_{2\pi} B_{\Delta\omega/\omega} \cos\theta d\Omega \quad (2.39)$$

dove θ è misurato dalla normale alla superficie, $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi = 2\pi \sin\theta$ per $0 \leq \theta \leq \pi/2$ e dove $I_{\Delta\omega/\omega}$ ha unità di misura di energia per unità di area e unità di larghezza di banda spettrale $\Delta\omega/\omega$. La brillantezza spettrale è isotropa e, quindi, indipendente da θ per cui $\int_0^{2\pi} 2\pi \sin\theta \cos\theta d\theta = \pi$ risultando così che la (2.39) diventa:

$$I_{\Delta\omega/\omega} = \frac{1}{4\pi^2 \hbar^3 c^2} \frac{(\hbar\omega)^4}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} \quad (2.40)$$

Integrando la (2.40) per tutte le possibili frequenze otteniamo l'intensità per unità di energia e unità di area che attraversa la superficie da una sola parte ottenendo:

$$I = \int_0^{\infty} \frac{1}{4\pi^2 \hbar^3 c^2} \frac{(\hbar\omega)^3}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} \hbar d\omega \quad (2.41)$$

ottenendo:

$$I = \frac{(kT)^4}{4\pi^2 \hbar^3 c^2} \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^{x-1}} \quad (2.42)$$

dove l'integrale può essere trovato nelle tavole per il calcolo integrale standard⁶, dove si trova essere pari a $(\pi^4/15)$ così che l'intensità di radiazione di corpo nero all'interfaccia risulta:

$$I = \frac{\pi^2}{60c^2\hbar^3}(kT)^4 \quad (2.43)$$

oppure scritta nella forma più conosciuta come legge di Stefan Boltzmann:

$$I = \sigma T^4 \quad (2.44)$$

dove la costante:

$$\sigma = \frac{\pi^2 k^4}{60c^2\hbar^3} \quad (2.45)$$

è la costante di Stefan-Boltzmann scritta in termini della costante k .

L'equazione (2.43), nota anche come legge della radianza, afferma che il flusso di energia per unità di area attraverso una superficie o un'interfaccia di un corpo nero è proporzionale alla quarta potenza della sua temperatura assoluta. Questo afferma che una cavità rappresentata nella Figura 4, emette un campo di radiazione Planckiano a temperatura kT , in equilibrio con il suo intorno, anch'esso a temperatura kT . Se il foro è sufficientemente piccolo (sorgente puntiforme) assicura che il sistema è in equilibrio e l'intensità di radiazione emessa per unità di area è data dalla (2.43). La relazione è molto importante per un stima dell'intensità radiata da una superficie riscaldata da parte di un impulso laser, dal sole, da un oggetto caldo approssimativamente in condizioni di equilibrio radiativo. Infatti, in molti casi, lo spettro di emissione è molto complesso ed è difficile risalire da questo all'equivalente temperatura di corpo nero. Più semplice appare la possibilità di fissare un'intensità radiativa uguale alla (2.44).

L'equazione di Stefan Boltzmann può essere riscritta anche in termini di eV , che per applicazioni che coinvolgono raggi EUV e X soft in alcuni casi risulta più conveniente:

$$I = \sigma (kT)^4 \quad (2.46)$$

dove la costante assume il valore:

$$\hat{\sigma} = \frac{\pi^2}{60\hbar^3 c^2} = 1.027 \times 10^5 \left[\frac{W}{cm^2 \cdot eV^4} \right] \quad (2.47)$$

Dalla (2.46) è immediato ottenere il valore di intensità radiata da un corpo a temperatura $kT=100eV$ che equivale a circa $I \approx 1.0 \times 10^{13} [W/cm^2]$.

E' possibile, quindi, stimare l'emissione caratteristica ottenuta in un laboratorio in cui è presente un sistema laser plasma, in cui la quantità di radiazione laser incidente è assorbita ed una frazione di luce assorbita è successivamente convertita e irradiata nel campo di emissione prossimo a quello termico. La dipendenza dai vari parametri quali intensità, lunghezza d'onda laser, tipo di materiale (Z) e temperatura giocano un ruolo essenziale nell'efficienza della generazione da plasmi caldi e densi di raggi X-soft e EUV, come è stato già precedentemente osservato. Facciamo alcuni esempi: se utilizziamo radiazione emessa da una sorgente Nd:Yag in seconda armonica, 532nm, e con intensità incidente pari a $10^{14} W/cm^2$, durata dell'impulso di 0.5ns, che incide su di un target solido con un valore di Z medio alto, possiamo aspettarci di produrre con un assorbimento dell'80% della radiazione laser incidente⁷ e un 10% dell'energia irradiata assorbita a lunghezze d'onda più corte, una conversione della radiazione totale⁸ di circa il 50%. L'energia irradiata dovrebbe avere, quindi, un'intensità dell'ordine di $5 \times 10^{13} W/cm^2$, che in accordo con l'equazione per il corpo nero (2.46) determina una temperatura pari a $T \approx 150eV$ e un energia di picco (2.36) pari a 420eV. Se diminuiamo l'intensità della radiazione incidente al valore di $I = 10^{12} W/cm^2$ con le stesse assunzioni fatte precedentemente sulla quantità di energia convertita la temperatura equivalente di corpo nero è all'incirca $T \approx 50eV$ con un picco dei fotoni emessi a circa 140eV, sufficienti a generare stati di ionizzazione tra gli ioni del plasma e permettere di ottenere un'intensa radiazione nella regione EUV dello spettro. Come è possibile ottenere un'intensa radiazione che cade in questa regione spettrale sarà, comunque oggetto della presente tesi, e mostrato e caratterizzato nei prossimi capitoli sperimentali.

2.4. Linee di emissione da parte di plasmi caldi e densi

I plasmi caldi e densi sono pienamente ionizzati tali che almeno un elettrone per ogni atomo è rimosso. Le temperature che raggiungono i plasmi, comunque, sono così elevate da assicurare che pochi elettroni legati siano presenti rispetto ai protoni intorno al nucleo. Gli stati di ionizzazione, infatti, dipendono principalmente dalle

energie di legame dei vari elettroni e dalle temperature elettroniche di plasma. In atomi con numero Z elevato, quindi a multi elettroni, gli elettroni esterni sono legati al nucleo da energie dell'ordine di pochi elettron-Volt⁹, mentre gli elettroni delle shell interne K, L, M, di numero quantico principale $n=1$, $n=2$ e $n=3$ rispettivamente sono molto vicino al nucleo e, quindi, fortemente legati con energie che possono arrivare alle centinaia e migliaia di eV. In Tabella 1 è possibile osservare le energie di legame delle diverse shell di alcuni elementi della tavola periodica.

La tabella mostra una lista di elementi della tavola periodica con $Z=6$ (Carbonio) fino a $Z=54$ (Xenon). In tabella sono elencate le energie di ionizzazione, in eV, richieste per rimuovere un elettrone da un ione avente uno stato 1 (come l'idrogeno), 2 (come elio) o 10 (come il neon) ecc.

Ad esempio il silicio nel suo stato neutro ha 14 elettroni. Nella Tabella 1 è indicato che, per estrarre 2 elettroni e portare il silicio con una configurazione elettronica come quella del magnesio è necessario un'energia di 33.64eV. L'energia richiesta per rimuovere un altro elettrone ed arrivare ad una configurazione contenente 11 elettroni è 45.12eV. Se si continua ad estrarre elettroni è necessario avere un'energia di 162.42eV per raggiungere una configurazione come il neon, gas nobile, che ha la caratteristica struttura di shell chiusa. Si osserva, infatti, che per continuare ad estrarre elettroni ulteriori dall'atomo è ora necessario investire lo stesso con un energia estremamente più elevata, 476.3eV. Questo è generalmente considerato come un *collo di bottiglia*, una limitazione, nella ionizzazione del plasma ad una data temperatura. Se in qualche modo si messo a punto l'apparato sperimentale in modo tale da produrre elettroni di temperatura dell'ordine dei 100eV, potremmo aspettarci che nella collisione diretta tra elettrone-ione sia possibile rimuovere gli elettroni più esterni dello ioni silicio, includendo l'undicesimo elettrone, di energia di legame pari a 45.12eV. Rimuovere gli elettroni relativi alla configurazione successiva, in modo tale da arrivare ad una configurazione a 10 elettroni (166.42eV) *tipo neon*, potrebbe essere sostanzialmente più difficile per una temperatura di plasma pari a 100eV. Se la temperatura rappresenta una distribuzione in energia, ci saranno certamente elettroni ad energia più elevata e sufficiente a strappare un altro elettrone dall'interazione con gli ioni di Si, ma la distribuzione in energia (eq 1.50) decresce in modo esponenziale con kT con un processo che decresce rapidamente in efficienza. Prendiamo in considerazione le linee emesse da una sorgente laser plasma con target di Titanio, esposto ad un elevata intensità laser, tale

che è possibile produrre plasmi con temperatura elettronica dell'ordine di $kT_e \approx 1-2keV$.

Element	Ionization energy (eV)									
	1 (H)	2 (He)	3 (Li)	4 (Be)	10 (Ne)	11 (Na)	12 (Mg)	27 (Co)	28 (Ni)	29 (Cu)
6 C	490.0	392.1	64.49	47.89						
7 N	667.1	552.1	97.89	77.48						
8 O	871.4	739.3	138.11	113.90						
9 F	1103.1	953.9	185.18	157.15						
10 Ne	1362.2	1195.8	239.09	207.26	21.564					
11 Na	1648.7	1465.1	299.86	264.21	47.286	5.139				
12 Mg	1962.7	1761.8	367.5	328.0	80.143	15.035	7.646			
13 Al	2304.2	2086.0	442.0	398.7	119.99	28.447	18.828			
14 Si	2673.2	2437.7	523.4	476.3	166.42	45.12	33.64			
15 P	3070	2816.9	611.7	560.8	220.31	65.02	51.80			
16 S	3494	3224	707.0	652.1	281.00	88.05	72.59			
17 Cl	3946	3658	809.2	750.5	348.5	114.20	96.84			
18 Ar	4426	4121	918.4	855.8	422.8	143.46	124.24			
19 K	4934	4611	1034.6	968.0	503.9	175.82	145.75			
20 Ca	5470	5129	1157.7	1087.3	591.9	211.28	188.38			
21 Sc	6034	5675	1288.0	1213.6	686.6	249.84	225.13			
22 Ti	6626	6249	1425.3	1346.9	788.2	291.50	264.98			
23 V	7246	6851	1569.7	1487.3	896.6	336.3	307.9			
24 Cr	7895	7482	1721.1	1634.8	1011.8	384.2	354.0			
25 Mn	8572	8141	1879.9	1789.5	1133.8	435.2	403.2			
26 Fe	9278	8828	2045.8	1951.3	1262.7	489.3	455.6			
27 Co	10012	9544	2218.9	2120.4	1389.3	546.6	511.0	7.86		
28 Ni	10775	10289	2399.3	2296.7	1540.8	607.0	569.7	18.17	7.63	
29 Cu	11568	11063	2587.0	2480.2	1690.2	670.6	631.4	36.83	20.29	7.73
30 Zn	12389	11865	2782.0	2671.1	1846.4	737.3	696.4	59.57	39.72	17.96
31 Ga	13239	12696	2984.4	2869.4	2009.4	807.3	764.5	86.0	63.4	30.7
32 Ge	14119	13557	3194	3075	2179.3	880.4	835.8	115.9	90.5	45.72
33 As	15029	14448	3412	3288	2356.0	956.8	910.3	149.2	121.2	62.3
34 Se	15968	15367	3637	3509	2539.6	1036.3	988.1	185.5	155.4	81.7
35 Br	16937	16317	3869	3737	2730.1	1119.1	1069.1	225.4	192.8	103.0
36 Kr	17936	17296	4109	3973	2927.4	1205.2	1153.3	268.2	233.4	125.9
37 Rb	18965	18306	4357	4216	3132	1294.5	1240.8	314.2	277.1	150.7
38 Sr	20025	19345	4612	4467	3343	1387.2	1331.5	363.3	324.1	177.3
39 Y	21115	20415	4876	4726	3561	1483.1	1425.6	413.6	374.0	205.9
40 Zr	22237	21516	5147	4993	3786	1582.4	1523.0	471	427.4	236.2
41 Nb	23389	22648	5426	5268	4017	1684.9	1623.7	530	483.8	268.5
42 Mo	24572	23810	5713	5550	4256	1790.9	1727.8	592	541.7	302.6
43 Tc	25787	25004	6008	5841	4502	1900.3	1835.2	656	605.8	338.5
44 Ru	27033	26230	6312	6140	4754	2013.0	1946.1	724	671.4	376.3
45 Rh	28312	27487	6623	6447	5014	2129.2	2060.3	795	740.1	416.0
46 Pd	29623	28776	6943	6762	5280	2248.9	2178.0	869	811.8	457.5
47 Ag	30966	30097	7271	7086	5553	2372.0	2299.2	946	886.6	500.9
48 Cd	32341	31451	7608	7418	5834	2498.6	2423.9	1026	964.5	546.2
49 In	33750	32837	7953	7758	6121	2628.8	2552.1	1109	1045.4	593.3
50 Sn	35192	34257	8307	8107	6415	2762.5	2683.9	1196	1129.1	642.3
51 Sb	36668	35710	8670	8465	6717	2899.8	2819.2	1285	1215.3	693.2
52 Te	38177	37196	9041	8832	7025	3041	2958.1	1377	1306.3	746.1
53 I	39721	38716	9421	9207	7340	3185	3101	1472	1399.3	800.8
54 Xe	41300	40271	9810	9591	7663	3334	3247	1571	1495.4	857.4

Tabella 1. Energie di ionizzazione divise per specie di ioni. Ogni colonna è etichettata dagli elettroni di legame agli ioni prima della ionizzazione e, in parentesi il simbolo dell'atomo neutro con lo stesso numero di elettroni (J. Scofield, Lawrence Livermore National Laboratory).

Element	Transition energy (eV)			
	Hydrogen-like		Helium-like	
	2p _{1/2}	2p _{3/2}	2p ³ P ₁	2p ¹ P ₁
5 B	255.17	255.20	202.78	205.37
6 C	367.5	367.5	304.3	307.8
7 N	500.3	500.4	426.3	430.7
8 O	653.5	653.7	568.7	574.0
9 F	827.3	827.6	731.5	737.8
10 Ne	1021.5	1022.0	914.9	922.1
11 Na	1236.3	1237.0	1118.8	1126.9
12 Mg	1471.7	1472.7	1343.2	1352.3
13 Al	1727.7	1729.0	1588.3	1598.4
14 Si	2004.3	2006.1	1853.9	1865.1
15 P	2301.7	2304.0	2140.3	2152.6
16 S	2619.7	2622.7	2447.3	2460.8
17 Cl	2958.5	2962.4	2775.1	2789.8
18 Ar	3318	3323	3124	3140
19 K	3699	3705	3493	3511
20 Ca	4100	4108	3883	3903
21 Sc	4523	4532	4295	4316
22 Ti	4966	4977	4727	4750
23 V	5431	5444	5180	5205
24 Cr	5917	5932	5655	5682
25 Mn	6424	6442	6151	6181
26 Fe	6952	6973	6668	6701
27 Co	7502	7526	7206	7242
28 Ni	8073	8102	7766	7806
29 Cu	8666	8699	8347	8392
30 Zn	9281	9318	8950	8999
31 Ga	9917	9960	9575	9628
32 Ge	10575	10624	10221	10280
33 As	11255	11311	10889	10955
34 Se	11958	12021	11579	11652
35 Br	12682	12753	12292	12372
36 Kr	13429	13509	13026	13114
37 Rb	14199	14288	13783	13880
38 Sr	14990	15090	14562	14669
39 Y	15805	15916	15364	15482
40 Zr	16643	16765	16189	16318
41 Nb	17503	17639	17036	17178
42 Mo	18387	18537	17907	18062
43 Tc	19294	19459	18800	18971
44 Ru	20224	20406	19717	19904
45 Rh	21178	21377	20658	20861
46 Pd	22156	22374	21622	21843
47 Ag	23157	23396	22609	22851
48 Cd	24183	24444	23621	23884
49 In	25233	25518	24657	24942
50 Sn	26308	26617	25717	26027

Tabella 2. Energie di transizione dagli stati n=2 verso lo stato fondamentale n=1 degli atomi nello stato di carica come idrogeno e elio (J. Scofield, Lawrence Livermore National Laboratory).

Dalla Tabella 1 è possibile notare che la soglia di ionizzazione del Titanio è tale da pensare di poter rimuovere, con una certa efficienza, nell'urto tra elettroni termici e ioni Titanio, elettroni fino alla shell 3 (stato di ionizzazione come Litio con energia di legame pari a 1425.3eV). Per rimuovere gli altri due elettroni la cosa è

molto più complicata. Infatti, nello stato di ionizzazione tipo elio lo ione Ti presenta una configurazione a shell chiusa, tale da presentare un'energia di ionizzazione che salta ad un valore pari a 6.2keV, creando un vero e proprio gradino nel processo di ionizzazione. Come risultato sperimentale si ottiene che il plasma a questa temperatura consiste in un gran numero di ioni-atomi nello stato di ionizzazione tipo elio e alcuni atomi nello stato di ionizzazione tipo litio e tipo berillio e pochi altri. Le principali linee di transizioni tra $n=1$ e $n=2$ per stati di ionizzazione tipo elio e tipo idrogeno sono mostrate in Tabella 2 calcolate da Scofield¹⁰

2.4.1 Emissione a righe Sub kilovolt e spettro continuo

I plasmi caldi e densi sono, quindi, degli emettitori di radiazione X-ray soft e EUV, che mostrano generalmente strutture interne di densità e temperatura complesse e non sono, quindi, in equilibrio con il suo intorno alquanto essi, per brevi istanti, raggiungono stati quasi stazionari per il breve periodo in cui avviene la loro espansione. Questi laboratori di plasma, perciò, mostrano spettri di emissione differenti dalla struttura ideale di un corpo nero. Bisogna precisare che, le più alte temperature elettroniche si hanno proprio nella regione in cui la densità di assorbimento è più bassa ($n_e \leq n_c$). L'energia è trasportata dal moto randomico delle particelle cariche e dalla radiazione che tendono a raffreddare la regione a più alta densità ($n_e \geq n_c$). La radiazione da questa regione a più alta densità, tende a dominare il processo di emissione generando, dal materiale, fotoni che vanno da valori bassi a valori medi di energia. Il cammino di propagazione della radiazione è relativamente lungo e viaggia attraverso una regione di plasma denso in cui le linee spettrali, dovute ai vari ioni, tendono ad essere smussate da una modulazione continua di energia. Nelle zone in cui la modulazione è modesta le caratteristiche della radiazione di corpo nero può essere utilizzata per raggiungere la comprensione del problema. Infatti, in alcuni casi, si introduce un corpo nero equivalente di temperatura opportuna T_e che potrebbe generare la stessa intensità di radiazione, quando essa è integrata su tutto lo spettro di emissione.

Importanti misure dello spettro caratteristico di emissione di alcuni target eseguiti con la nostra sorgente nel campo prossimo termico (near thermal) vengono qui di seguito mostrati e commentati.

Abbiamo ottenuto spettri di emissione spazialmente risolti di raggi X-soft emessi da un target di rame colpito da impulsi laser focalizzati, mediante l'uso di un doppietto di lunghezza focale pari a 20cm.

Gli spettri sono stati ottenuti con la nostra sorgente laser plasma Nd:YAG/Glass, che verrà meglio descritta nel prossimo capitolo, emette impulsi laser dell'ordine di 15ns e un profilo di fascio gaussiano con un buon fattore di qualità¹¹, con energia variabile dai 1 agli 10 J circa per impulso. Tutti gli spettri sono stati registrati su pellicole RAR (film) usando gli spettrometri a cristallo sferico di mica o di quarzo dei dottori A. Faenov e T. Pikuz¹², che presentano una risoluzione spettrale $\lambda/\Delta\lambda$ molto elevata (più esattamente $\lambda/\Delta\lambda = 3000 - 8000$) e con una risoluzione spaziale anch'essa molto alta compresa tra 10 μm e 20 μm .

Gli spettri di emissione ottenuti si riferiscono agli ioni *Cu XX* (rame) come *Ne* (neon) nella regione spettrale dei raggi X soft compresa tra 7,8Å e 8,7Å.

Questi spettri appartengono alla classe degli spettri X di emissione di un plasma dovuti a transizioni che avvengono in ioni con numero atomico *Z* grande e che presentano uno stato di carica elevato, attorno alla isosequenza elettronica degli ioni come Ne.

Questi ultimi, insieme a quelli ottenuti da ioni come *He*, danno una precisa determinazione delle serie di Rydberg, negli ioni con elevato stato di carica, e sono di conseguenza stati oggetto di studio, poiché di notevole interesse da parte della comunità scientifica internazionale^{13,14}, per i motivi qui di seguito elencati:

gli ioni come *Ne* rappresentano dei modelli rigorosi per calcoli relativi alle strutture atomiche;

usando ioni tipo *Ne*, è stata dimostrata la possibilità di realizzare un laser che emetta radiazione X (*laser X*)¹⁵;

la comprensione della dinamica di un sistema costituito da questi ioni ha permesso lo sviluppo di modelli collisionali – radiativi e ha portato la richiesta di misure sperimentali ad alta risoluzione, in modo tale da utilizzare i dati sperimentali per i calcoli relativo alle strutture atomiche a molti elettroni;

gli spettri di emissione di questi ioni consentono di determinare le condizioni di plasma, come la temperatura elettronica T_e , quella ionica T_i , la densità elettronica n_e , lo stato di carica, ecc.;

in condizioni di equilibrio, la grande stabilità di questi ioni in un ampio intervallo di temperature fa sì che essi siano considerati emettitori non ambigui di radiazione X;

infine questi spettri X ottenuti sono caratterizzati da una configurazione a shell chiusa.

I risultati ottenuti sono relativi alle shell L degli ioni $Cu\ XX$ come Ne dovuti a sette serie di transizioni originate da eccitazioni del tipo $2s^2 2p^6 - 2s^2 2p^5 n l'$ e $2s^2 2p^6 - 2s 2p^6 n l'$.

E' interessante osservare che, variando l'energia dell'impulso laser e la dimensione dello spot laser sul target (spostando la lente di focalizzazione) è possibile ottenere plasmi con differenti condizioni (densità e temperature), poiché questo modifica l'intensità I del fascio laser sulla superficie del target.

La temperatura e la conseguente distribuzione dello stato di carica in un plasma è ridotta con l'energia del fascio: questo è visibile osservando la presenza o l'assenza di stati di ionizzazione Cu^{21+} come O (ossigeno) e Cu^{20+} come il F (fluoro) nello spettro. Due esempi di spettri ottenuti con energia diversa e diversa risoluzione spettrale sono mostrati nelle (Figura 5 Figura 6) e (Figura 7 e Figura 8) rispettivamente ottenuti con energia di 8 e 2.5 J per impulso rispettivamente)¹⁶.

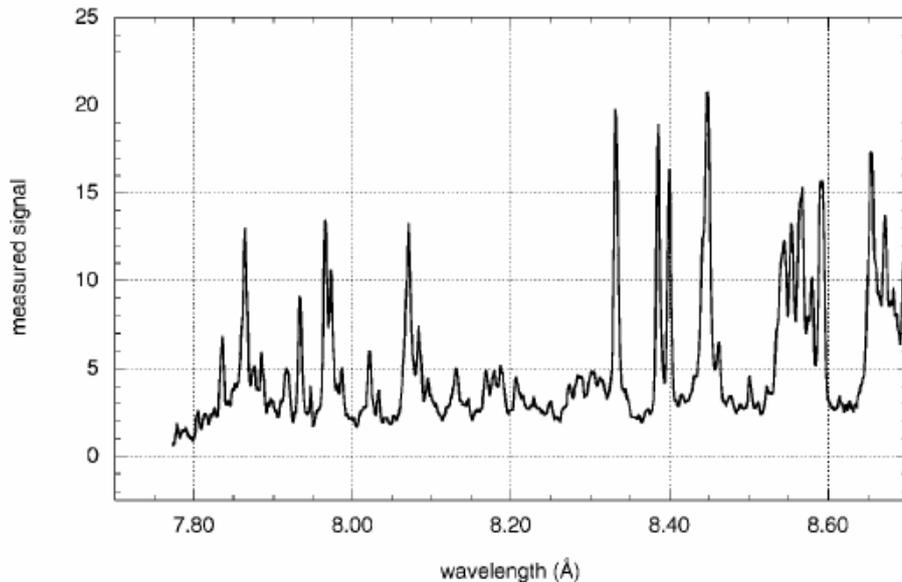


Figura 5. Spettro di emissione di un target di Cu ottenuto con un impulso di 15ns, energia laser di 8J e lente di focalizzazione nella posizione di best focus usando uno spettrometro a cristallo sferico di mica. Lo spettro si riferisce a ioni $Cu\ XX$ come Ne nella regione spettrale compresa tra $7,8\text{\AA}$ e $8,7\text{\AA}$.

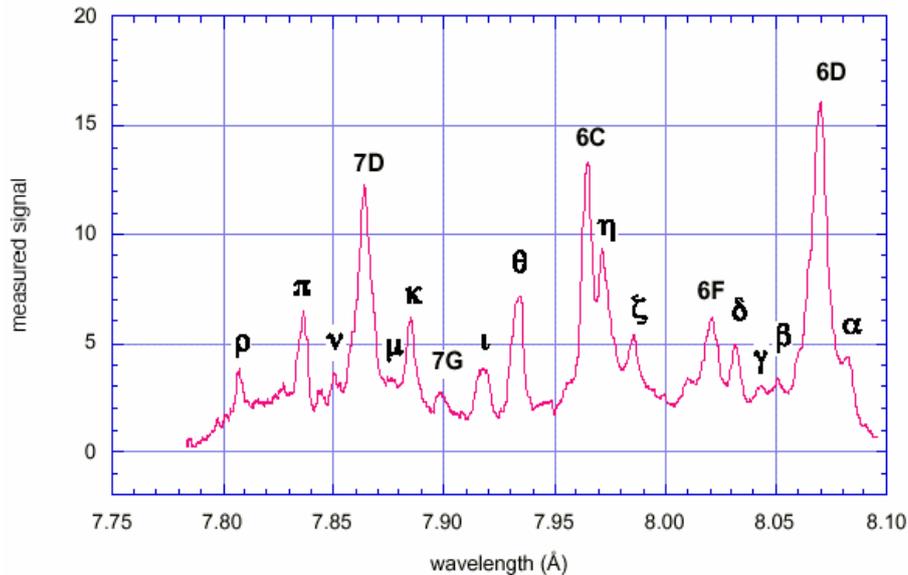


Figura 6. Spettro di emissione di un target di Cu ottenuto con un impulso di 15ns, energia laser di 8J e lente di focalizzazione nella posizione di best focus usando uno spettrometro a cristallo sferico di quarzo. E' riportata identificazione delle righe relative a ioni Cu XX come Ne nella regione spettrale compresa tra 7,8Å e 8,1Å. Particolare maggiormente risolto dello spettro di Figura 5.

Tutti gli spettri si riferiscono alle transizioni ad alto n ($n =$ numero quantico principale) che si verificano nella *shell L* degli ioni Cu^{19+} come Ne e, per tali spettri, è stato usato il modello collisionale – radiativo (CR) a stato stazionario (*steady state collisional radiative model*) per simulare l'emissione di radiazione X da un plasma, includendo anche l'effetto di *autoassorbimento* da parte del plasma (*opacità*) della radiazione da esso emessa sull'intensità delle righe spettrali osservate e quello della popolazione degli elettroni caldi, eventualmente presenti, sul bilancio di ionizzazione del plasma. Inoltre, sempre riferendosi a tutti gli spettri, le righe spettrali sono state identificate usando il codice di struttura atomica RELAC^{17,18,19}.

L'energia nella Figura 7 la radiazione è stata attenuata mediante l'uso di un filtro neutro. Nelle Figura 6 e Figura 8 è possibile osservare immediatamente una chiara differenza tra gli spettri ottenuti in cui le linee corrispondenti a più alti stati di carica degli ioni Cu mostrano intorno ad esse la presenza di deboli satelliti più meno pronunciati. Altre misure sono state eseguite defocalizzando la lente e variando il diametro dello spot focale dal valore minimo di 300 μ m fino ad un massimo di 800 μ m mantenendo costante il valor di energia dell'impulso laser pari a 8J. In questo modo, (vedi Figura 9) è possibile osservare gli effetti che si ottengono con temperature di plasma più basse osservando l'evoluzione della transizione dei satelliti negli spettri

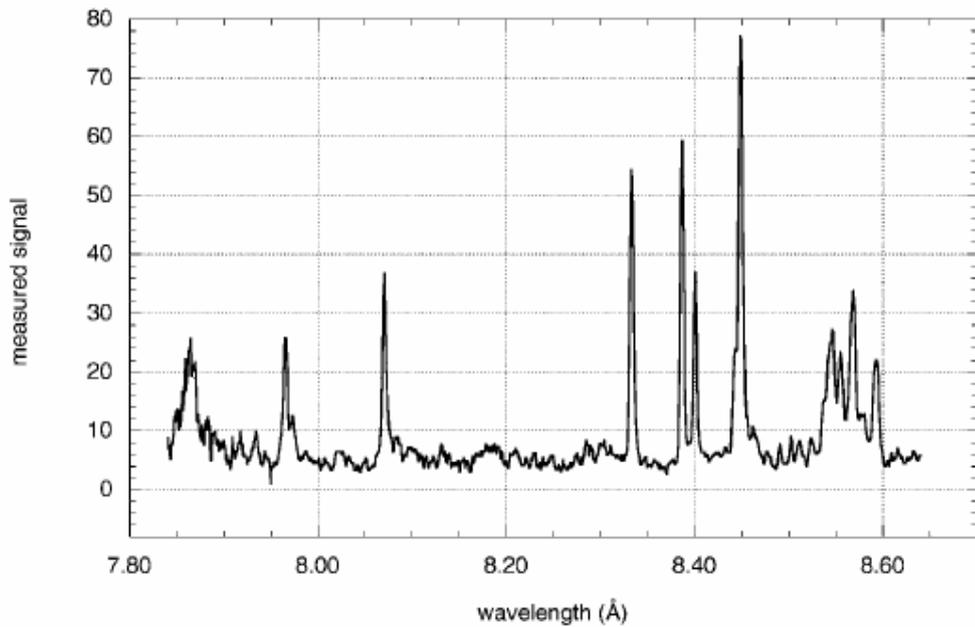


Figura 7. Spettro di emissione di un target di Cu ottenuto con un impulso di 15ns, energia laser di 2,5J e lente di focalizzazione nella posizione di best focus usando uno spettrometro a cristallo sferico di mica. Lo spettro si riferisce a ioni Cu XX come Ne nella regione spettrale compresa tra 7,8Å e 8,7Å.

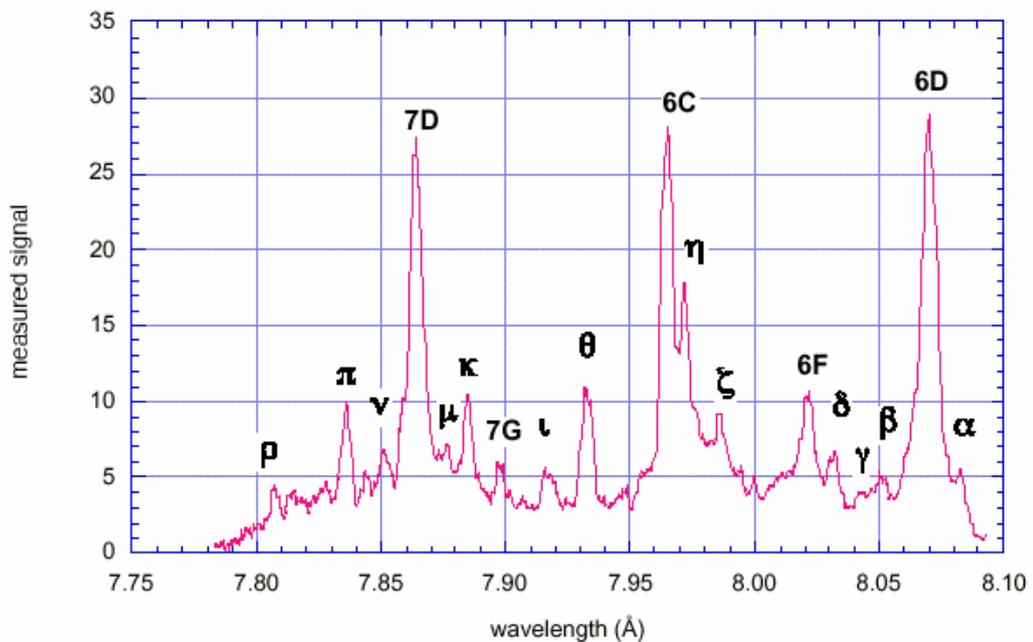


Figura 8. Spettro di emissione di un target di Cu ottenuto con un impulso di 15ns, energia laser di 2,5J e lente di focalizzazione nella posizione di best focus usando uno spettrometro a cristallo sferico di quarzo. E' riportata identificazione delle righe relative a ioni Cu XX come Ne nella regione spettrale compresa tra 7,8Å e 8,1Å. Particolare maggiormente risolto dello spettro Figura 7 .

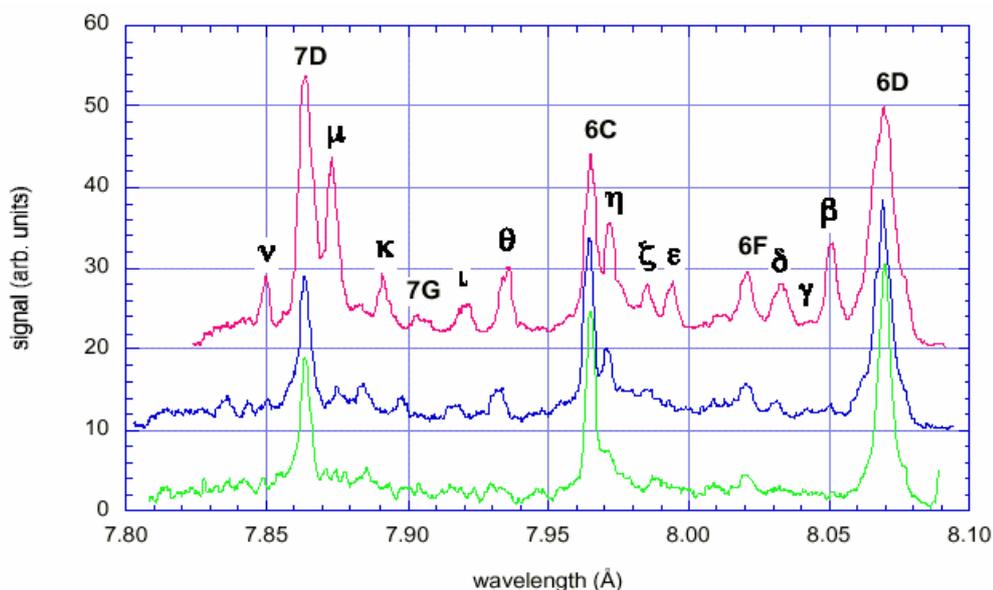


Figura 9. Spettro di emissione di un target di Cu ottenuto con 15 ns d'impulso ed energia pari a 8J con lenti di focalizzazione nella posizione di best focus (linea rossa), defocalizzata di 5mm (linea blu) e di 10mm (linea verde). Spettrometro a cristallo sferico di quarzo. E' riportata l'identificazione delle righe spettrali di ioni Cu XX come Ne nella regione spettrale compresa tra 7,8Å e 8,1Å.

Tra tutte le transizioni ad alto n appartenenti alla *shell L* degli ioni *Cu* come *Ne* che sono responsabili della generazione degli spettri X di emissione riportati nelle Figura 5, Figura 6, Figura 7, Figura 8, e Figura 9 le transizioni del tipo $2s - nd$ sono quelle che danno il contributo principale.

Nelle Figura 6 e Figura 8, sono identificabili le righe dovute alle transizioni che si verificano negli ioni *Cu XX* (Cu^{19+}) come *Ne* (7D, 7G, 6C, 6F e 6D, in generale appartenenti alla serie di righe **nD**, **nG**, **nC** e **nF** con n numero quantico principale), sono presenti anche le righe spettrali dovute alle transizioni di Rydberg ad alto n che si verificano negli ioni *Cu XXI* (Cu^{20+}) come *F* (ρ , π , μ , κ , ι , θ , η , ζ , ϵ , δ e α) e negli ioni *Cu XXII* (Cu^{21+}) come *O* (ν , γ e β), caratterizzati da uno stato di carica maggiore rispetto agli ioni *Cu XX* come *Ne*.

Da tali figure (in particolare dalla Figura 9, è anche evidente come il contributo fornito dagli ioni *Cu XXI* come *F* e da quelli *Cu XXII* come *O* allo spettro di emissione del plasma di rame nella regione (7,8 – 8,1)Å diminuisca al decrescere dell'intensità I del fascio laser sulla superficie del target, poiché questo modifica le condizioni del plasma (densità e temperatura). Questo risultato è molto interessante poiché dimostra in maniera inequivocabile che l'intensità I sul target è parametro fondamentale per determinare le condizioni di un plasma e in qualunque modo si varia l'intensità I del fascio laser, variando l'energia iniziale o spostando la lente di focalizzazione, si ottiene un risultato analogo.

2.4.2 Linee di emissione multi kilovolt

Le linee emesse, ad energie più elevate dal plasma, nella regione multi kilovolt, sono generate prevalentemente nella regione sub-critica del plasma dove le temperature del plasma sono più elevate e la densità del plasma è più bassa. In questa regione le linee sono più nette specialmente quando ottenute da spettri dovuti alle shell K generati con pochi stati di ionizzazione (tipo elio e tipo idrogeno), tale da dare uno spettro continuo relativamente basso a causa anche della bassa densità del plasma e elevate temperature che rendono gli effetti di opacità bassi^{20,21,22}. Questa regione, caratterizzata da una bassa densità e alte temperature di elettroni di plasma è anche conosciuta come *plasma corona*. Un esempio di uno spettro ben risolto (Figura 10) nella regione 2-3keV, ottenuto dall'emissione di silicio da parte delle shell K mediante una sorgente laser da 355nm, 2 ns di impulso e una irradianza sul piano focale pari a $3 \times 10^{14} W/cm^2$ ottenuto da Kauffman²³ usando un cristallo per la dispersione dei raggi X e la registrazione sul film.

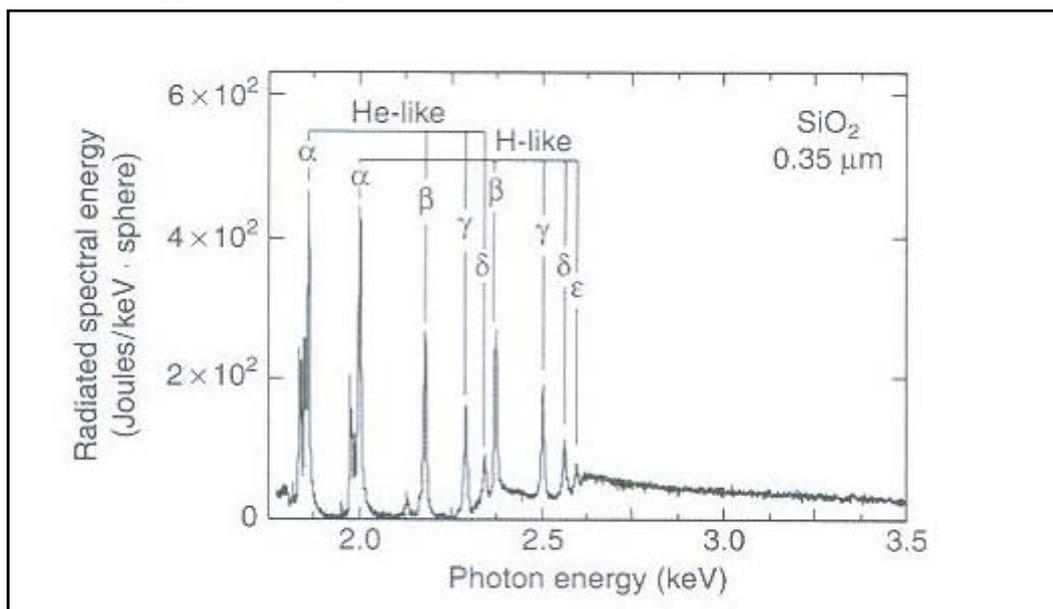


Figura 10. Spettro ad alta risoluzione delle righe di emissione di un vetro di ossido di silicio nello stato di carica come l'idrogeno e come l'elio. Fluenza $3 \times 10^{14} W/cm^2$ 2 ns d'impulso (R. Kauffman, Lawrence Livermore National Laboratory).

2.4.3 Generazione di armoniche di ordine elevato ottenute mediante impulsi laser a femtosecondo

Un area di ricerca estremamente fiorente è quella della produzione di armoniche di ordine elevato, mediante l'uso di impulsi laser a femtosecondo e l'uso di target costituiti da gas nobili. Le armoniche sono il risultato di forti interazioni non

lineari tra il campo elettrico dell'impulso laser incidente e atomi singoli. L'intensità laser e la durata dell'impulso sono appena al limite di ionizzazione degli atomi neutri. Il campo simultaneamente guida la generazione non lineare di armoniche in un grande numero di atomi, tutte in fase coerente con il campo laser incidente. L'armonica risultante si aggiungono in fase nella direzione guida dell'impulso.

Riferimenti bibliografici

-
- ¹ D. L. Book, "NRL plasma formulary" 1987.
- ² H. A. Baldis et al, "Laser plasma interaction", *Handbook of plasma physics*, Vol. 3 *Physics of laser plasma*, 1991.
- ³ Massimo Francucci, *Sistemi per la generazione di raggi X da plasma indotto da laser e possibili applicazioni*, Tesi di Dottorato, XVII ciclo, 2005.
- ⁴ H. Haken H. Wolf, *Fisica Atomica e Quantistica*, Boringhieri, 1990.
- ⁵ C. Kittel and H. Kroemer, *Thermal Physics*, Freeman, New York, 1980.
- ⁶ I.S. Gradshteyn and I.M. Ryzhik, *Table of Integrals, Series, and Product*, Academic Press, New York, 1994.
- ⁷ H.A. Baldis, E.M. Campbell, and W.L. Kruer, *Laser Plasma Interaction*, in *Physics of Laser Plasma*, A.Rubenchik S. Witkowski Editor, 1991.
- ⁸ R. Kauffman, *X-Ray Radiation from Laser Plasma*, in *Physics of Laser Plasma* A.Rubenchik S. Witkowski Editor, 1991.
- ⁹ R.L. Kelly, *Atomic and Ionic Spectrum Lines Below 2000 : Hydrogen Through Krypton*, J. Phys. Chem. Ref. Data 16, Suppl. 1, 1987.
- ¹⁰ J.H. Scofield, *Energy Levels for Hydrogen-, Helium-, and Neon-Like ions*, in *X-ray Booklet*, Lawrence Berkeley Laboratory PUB-490 rev., 1986.
- ¹¹ P. Gaudio, et al., *Proceedings of Laser Beam and Optics Characterization LBOC*, 1, 2001.
- ¹² P. Monot, T. Auguste, S. Dobosz, P. D'Oliveira, S. Hulin, M. Bougerard, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz e I. Yu. Skobelev, *Nuclear Instrument and Method*, 484, 299 – 311, 2002.
- ¹³ S. Ya. Khakhalin et al, *JETP* 78, 633, 1994.
- ¹⁴ S. Ya. Khakhalin et al, *Journal of Optical Society of America B*, 12, 1203 1995.
- ¹⁵ M. D. Rosen et al, *Physics. Review Letters*, 54, 106, 1985.
- ¹⁶ K.B. Fournier, A.Ya Faenov, T.A. Pikuz, I. Yu Skobelev, F. Flora, S. Bollanti, P. Di Lazzaro, D. Murra, A. Grilli, A. Reale, L. Reale, G. Tomasetti, A. Ritucci, I. Belloci, S. Martellucci and G. Petrocelli, *Journal of Physics B, Atoms. Molecules, Optical. Physics*, 35, 3347-3364, 2002.
- ¹⁷ K. B. Fournier et al, *Journal of Physics B*, 35, 1, 2002.
- ¹⁸ M. Klapisch, *Computer Physics. Communicatios*, 2, 239, 1971.
- ¹⁹ M. Klapisch, J. Schwob, B. Fraenkel e J. Oreg, *Journal of Optical Society of America*, 67, 148, 1977.
- ²⁰ H.R. Green, *Principles of Plasma Spectroscopy*, Cambridge University Press, 1997.
- ²¹ D. Milhalas and B.W. Mihalas, *Foundation of Radiation Hydrodynamics*, Oxford University Press, 1984
- ²² D. Mihalas, *Stellar Atmospheres*, Freeman, 1978.

²³ R. Kauffman, *X-ray Radiation from Laser Plasma*, in *Physics of Laser Plasma*, A.Rubenchik and Witkowski Editors, 1991.

Capitolo 3

Messa a punto di un sistema EUV a getto di gas per applicazioni alla litografia

La litografia originariamente nasce come un processo di riproduzione di immagine su pietra levigata e poi su una lastra metallica per trattamento selettivo dell'inchiostro. Oggi questa tecnica viene utilizzata essenzialmente nell'industria dei semiconduttori in modo da generare copie ripetitive, di complesse maschere spaziali molto dettagliate e di dimensioni sub-micrometriche, ottenute per trasferimento da una maschera ad un wafer ricoperto con un fotoresist (polimero fotosensibile) per esposizione ad un fascio di elettroni, ioni o di fotoni. Queste incisioni si rendono necessarie nella fabbricazione di processori e memorie di computers, in modo tale da contenere milioni di transistor su aree di qualche cm^2 . Nel caso si utilizzi radiazione elettromagnetica si adoperano sistemi ottici UV e DUV, in grado di riprodurre sui wafer immagini demagnificate della maschera originale con successivi processamenti del wafer. La necessità di riprodurre chip di dimensioni sempre più piccoli ha come conseguenza la scelta di una radiazione di opportuna lunghezza d'onda, in modo da ridurre le dimensioni dello strumento d'incisione. È questa la principale motivazione nello sforzo di sviluppare tecnologie litografiche che utilizzino radiazione a più corta lunghezza d'onda come la *soft X ray proximity lithography* e la *litografia EUV* in proiezione. Il problema da risolvere è ottenere sorgenti pulite e sufficientemente potenti.

Nel 1965 Moore descrive il progresso nello sviluppo dei sistemi a semiconduttori mediante una legge conosciuta come *legge di Moore* che afferma: "Il numero di transistor su un computer raddoppia ogni due anni". La legge di Moore non è solo una semplice descrizione dell'evoluzione nella fabbricazione dei componenti ma descrive come nel tempo la dimensione dei singoli componenti, che costituiscono un PC, si riducano.

Il principio della microlitografia¹ è simile a quello utilizzato per proiettare i lucidi su di uno schermo come mostrato in Figura 1.

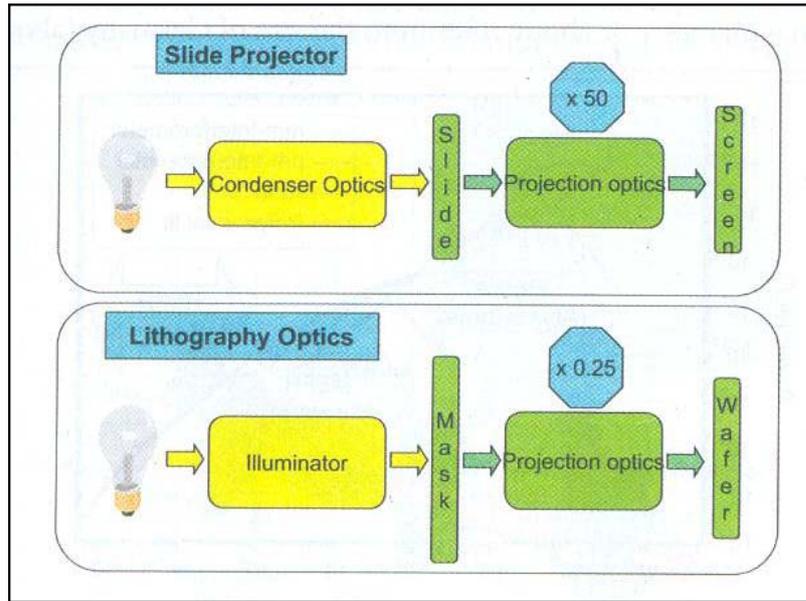


Figura 1. Tecnica di fabbricazione dei microchip¹.

Si osserva che la luce emessa da un lampada è raccolta da un ottica ed inviata sul lucido. L'immagine del lucido così prodotta è proiettata, da un ottica che ne aumenta le dimensioni, su di uno schermo. In litografia la luce utilizzata per la produzione di chip illumina una maschera bianca e nera della struttura che deve essere stampata. L'immagine rimpicciolita, in questo caso, è proiettata sul *wafer* di silicio ricoperto di materiale *photo resist*. Successivamente, per mezzo di un processo chimico umido, l'area illuminata del resist è rimossa (se è utilizzato un resist positivo) seguito da un etching o una fase di coating della parte non coperta. Per produrre un chip di computer numerosi cicli di trattamenti, come quello su descritto con differenti maschere, sono necessari. Per quanto la litografia per la produzione di semiconduttori esiste a partire dagli anni sessanta, le equazione che regolano la formazione di immagini sono note almeno da un secolo. Ernst Abbe determinò che la risoluzione di uno strumento ottico è definita come:

$$RES = k_1 \lambda / NA \quad (3.1)$$

dove (*RES*) è la risoluzione a metà altezza, λ è la lunghezza d'onda della luce utilizzata, *NA* l'apertura numerica data da $n \sin \alpha$ dove n è l'indice di rifrazione e α l'apertura angolare del pacchetto di raggi nel punto immagine e k_1 , termine complesso, è un fattore di processo. Un'altra quantità importante è il cammino del fuoco definita come:

$$DOF = \lambda / NA^2 \quad (3.2)$$

che definisce la finestra del processo, quindi, più grande è il DOF più grande è la finestra di processo della macchina. Se vogliamo, quindi, produrre litograficamente strutture più piccole o riduciamo k_1 , o riduciamo λ o cresciamo l'apertura numerica. In questi ultime decenni tutti i 3 approcci sono stati seguiti come illustrato in Figura 2 dove si osserva che il limite della lunghezza d'onda raggiunto è 157nm. Un ulteriore miglioramento del processo di scrittura deve necessariamente passare per una diminuzione della lunghezza d'onda adoperata cadendo nella regione EUV.

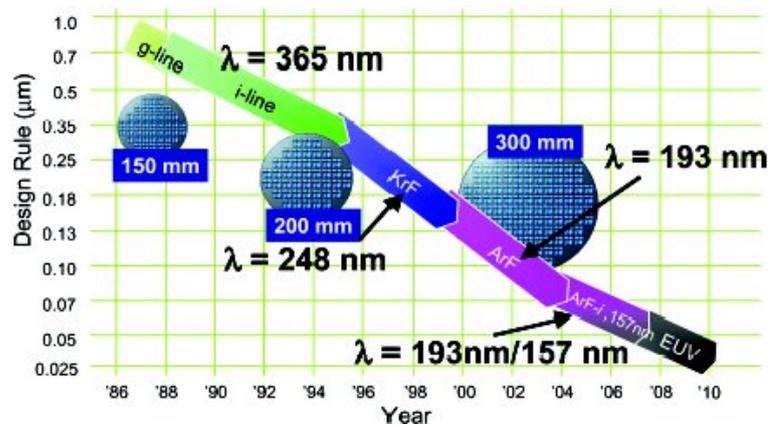


Figura 2. Il grafico rappresenta la realizzazione della legge di Moore¹.

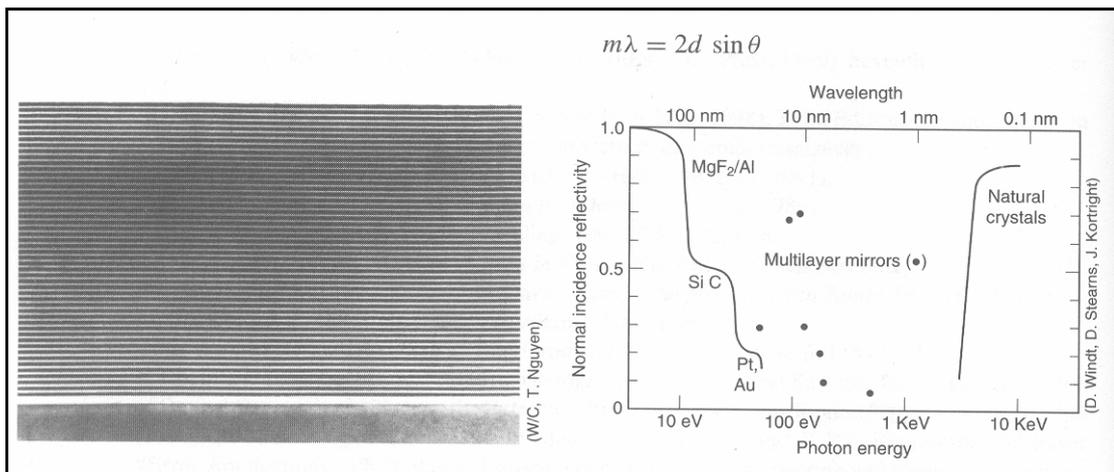


Figura 3. Esempio di ottica multistrato. Nel grafico è rappresentata la riflettività a incidenza normale nella regione EUV delle ottiche a multistrato.

Questo, a causa delle proprietà riflessive dei materiali, può rappresentare un problema insormontabile. Da come è possibile osservare, infatti, dalla Figura 3 la tecnologia delle ottiche riflessive basate su coating a multistrato mostra un

drammatico salto nell'intervallo di lunghezze d'onda che va da 11 ai 13 nm. In questa regione, inoltre, la riflessione degli specchi non supera mai il 70%. Per correggere le aberrazioni che si hanno nell'uso di campi relativamente grandi e sistemi ottici in cui è necessario limitare il numero di superfici ottiche, si cerca di rivolgersi a superfici asferiche le quali sono disegnate a partire da superficie sferiche. Ma le tecniche di lucidatura ottica attuali sono più avanzate per ottiche sferiche piuttosto che per quelle asferiche. Questa è la prima sfida tecnologica che richiede la litografia EUV. Altro problema nell'uso della radiazione EUV è il problema relativo alla riflettività delle superfici in queste regioni spettrali. La tecnologia attuale si rivolge a specchi multistrato Mo/Si e Mo/Be, che presentano a queste regioni spettrali buone risposte come è mostrato in Figura 4.

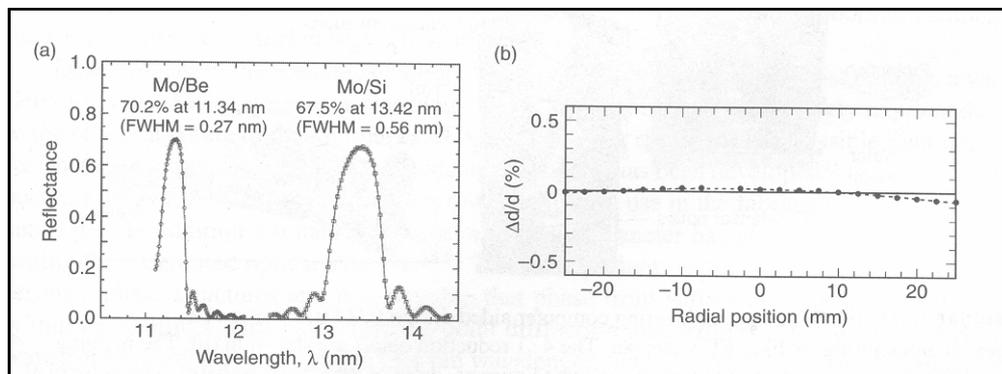


Figura 4. Riflettività di alcune ottiche a multistrato nella regione compresa tra 10 e 15nm.

Da questo grafico si può immediatamente osservare che gli specchi mostrano una gap nella riflettività che risulta così piccata intorno a valori ben precisi pari a 11.34nm per ottiche multistrato Mo/Be e 13.42nm per ottiche Mo/Si.

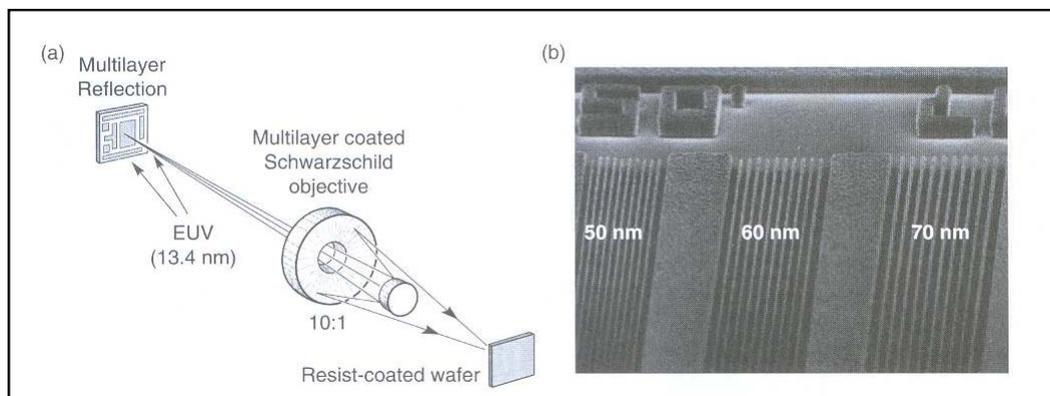


Figura 5. Esempio di sistema per litografia, basato su un ottica Schwarzschild, nella regione EUV.

Da test già eseguiti per ottenere radiazione in questa regione spettrale è necessario utilizzare particolari target. Nel nostro caso è stato scelto di utilizzare un target gassoso, che limita i detriti emessi nell'interazione con la radiazione, di atomi di Xenon che sono in grado di emettere una luce di plasma con righe spettrali che cadono nella regione intorno a 13.4nm. Un esempio di sistema basato su un ottica Schwarzschild è mostrato in Figura 5. Nel caso particolare le ottiche sono sferiche con $NA=0.088$ e un coating Mo/Si per un trasferimento di maschere ottimizzato, quindi, per una lunghezza d'onda di 13.4nm.

Le caratteristiche salienti del sistema non convenzionale laser plasma in funzionamento presso il Laboratorio di Elettronica Quantistica e Plasmi, dove questo lavoro di Tesi si è svolto, sarà qui presentato. Cosa ben più importante mostrerò la realizzazione di una sorgente EUV basata su un getto di gas Xenon e le sue caratteristiche salienti. La ricerca in questo campo è estremamente interessante ed attrattiva per sviluppi in sistemi microlitografici che potrebbero dare la chiave tecnologica per la fabbricazione di microchip con strutture di risoluzione (size) più piccola di $0.1\mu m^2$

3.1. La sorgente Laser Plasma e le sue caratteristiche salienti

Lo schema del sistema laser plasma, in funzione presso i laboratori di Elettronica Quantistica e Plasmi, è mostrato in Figura 6. Esso è basata su una sorgente laser NdYAG/Glass, che emette sull'armonica fondamentale (1064nm), radiazione elettromagnetica inviata è focalizzata all'interno di una camera da vuoto, a doppio scomparto, in cui è generato il plasma. Un sistema di pompe, una rotativa seguita da una turbo molecolare è adoperato per fare il vuoto nella camera. La camera, inoltre, è attrezzata con alcuni rilevatori in grado di misurare la radiazione X soft emessa dal plasma, oltre che da una serie di spettrometro, a cristalli piani, sferici e reticoli olografici, per l'analisi in frequenza della radiazione emessa dal plasma. Un fotodiodo veloce, posto subito dopo l'oscillatore, è utilizzato come trigger dell'apparato, oltre che per la diagnostica della sorgente. Il sistema di acquisizione è basato su un oscilloscopio, LeCroy 9361 con 300 MHz di banda passante, dal quale è possibile trasferire i dati, tramite un bus di tipo GPIB 488, alla memoria fisica di un Personal Computer.

Ma entriamo un po' più nei dettagli delle caratteristiche del sistema laser plasma.

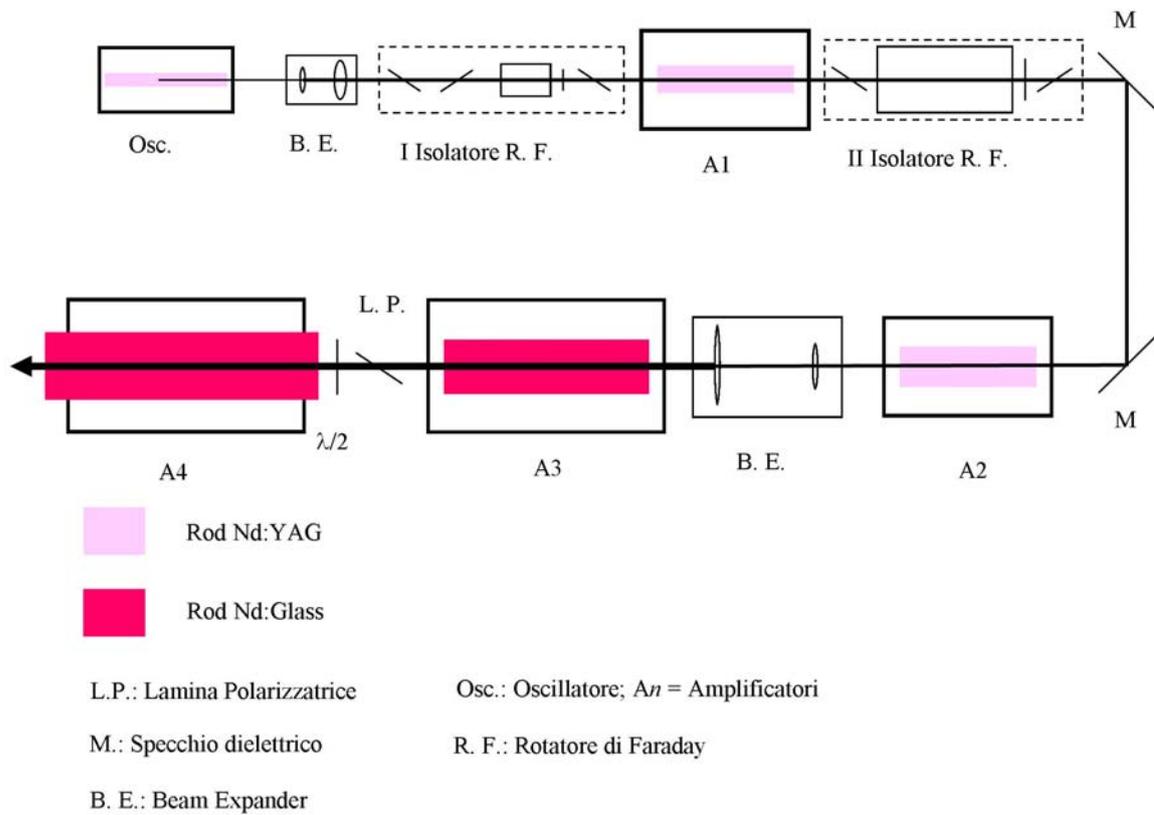


Figura 6. Schema sorgente laser Plasma Nd:YAG/Glass, del Laboratorio QEP dell'Università di Roma "Tor Vergata". Sono mostrati gli elementi fondamentali.



Figura 7. Immagine del sistema laser plasma del laboratorio di Elettronica Quantistica e Plasm (EQP) dell'Università di Roma "Tor Vergata".

La sorgente a stato solido non commerciale è costituita da un oscillatore Nd:YAG, a modulazione ottica interna a cella di Pockels (Q – Switching), da 4 amplificatori, dei quali i primi due sono di tipo Nd:YAG, mentre gli ultimi due sono di tipo Nd:Glass, e da due isolatori ottici.

L'oscillatore emette il seme iniziale della radiazione laser amplificata successivamente dai 4 stadi in regime impulsato con le seguenti caratteristiche:

lunghezza d'onda = 1064nm (infrarosso);

durata impulso = 15ns;

energia media $E_p = 35\text{mJ}$;

modo TEM₀₀;

polarizzazione parallela al banco ottico (tipo *p*)

frequenza massima di ripetizione PRF = 10Hz

I primi due stadi di amplificazione Nd:YAG sono gestiti dalla stessa elettronica e, quindi, non separabili se non otticamente. Essi sono in grado di lavorare ad una frequenza massima di ripetizione di 10Hz e l'energia media di uscita dal primo stadio (A1) è 220mJ e dal secondo stadio (A2) è 781mJ, con un guadagno rispettivamente di circa G=6 sul primo e circa G=4 sul secondo amplificatore.

Il terzo amplificatore (A3), come il quarto (A4) sono di tipo Nd:Glass. Essi sono elettricamente separati, in modo tale da poter attivare un solo amplificatore per volta. La massima frequenza di ripetizione, nella configurazione con i due sistemi accesi, è di 4shot/minuto, necessari a minimizzare gli effetti di *lente termica* che si potrebbero creare nella rods dell'amplificatore, lavorando a frequenze di ripetizione maggiori. L'energia massima del terzo stadio risulta circa di 3,94J e quella relativa al quarto stadio raggiunge un valore massimo di 10J. I guadagni relativi ai due stadi risultano rispettivamente pari a circa G=5 (A(3)) e per pari a circa G=2.5 (A(4)).

Il sistema di trasporto del fascio laser attraverso i vari stadi di amplificazione è interrotto da due isolatori ottici, che impediscono a porzioni della radiazione retrodiffusa dal target di poter ritornare indietro amplificandosi, trovando il sistema di pompaggio ottico ancora attivo. Questo potrebbe danneggiare, per il fenomeno dell'autofocheggiamento, le ottiche e le rods di cui il sistema è costituito. Oltre a questo, i due isolatori, riducono al minimo l'interazione tra i vari amplificatori, garantendone un quasi perfetto isolamento. I due isolatori ottici, sono posizionati il primo tra l'oscillatore ed il A1 mentre il secondo è collocato tra il A1 ed l'A2.

Ognuno dei due isolatori ottici è costituito da *un rotatore di Faraday* ($\alpha=45^\circ$)(RF), da *una lamina $\lambda/2$* posta subito dopo il rotatore e da *due lamine*

polarizzatrici a $56,5^\circ$ poste, rispettivamente, una subito prima e l'altra subito dopo il rotatore di Faraday $-\lambda/2$.

La Figura 8 mostra uno schema a blocchi di un isolatore ottico dove la linea tratteggiata con le varie frecce indica il verso di propagazione della radiazione laser nella direzione del target.

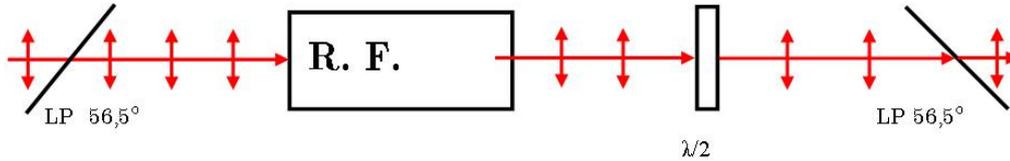


Figura 8 Schema a blocchi di un isolatore ottico.

In poche parole, facendo un paragone con l'elettronica, un isolatore ottico si comporta come un interruttore unidirezionale che lascia passare (interruttore aperto) la radiazione avente la giusta polarizzazione (p nel nostro caso) nella direzione del target, bloccando però (interruttore chiuso) quella retrodiffusa proveniente dal target avente polarizzazione perpendicolare al banco ottico (detta sinteticamente polarizzazione s) o che è stata opportunamente trasformata da p ad s dall'isolatore stesso, garantendo l'isolamento tra i vari amplificatori, il quale è determinato dall'efficienza di reazione delle lamine polarizzatrici.

I due isolatori ottici non sono stati messi a caso, bensì volutamente tra l'oscillatore ed il A1 e tra questo ultimo ed il A2 e non in altri punti perchè, il sistema oscillatore + A1 + A2 è quello che, in assoluto, mostra un maggior guadagno e, pertanto, è anche quello che è caratterizzato dalla maggiore interferenza tra i vari elementi che, quindi, necessitano di un maggiore isolamento.

Un altro elemento ottico importante è il beam expander. Il primo inserito subito dopo l'oscillatore e il secondo inserito tra l'A2 e l'A3. Essi permettono di aumentare le dimensioni del fascio in modo tale da *riempire* completamente le rods successive e, quindi, ottimizzare il guadagno degli amplificatori. Il secondo beam expander è anche utilizzato per modificare la divergenza del fascio in uscita in modo tale da cambiare le dimensioni dello spot sul target.

Il sistema di focalizzazione del fascio laser sul target è costituito, attualmente, da un tripletto di focale 170mm che permette di ottenere un spot focale dell'ordine di $200\mu\text{m}$ con un raggio di minima confusione piuttosto lungo, permettendo di minimizzare le aberrazioni. Questo assicura che le dimensioni dello spot sul target siano poco sensibili ad accidentali disallineamenti della lente.

Il fascio laser amplificato, che mostra un buon fattore di qualità con profilo prossimo a quello gaussiano³, entra in camera da vuoto, attraverso una flangia di vetro, e incidendo sul tripletto focalizzandolo sul target (generalmente solido) produce un plasma.

Il target è costituito da un nastro sottile, di spessore pari ad alcune decine di micron, montato su un apposito supporto meccanico rotante, con un angolo di incidenza di 45° in modo tale da minimizzare la proiezione di detriti nella regione circostante il punto di generazione del plasma. Il motivo di dover ricorrere ad un supporto meccanico rotante risiede nella necessità, quando si genera un plasma su un target solido, di disporre per ogni colpo laser di una porzione sempre vergine di materiale esposta alla radiazione.

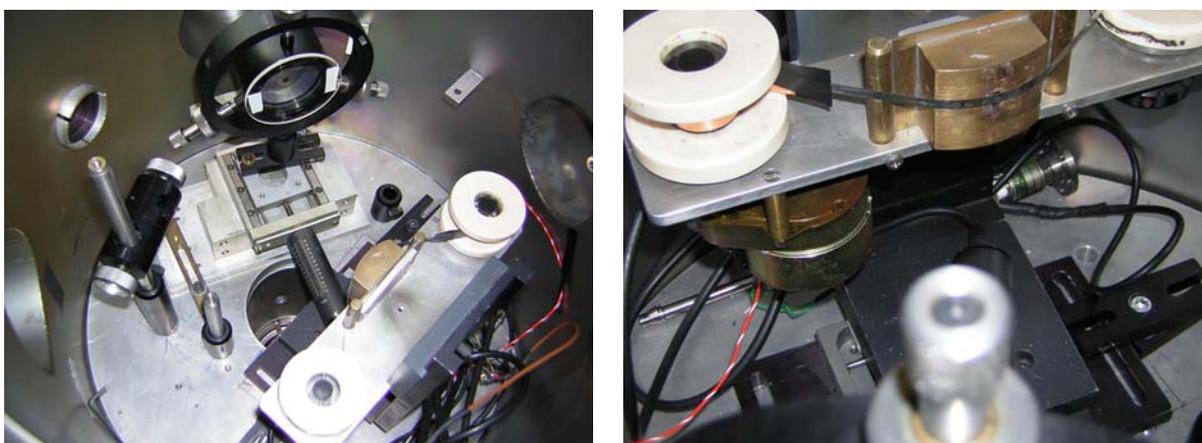


Figura 9. Immagine del sistema target e porta target solido posto all'interno della camera da vuoto.

A secondo del tipo di diagnostica che si vuole eseguire sul target nella camera da vuoto vengono montati uno o più spettrometri, per l'analisi della radiazione emessa dal plasma, oltre alla presenza costante di un Pin Diode, in grado di dare un segnale proporzionale alla radiazione emessa dal target. A causa della grande banda spettrale di risposta del Pin Diode è necessario filtrare la radiazione, che incide su di esso, tramite l'inserimento di filtri passa banda o passa alto in modo da selezionare l'intervallo di radiazione d'interesse per la misura in questione. Per avere informazioni più accurate è possibile anche inserire più Pin Diode con filtri di diversa natura, in modo tale da eseguire una diagnostica in frequenza più accurata.

In camera da vuoto, come già osservato dai risultati mostrati in Capitolo 2, è possibile inserire uno *spettrometro* ad alta risoluzione, sia spaziale che spettrale, basato su un cristallo sferico, attualmente di mica, avente un raggio di curvatura $R =$

100mm, in grado di analizzare la regione spettrale che si estende da 800eV fino a 10keV

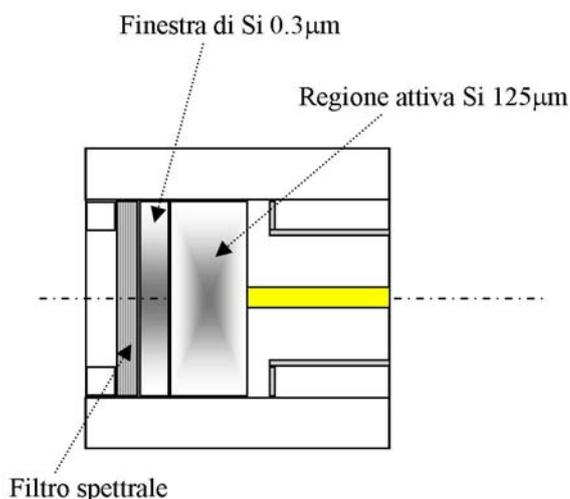


Figura 10. Schema del Pin Diode. E' visibile il filtro spettrale e la superfici di Si da 0.3μm e la regione attiva da 125μm.

Lo spettrometro, realizzato presso il *Multicharged Ions Spectra Data Center* dell'Istituto VNIIFTRI di Mosca dai Dottori A. Ya. Faenov e T. A. Pikuz, combina la proprietà di focalizzazione tipica di uno specchio sferico con la diffrazione alla Bragg tipica di un cristallo.

Il secondo comparto della camera da vuoto è connesso, attraverso una flangia, al primo e si trova nella direzione di propagazione della radiazione emessa dal plasma (vedi Figura 38).

Oltre a presentare passanti da vuoto con connettore multiplo, che consente di portare all'interno della camera le necessarie alimentazioni e prelevare i segnali dai vari fotodiodi usati per la diagnostica, sono presenti, inoltre, lateralmente due *manipolatori* per reticoli a riflessione ad incidenza radente e, nella direzione emergente dai reticoli, due flange rettangolari, a braccio corto e lungo, per effettuare la diagnosi spettroscopica delle relative bande di energia analizzate dai reticoli.

Le condizioni di lavoro generalmente sono meno spinte di quelle raggiungibili dal sistema da vuoto montato sulla camera. I valori di vuoto di lavoro sono compresi tra 0,1mbar e 0,3mbar.

Perché lavorare in condizioni di vuoto? Il vuoto evita:

- l'assorbimento del fascio laser incidente sul target che, se presente in maniera significativa, riduce l'efficienza di conversione della radiazione laser in radiazione EUV ed in raggi X soft;

- l'assorbimento della radiazione emessa dal plasma;
- il fenomeno del breakdown in aria;
- Ma lavorare in vuoto ha anche alcuni svantaggi quali:
 - la necessità di dover ricorrere a particolari accorgimenti per bloccare la proiezione di detriti nella direzione di rilevazione (come quella dello spettrometro o quella del fotodiode), per esempio usando film sottili di polipropilene oppure aumentando la distanza fra il plasma ed i sistemi di rilevazione accettando, così, una moderata attenuazione dell'intensità della radiazione emessa dal plasma;
- la difficoltà di interporre dei filtri fra il primo ed il secondo scomparto della camera da vuoto senza che la depressione iniziale ne causi il danneggiamento;

Ma vediamo più in dettaglio le caratteristiche del sistema di diagnostica primaria. Esso è costituito da un Pin Diode alimentato da un generatore di alta tensione alla ddp di 200V. Il segnale emesso è proporzionale all'intensità della luce di plasma prodotta. La durata temporale del segnale è legata alla durata temporale dell'impulso laser indicando la durata temporale del segnale X emesso. Un tipico segnale in uscita dal pin diode, acquisito mediante l'oscilloscopio, è mostrato in Figura 11.

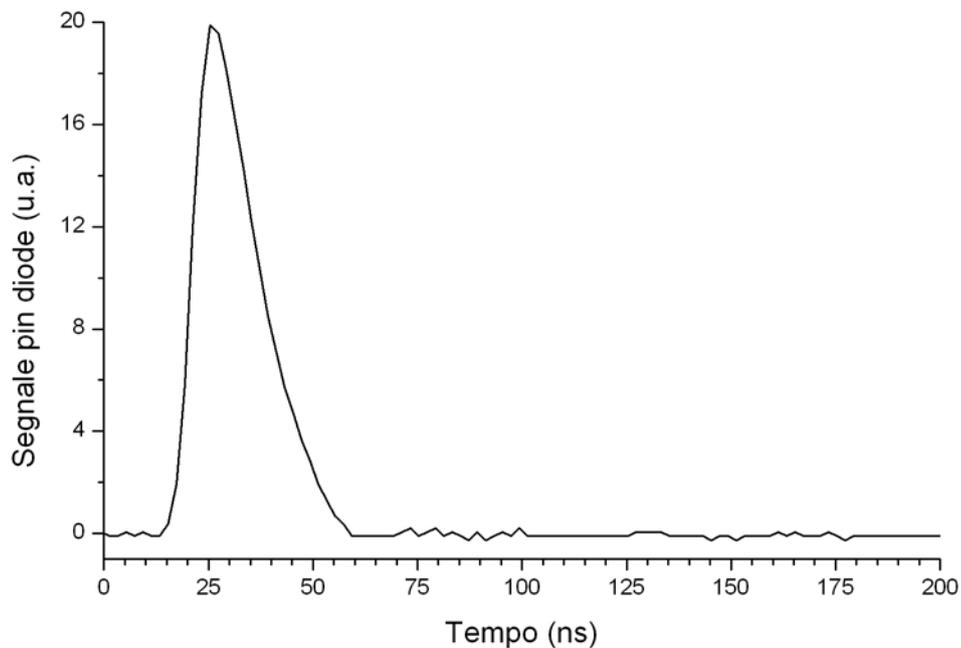


Figura 11. Segnale in tensione dovuto alla radiazione X che incide sul fotodiode

Esso è prodotto dalla focalizzazione della radiazione laser su un target di rame (Cu) e da un impulso di energia media pari a 8.9J. Da un calcolo sull'intensità di radiazione sul piano focale, considerando un diametro dello spot di circa 200 μm ed un'energia di circa 9J otteniamo una I pari a

$$I = \frac{9J}{15 \cdot 10^{-9} s} \cdot \frac{1}{\pi (100 \cdot 10^{-4})^2 \text{ cm}^2} = 1.91 \cdot 10^{-12} \left[\frac{W}{\text{cm}^2} \right] \quad (3.3)$$

Mostriamo qui di seguito i risultati ottenuti su uno studio relativo alla energia X soft emessa nella regione compresa tra 1.3 e 1.55keV (λ compreso tra 8 e 9,56 Å) selezionata da un filtro di alluminio posto davanti al Pin Diode dello spessore di 40 μm . Per questo filtro la trasmissione in questa regione spettrale è di circa 2%, come è possibile osservare dal grafico Figura 12.

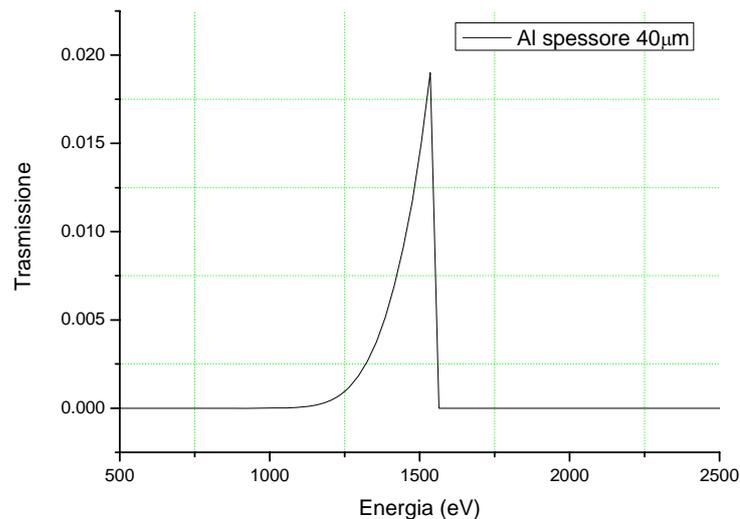


Figura 12. Trasmissione filtro di alluminio (Al) di spessore 40 μm .

Lo studio ha consentito di ricavare l'emissione, nella regione X intorno al keV, nonché l'efficienza di conversione della radiazione IR X soft, dei seguenti target metallici utilizzati nelle misure:

Magnesio (Mg), Titanio (Ti), Ferro (Fe), Rame (Cu), Zinco (Zn), e Ittrio (Y).

I grafici sotto riportati mostrano i risultati ottenuti per un intervallo di energia compreso tra 3.25 e 9.91J corrispondente rispettivamente ad un'intensità sul piano focale pari a $2.76 \times 10^{12} \div 8.41 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$.

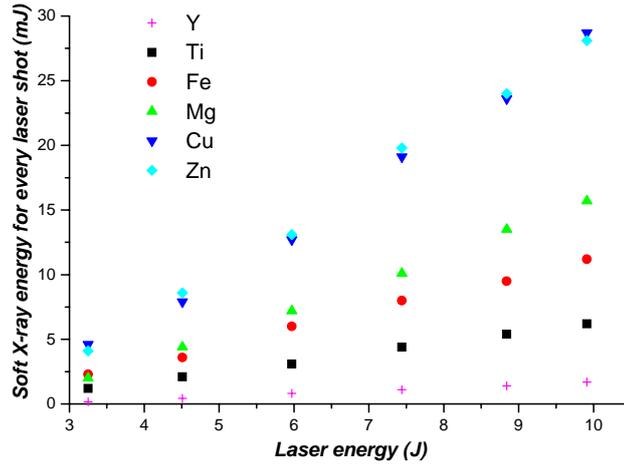


Figura 13. Energia dei raggi X prodotti in funzione dell'energia laser incidente.

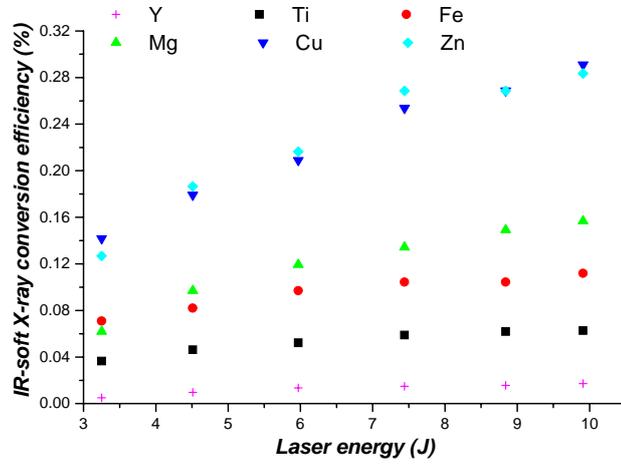


Figura 14. Efficienza di conversione radiazione IR – raggi X in funzione dell'energia laser incidente.

Nei grafici è stata valutata la fluensa (F_x) emessa dalla sorgente su metà angolo solido che si dimostra essere pari a⁶:

$$F_x \left(J/cm^2 \right) \cong 3.93 \frac{V_x}{R_L} \frac{\tau_x}{S_{XRD}} \frac{1}{A_{esposta}^{XRD} \cdot T_f} \Rightarrow E_x \propto V_x \quad (3.4)$$

Il Pin diode costituito da una superficie attiva di silicio e presenta una finestra di entrata di diametro pari a $0,3\mu\text{m}$ di Si con drogaggio di tipo n ed una regione attiva intrinseca di $125\mu\text{m}$ (vedi Figura 10).

Tale fotodiode è stato posizionato ad una distanza $d = 0,35\text{m}$ dal plasma approssimativamente lungo la direzione ortogonale al target (quella di massima emissione dei raggi X soft), presentando così un'area esposta pari a $A_{esposta}^{XRD} = 0.07\text{cm}^2 = 0.07 \times 10^{-4}\text{m}^2$. Il diode è connesso ad un carico $R_L = 25,25$, ottenuto dal parallelo tra

la resistenza interna R_i al diodo ($R_i = 51 \text{ } \Omega$) e la resistenza R_{osc} del canale dell'oscilloscopio ($R_{osc} = 50 \text{ } \Omega$), ossia:

$$\frac{1}{R_L} = \frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_{osc}} \Rightarrow R_L = \frac{R_i \cdot R_{osc}}{R_i + R_{osc}} \Rightarrow R_L = \frac{51 \cdot 50}{51 + 50} \Omega \Rightarrow R_L \cong 25,25 \Omega \quad (3.5)$$

La responsività S_{xrd} del Pin diode da noi usato, invece, si evince dalle curve di calibrazione fornite dalla casa costruttrice (*Quantrad*), nelle quali è riportata la frazione di energia assorbita ($F(h)$) la quale deve essere moltiplicata per la responsività teorica $S_i = 0,276 \text{ C/J}$, per correggere l'effetto di assorbimento dovuto alla finestra di entrata di S_i drogato n .

In base a queste considerazioni ed assumendo che tutti i fotoni X emessi dal plasma abbiano un'energia $h \cong 1,5 \text{ keV}$, si stima la responsività del diodo al valore $S_{xrd} \cong 0,25 \text{ C/J}$.

Nota la fluena, (3.4), possiamo calcolare l'energia E_x della radiazione *X soft* emessa dal plasma considerando la posizione del fotodiode lungo la direzione ortogonale al target ad una distanza $d = 0,35 \text{ m}$ (quella di massima emissione dei raggi X soft), supponendo di considerare di misurare l'energia in uscita ad 1 mm dalla sorgente. Ipotizzando l'area della sorgente pari alle dimensioni del diametro del fuoco del tripletto possiamo scrivere che l'energia E_x è pari a:

$$E_x = F_x \left(\frac{d_{pindiode}}{d_{sorgente}} \right)^2 A_{sorgente} [J] \quad (3.6)$$

L'efficienza di conversione (*IR X soft*) può essere calcolata da:

$$\eta(laser \rightarrow x-rays) = \frac{E_x}{E_{laser}} \Rightarrow \eta(IR \rightarrow x-rays) = \frac{E_x}{E_{IR}} \quad (3.7)$$

Le informazioni, che è possibile dedurre dai risultati ottenuti e su graficati (Figura 13, Figura 14) sono che l'efficienza di conversione:

- dipende dal tipo di target adoperato dipendendo dalla probabilità di transizione tra i livelli coinvolti nell'emissione X;
- segue l'andamento dell'energia laser incidente crescendo e diminuendo con essa;
- assume valori più alti per il rame (Cu, $Z=29$) e Zinco (Zn, 30) raggiungendo un valore medio di efficienza pari a circa il 0.22%.

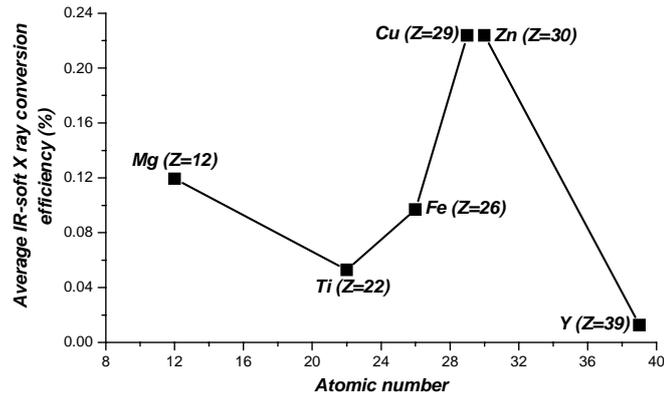


Figura 15. Efficienza di conversione radiazione X in funzione del numero atomico del target utilizzato.

Dai risultati ottenuti è possibile dedurre che l'efficienza di conversione media (Figura 15) arriva ad un valore inferiore dell'ordine dell' 0.01% per un target di Itrio (Y, Z=39) ed un valore massimo per target di rame e zinco. La porzione di radiazione laser rimanente è convertita parzialmente in radiazione VIS e UV e principalmente trasformata in calore, necessario a riscaldare il target per raggiungere temperature di plasma. Ma vediamo ora di stimare quale è la temperatura del plasma prodotto dalla sorgente. Partendo dall'intensità laser I è possibile stimare la temperatura elettronica T_e del plasma generato. Infatti, ricorrendo alla legge di Stefan Boltzmann (2.47) espressa in $[\text{Wcm}^{-2}\text{eV}^{-4}]$:

$$I = 1,027 \cdot 10^5 \cdot [(kT_e)_{\text{eV}}]^4 \Rightarrow kT_e \text{ (in eV)} = \sqrt[4]{\frac{I}{1,02 \cdot 10^5}} \quad (3.8)$$

dove k è la costante di Boltzmann ($k = 1,38 \times 10^{-23} \text{J/K}$).

Sostituendo nella (3.8) il valore dell'intensità I della sorgente, (3.3), si ricava l'energia termica elettronica kT_e del plasma generato:

$$kT_e = \sqrt[4]{\frac{7,64 \cdot 10^{12}}{1,02 \cdot 10^5}} \text{eV} \Rightarrow kT_e = 93 \text{eV} = 148,8 \times 10^{-19} \text{J} \quad (3.9)$$

A questo punto, dalla (3.9) si ricava immediatamente la stima della temperatura elettronica T_e del plasma indotto pari a circa:

$$T_e = \frac{148.8 \cdot 10^{-19}}{k} \Rightarrow T_e = \frac{153,6 \cdot 10^{-19}}{1,38 \cdot 10^{-23}} \text{K} \Rightarrow T_e \cong \mathbf{1,07 \cdot 10^6 \text{K}} \quad (3.10)$$

Ma stimiamo qualche altro parametro interessante. Nell'ipotesi di superficie del target, su cui incide la radiazione laser, completamente assorbente (ipotesi che implica la possibilità di trascurare la radiazione riflessa) si ha che la pressione di radiazione esercitata sul target è:

$$p = \frac{I}{v} = \frac{I}{c} = \frac{I}{2} e_0 E_0^2 \quad (3.11)$$

L'intensità è data dalla (3.3): $I = 7,64 \times 10^{12} \text{W/cm}^2 = 7.64 \times 10^{16} \text{W/m}^2$ mentre $c = 3 \times 10^8 \text{m/s}$, dalla (3.11) si ricava il valore per la pressione esercitata dalla radiazione laser focalizzata sulla superficie del target, disposta perpendicolarmente rispetto al fascio e supposta perfettamente assorbente (pressione di radiazione):

$$p = \frac{7.64 \times 10^{16}}{3 \times 10^8} \text{Pa} \Rightarrow p = 2,54 \times 10^8 \text{Pa} \Rightarrow 2.54 \times 10^3 \text{bar} = 2,54 \text{kbar} \quad (3.12)$$

Un altro parametro interessante è il modulo E_0 del campo elettrico della radiazione laser. L'espressione di E_0 si può ricavare facilmente dalla relazione (3.11) invertendola ottenendo:

$$E_0 = \sqrt{\frac{2p}{e_0}} \quad (3.13)$$

dove ϵ_0 è la costante dielettrica del vuoto ($\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \frac{\text{C}^2}{\text{Nm}^2}$).

Sostituendo i valori numerici si ottiene:

$$E_0 = \sqrt{\frac{2 \cdot 2,54 \cdot 10^8}{8,854 \cdot 10^{-12}}} \frac{\text{V}}{\text{m}} \Rightarrow E_0 = 7,57 \times 10^9 \frac{\text{V}}{\text{m}} = 7,57 \frac{\text{GV}}{\text{m}} = 7,57 \times 10^7 \frac{\text{V}}{\text{cm}} = 7,57 \frac{\text{MV}}{\text{cm}} \quad (3.14)$$

L'ultimo parametro interessante è la stima del modulo B_0 del campo magnetico della radiazione laser sul target.

Esso può essere determinato facilmente, dalla relazione:

$$B_0 = \frac{E_0}{c} \quad (3.15)$$

Sostituendo i valori numerici otteniamo

$$B_0 = \frac{7.57 \times 10^9}{3 \times 10^8} T \Rightarrow B_0 = 25.2T = 25.2 \times 10^4 \text{ Gauss} = 0,252 \text{ MGauss} \quad (3.16)$$

3.2. Target gassosi: formazione di cluster e realizzazione del sistema di getto gas in camera da vuoto

L'interazione di radiazione di intensità molto elevata con un cluster di molecole legate dalla forza di *van der Waals* ha negli ultimi anni mostrato un elevato interesse, poiché essa può produrre un flusso di radiazione nella regione dei raggi EUV (Extreme Ultra Violet) tale da essere utilizzato in diverse applicazioni quali litografia, spettroscopia e microlitografia^{7,8}. Per produrre radiazione nella lunghezza d'onda dell'ordine dei nano metri, un modo già sperimentato, è quello mediante l'utilizzo della radiazione di plasma prodotta dalla focalizzazione di radiazione laser, di elevata densità di energia, su un clusters di molecole/atomi di gas, in grado ognuno di essi di raggiungere densità prossime a quelle del solido e, quindi, di contenere diverse centinaia di milioni di atomi in volumi, la cui sezione può raggiungere le decine di nanometri. In letteratura vengono usati diversi tipi di gas come target [Xe^{9,10,11,12,27,28,37}, Ar^{13,14,15,16,17,18}, Kr^{19,20}, SF₆^{21,22} e miscele di Ar e Kr²³ o CO₂ e Ar^{24,25}] per le diverse applicazioni. E' interessante osservare che gran parte delle applicazioni su citate sono state eseguite utilizzando laser a stato solido, Titanio Zaffiro a femtosecondi^{11,,10,14,15,16,17,18,20,24,25,28} e Neodimio^{9,13,19,21,22,23,27,37}. Appare molto interessante la produzione di plasma mediante l'uso di una sorgente laser TEA CO₂¹², dove il getto di gas è inizializzato da un pre-impulso emesso da una sorgente laser a Nd:YAG di bassa potenza. Gli autori mostrano i risultati sperimentali e dichiarano una efficienza estremamente elevata 0.6%, utilizzando una fluensa relativamente bassa rispetto agli altri lavori (dove la fluensa non è mai inferiore a 10¹²W/cm²) dell'ordine 10¹⁰W/cm².

Questo lavoro si è focalizzato principalmente nella messa a punto e studio di un apparato sperimentale, in cui l'interazione della radiazione laser avviene con il gas Xenon che, se opportunamente eccitato da un impulso laser, crea plasma che oltre a produrre uno spettro di luce continua emette uno spettro di luce a righe tra le quali una molto interessante per applicazioni di carattere litografico intorno a 13.4nm.^{26,27,28}.

L'interesse nell'uso di target gassosi per produrre radiazione EUV ad uso litografico è giustificato dal fatto che questi target, nell'iterazione con la luce laser a differenza dei target solidi, non producono detriti che potrebbero, in caso di utilizzo di questa luce per la produzione di microchip, inquinare il wafer prodotto. Vengono mostrati la messa a punto dell'apparato sperimentale, e l'efficienza di conversione della luce EUV prodotta.

3.2.1 *Fasci di Cluster di atomi/molecole prodotti da getti di gas supersonici*

Se un gas si espande al di fuori di un ugello all'interno di una camera da vuoto la sua energia termica è convertita immediatamente in energia cinetica di un campo di flusso supersonico. Sotto queste condizioni l'espansione del gas diventa supersatura e la sua condensazione produce la formazione di quello che viene chiamato un cluster di particelle.

La definizione più vicina allo stato di cluster può essere quello che Hagena²⁹ fornisce “ ... i clusters occupano uno stato tra atomo/molecola-monomero in fase condensata. La sezione del cluster N va da $N=2$ a $N=10^4$, con un diametro approssimativo del cluster di circa 10nm.” I clusters di gas possono essere ottenuti dall'espansione di un flusso attraverso un ugello con precise condizioni di flusso, caratterizzato da un parametro di scala Γ^* . Meno importante è la geometria ottenibile dal flusso di gas ma più incisiva e rilevante sono le proprietà di intensità e densità ottenibili mediante un fascio di cluster.

Le caratteristiche del cluster, in particolare la densità del fascio e la sua intensità, crescono con il rapporto tra la velocità del flusso rispetto alla piccola agitazione termica e con il crescere del parametro N di sezione del cluster. In particolare si dimostra in modo approssimativo²⁹ che la crescita della densità va come

$$\frac{w}{\langle v \rangle} \cdot N^{1/3} \quad (3.17)$$

dove w è la velocità del flusso e v è lo spread termico della velocità del cluster.

L'espansione libera in vuoto è usata per produrre flussi supersonici e che, attraversando un opportuno ugello, raggiungono velocità tali da generare clusters di elevata densità.

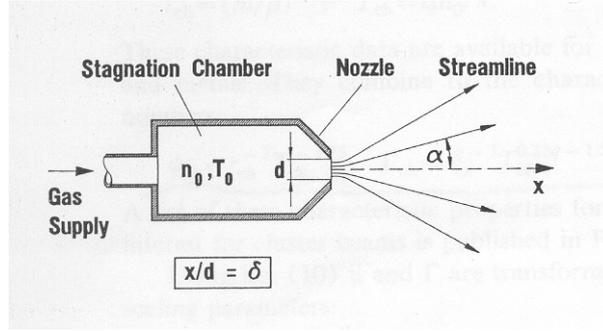


Figura 16. Espansione libera di un getto di gas attraverso un ugello sonico in vuoto. (Hagena)

La velocità del flusso può crescere fino ad un valore descritto dall'equazione:

$$w_{\infty} = 1.581 \cdot \sqrt{\left(\frac{2kT_0}{m}\right)} = 204 \cdot \sqrt{\left(\frac{T_0 / K}{m / uma}\right)} \left[\frac{m}{s}\right] \quad (3.18)$$

dove $uma =$ unità di massa atomica $= 1.660E-27$ kg. La densità n dei cluster è inversamente proporzionale al quadrato della distanza dall'asse dell'ugello. Come risultato si ha che la densità e la temperatura del gas e lungo la direzione del getto di gas variano per $\delta \equiv x/d > 4$ come²⁹ :

$$n(\delta)/n_0 = 0.15\delta^{-2}; T(\delta)/T_0 = 0.282\delta^{-4/3} \quad (3.19)$$

$$T(\delta)/T_0 = 0.282\delta^{-4/3} \quad (3.20)$$

Si può osservare che il flusso varia solamente se varia il diametro dell'ugello e la distanza di osservazione lungo l'asse del getto. Il valore assoluto di n_0 , T_0 e d determinano l'effettiva distanza di espansione del flusso di gas.

Dal parametro δ si ottengono informazioni circa a quale è il flusso che ha raggiunto una temperatura limite T_{∞} passando ad un regime di flusso molecolare. La transizione è legata ad un parametro di scala ψ ³⁰:

$$\psi = n_0 d T_0^{-1.25} \quad (3.21)$$

Sotto l'approssimazione di sfere rigide molecolari il valore di T_{∞} è legato a Ψ e pari a:

$$T_\infty = K\psi^{-4/5} \quad (3.22)$$

dove il valore di K dipende dal gas utilizzato.

Consideriamo ora la massa che fluisce attraverso l'ugello sia proporzionale a :

$$J_0 \propto n_0 d^2 \sqrt{T_0} \quad (3.23)$$

E, quindi, il parametro di scala sarà proporzionale a:

$$\psi \propto J_0 d^{-1} T^{-1.75} \quad (3.24)$$

quindi, fissato il valore di flusso costante J_0 si ottiene un alto valore del parametro di scala ψ per piccoli valori del diametro d dell'ugello e bassa temperatura iniziale T_0 del gas. Questo spiega la tendenza di costruire ugelli con dimensioni ridotte per operare con più alti rapporti pressione/densità. Oltre a questa fase di transizione del flusso di cluster a un flusso di molecole, esiste un altro problema pratico, che è l'effetto della pressione di fondo p_1 della camera dove si espande il gas, che limita l'espansione libera di un sistema di onde di shock. La posizione del disco di Mach assiale è data da³¹:

$$x_M/d = 0.65 \sqrt{p_0/p_1} \quad (3.25)$$

o riscritta come

$$x_M = 0.65 \sqrt{\left[\left(\frac{p_0 d^2}{\sqrt{T_0}} \right) \left(\frac{\sqrt{T_0}}{p_1} \right) \right]} = \cos t. T^{1/4} \sqrt{\frac{J_0}{p_1}} \quad (3.26)$$

evidenziando che, fissato il valore di velocità di pompaggio del gas J_0/p_1 il valore x_M della posizione del disco di Mach cresce come $T_0^{1/4}$.

Le onde di shock hanno uno spessore dell'ordine del cammino libero medio. Questo implica che a bassa pressione p_1 il disco di Mach si espande in una zona di diffusione³². Nella costruzione sperimentale e, quindi, necessario tenere conto di questi effetti in modo tale da minimizzare gli effetti tra disco di Mach e la pressione della camera con una appropriata scelta della sezione dell'apertura dell'ugello e della pressione iniziale del gas.

Operando con flussi impulsati di gas, ove è possibile, si raggiungono più facilmente le condizioni per la formazione di un getto di cluster riducendo significativamente i costi.

Ma vediamo da più vicino come si formano cluster di atomi da un getto libero di gas.

Nel caso di gas reali l'espansione adiabatica di un getto libero è descritto dalla curva di pressione di vapore rappresentata in Figura 17. Il gas diventa supersaturo nel punto B della curva e si condensa nel punto C. Questo stato di condensazione dipende dallo stato termodinamico, dal punto di saturazione e dalla cinetica del gas e dai tempi di scala della sua espansione, che sono determinati dalla sezione dell'ugello e dallo stato iniziale della sorgente.

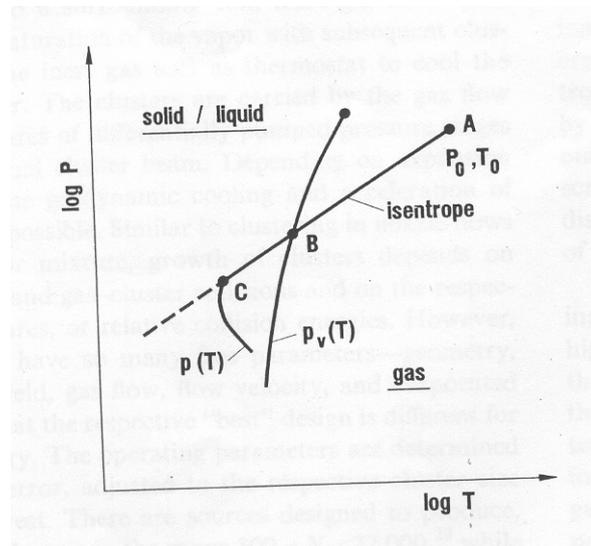


Figura 17. Linea di espansione $p(T)$ e pressione di vapore $p_v(T)$ di un gas in uno stato di espansione $A(P_0, T_0)$ in sistema di coordinate logaritmiche. B=punto di saturazione, C=punto di condensazione.

Da queste considerazioni è possibile ricalcolarsi il parametro di scala che diventa:

$$\Gamma = n_0 d^q T_0^{-0.25q-1.5} \quad (0.5 < q \leq 1) \quad (3.27)$$

Da valori sperimentali, dedotti da Hagen, si ottiene $q=0.85$. Per $q=1$ Γ è uguale a ψ . La similitudine delle due equazioni per i cluster risulta dall'estensione dei principi della termodinamica di stati corrispondenti a processi dipendenti dal tempo includendo le caratteristiche temporale per i rispettivi gas. Questo è equivalente a combinare similitudini termodinamiche e gasdinamiche confrontando flussi, che partono dalle stesse condizioni di stato e hanno stesso numero di Reynolds. Per gas

rari questo concetto di corrispondenza di flusso dall'ugello è in accordo con gli esperimenti su fasci di cluster.

L'estensione della condizione di cluster (3.27) in un getto di gas si dimostra che può dopo alcuni passaggi essere riscritta come nella forma^{33,34}:

$$\Gamma^* = \frac{k(d)^{0.85} p_0}{T_0^{2.29}} \quad (3.28)$$

Il numero di atomi per cluster N_c cresce con il crescere del fattore di scala Γ^* . Nell'equazione (3.28) i parametri rappresentano rispettivamente d il diametro dell'ugello in μm , p_0 è la pressione del gas a monte dell'ugello in mbar, T_0 è la temperatura della sorgente in K e k è un parametro che dipende dalle caratteristiche del gas ($k=5500$ per lo Xe)³⁴. Si osserva, inoltre, che più piccolo è la dimensione dell'ugello è maggiore è la velocità del fluido. Per ottenere analoghe caratteristiche dei cluster, fissati i valori di T_0 e p_0 , è possibile giocare sulla pressione o sul diametro dell'ugello. E' mostrato inoltre che se il valore del $\Gamma^* > 10^4$ la densità del cluster risulta elevata ($>$ di 10^4 atomi/cluster)^{29,30,35}.

3.3. Realizzazione del sistema supersonico di getto di gas in camera.

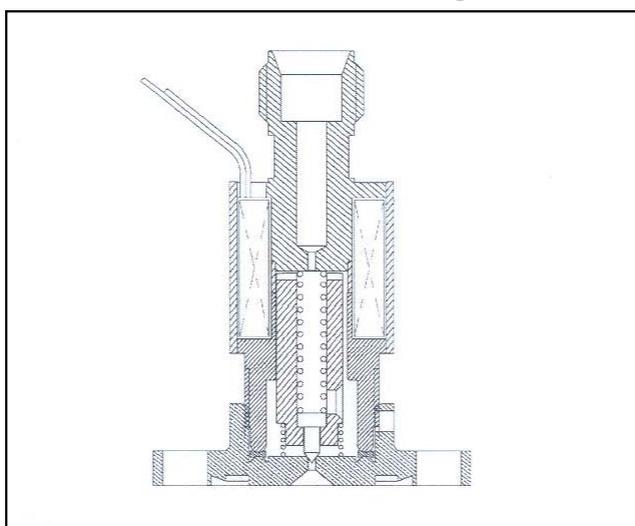
Innanzitutto come già ampiamente descritto nei paragrafi precedenti il sistema laser plasma è ottimizzato per lavorare con target solidi. Per inserire un getto di gas in un sistema da vuoto è necessario disporre di una valvola impulsata che inietti il gas, ad alto flusso e densità, in modo da generare una piuma con un efficiente numero di cluster, il cui getto deve coincidere spazialmente con la radiazione laser focalizzata. Emergono immediatamente una serie di problemi:

- la valvola deve sopportare una variazione di pressione elevata (da qualche bar al decimo di mbar a monte e a valle);
- la valvola deve essere comandata elettronicamente;
- il laser, costruito per la sola gestione manuale, deve essere gestito automaticamente;
- la radiazione laser deve essere sincronizzata con il getto di gas;

Il primo ed il secondo problema sono stati risolti scegliendo una valvola impulsata e comandata da un elettromagnete mediante una tensione dell'ordine di 12V, in grado di chiudere un canale di gas ad alta pressione e nello stesso tempo progettata per mantenere basse pressioni. La gestione della sorgente laser è stata

automatizzata mediante l'uso di una serie di impulsi TTL, che temporizzano il sistema laser e la valvola impulsata, sincronizzando l'evento laser con il getto di gas in camera da vuoto. Nei prossimi paragrafi vedremo, in dettaglio, i circuiti e i programmi realizzati per la temporizzazione della sorgente laser e della valvola impulsata. Prima di questo vediamo quali sono stati i problemi relativi alla realizzazione meccanica del sistema di sbuffo.

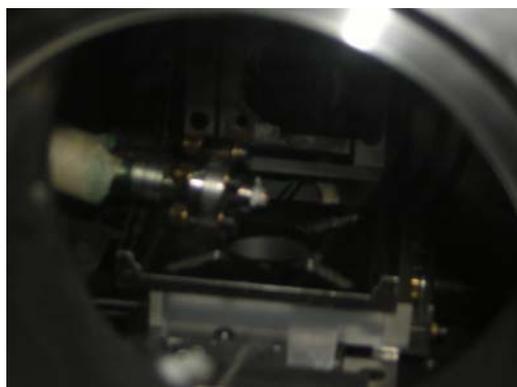
Il primo sistema progettato e realizzato era costituito da un tubo in acciaio rigido orizzontale alla cui estremità era stata posizionata la valvola impulsata avente le caratteristiche mostrate in Figura 18.



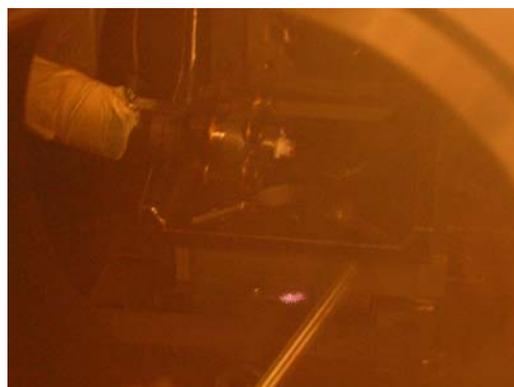
Pressione di esercizio: 0 ÷ 86bar
Tensione: 12V
Corrente: 1A
Impedenza: 12Ω
Temperatura di lavoro: -40 ÷ 200°C

Figura 18. Schema della valvola impulsata adoperata nel sistema a getto di gas e caratteristiche principali.

Nelle immagini di Figura 19 si può osservare la prima realizzazione del sistema di sbuffo di gas.



a)



b)

Figura 19. Nelle immagini a) e b) è mostrato il primo set up della valvola impulsata. La valvola è fissata in posizione orizzontale. Questo provoca, durante la sua apertura, oscillazioni, che si propagano su di essa, spostando la direzione di uscita del gas in camera da vuoto.

Le vibrazioni prodotte dalla valvola, in fase di apertura, erano tali da rendere randomica l'interazione tra sbuffo e radiazione focalizzata. Il contraccolpo, infatti, relativo all'elettrovalvola innescava una serie di vibrazioni tali da spostare la direzione di uscita del getto gas e rendere poco probabile l'interazione tra fascio laser focalizzato e getto di gas. Solo in alcuni spari si poteva osservare la produzione di plasma (minore di 1 su 20). Sempre in questa prima fase si era pensato di utilizzare un specchio parabolico fuori asse per focalizzare la radiazione laser sullo sbuffo di gas, in modo tale da poter, in modo più accurato, allineare sbuffo e punto di fuoco. A causa della precarietà del montaggio e la bassa soglia di danneggiamento della superficie riflettente hanno indotto a cambiare il layout sviluppando un nuovo sistema, il cui progetto è possibile osservare nel disegno di Figura 20. In Figura 21 è mostrato la foto del sistema realizzato e montato in camera da vuoto.

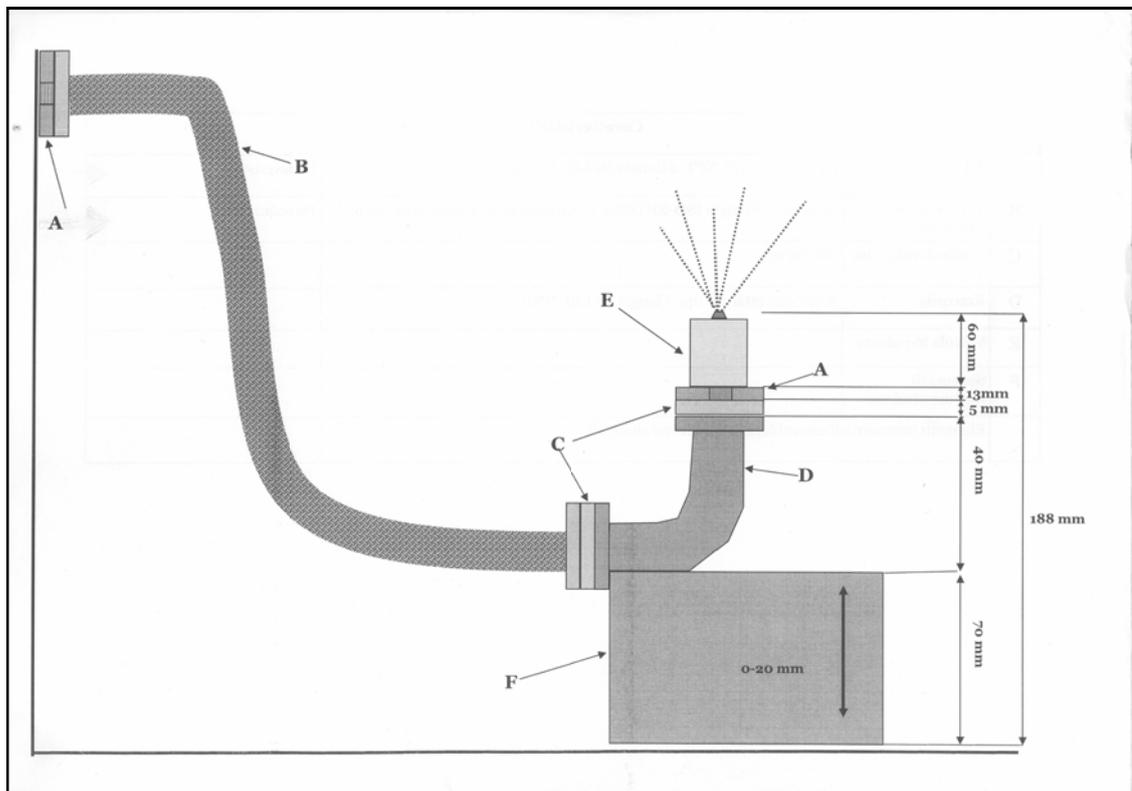


Figura 20. Progetto del set up del sistema target a getto di gas supersonico.

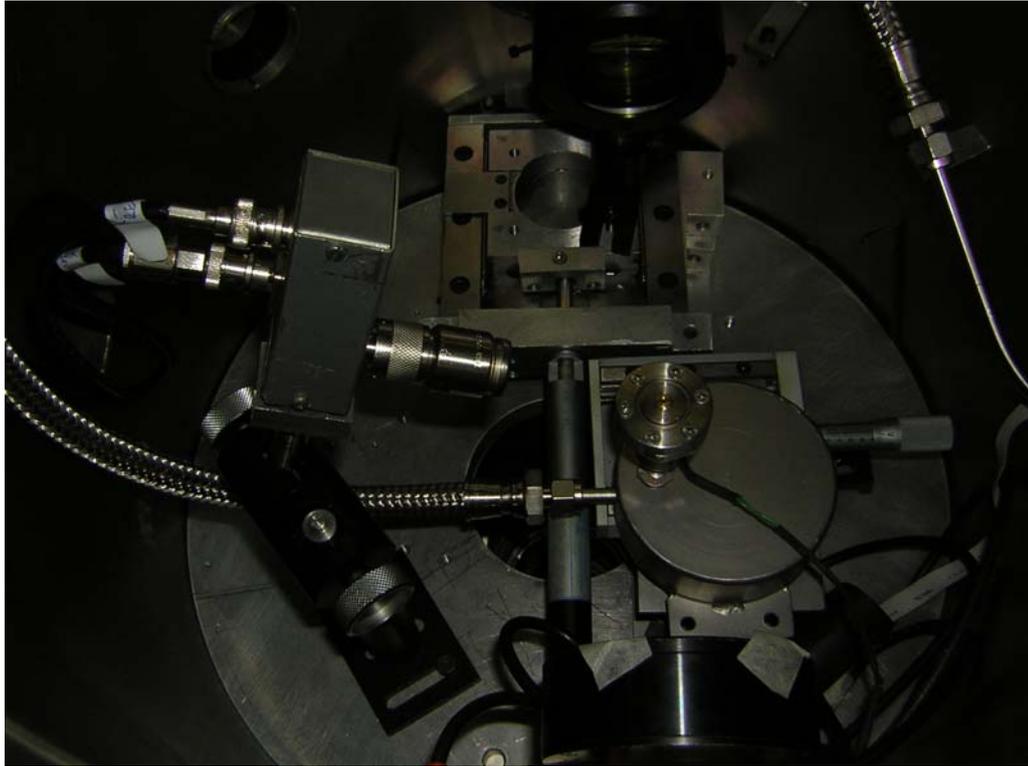


Figura 21. Foto dell'interno della camera da vuoto attrezzata per target a getto di gas supersonici. Sono visibili: a) il Pin diode in alto a sinistra, b) il serbatoio con la valvola impulsata; c) il tripletto di focalizzazione della radiazione laser.

Il sistema è ancorato al fondo della camera da vuoto che, grazie alla grande inerzia, riduce se non annulla completamente le vibrazioni che nella prima versione rendevano impossibile le misure. Inoltre aver inserito un serbatoio di gas facilita ed assicura che la pressione, immediatamente all'uscita dell'ugello, sia quella della linea di gas, facendo in modo di avere un impulso omogeneo di cluster in uscita da esso. L'ugello, inserito in testa alla valvola impulsata, è stato anche da noi realizzato. È costituito da un cilindro in ottone di lunghezza 10mm al cui interno è stato praticato un foro cilindrico da 0.5 mm. Successivamente è stato alesato con una punta conica per produrre un ugello la cui forma è quella classica di un sistema supersonico convergente-divergente. Il cilindro è filettato in modo tale da poter essere sostituito, in modo semplice, con un altro di forma e caratteristiche diverse.

Il serbatoio di gas non è ancorato direttamente sul fondo della camera ma attraverso un sistema di movimentazione fine X Y Z in modo tale da poter allineare con la massima precisione il punto di fuoco del tripletto con la direzione del getto e la distanza di uscita del gas dall'ugello.

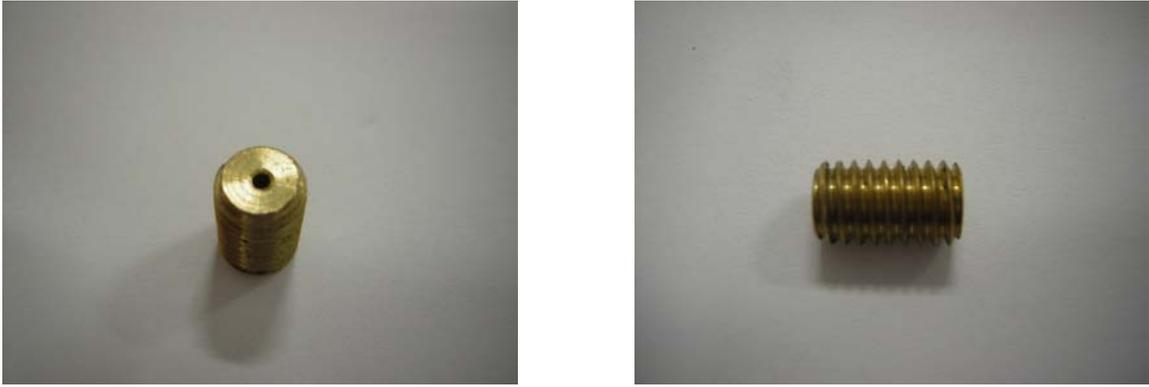


Figura 22. Foto dell'ugello realizzato. E' di forma cilindrica ed è filettato per poter essere semplicemente montato al di sopra dell'uscita della valvola impulsata. Il diametro del foro di uscita è circa 0.6mm. Il diametro del cilindro è 6mm. L'altezza è 10mm.

La quota Z , che nel nostro sistema di riferimento definisce la distanza del getto di gas dalla superficie di uscita dell'ugello, è un parametro estremamente sensibile, legato direttamente alla densità locale dei cluster e, come vedremo, all'intensità della radiazione EUV emessa nell'interazione. Fiedorowicz³⁶ produce un efficiente getto di gas utilizzando un sistema a due canali uno centrale, dove fa passare un gas ad alto numero atomico (Xe, Ar, Kr), e un canale esterno che produce un secondo getto che avvolge il primo, dove passa un gas a basso numero atomico (H, He). Questa innovativa forma di ugelli produce un efficiente densità e numero di cluster.

3.4. Sincronizzazione laser e laser ÷ getto di gas

Il laser di potenza è attualmente comandato mediante l'uso di un sistema manuale di sparo. Esistono due pulsanti, uno che innesca la carica dei condensatori, l'altro che fa partire la scarica elettrica che produce l'effetto laser. Poiché il gas è inserito in camera mediante una valvola impulsati, si è reso necessario sincronizzare quest'ultima con l'emissione laser. La valvola impulsata è costituita da un congegno meccanico che, per sua costruzione, non può avere tempi di risposta più rapidi del millisecondo. Confrontando questi tempi con quelli dell'ordine dei nano secondi della radiazione laser, si comprende immediatamente la prima difficoltà da risolvere nella messa a punto del sistema. È stato necessario, per sincronizzare questi due eventi, di caratteristiche estremamente diversi tra loro, disegnare, costruire e mettere a punto un circuito elettrico in grado di sincronizzare la carica, la scarica e il successivo sparo laser con lo *spruzzo di gas*. L'idea di partenza è stata quella di utilizzare un Personal Computer (PC), in modo tale da produrre più treni di impulsi contemporanei o che, opportunamente sincronizzati, possano essere utilizzati sia per aprire la valvola

impulsata che per sincronizzare l'impulso laser con lo *spruzzo di gas* in camera da vuoto.

Il computer è uno strumento in grado di scambiare dati in forma digitale, si è pensato, quindi, di utilizzare una periferica bidirezionale, quale la porta parallela, per inviare i segnali di temporizzazione sia alla valvola impulsata che alla sorgente laser. A differenza della porta seriale, che invia dati in modo asincrono su un solo pin, *bit* per volta, la porta parallela ha il grosso vantaggio di poter trasmettere dati, quindi segnali, in uscita in modo sincrono, parallelamente su più di un pin fino ad un massimo di 8 bit = 1 byte dati per volta. A questo punto è stato realizzato innanzitutto un programma, in grado di fornire 4 segnali contemporanei, in uscita dalla porta parallela di un PC a logica TTL.

A causa della grande differenza dei tempi d'intervento della valvola impulsata (tempi di apertura dell'ordine dei *ms*) e dell'impulso laser (carica dei condensatori dell'ordine dei μs e radiazione laser dell'ordine dei *ns*) si è scelto di sincronizzare gli impulsi seguendo il seguente schema temporale:

- invio dell'impulso per innescare la carica dei condensatori di A1 e A2;
- invio di un secondo impulso per innescare la carica dei condensatori di A3 e A4, se è necessario avere un'energia di uscita maggiore;
- invio dell'impulso di apertura della valvola di gas;
- invio dell'impulso, opportunamente ritardato, che innesca l'inversione di popolazione e l'effetto laser.

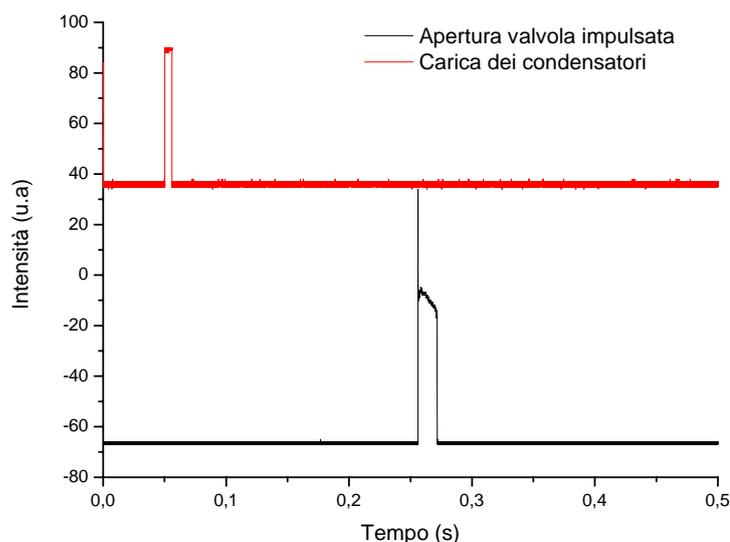


Figura 23. Segnali di carica dei condensatori (linea rossa) e segnale di apertura della valvola impulsata (linea nera).

Il linguaggio adoperato per tradurre questa operazione è stato il LabView. Mediante le routine grafiche di questo linguaggio si è attivata la comunicazione con la porta parallela con indirizzo esadecimale 378, in modo da produrre in uscita un treno di 4 impulsi, opportunamente sincronizzati, in modo tale che il primo impulso piloti la valvola impulsata, il secondo faccia partire la carica dei condensatori del primo e secondo stadio di amplificazione (A1 e A2), il terzo faccia partire la carica dei condensatori degli altri due stadi (A4 e A5) ed infine il quarto segnale inneschi la scarica elettrica sulle lampade flash per produrre l'inversione di popolazione e il successivo effetto laser. In Figura 23 sono visibili come esempio, solamente una coppia di segnali di comando, di carica dei condensatori e il segnale di apertura della valvola impulsata.

In Figura 24 e Figura 25 sono mostrati le interfacce dei programma scritti in LabView che gestiscono rispettivamente A1,A2 e A3,A4..

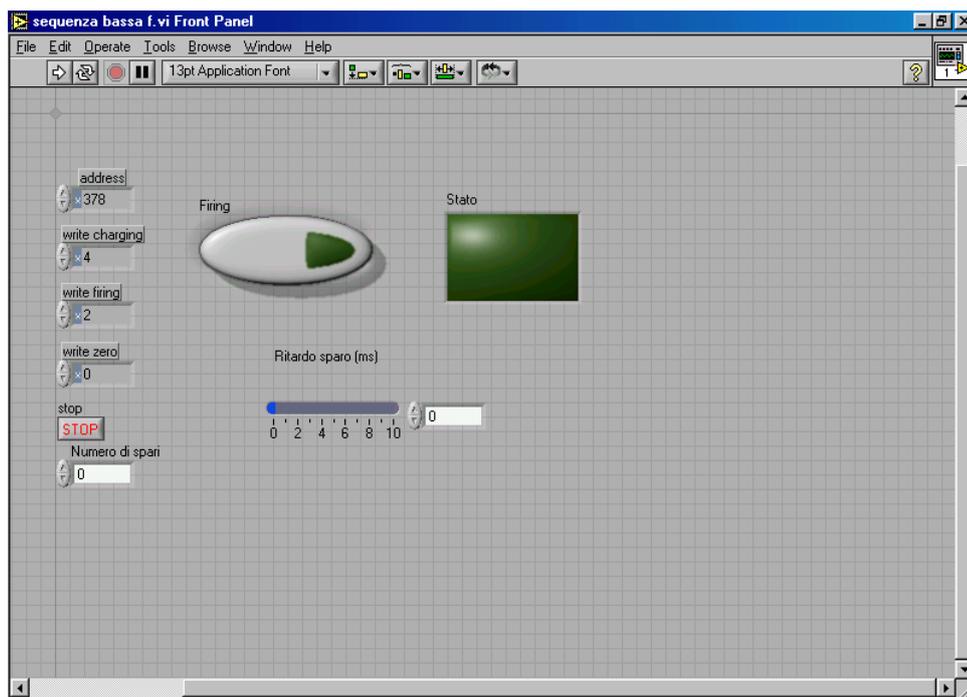


Figura 24 Pannello di controllo della temporizzazione e sincronizzazione degli eventi dei primi due amplificatori

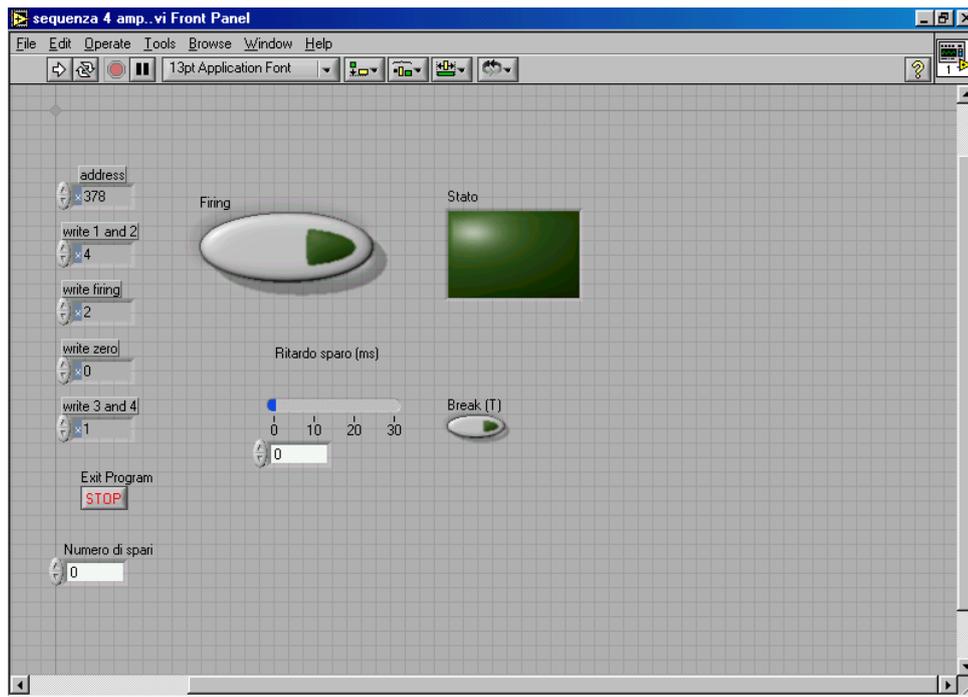


Figura 25. Pannello di controllo della temporizzazione e gestione dei 4 amplificatori del sistema laser

3.5. Programma per la sincronizzazione laser-valvola impulsata

Il programma per la sincronizzazione degli eventi laser-valvola impulsata è stato realizzato mediante il linguaggio di programmazione grafica LabView. La logica del programma è molto semplice. Vengono inviati dei dati, che sono convertiti in impulsi, ovviamente a logica TTL, sulla porta di indirizzo 378, che è quello relativo alla porta parallela del PC. In questo modo vengono prodotti treni paralleli di segnali opportunamente temporizzati. I segnali sono *generati* inviando semplici informazioni decimali la cui codifica digitale binaria produce i segnali.

I pin usati della porta parallela sono il 1, 2, 3 e il 4. Nella codifica binaria ottengo un segnale sul pin 1 se invio un numero decimale pari a 2^0 . Utilizzando la stessa logica attivo il pin 2 della porta se da programma invio sulla porta un valore decimale pari a 2^1 , il pin 3 se invio un dato pari a 2^2 ed infine attivo il pin 4 se da programma invio alla porta un valore decimale pari a 2^3 . Infine se per la mia sequenza di segnali è necessario attivare due, tre o tutti e quattro i pin contemporaneamente basta, inviare da programma, la somma dei numeri decimali relativi. Il ritardo dei vari segnali in uscita è costruito mediante opportune routine che sono in grado di far attendere il programma nello stato scelto per un tempo minimo di 1ms.

Il programma permette di decidere una sequenza di sparo costituita da un numero n di impulsi laser. Fissato il numero di eventi laser e possibile, mediante il tasto *Fire* innescare il treno di impulsi che gestisce gli eventi. A questo punto parte un impulso sul pin 1 che fa partire la carica dei condensatori relativi agli amplificatori A1 e A2. Dopo questo evento è inviato sulla porta l'informazione θ che porta a zero anche l'informazione digitale in uscita dalla porta. Dopo questo comando viene attivato il *pin 3*, che fa partire l'impulso di comando della valvola impulsata, se si decide di lavorare solamente con gli amplificatori A1 e A2. Successivamente a questo comando la valvola, che risponde con tempi dell'ordine dei ms, inizia ad aprirsi e contemporaneamente alla sua apertura, viene inviato un comando sul *pin 4* che fa partire l'impulso laser. Nel programma è inserita la possibilità di ritardare l'impulso sul *pin 3*, di comando con la valvola, rispetto al segnale sul *pin 4* in modo tale da poter sincronizzare esattamente la focalizzazione del laser nel preciso istante in cui il getto di gas fuoriesce dalla valvola ed arriva in camera da vuoto.

3.6. Interfaccia laser PC – Circuito elettrico

Messo a punto il programma di produzione del treno di impulsi TTL è stato necessario fisicamente collegare i segnali, in uscita dal PC, con il sistema laser.

L'elettronica a bassa tensione della sorgente laser è gestita da una serie di segnali digitali di ampiezza pari a 15 volt. In particolare i pulsanti, che innescano la carica e la scarica, che produce l'effetto laser, non fanno altro che portare, chiudere il circuito, a massa il potenziale alto.

L'idea generale è quella di sostituire il pulsante manuale con un pulsante elettronico gestito dal treno di impulsi TTL temporizzati, emessi dalla parallela del PC. Allo scopo si è messo a punto un circuito elettrico in cui il transistor è adoperato come interruttore. Il segnale TTL generato dal computer pilota la base di un transistor (tipo 2n222), collegato con il collettore allo stato alto del segnale, che comanda la carica o il *fuoco* del laser, e l'emettitore collegato a massa. In Figura 26 è mostrato il circuito elettrico che produce la chiusura automatizzata del circuito ed in

Tabella 1 sono mostrati gli elementi utilizzati nel circuito di sincronizzazione.

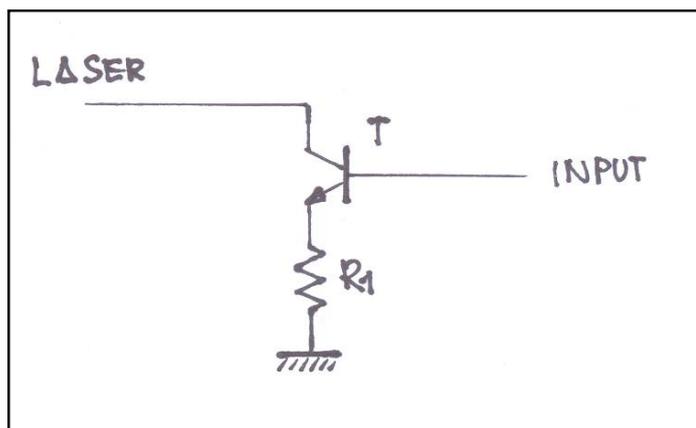


Figura 26. Schema elettrico del pulsante elettronico utilizzato per il comandi remoto sia della carica che dello sparo della sorgente laser.

<i>Elementi che costituiscono lo schema del circuito di pilotaggio del laser</i>		
Codice schema	Elemento	Tipo
T1	Transistor	2n222
R1	Resistenza	1 kΩ

Tabella 1. Elementi circuitali utilizzati per il circuito di comando del laser

Il programma produce due (solo A1 e A2) o tre (anche A3 e A4) treni di impulsi sfasati di circa un 1ms che pilotano rispettivamente la carica dei condensatori e la scarica degli stessi producendo l'effetto laser. In Figura 27 sono mostrati i segnali di comando del laser in questo caso sfasati di 200ms.

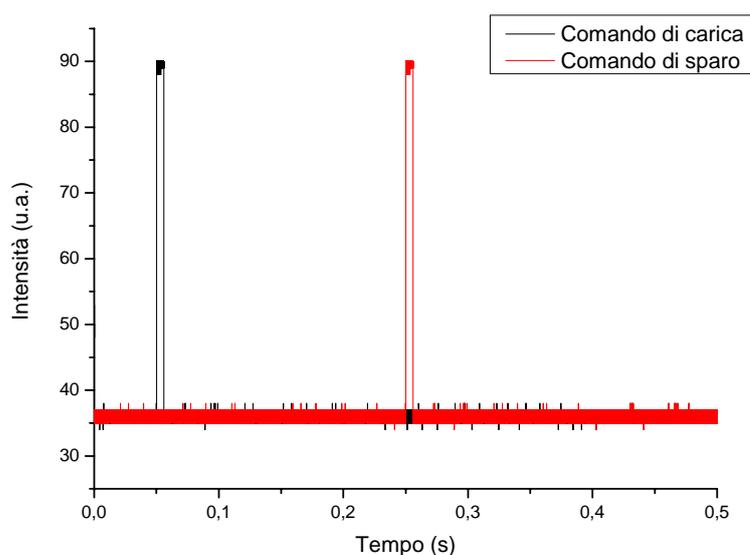


Figura 27 Segnali in uscita dai pin 2 e 3 della porta parallela. I due segnali qui sono sfasati di 200ms. Ritardo minimo dello sfasamento impostabile da programma è 1ms.

Il programma è stato messo a punto in modo tale che la frequenza dei segnali e, quindi di sparo, possa essere sistemata a piacere tra 1 e 10Hz con un passo minimo discreto di 1 Hz. Questa temporizzazione è idonea se la sorgente lavora solamente con A1 e A2 attivati. Nel caso in cui vengano attivati anche gli amplificatori A3 e A4 il minimo tempo di sparo sale, come già accennato ad un impulso ogni 4 minuti.

E' da notare che il transistor, il quale è montato in modo che funzioni come un interruttore, è alimentato direttamente con la tensione in uscita dallo stato alto del segnale laser. Una cosa molto importante è quella di utilizzare la stessa alimentazione alla quale il laser è collegato.

3.7. Circuito elettrico di comando della valvola impulsata

La messa a punto del circuito di sincronizzazione della valvola impulsata è stata leggermente più complessa rispetto all'automazione dalla sorgente laser. E' stato necessario, infatti, risolvere due problemi:

- l'elevata corrente (1A), necessaria ad attivare la bobina dell'elettro valvola, richiede un circuito di potenza che la fornisca;
- isolamento elettrico del circuito pilota, poiché i ritorni di massa interferiscono con la sorgente laser mandandola in *blocco*.

Il primo problema è stato risolto utilizzando come elemento attivo un diodo di potenza, Thyristor SCR, come interruttore del circuito dell'elettro valvola. Il secondo problema è stato risolto utilizzando un optoisolatore per isolare elettricamente il circuito di sincronizzazione della sorgente laser e la camera da vuoto in cui è montata l'elettro valvola. Lo schema del circuito del programma è mostrata in Figura 28.

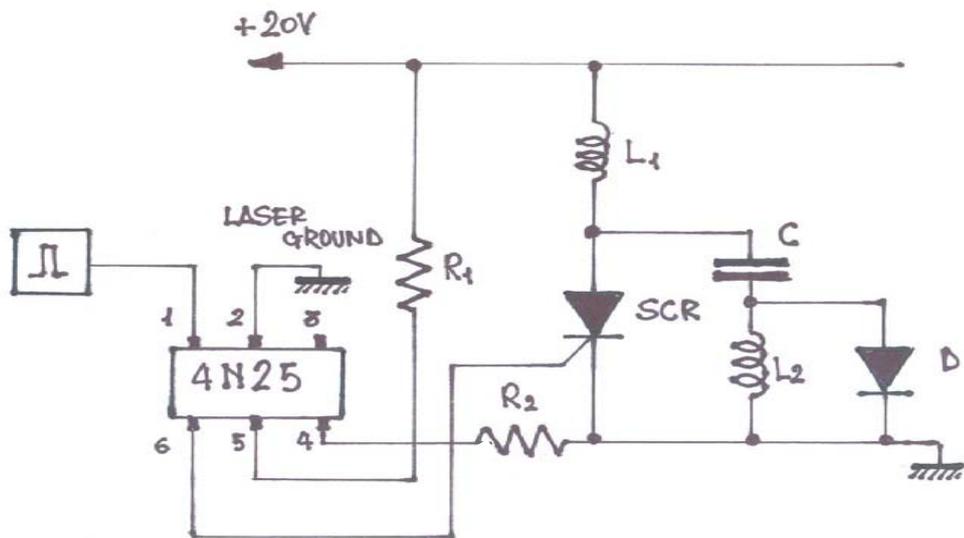


Figura 28. Schema del circuito pilota della valvola impulsata.

L'elenco dei componenti utilizzati nello schema su riportato è elencato in Tabella 2.

<i>Elementi che costituiscono il circuito di pilotaggio della valvola</i>		
Codice schema	Elemento	Tipo
SCR	Diodo SCR	SKT 24
L1	Induttanza	
L2	Valvola Impulsata	
C	Capacità	
R	Resistenza	
D	Diodo	
4N25	Opto Isolatore	4n25

Tabella 2 Elementi del circuito pilota valvola impulsata.

3.8. Analisi degli eventi temporali

Le prime misure di sincronizzazione eseguite degli eventi laser con lo sbuffo di gas hanno permesso di evidenziare il funzionamento della sorgente laser e la sua sincronizzazione con il getto di gas. Inizialmente è stato visualizzato lo sbuffo di gas mediante l'uso di un microfono a membrana. Il microfono, messo di fronte al getto,

da' un segnale in tensione proporzionale allo suo spostamento. Dalle misure eseguite si osserva che i tempi di apertura della valvola sono dell'ordine di 15ms. In Figura 29 è mostrato il segnale così ottenuto.

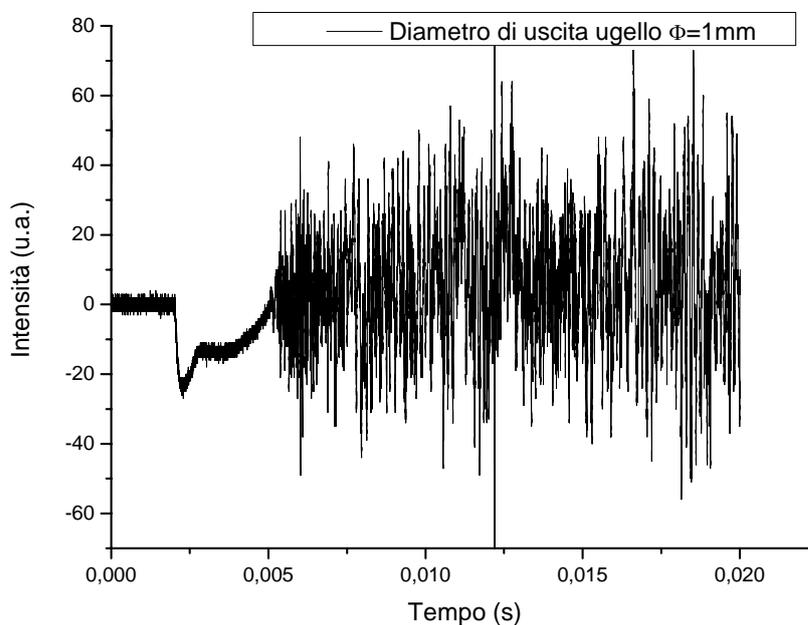


Figura 29 Segnale dello sbuffo di gas visto dal microfono

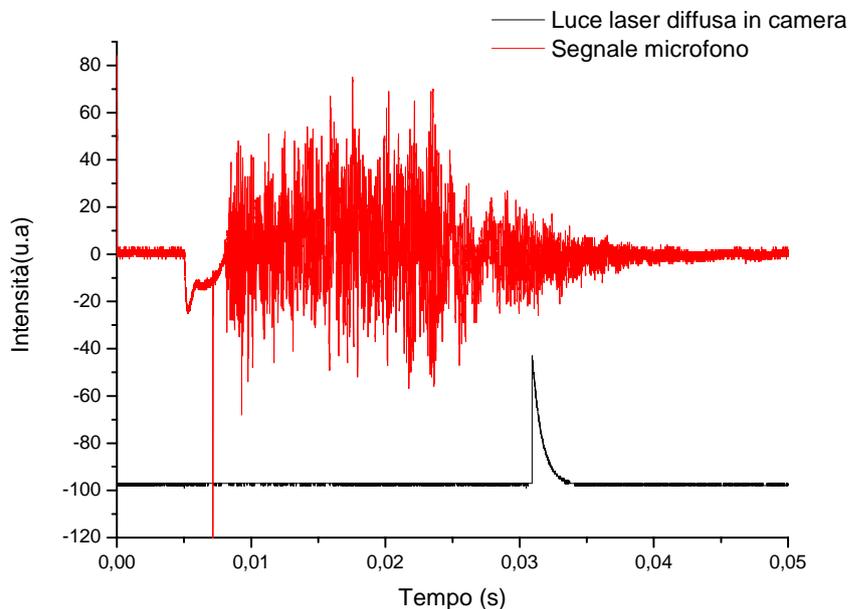


Figura 30 Sbuffo di gas (linea nera) e luce laser diffusa (linea rossa).

Sono state eseguite diverse prove per la sincronizzazione del segnale laser con lo sbuffo di gas. I segnali di sbuffo sono stati acquisiti utilizzando lo stesso microfono mentre il segnale del laser è stato monitorato utilizzando un fotodiode veloce, mod.

DET 210 Thorlab, con tempi di risposta dell'ordine di $1ns$. In Figura 30 è mostrato la sovrapposizione dello sbuffo con la luce laser diffusa.

In Figura 31, invece è mostrato il risultato analogo a quello ottenuto nel grafico precedente ma impostando da programma un ritardo minimo tra i due eventi di 1 ms.

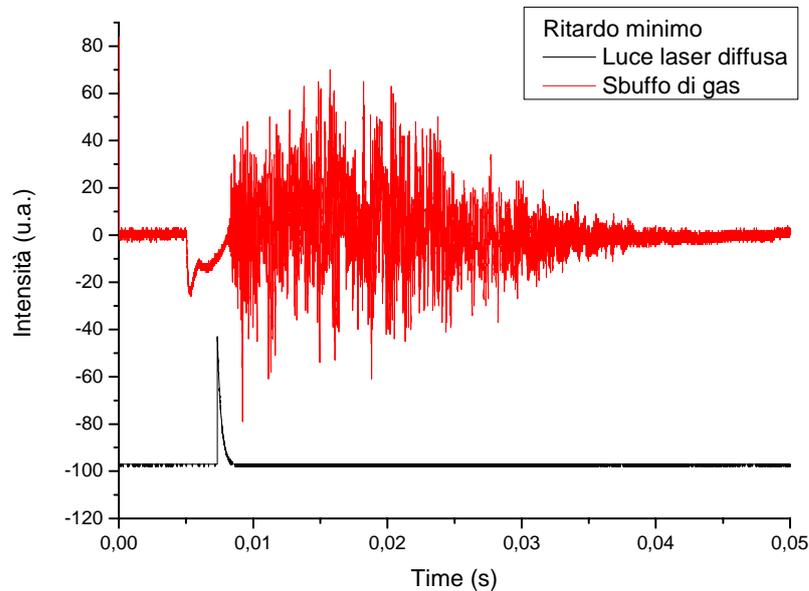


Figura 31 Sbuffo di gas e luce laser diffusa. Il ritardo, impostato da programma, è pari a 1ms(valore minimo).

Dal grafico di Figura 31 si osserva che è possibile *ritardare* l'evento laser anticipando addirittura l'impulso laser rispetto allo sbuffo di gas. Questo risultato assicura che il programma sviluppato è in grado di sincronizzare i due eventi.

3.9. Risultati sperimentali

Messo a punto il sistema di temporizzazione laser-valvola abbiamo iniziato con visualizzare la forma del getto di gas in modo tale da avere un'idea qualitativa della distribuzione di densità del gas. Questa informazione è utile per stabilire la distanza lungo l'asse Z (direzione dell'asse del getto di gas) dove focalizzare la radiazione laser.

Prima di partire con il dare alcuni risultati sperimentali verifichiamo che con i dati dell'ugello siamo nelle condizioni di avere una sufficiente formazione di cluster.

I parametri sono i seguenti:

$$d=0.5\text{mm}$$

$$T_0=300\text{K}$$

p_0 varia da 1 a 1.4 bar

$$\Gamma^* \sim 2300 \div 3300.$$

Una prima misura qualitativa delle dimensioni del getto di gas prodotto in camera da vuoto è stata eseguita mediante una tecnica tipo Schadowgraph. Illuminando con luce laser (HeNe) radialmente l'ugello è stato possibile *fotografare* la forma del getto. Il fascio, dopo aver attraversato la zona dell'ugello, è stato inviato su di un schermo smerigliato. L'immagine del fascio così ottenuta è stata messa a fuoco da una camera CCD. Sono state prese due immagini una della sorgente senza sbuffo di gas e la seconda della sorgente con gas. Elaborando le immagini si è ottenuto la *foto* del getto mostrata in Figura 32.

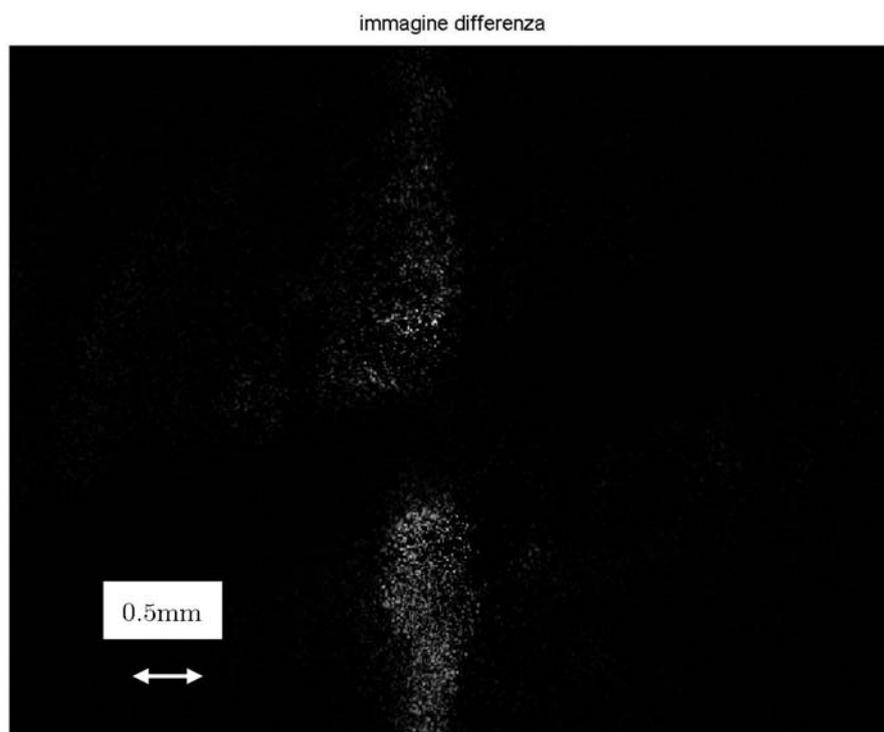


Figura 32 Immagine del getto di gas prodotto dall'ugello in camera da vuoto. L'ugello è posizionato nella parte inferiore dell'immagine. La parte centrale scura è dovuta all'inserimento di un beam stop sulla luce laser che altrimenti avrebbe saturato la CCD.

3.10. Caratterizzazione dell'emissione EUV da laser plasma

Le prove di emissione di radiazione EUV da plasma laser sono state ottenute inizialmente adoperando solamente i primi due stadi di amplificazione A1 e A2

focalizzando, mediante l'uso del tripletto, un'energia media pari a circa 800mJ. In queste condizioni le dimensioni del fuoco sono state stimate essere circa pari a 100μ ottenendo una fluensa nella zona del fuoco dello specchio pari a circa 2.16×10^{11} W/cm².

Il getto di gas Xe è stato formato espandendolo a temperatura di 300K. Utilizzando i dati relativi all'ugello ed alla pressione a monte, fissata a 1.4 bar, otteniamo un parametro di scala $\Gamma > 2 \times 10^3$. Il livello di pressione dinamico raggiunto in camera è stato 7.8×10^{-2} mbar. Il fascio di cluster è stato immesso in camera mediante la valvola impulsata lavorando con una frequenza di circa 0.2 Hz. Nelle prime misure il fascio laser è stato focalizzato a circa 1 mm dal vertice del foro dell'ugello. Da quello che si osserva anche dalle simulazioni la distanza di 1mm sembrerebbe essere quella più ragionevole.

Per le prime prove di sincronizzazione e focalizzazione sono state eseguite utilizzando come gas l'Azoto. L'azoto, infatti è un gas più commerciale, facilmente reperibile e poco costoso rispetto allo Xenon.

In Figura 33 è mostrato il risultato ottenuto nel caso dell'azoto.

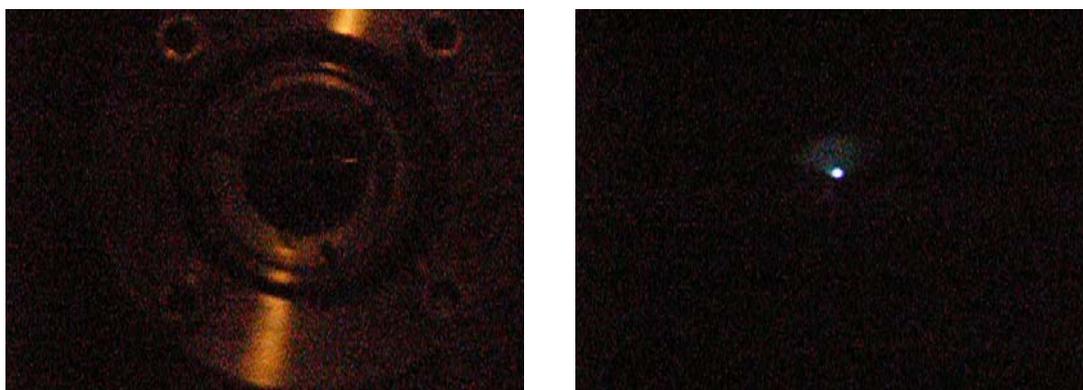


Figura 33. Immagine del plasma prodotto dalla focalizzazione della radiazione laser sul getto di Azoto. A sinistra è mostrata la finestra dalla quale sono state acquisite le immagini. A destra è mostrata la debole luce di plasma prodotta.

Mantenendo le condizioni di energia del laser e di punto di focalizzazione invariate è stato sostituito il gas azoto con lo Xenon. I risultati ottenuti in questo caso sono quelli mostrati in Figura 34

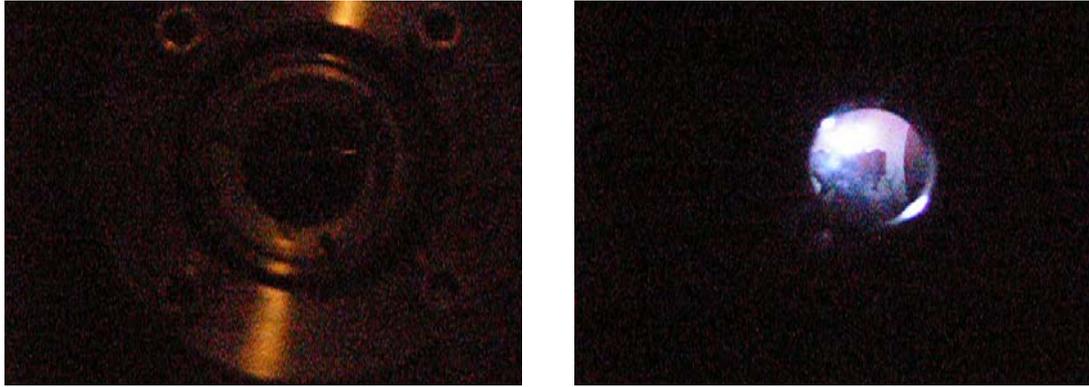


Figura 34. Immagine del plasma prodotto dalla focalizzazione della radiazione laser sul getto di Xenon. A sinistra è mostrata la finestra dalla quale sono state acquisite le immagini. A destra è mostrata la luce di plasma.

Come si osserva dalle immagini pur utilizzando la stessa pressione a monte della valvola pari a 1.4 bar l'efficienza luminosa del plasma creato dal getto di Xenon appare estremamente superiore. Questo è giustificato dal fatto che lo Xenon, rispetto all'Azoto, ha un numero atomico estremamente più elevato (54 rispetto a 7) che nella formula di Hagen (la costante k dipende dalle caratteristiche dell'atomo e cresce col crescere del numero atomico) incide positivamente aumentandone notevolmente il valore.

Una prima evidenza della presenza della formazione di plasma, oltre a quella visiva, è stata ottenuta mediante l'uso di un fotodiodo che opera nella regione visibile. Il segnale ottenuto è mostrato in Figura 35.

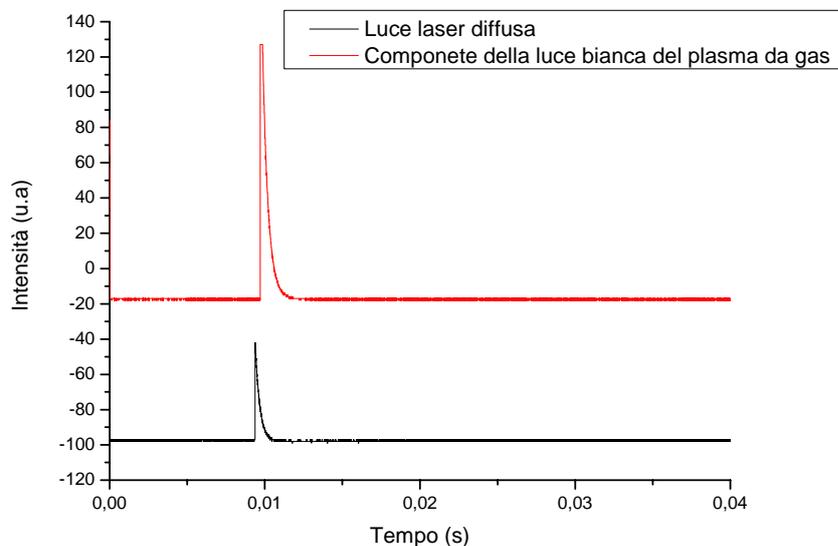


Figura 35 Luce laser diffusa (linea nera). Luce del plasma diffusa (linea rossa).

Per misurare le reale efficienza della radiazione EUV prodotta è stato però utilizzato il Pin Diode opportunamente schermato con un foglio di Zirconio (Zr) dello spessore di $1\mu\text{m}$.

La trasmissione spettrale del filtro di Zr è mostrata in Figura 36.



Figura 36. Trasmissione spettrale del filtro di Zirconio utilizzato.

Come si osserva della Figura 36 il filtro di zirconio mostra una trasmissione estremamente piccata intorno a 13nm. La presenza di un eventuale segnale sul Pin diode ci assicura l'esistenza di luce che cade nell'EUUV ed in particolare a 13.4nm dove esiste una riga di emissione dello Xenon eccitato, come già diversi autori hanno osservato.

Il segnale del Pin Diode ottenuto nelle condizioni di prima analisi è quello mostrato in Figura 37

Dai risultati fin qui ottenuti è possibile dire con certezza che siamo arrivati ad ottenere radiazione di plasma, utilizzando un target gassoso di Xenon, che cade in una regione considerata utile per possibili applicazioni alla litografia EUV. Ma cerchiamo ora di ottimizzare e caratterizzare, per quanto è possibile, la nostra nuova sorgente.

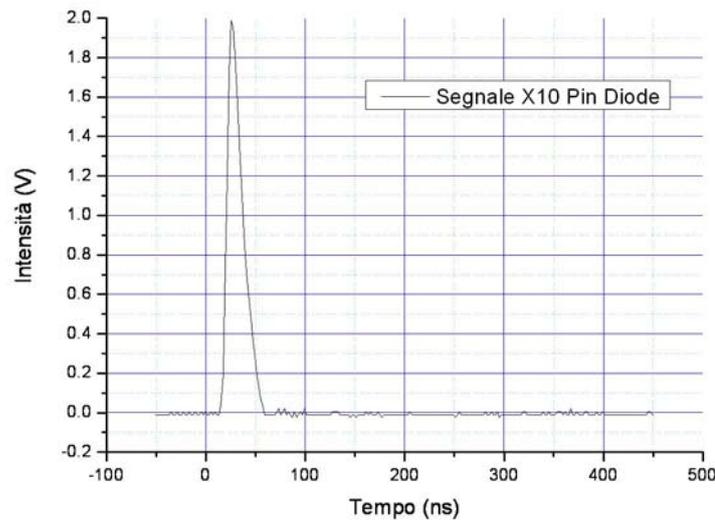


Figura 37. Segnale del Pin Diode del plasma di Xenon ottenuto in condizioni non ottimali.

3.11. Ottimizzazione dell'emissione EUV

Le misure qui di seguito mostrate sono state eseguite per ottimizzare l'emissione di radiazione EUV da parte del target gassoso. Le variabili da controllare sono:

- la pressione di lavoro
- la posizione del fuoco rispetto all'asse Z del getto di gas;
- l'energia della radiazione incidente.

La prima variabile non è stata indagata poiché il riduttore di pressione in nostro possesso ha, purtroppo, un fondo scala massimo di 1.4 bar.

Le prime misure eseguite sono state fatte per ottimizzare il ritardo tra il getto di gas e l'emissione laser. L'apparato di diagnostica montato nella camera da vuoto è mostrato in Figura 38.

Come è possibile osservare in camera da vuoto sono stati inseriti il Pin Diode, per la misura dell'intensità della luce di plasma nella regione EUV, un rivelatore piroelettrico (blu) per il monitoraggio della radiazione persa (assorbita nell'interazione laser gas) e un secondo piroelettrico (rosso), posto al di fuori della camera, mediante il quale ogni impulso laser è monitorato, poiché acquisisce una porzione della radiazione incidente.

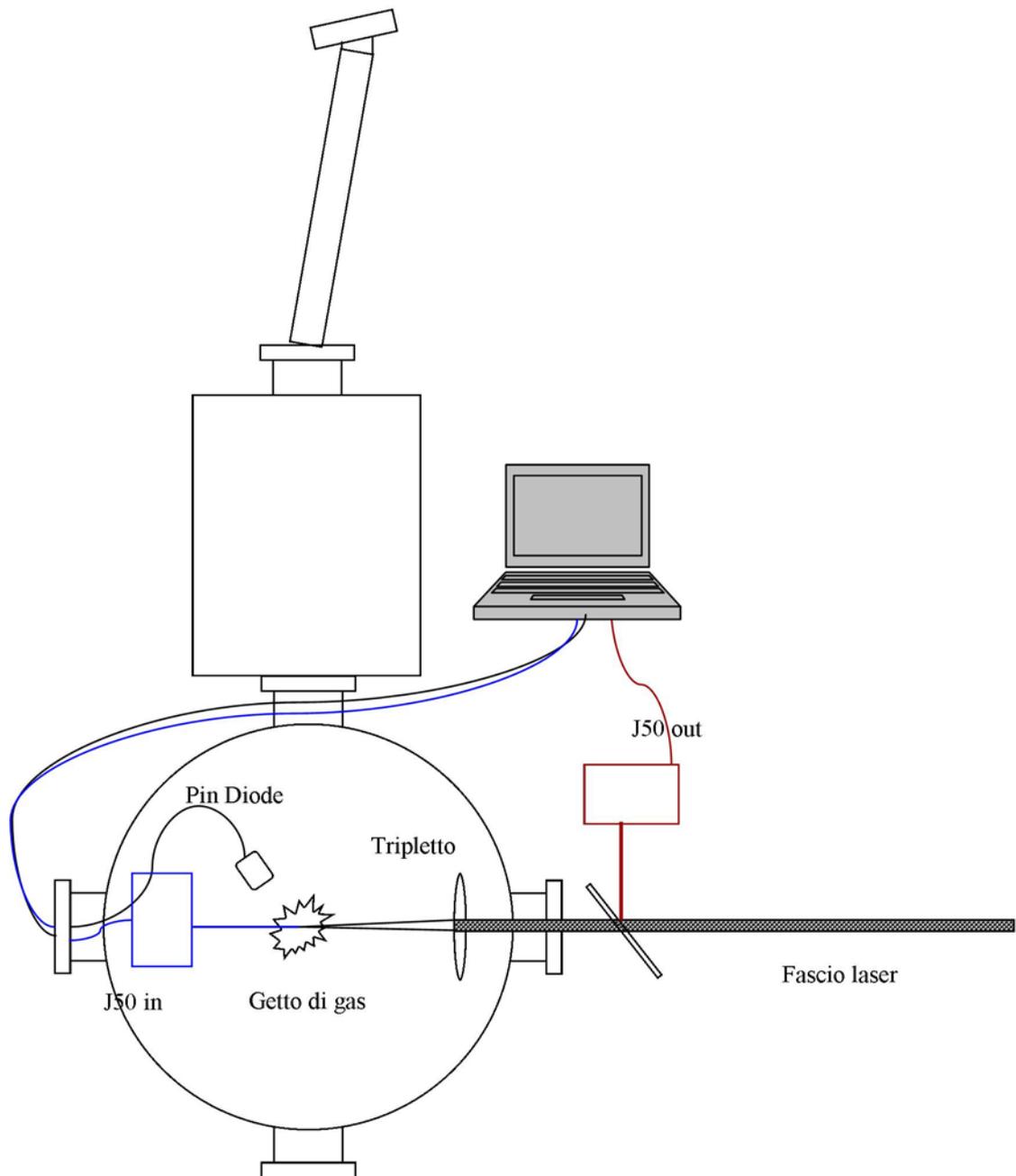


Figura 38. Schema della camera di plasma sperimentale e dei sistemi di diagnostica adoperati.

Come è possibile osservare dai dati ottenuti, variando il ritardo tra il comando della valvola impulsata e l'innesco dell'impulso laser, il valore del ritardo che genera un massimo del segnale EUV emessa dal plasma è 2ms (vedi Figura 39). Il dato è confortato dal fatto che ad una variazione significativa del segnale EUV misurato non si osserva una variazione dell'energia incidente che rimane, nell'limite degli errori, pressoché costante durante tutte le prove. Inoltre a confortare i dati si osserva che l'andamento dell'energia residua ha un andamento inverso al segnale EUV. Quando il segnale assume valori più alti l'energia residua è minore mentre, quando il segnale

EUUV è minore la parte persa di energia laser aumenta. Fissato a questo punto il valore del ritardo migliore si è proceduto a ottimizzare la distanza della posizione di fuoco dall'ugello. Dal grafico di Figura 40 si osserva che fissando il valore di distanza minima a $0.50 \pm 0.25 \text{ mm}$, oltre alla quale rischiamo di incidere con la radiazione sull'ugello stesso, si osserva il massimo del segnale EUV prodotto. L'andamento anche in questo caso è confortato con i dati di energia residua che mostrano un andamento inverso.

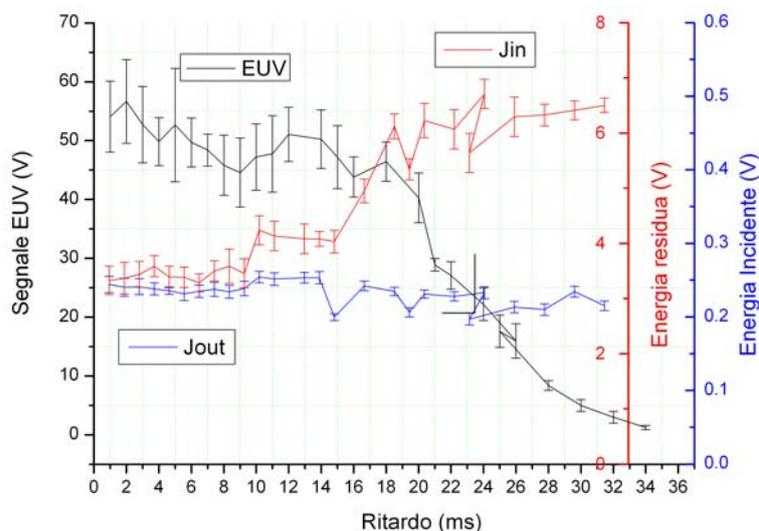


Figura 39. Sono graficati in funzione del ritardo in ms, fissato dal programma di sincronizzazione degli eventi a) segnale EUV prodotto (Linea nera); b) Energia incidente (linea blu); c) energia residua (linea rossa).

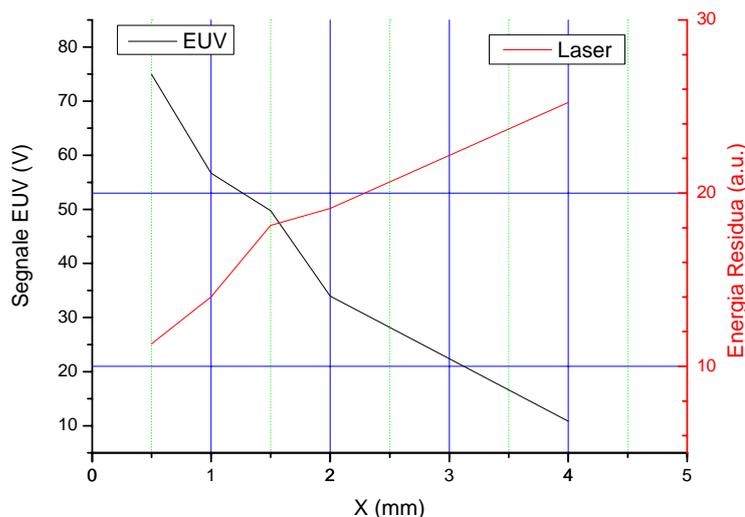


Figura 40. Segnale EUV in funzione della distanza del fuoco dall'estremità dell'ugello (linea nera) ed energia residua (linea rossa).

L'andamento, infatti anche in questo caso, del segnale EUV assume valori più alti quando l'energia residua è minore mentre, quando il segnale EUV è minore la parte persa di energia laser aumenta, in accordo con la fisica che coinvolge il processo di formazione del plasma. L'andamento crescente, infine, è in funzione inversa della distanza dall'ugello. Questo è in accordo, anche, con quello detto in precedenza che una maggior densità dei cluster si ha prossimità dell'uscita dell'ugello.

3.12. Efficienza di conversione IR ÷ EUV

Ma andiamo a valutare l'energia e l'efficienza di conversione della nostra sorgente EUV.

Il segnale acquisito è quello relativo al Pin Diode al silicio sensibile alla radiazione X-EUV. Il nostro modello del fotodiode ha una di responsività caratteristica di 3.62 J/C (tipica di un fotodiode al silicio nella regione intorno a 13.4nm) che dà la conversione di energia in funzione della densità di carica prodotta dal segnale EUV ricevuto. Il picco del segnale acquisito ad ogni evento di plasma ha due caratteristiche fondamentali:

- ampiezza del segnale, che è proporzionale ai fotoni ricevuti;
- durata temporale, che dipende dalla durata temporale dell'impulso laser ed è legato alla luce X emessa..

Il valore della fluensa, calcolata mediante la carica prodotta nella giunzione dai fotoni, è data dall'eq. (3.4) in cui il segnale di *luce* è già convertito grazie all'inverso della responsività caratteristica del nostro Pin Diode.

Questo valore di carica è quello dovuto ai fotoni EUV che raggiungono la superficie del fotodiode. Per calcolare correttamente il flusso di potenza (fluensa) sul rivelatore bisogna tener conto dei filtri interposti. Nel nostro caso le ostruzioni sono:

- Filtro di Zirconio che trasmette, intorno a 13.4nm, il 4% (vedi Figura 36) in una banda di circa il 2.2% di quella emessa dal plasma di Xe³⁷;
- Aria interposta tra Pin diode e sorgente, che nel nostro caso ha una distanza pari a 6cm, dando una trasmissione di circa il 96% (vedi Figura 42);
- Trasmissione della finestra di silicio del diode pin, di spessore 0.3μm che trasmette circa il 60% come si osserva dalla Figura 41.

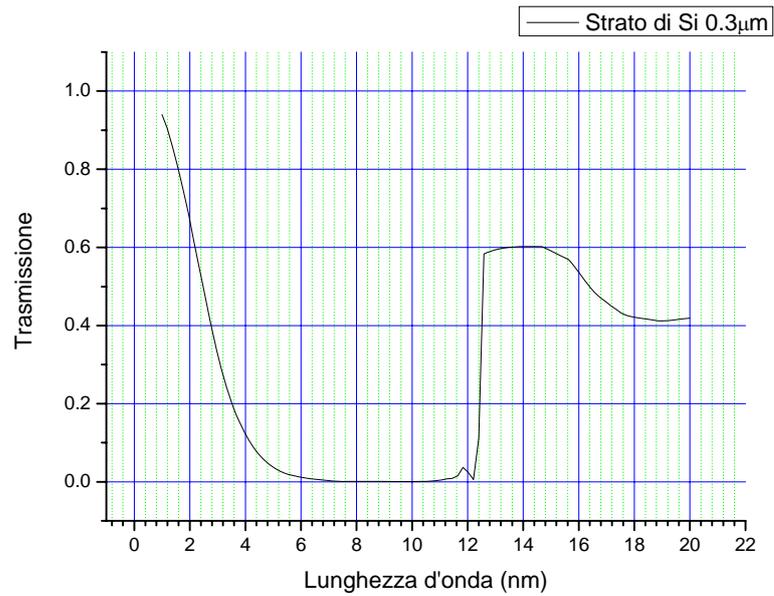


Figura 41 Trasmissione nella regione EUV di 0.3μm di silicio.

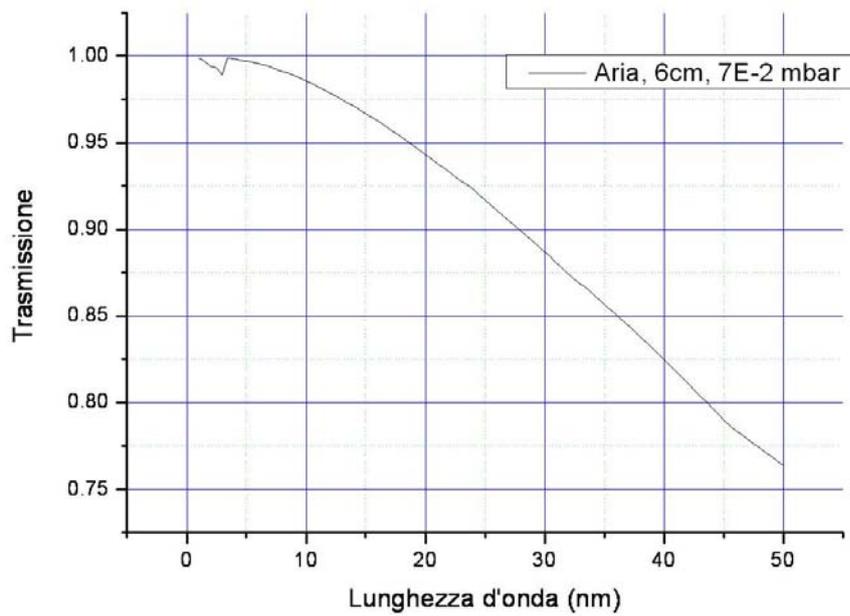


Figura 42. Trasmissione dell'aria contenuta in camera da vuoto.

Partendo dalla fluenza (3.4) è possibile valutare la reale intensità che investe il fotodiode considerando le varie trasmissioni dei filtri interposti tra la superficie attiva e la radiazione incidente su di esso. L'intensità reale è:

$$F_{x-reale} = \frac{F_x}{T_{aria} T_{Si} T_{Zr}} \quad (3.29)$$

dove i termini T_x sono rispettivamente la trasmissione dell'aria, del silicio (Si) e dello Zirconio (Zr).

A questo punto considerando la (3.6) in cui la distanza del Pin Diode è di 6cm dalla sorgente e immaginiamo di misurare l'energia ad una distanza pari alle dimensioni della sorgente (pari a circa il diametro dello spot laser di circa 200 μ m) otteniamo un'energia EUV emessa ((3.7)), in funzione dell'energia incidente, pari a quella riportata in Figura 43.

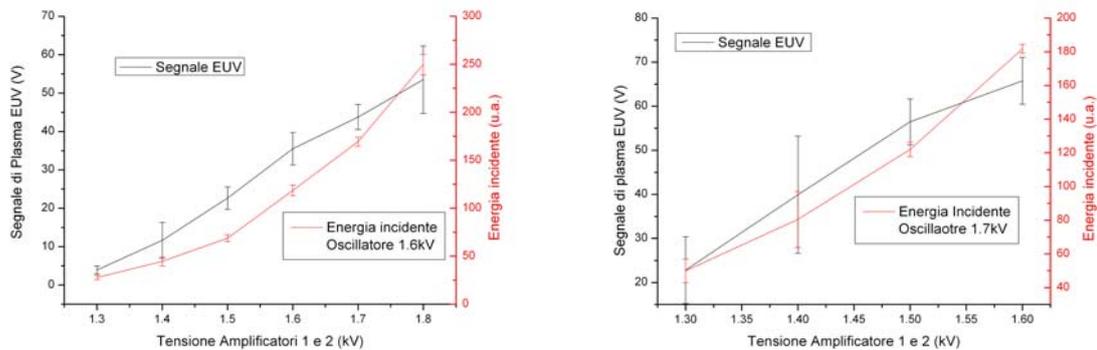


Figura 43. Andamento del segnale EUV in funzione di diverse energie incidenti.

Come si osserva in Figura 43 l'andamento dell'energia di plasma è proporzionale all'andamento dell'energia incidente. Forti di questo abbiamo calcolato l'efficienza di conversione radiazione E_x su E_{IR} solamente per due valori di energia di plasma. Il primo ottenuto misurando energia di plasma, EUV, che si ottiene focalizzando la massima energia del A1 e A2. Il secondo valore si è acquisito attivando anche A3 sempre in condizioni di massimo guadagno. Il risultato dei calcoli è mostrato in Tabella 3.

Efficienza di conversione IR EUV					
V_x (V)	Q_x (J)	J/cm^2	Energia IR (J)	Fluenza laser(J/cm^2)	Efficienza E_x/E_{IR} (%)
20	1.69E-07	1.05E-04	0.78	1.66E+11	0.38
80	6.76E-07	4.19E-04	3.94	8.39E+11	0.30

Tabella 3. Efficienza di radiazione per 2 amplificatori (I riga) e 4 amplificatori attivati (II riga).

Come si osserva dai valori di efficienza di conversione (Tabella 3) il sistema, ottimizzato nelle variabili ritardo apertura valvola e distanza dall'ugello, mostra una

efficienza confrontabile in entrambi i casi considerati. Questo risultato è concorde con gli andamenti dell'energia EUV rispetto all'energia della radiazione incidente graficati in Figura 43. Rimane ora da indagare l'ultima variabile che potrebbe giocare un ruolo significativo nell'efficienza di emissione: la pressione a monte della valvola. La variazione di questo parametro potrebbe produrre sicuramente un aumento della densità dei cluster (vedi formula di Hagen) prodotti in camera. Purtroppo p_0 è fissata al valore di 1.4 bar, che è il massimo valore a cui il riduttore di pressione a nostra disposizione può erogare.

E' da notare, comunque, che l'efficienza di conversione della radiazione è dell'ordine di 0.30% ma raggiunge 0.38% quando sono in funzione solamente A1 e A2. Molto probabilmente l'accensione dell'A3 comporta un aumento in assoluto della fluensa emessa che però non si traduce in un aumento dell'efficienza di conversione. Probabilmente la bassa pressione di lavoro, comunque, non assicura una densità dei cluster sufficienti tali da ottimizzare il sistema per fluenze più elevate. Il valore dell'efficienza è superiore a quella dichiarata da altri autori^{27,37} ma confrontabile con quella ottenuta dagli autori che hanno utilizzato la sorgente laser a CO₂¹², i quali riportano una conversione di radiazione estremamente elevata (0.6%).

Riferimenti bibliografici

-
- ¹ H. Enkisch and J. Trenkler, *EUV lithography: technology for the semiconductor industry in 2010*, Europhysicsnews, 35/5, 149-151, 2004.
- ² J. Murphy, D. White, A. MacDowell, and O. Wood II, *Applied Optics*, 6920, 1993.
- ³ C. Bellecci, I. Bellucci, P. Gaudio, S. Martellucci, G. Petrocelli, M. Richetta, *6th International Workshop on Laser Beam and Optics Characterization LBOC*, pp. 1-8. 2001.
- ⁴ S. Martellucci, C. Bellecci, M. Francucci, P. Gaudio, M. Richetta, D. Toscano, A. Rydzy, M. Gelfusa, and P. Ciuffa, *Soft x-ray generation by a tabletop Nd:YAG/glass laser system*, J. Phys. Condens. Matter 18, 2039, 2006.
- ⁵ Sito web *X rays interaction with matter*, http://henke.lbl.gov/optical_constants/
- ⁶ Massimo Francucci, Tesi di Dottorato, Università di Roma Tor Vergata XVII ciclo, 2005.
- ⁷ H. Kondo, T. Tomie, and H. Shimizu, *Applied Physics Letters*, 72, 2668, 1998.
- ⁸ S. Ter-Avetisyan, M. Schnürer, H. Stiel, U. Vogt, W. Radloff, W. Karpov, W. Sandner, and P.V. Nickles, *Physical Review E*, 64, 036404-1, 2001.
- ⁹ I. Yu Skobelev, et al., *Journal of Physics B*, 32, 113, 1999.
- ¹⁰ S. Ter-Avetisyan, *Physical Review E*, 64, 036404, 2001.
- ¹¹ M. Schnürer, et al. *The European Physical Journal D*, 14, 331, 2001.

-
- ¹² H. Komori, et al. *Applied Physic B*, 83, 213, 2006.
- ¹³ I. Yu. Skobelev, et al., *Physical Review E*, 55, 3773, 1997.
- ¹⁴ G.C. Junkel-Vives, et al, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 71, 417, 2001.
- ¹⁵ I. Yu. Skobelev, et. al., *Journal of Experiment and Theoretical Physics*, 94, 73, 2002.
- ¹⁶ G. C. Junkel-Vives, et al., *Physical Review A*, 64, 021201-1, 2001.
- ¹⁷ G. C. Junkel-Vives, et al. *Physical Review E*, 65, 036410, 2002.
- ¹⁸ J. Abdallah, at al., *Physical Review A*, 68, 063201, 2003.
- ¹⁹ S. Ya. Khakhalin, et al., *Journal of Optical Society of America B*, 12, 1203, 1995.
- ²⁰ S. B. Hansen, et al., *Physical review E*, 71, 016408, 2005.
- ²¹ A. Bartnik, et al., *Quantum Electronics*, 27, 334, 1997.
- ²² A. Bartinik, et al., *Quantum Electronics*, 27, 68, 1997.
- ²³ V. M. Dyakin, et al., *Quantum Electronics*, 27, 691, 1997.
- ²⁴ C. Stenz, et al., *Quantum Electronics*, 30, 721, 2000.
- ²⁵ I. Yu. Skobelev, et al. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 94, 966, 2002.
- ²⁶ P.V. Nickles, M. Schnürer, H. Stiel, U. Vogt, S. Ter-Avetisyan, I. Will, *Proceeding of SPIE*, 4781, 2002.
- ²⁷ S. Ter-Avetisyan, U. Vogh, H. Stiel, M. Schnürer, I. Will, P. V. Nickless, *Journal of Applied Physics*, 94, 5489, 2003.
- ²⁸ P.V. Nickles, M. Schnürer, H. Stiel, U. Vogt, S. Ter-Avetisyan, and W. Sandner, *Proceeding of SPIE*, 4504, 106, 2001.
- ²⁹ O. Hagen, *Review of Scientific Instrument*, 63, 2374, 1992.
- ³⁰ O. F. Hagen, *Physics of Fluids*, **17**, 894, (1974).
- ³¹ S. Christ, P. Sherman, and D. R. Glass, *AIAA J.* 4, 68, 1966.
- ³² K. Bier and O.F. Hagen, *Z. Angew, Physics*, 14, 658, 1962.
- ³³ O.F. Hagen, O. Obert, *The Journal of Chemical Physics*, 56, 1793, 1972.
- ³⁴ J. Wörmer, V. Guzielski, J. Stapelfeldt, T. Möller, *Chemical Physics. Letters.*, 159, 321, 1989.
- ³⁵ J. W. G. Tisch, T. Ditmire, D. J. Fraser, N. Hay, M. B. Mason, E. Springate, J. P. Marangos, M.H.R. Hutchinson, *Journal Physics B*, 30, L709, 1997.
- ³⁶ H. Fiedorowicz, *Laser and Particle Beams*, 23, 365, 2005.
- ³⁷ H. Stiel, et al., *Proceedings of SPIE*, 4781,2002.

Capitolo 4

Microscopia su LiF e microradiografie su pellicole RAR e CCD

In questo capitolo daremo alcune applicazioni, estremamente interessanti, sulla possibilità di generare immagini di campioni biologici utilizzando come sorgente di radiazione quella emessa dal sistema laser plasma descritto nei capitoli precedenti. Il rapido sviluppo, infatti, di differenti sorgenti EUV e X-soft (laser plasma, come quella sviluppata nel nostro laboratorio, radiazione di sincrotrone, laser a raggi X) mostrano la possibilità, estremamente interessante, di diverse applicazioni alle scienze fisiche, scienze dei materiali e indagini di carattere biomedicale^{1,2,3,4,5}. Queste applicazioni, che presenteremo, sono essenzialmente due: la microscopia a contatto a raggi X-soft, mediante l'uso di rivelatori basati sui cristalli di Fluoruro di Litio (LiF) e la microradiografia, mediante radiazione X-soft, su pellicole RAR e le prime immagini ottenute mediante l'uso di una CCD. Prima di presentare i dati è necessario fare una breve introduzione sulle due tecniche e accennare le possibili potenzialità, che a differenza di quelle già in uso, le candidano come tecniche di punta per l'indagine di campioni biologici.

4.1 Il Fluoruro di Litio utilizzato come rivelatore di radiazione EUV

Molti materiali sono sensibili alle radiazioni ionizzanti e, una volta tarati, possono essere utilizzati come dosimetri. Un materiale molto interessante sul piano applicativo è quello noto come Fluoruro di Litio (LiF). Mostra buone proprietà di non igroscopicità e può essere cresciuto facilmente, sia sotto forma di cristallo che sotto forma di film sottili, mediante l'uso di tecniche classiche di deposizione per evaporazione termica o sputtering. Dal punto di vista ottico il materiale è trasparente in un vasto intervallo spettrale, che si estende dal vicino UV al vicino IR, ospitando difetti elettronici primari ed aggregati conosciuti come centri di colore. Sono proprio questi centri di colore il punto chiave, che permettono di utilizzare i LiF come dosimetri e rivelatori ad alta risoluzione.⁶ Ma entriamo più in dettaglio sulla struttura di questi cristalli. La struttura del cristallo, come per altro avviene per gli altri cristalli alcalini, è costituita da serie ordinate di atomi di Litio (anioni) circondati da gli atomi di Fluoro. Come noto già dalla letteratura in condizioni normali questi

cristalli presentano centri di colore stabili (indicati in Figura 1) e caratterizzati da una vacanza anionica rimpiazzata da un elettrone. I centri, che presentano un solo elettrone, sono noti come centri di tipo F mentre quelli ottenuti dalla vicinanza di due o tre elettroni sono noti come centri di tipo F_2 o F_3 . Differenti tipi di centri di colore possono essere generati bombardando mediante radiazione ionizzante come raggi X o raggi γ .⁷

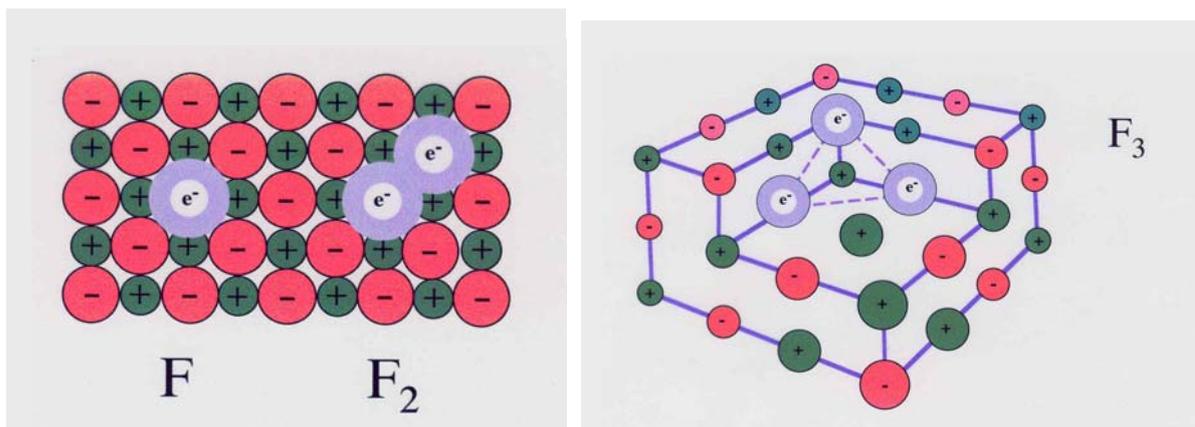


Figura 1. Struttura del Fluoruro di Litio dove vengono evidenziati i centri di colore tipici dei cristalli alogenuro alcalini. Se una vacanza anionica è rimpiazzata da un elettrone si crea un centro F . Se si vengono a determinare 2 vacanze contigue si generano i centri di tipo F_2 . Se si hanno 3 vacanze contigue su piani diversi allora si creano i centri di tipo F_3 .

I centri F e F_2 sono presenti naturalmente nei cristalli o film di LiF. I centri di colore stabili (CCs), se opportunamente eccitati con radiazione ottica (pompati), possono emettere luce visibile anche a temperatura ambiente. Poiché i centri di colore possono avere dimensioni inferiori ad 1nm^8 la concentrazione dei centri di colore può raggiungere valori dell'ordine di $10^{19} \div 10^{20}$ centri/ cm^{-3} , e possono essere in grado, quindi, di generare immagini con elevata risoluzione spaziale (moto più piccola del micron che potrebbe al limite raggiungere le distanze interatomiche del reticolo di LiF) quando radiazione ionizzante infeste il cristallo di LiF. La radiazione di alta energia, altamente penetrante, come raggi X e γ , non è utilizzabile per generare strati di centri di colore sottili, con cammini controllati per la produzione di aree colorate ad elevata risoluzione spaziale. Al contrario quello, che vogliamo qui mostrare, che la bassa penetrazione di radiazione X-Soft e EUV potrebbe generare colorazioni dei cristalli di LiF in tempi di esposizione estremamente brevi⁹. L'idea di fondo è quella di generare immagini di campioni biologici in vivo al più con una sola esposizione, che significherebbe eseguire indagini ad alta risoluzione di sistemi cellulari in vivo cioè delle vere e proprie istantanee di vita.

4.2 Colorazione dei LiF mediante radiazione ionizzante

Come già osservato nel paragrafo precedente i cristalli di LiF possono contenere CCs a temperatura ambiente. L'energia di gap, infatti, (band gap) è di circa 14eV il che significa che questi centri non possono essere generati se non irradiando il materiale con radiazione EUV. Questo permette di utilizzare questi cristalli senza la deposizione di alcun filtro di protezione al di sopra e possono essere tranquillamente esposti alla luce ambiente. Inoltre, la distanza catione anione nel reticolo LiF è la minore di tutti gli altri alogenuri alcalini e materiali dielettrici. Questo dà la possibilità di ottenere CCs raggiungendo elevati valori di risoluzione spaziale. Il numero di difetti primari di tipo F (centri F) giocano un ruolo fondamentale nella formazione di centri aggregati di tipo più complesso F_2 e $F_3^+ F_2$.^{10,11} Per applicazioni pratiche la formazione di questi centri colore ha un vantaggio particolare perché mostrano un'attività ottica nel visibile. Questi centri, inoltre, mostrano bande di assorbimento piccate intorno a 450nm e, quindi, possono essere eccitati dalla stessa sorgente di pompa che emette ad una singola lunghezza d'onda¹²¹³¹⁴.

Come già osservato i cristalli di LiF possono essere cresciuti o depositati in film sottili mediante differenti tecniche. In quest'ultimo caso il LiF assume una configurazione policristallina in grado di ospitare una densità naturale di centri di colore di tipo F e F_2 maggiore. Questo implica che quando vengono esposti due LiF, il primo cristallino ed il secondo policristallino, alla stessa intensità di radiazione ionizzante, il numero di centri di colore che si formano è predominante nella struttura policristallina. Questo dà come risultato che la struttura policristallina irradiata mostra una sensibilità maggiore poiché l'intensità di emissione dipende dal numero di centri formati come è visibile in Figura 3.

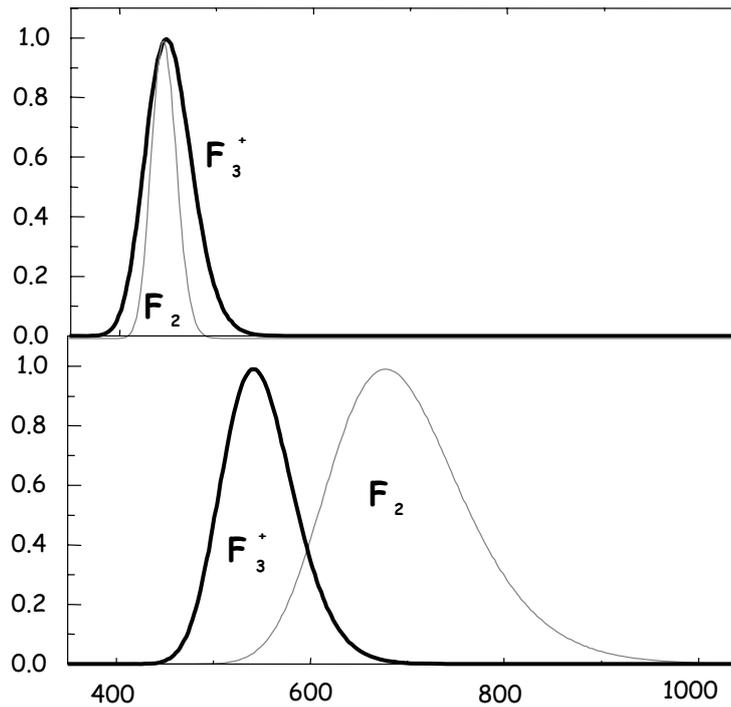


Figura 2. Assorbimento normalizzato (curva in alto) e bande di emissione dei centri di colore F_2 F_3^+ nel LiF a temperatura ambiente.

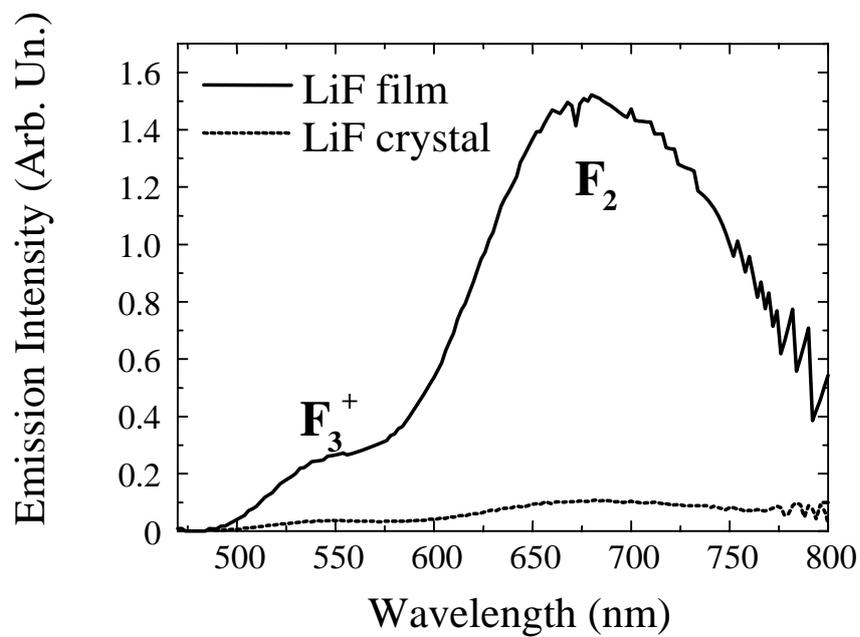


Figura 3. Intensità di emissione dei centri F_2 e F_3^+ in cristalli e film, di 6 μm di spessore, di LiF. Si osserva che la struttura policristallina presenta una maggiore emissione a causa di una maggiore presenza dei centri di colore che si formano in conseguenza all'esposizione alla stessa dose di radiazione ionizzante.

I CCs, quindi, che hanno un interesse pratico sono solamente quelli che abbiamo indicato con F_2 e F_3^+ perché sono essi a contribuire maggiormente al fenomeno della fotoluminescenza. Questi difetti mostrano un particolare interesse per applicazioni dei LiF nella regione dei raggi X e EUV, poiché possono essere utilizzati come rivelatori. Grazie alla bassa penetrazione della radiazione ionizzante, infatti, che cade nelle regioni dei X soft e EUV vengono generati difetti superficiali e se sono eccitati nella regione del blu (450nm) emettono efficacemente luce nella regione visibile. L'intensità emessa, per quanto detto, dipende dalla dose assorbita. In accordo con dati sperimentali⁷ per gli alogenuri alcalini, la colorazione dei centri di colore appare crescere con la radice quadrata della dose D (vedi Figura 4 - Energia dei raggi depositata per unità di volume). L'intensità di luminescenza è proporzionale all'intensità del fascio di pompa di eccitazione. Si mostra che, se osserviamo un campione di LiF irradiato da radiazione ionizzante, illuminandolo con un fascio di radiazione ottica continua, la luminescenza cresce linearmente con la concentrazione dei centri di colore F_2 e F_3^+ fino ad una densità dei centri di 10^{16} centri/cm² 10^{18} centri/cm².¹³

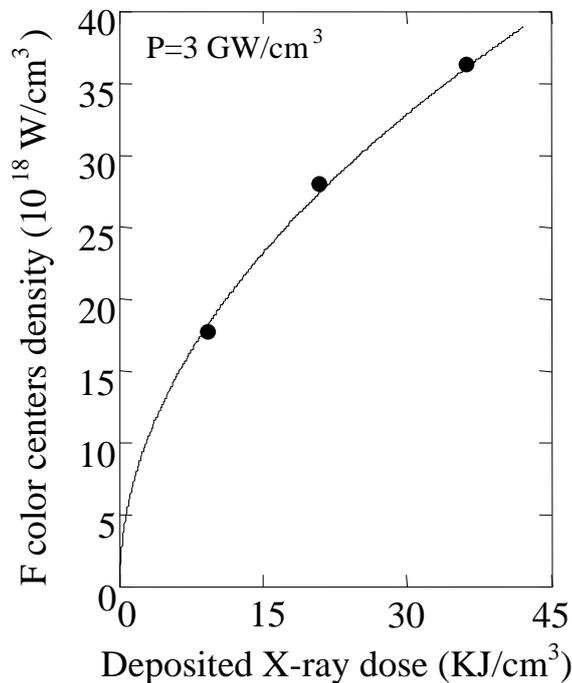


Figura 4. Densità dei centri di colore in funzione delle dose di raggi X depositati su un cristallo di LiF.⁹

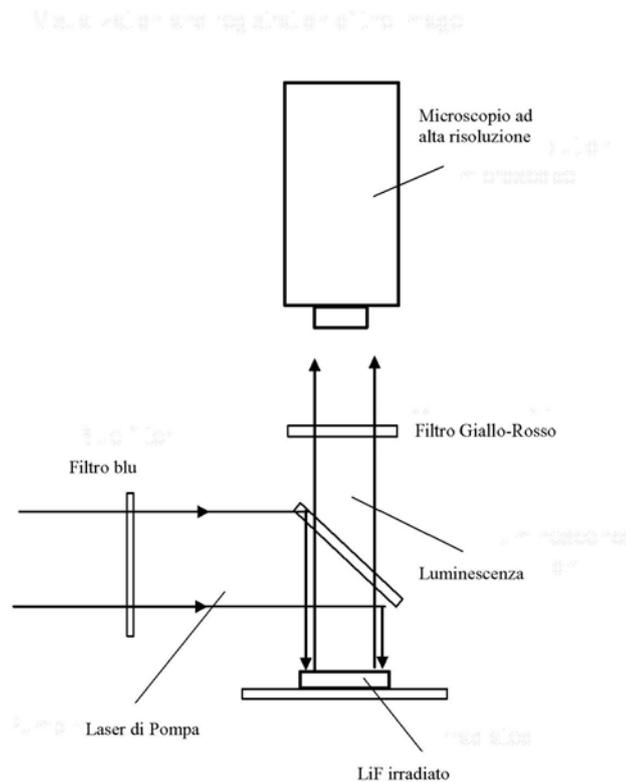


Figura 5. Schema di lettura dei cristalli di LiF impressionati con i raggi X.

Per densità maggiore dei centri la luminescenza tende ad un livello di saturazione e l'efficienza di emissione decresce. Visto le grosse proprietà di questi cristalli possiamo pensare di utilizzarli come rivelatori, sui cui depositare un immagine di qualche campione esposto alla radiazione X-soft o EUV. E' necessario, innanzitutto l'esposizione dei cristalli alla radiazione ionizzante, in modo da generare un numero di centri di colore stabili dipendenti dalla dose assorbita. E' necessario per questa operazione disporre di una sorgente a laser plasma. Una volta esposto il campione deve essere letto. Il passo successivo è quello di osservare il campione mediante l'uso di un microscopio che lavora in fluorescenza. I campioni irradiati vengono eccitati da luce blu ed riemettono nelle due bande luminescenti, giallo e rosso, dove i centri F_2 e F_3^+ sono attivi. Generalmente la risoluzione è limitata dalla risoluzione ottica del processo di lettura dei campioni esposti. Per un microscopio convenzionale il limite è dell'ordine di $0.5 - 0.6 \mu\text{m}$, per un microscopio confocale può raggiungere una risoluzione dell'ordine dei $0,2\mu\text{m}$ mentre per un Microscopio a Campo vicino, (SNOM) la risoluzione può raggiungere valori molto più piccoli della lunghezza d'onda della luce. Nel nostro gruppo di lavoro nel quale collaboriamo per la formazioni delle immagini LiF disponiamo solo di un microscopio confocale il cui schema è rappresentato in Figura 5.

Come già osservato le caratteristiche di risoluzione spaziale dell'immagine sul rivelatore è limitata dalle caratteristiche ottiche del microscopio. In linea di principio la risoluzione dei rivelatori LiF, sia cristalli che film, è limitata solamente dalla distanza dei centri di colore, che può raggiungere scale atomiche. Nel caso del LiF queste possono arrivare a 1nm⁹. La risoluzione laterale dipende dalla capacità di penetrazione della radiazione EUV e X-soft nel LiF, che nella regione compresa tra (20 e 1500eV), varia da 20nm a pochi micron¹⁵.

4.3 Set up sperimentale

L'apparato sperimentale utilizzato per esporre i campioni di LiF è il sistema laser plasma già abbondantemente descritto in capitolo 3. Focalizziamoci però sul porta campioni utilizzato per inserire il campione biologico all'interno della camera da vuoto, che generalmente è disciolto in acqua. Il porta campioni deve essere disegnato in modo tale da evitare l'evaporazione del solvente (l'acqua) soprattutto se il campione è *vivo*. Con questo sistema siamo stati in grado di esporre campioni semplici unicellulari in vita e produrre è generare istantanee di vita dei diversi campioni in esame. Per far ciò è necessario adoperare una radiazione spettrale che non sia assorbita dall'acqua. Questa regione, come già precedentemente accennato, è nota come Water Window (WW) compresa tra le regioni spettrali 280eV (riga del carbonio) e 530eV (riga dell'ossigeno) come mostrato in Figura 6.

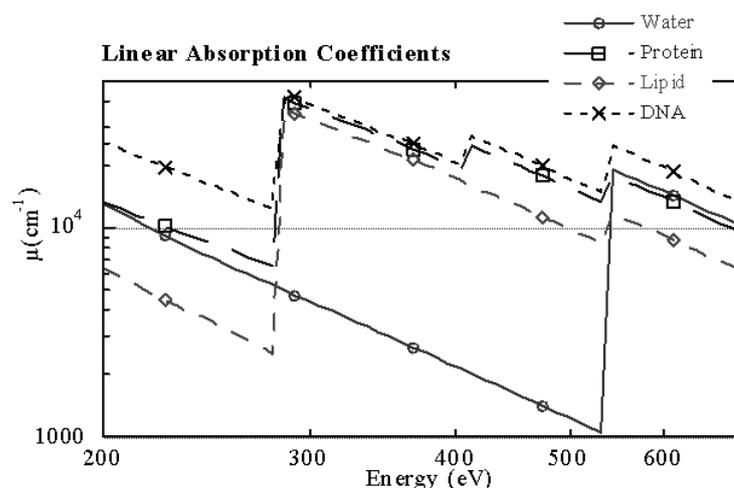


Figura 6. Finestra di trasmissione dell'acqua nella regione 200 – 500 eV. E' visibile il naturale contrasto della materia organica rispetto all'acqua in questa regione spettrale.

In questa regione l'acqua mostra un'elevata trasparenza ai raggi X mentre il carbonio, che è il principale costituente delle strutture cellulari, è altamente opaco, quindi, è possibile produrre un contrasto naturale nell'immagine del campione organico. Per ottenere radiazione nella regione spettrale d'interesse (WW) è stato utilizzato un target solido di Ittrio (Y) focalizzando, su di esso, la radiazione laser per mezzo del tripletto alla massima energia disponibile in uscita dalla nostra sorgente pari a circa 9J per impulso. Lo schema del porta campioni è rappresentato nella Figura 7.

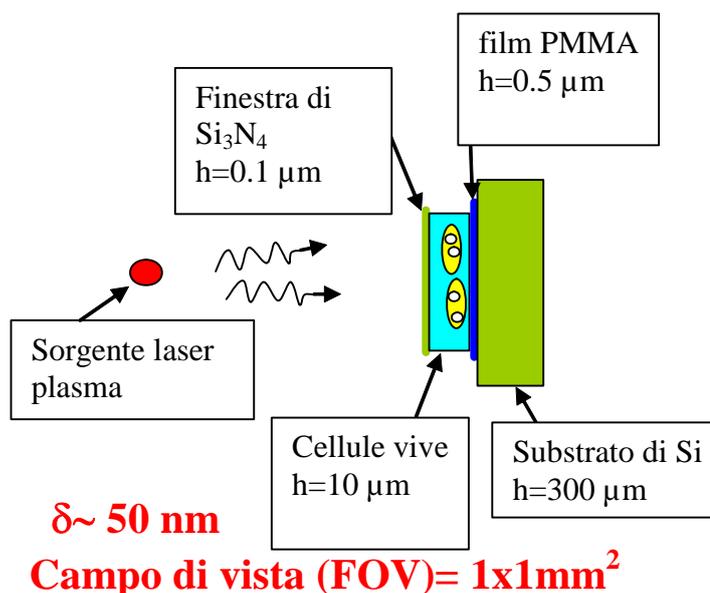


Figura 7. Sistema porta campioni utilizzato per l'esposizione di campioni biologici in vivo. In questo caso il rivelatore di immagini è costituita da un film PMMA. Nel caso nostro il rivelatore è costituito da un film di LiF o da un cristallo di LiF.

Come è possibile osservare dalla Figura 7 la radiazione investe il campione biologico impacchettato a come un sandwich, tra una finestra di nitruro di silicio da 100nm, che mostra una trasmissione spettrale dell'ordine del 60% nella regione WW, e un supporto di silicio sul quale è fissato un film di Polimetilmetacrilato (PMMA)⁴. Nel nostro caso il film su cui registriamo l'immagine è un cristallo di LiF. Il porta campioni è costituito da un cilindro di circa 35mm di altezza e 25mm di diametro come mostrato in Figura 8 a).

Nei campioni da noi adoperati il film di PMMA è sostituito da un film di LiF.

Una volta montato il campione all'interno del sistema è necessario, per diminuire l'assorbimento dello strato di acqua, comprimere il campione per mezzo del pistone, di cui è fornito holder.

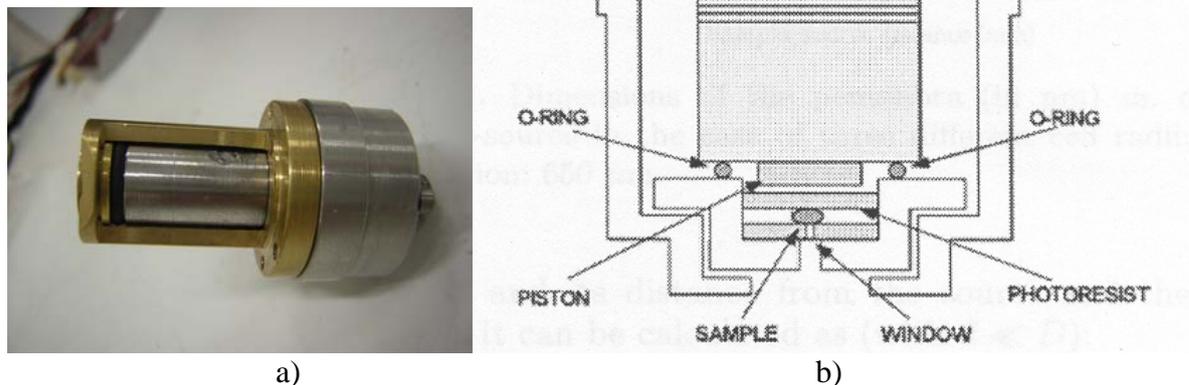


Figura 8. Foto e disegno del porta campioni con cui esponiamo i provini disciolti in acqua.

Diminuire il contenuto di acqua all'interno del campione è necessario per due motivi:

- ridurre l'assorbimento dell'acqua da parte della radiazione ionizzante;
- ottenere condizioni riproducibili cercando di inserire nei vari esperimenti lo stesso spessore di acqua. Questo reale problema risulta ancora irrisolto. Il pistone, infatti, premendo sulla finestra di silicio produce una pressione non omogenea sulla finestra, che produce uno spessore non uniforme di acqua, che si ripercuote sull'intera immagine esposta producendo una esposizione disomogenea.

L'esposizione dei campioni avviene con un intervallo di circa 15 minuti l'uno dall'altro e cercando di ridurre il tempo di permanenza del campione all'interno del porta campioni. La preparazione, infatti, mette il campione in vivo a dura prova. Il campione è stressato ed è privato dell'ossigeno. A causa del breve tempo di sopravvivenza dei campioni vivi è necessario ridurre al minimo il tempo di preparazione ed esposizione degli stessi in modo tale da evitarne la morte. La potenza media dell'energia in uscita dalla sorgente laser è stata monitorata con un calorimetro, Modello Scientec, di area attiva pari a 50mm. Il segnale nella regione spettrale della WW è stato acquisito sempre mediante il Pin Diode, descritto nel paragrafo precedente, e selezionato da un filtro di Vanadio, che ha una finestra spettrale nella regione spettrale della WW mostrata in Figura 9. Come si osserva dalla figura essa mostra una trasmissione media del 20%.

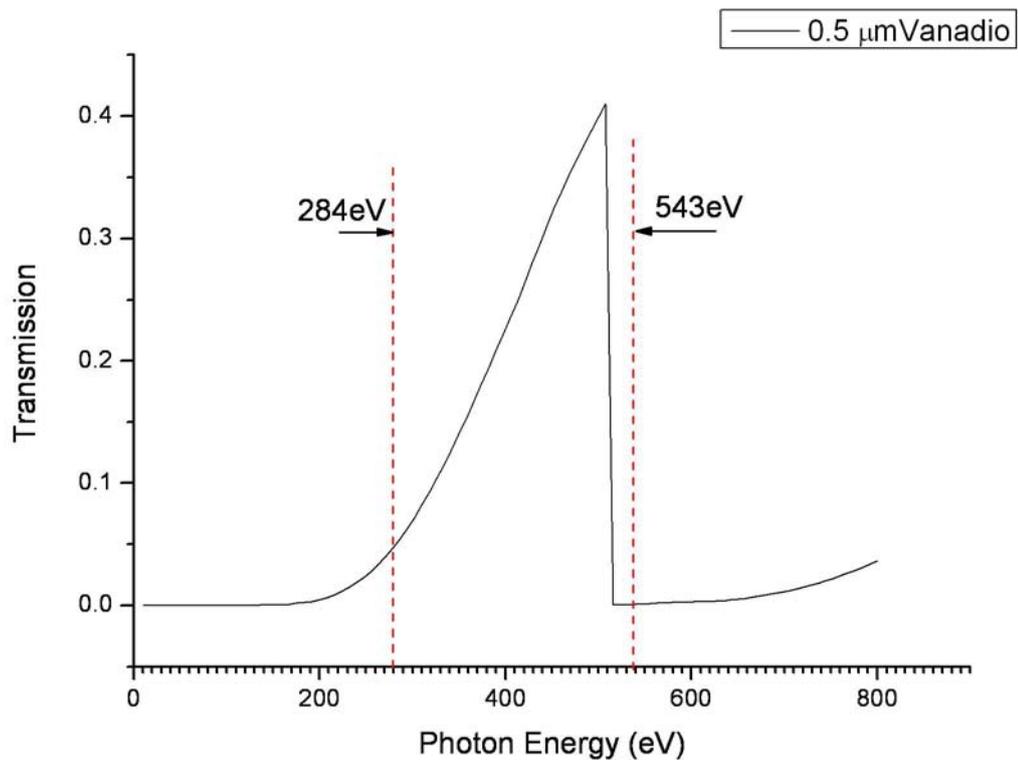


Figura 9. Filtro di 0,5μm di Vanadio, che filtra la radiazione di plasma selezionando solo la WW. La trasmissione media è del 20%.

Visto lo scarso spessore del filtro di vanadio, che non è in grado di auto sostenersi, il filtro è stato evaporato su un supporto di Mylar reticolare che mostra una trasparenza pari al 20%.

4.4 Campioni Biologici esposti a radiazione di plasma e impressionati su rivelatori basati su film di LiF

Sono stati scelti alcuni campioni per iniziare le misure anche allo scopo di definire le potenzialità della nuova tecnica di misura. I primi campioni, su cui sono state eseguite le misure, sono stati quelli di semi di girasole, polline di Liliun ed infine sono stati irradiati campioni unicellulari in vivo di alghe di *Chlorella* e *Chlamydomonas*. E' da notare come per i primi due campioni non è stato necessario disciogliere i campioni in acqua, essendo i campioni di origine vegetale, è in questo caso la tecnica adoperata per acquisire le immagini è stata quella microradiografica su cristalli di LiF, mentre per i campioni in vivo la tecnica utilizzata è quella della

Microscopia a contatto sempre su cristalli di LiF.¹⁶ Il porta campione adoperato è esattamente lo stesso di quello mostrato in Figura 8 ma in questo caso tra la finestra di silicio ed il LiF non vi è liquido.

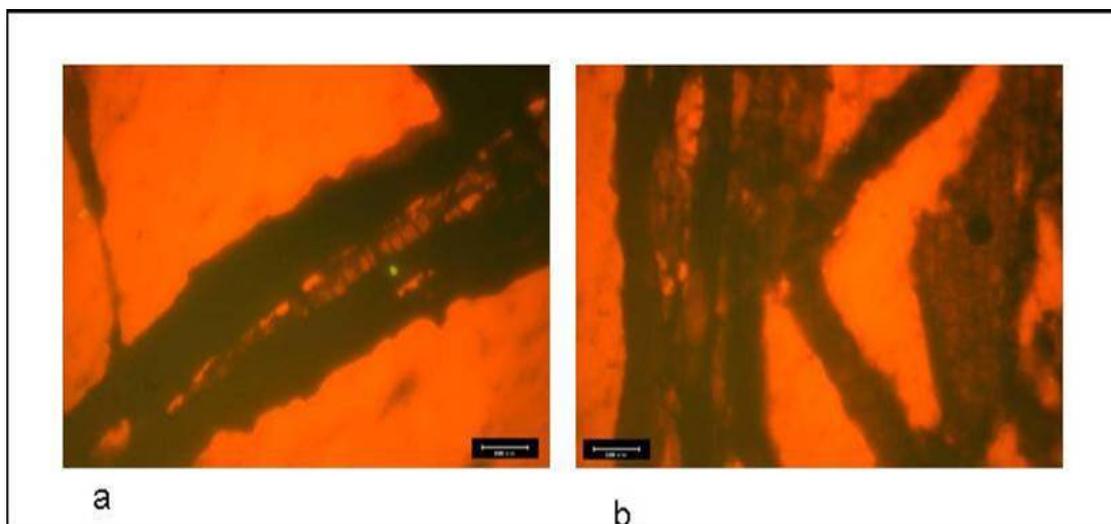


Figura 10. Immagine LiF di un campione di semi di girasole. La barra sull'immagine ha le dimensioni di 100 μ m. L'immagine a) controllo; l'immagine b) seme trattato con 1 mM di Pb.

In Figura 10 è mostrato il risultato dell'esposizione di un seme di girasole alla radiazione X emessa dalla nostra sorgente. I diversi semi sono stati prima disidratati, poi congelati e affettati ottenendo fette di uno spessore di poche centinaia di μ m. Spessori maggiori, infatti, avrebbero assorbito gran parte della radiazione incidente e, quindi, avrebbero dato vita ad un'immagine poco esposta.

Le immagini sono state ottenute mediante l'uso del telescopio in fluorescenza con un ingrandimento 40X presso i laboratori dei nostri colleghi dell'ENEA Frascati con cui collaboriamo. La parte più scura dell'immagine riguarda la parte della corteccia del seme. Si possono osservare delle strutture distinguibili con dimensioni inferiori ai 500nm. Purtroppo la risoluzione di un microscopio confocale in fluorescenza arriva ad un limite inferiore di risoluzione compresa tra 200 e 300nm ma, comunque, inferiore alla lunghezza d'onda della luce e superiore a qualunque microscopio di tipo ottico. Come già osservato in precedenza la grande potenzialità della tecnica è quella di avere intrinsecamente una risoluzione superiore, che in linea di principio potrebbe raggiungere il limite teorico della spaziatura dei diversi centri di colore pari al passo reticolare del cristallo di LiF e, quindi, di pochi nanometri¹⁷. Una cosa abbastanza evidente, oltre all'elevata risoluzione dell'immagine ottenuta è quella che per l'immagine a) di Figura 10, la corteccia appare molto nera. Questo significa che una buona dose di radiazione è passata attraverso la corteccia ed ha

impressionato il LiF colorandolo. L'immagine della corteccia esposta contemporaneamente, di un seme di caratteristiche e spessore identiche ma cresciuto in soluzione inquinata con 1mM di Pb (immagine b)) appare meno nitida come se parte della radiazione sia stata assorbita dal seme e, quindi, meno trasmessa verso il cristallo di LiF. Questo mette in mostra la possibilità di utilizzare immagini di questo tipo per evidenziare possibili bioaccumuli, da parte di vegetali o parti di essi, che si sviluppano in zone o ambienti più o meno inquinati. E' ovvio che il numero di campioni acquisiti è estremamente basso per poter stabilire un possibile bioaccumulo ma in generale le immagini mostrano la potenzialità della tecnica. E' ovvio che una volta stabilito i limiti di risoluzione del sistema potranno essere eseguite misure mirate per evidenziare le potenzialità della tecnica in studi di bioaccumulo.

Le immagini mostrate in Figura 11 sono state ottenute mediante esposizione di pollini di *Lilium* a radiazione laser plasma emessa ad una energia laser media pari a 7.8J, sommando su 10 e 20 spari laser rispettivamente la radiazione trasmessa e depositata su cristalli di LiF di area 5x5mm². La distanza del porta campioni dalla sorgente, in questo caso, era pari a 35mm.

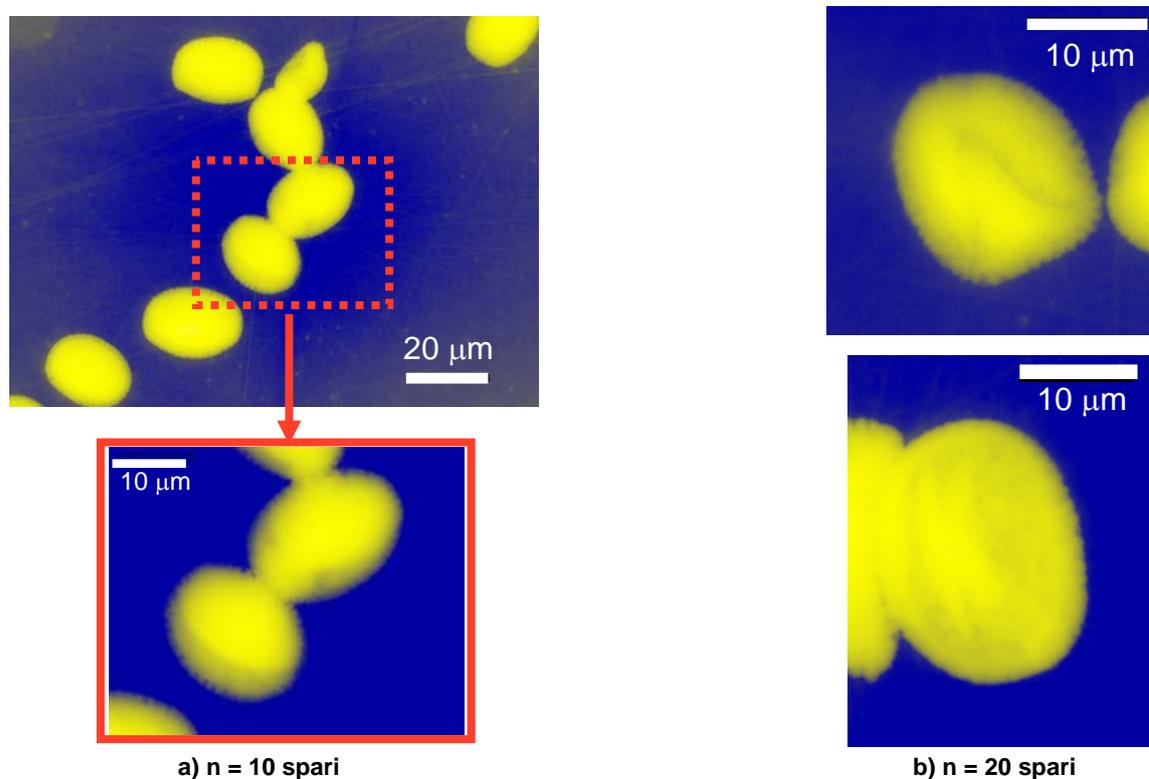


Figura 11. Immagini di polline di *Lilium*. Le immagini sono state ottenute mediante l'esposizione del polline a più spari laser. L'immagine a) è la somma di 10 impulsi e l'immagine b) è la somma di 20 impulsi.

Ma diamo un'idea della fluenza che raggiunge i pollini ad ogni sparo. Tali immagini sono state ottenute ad energie fuori della water window, intorno ad 1 keV. In questo caso, infatti, i pollini sono stati osservati senza la necessità di immergere il campione in acqua. L'immagine del polline non mostra un grande contrasto interno ma, come si vede dalle figure che, è possibile riconoscere, tutto intorno al granulo pollinico, delle piccole punte della dimensione che variano tra i 0.4, 0.6 e 0.8 μm .¹⁸ L'energia media nella regione intorno ad 1keV è dell'ordine di 100mJ per sparo. In questo caso il target adoperato era il rame (Cu), poiché esso ha l'efficienza di conversione più alta in luce di plasma in questa regione spettrale¹⁹.

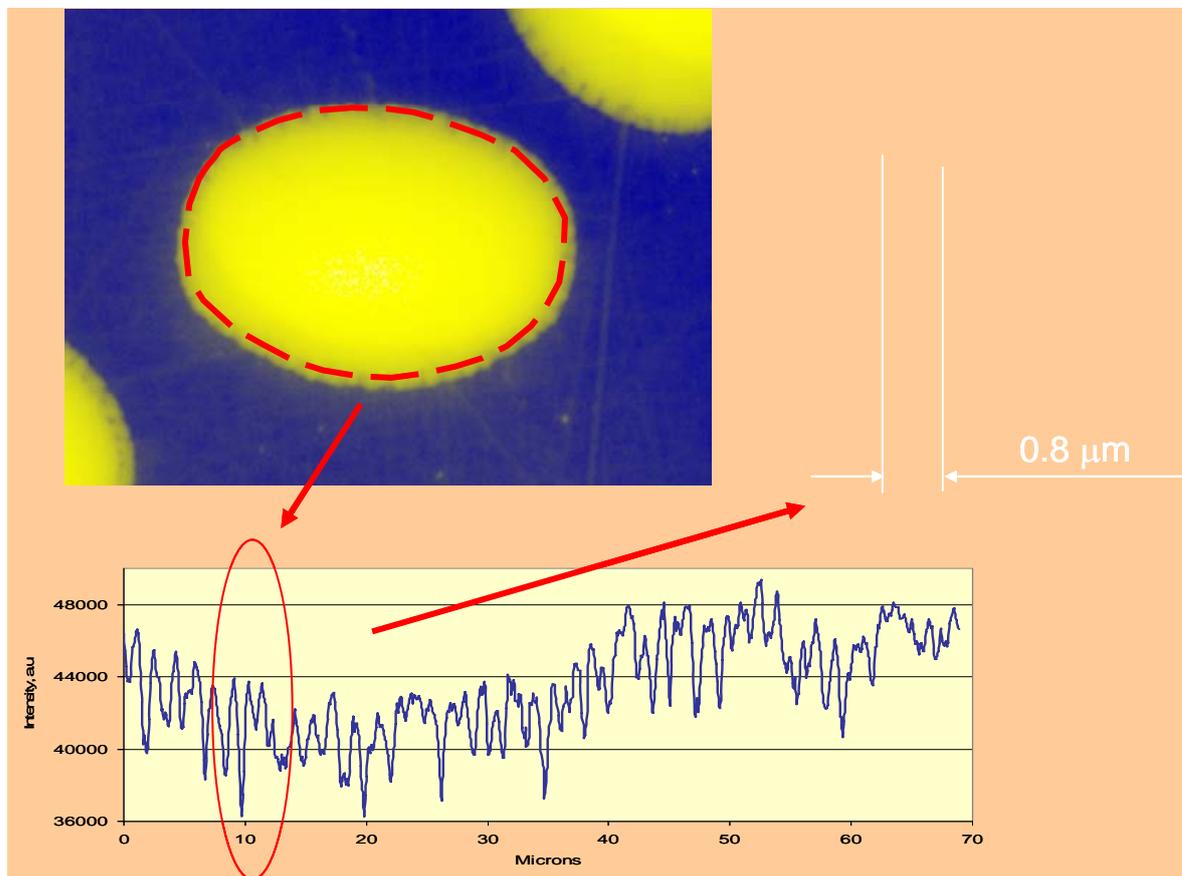


Figura 12. Immagine LiF di Polline di Lilium. E' visibile il granulo pollinico che da vita a strutture dell'ordine di 0.8 μm

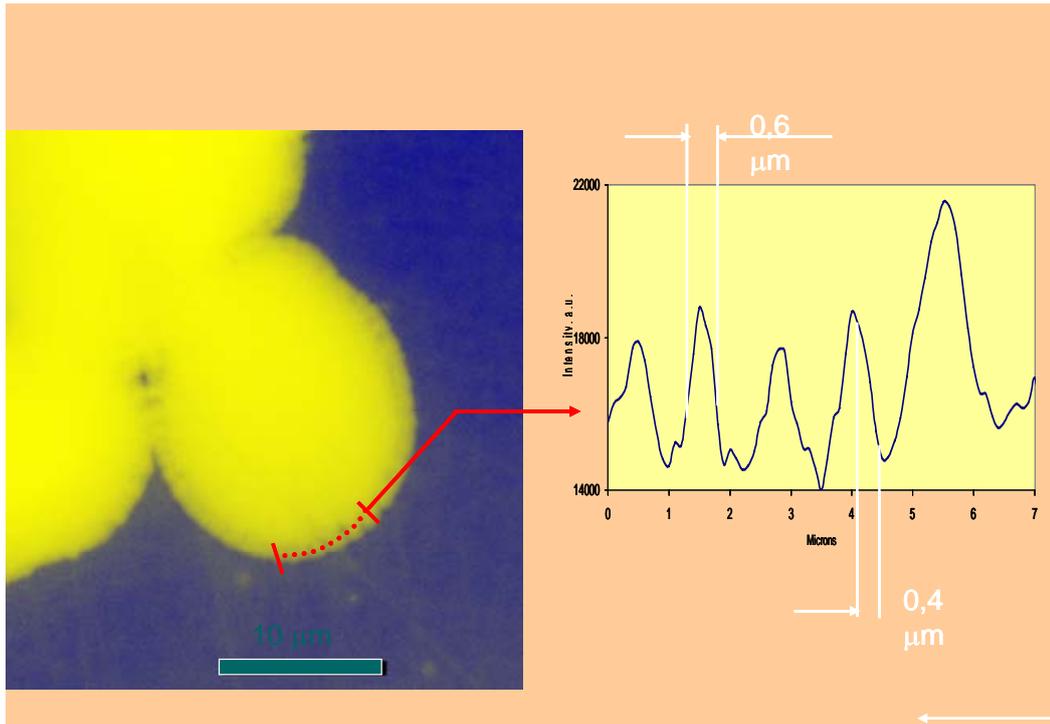


Figura 13. Immagine LiF di polline di Lilium. Anche qui le microstrutture visibili sono dell'ordine di 0.6 - 0.4 μ m.

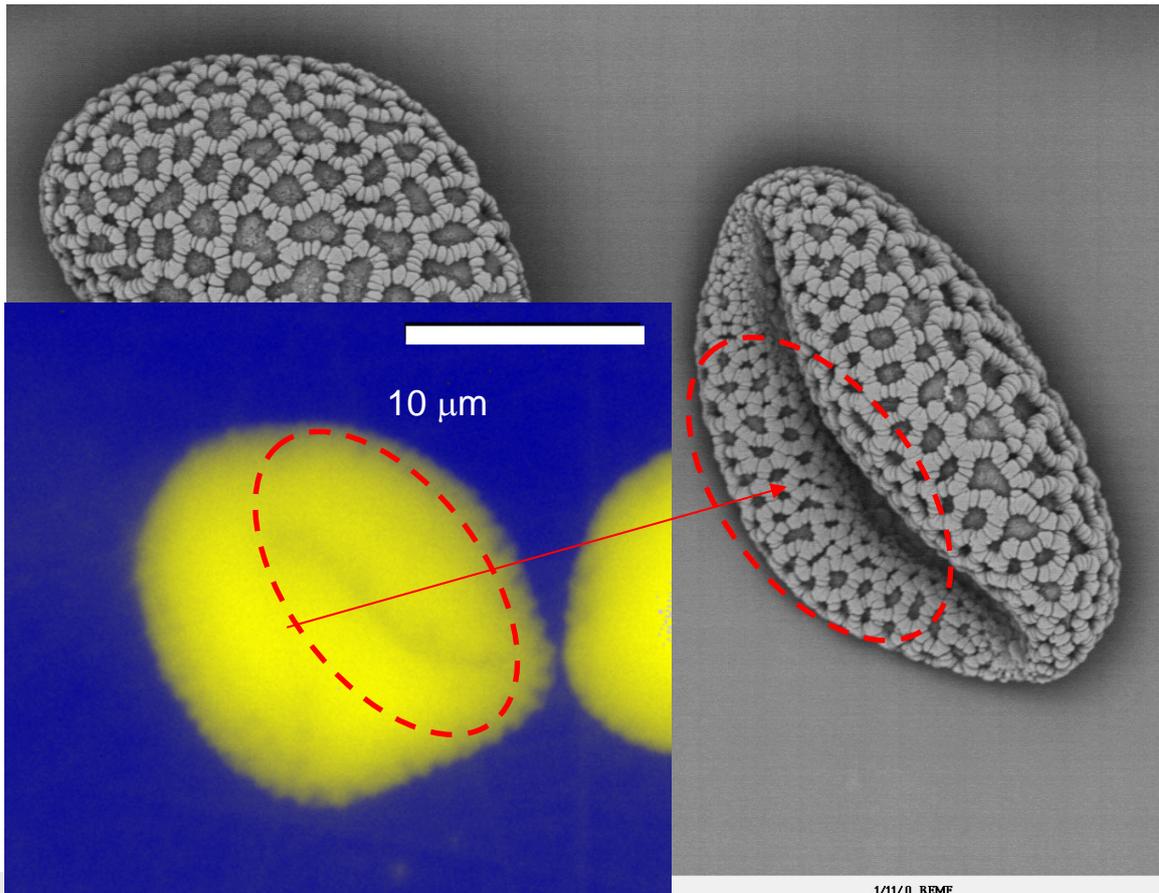


Figura 14. Immagine SEM (Zeiss DSM 962 SEM) di un grano di polline di Lilium(L. Howard, C. Daghlian) confrontato con l'immagine LiF ottenuta con la nostra sorgente laser plasma. Sono distinguibili i flagelli pollinici intorno al grano e la struttura ad incavo tipica del polline di Lilium.

In Figura 14 vengono messi a confronto l'immagine ottenuta al SEM (Scanning Electron Microscope) di un polline di Liliun con l'immagine da noi ottenuta mediante l'uso di radiazione di plasma ed un sensore LiF. Confrontando le due immagini è possibile osservare sia i flagelli pollinici di cui il grano è ricoperto sia la parte dell'incavo caratteristico del polline di Liliun. In Figura 15 sono visibile, anche in questo caso, le similitudini tra le due immagini ed è possibile osservare le strutture esterne del grano nell'immagine LiF.

Il problema fondamentale nella traduzione delle informazioni dai cristalli di LiF è dettato da un problema di carattere tecnologico nel acquisire otticamente immagini con risoluzione estremamente elevata paragonabile, ad esempio, con quelle ottenute con il SEM.

In Figura 16 vengono mostrate altre immagini di pollini di Liliun. Anche in questo caso energia laser media era pari a 7.8J. Le immagini sono il risultato di una *somma* di 10 spari laser, la cui radiazione trasmessa è stata depositata su cristalli di LiF di area $5 \times 5 \text{mm}^2$. La distanza del porta campioni dalla sorgente era pari a 35mm. Dalle immagini ottenute al microscopio ottico a fluorescenza è possibile osservare delle strutture interne, che se confrontate con l'immagine di Figura 16 b) dello spaccato del seme di Liliun possono essere ricondotte alla struttura del nucleo e altre strutture interne. Queste prime immagini ottenute mediante il deposito delle informazioni sui cristalli di LiF sono molto promettenti e aprono nuove prospettive d'indagine basate su tecniche innovative (sensori basati su cristalli di LiF) ottenute utilizzando sorgenti laser plasma da laboratorio di costi relativamente bassi e facilmente accessibili a differenza della grandi macchine, quali i sincrotroni, che producono fasci ad alta brillantezza di radiazione X ma, avendo costi elevati, risultano poco accessibili.

Ma andiamo a mostrare i dati più interessanti. Ho iniziato il discorso delle immagini LiF presentando una tecnica, che è in fase avanzata di messa a punto, in grado di poter dare delle immagini (flash di vita) in vivo di cellule, immerse nel loro ambiente naturale. Per verificare questa possibilità sono stati esposti un campioni di *Chlorella Sorokiniana* (Figura 17)¹⁸, microalga verde unicellulare di acqua dolce delle dimensioni tipiche di $5 \mu\text{m}$, e campioni di *Chlamydomonas* (Figura 18), anch'essa alga verde unicellulare, che si trova soprattutto in acqua dolce e nell'humus; le cellule sono perlopiù ellissoidali. Questa specie si può muovere liberamente tramite due flagelli che possono essere isoconti (della stessa lunghezza) o eteroconti (di lunghezza diversa).²⁰

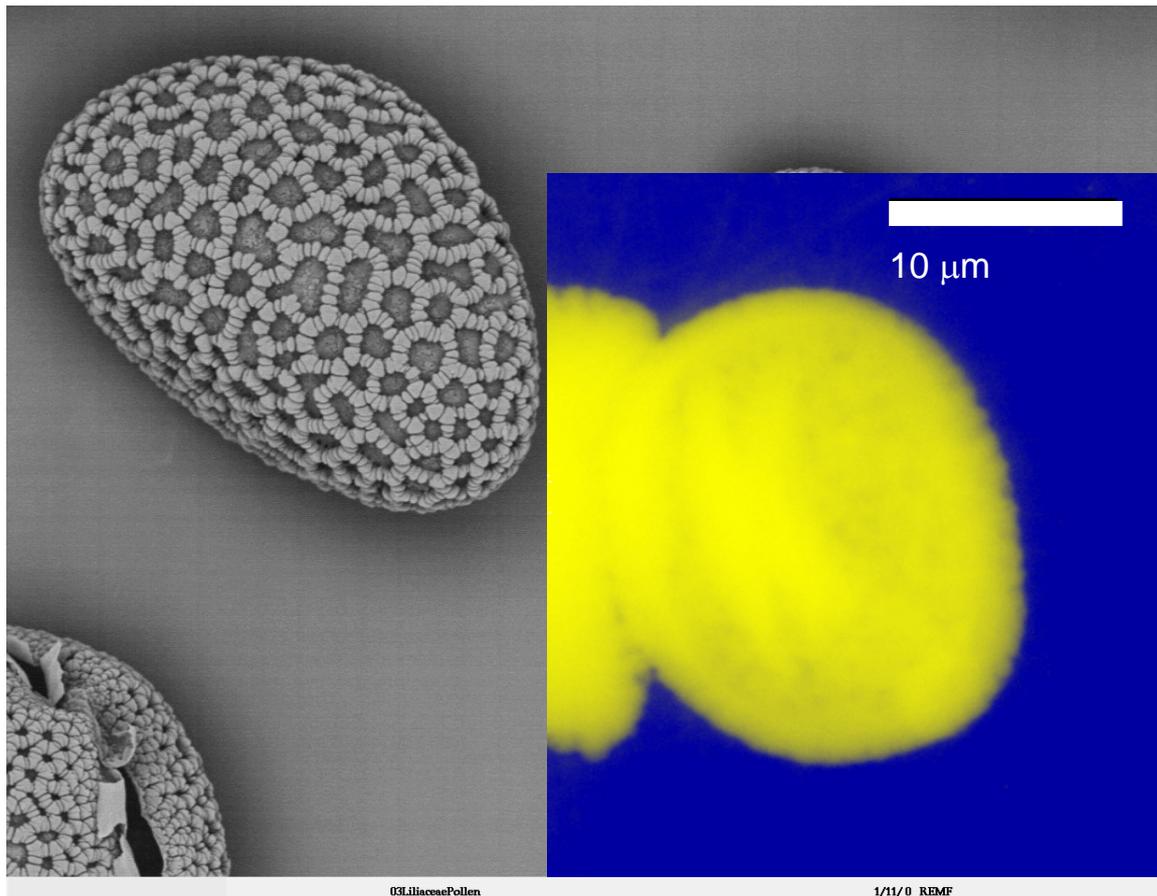


Figura 15. Immagine SEM (Zeiss DSM 962 SEM) di un grano di polline di Lilium(L. Howard, C. Daghljan) confrontato con l'immagine LiF ottenuta con la nostra sorgente laser plasma. Sono distinguibili i flagelli pollinici intorno al grano.

Per verificare questa possibilità sono stati esposti un campioni di *Chlorella Sorokiniana* (Figura 17)¹⁸, microalga verde unicellulare di acqua dolce delle dimensioni tipiche di 5 μm , e *Chlamydomonas* (Figura 18) anch'essa alga verde unicellulare, che si trovano soprattutto in acqua dolce e nell'humus; le cellule sono perlopiù ellissoidali. Questa specie si può muovere liberamente tramite due flagelli, che possono essere isoconti (della stessa lunghezza) o eteroconti (di lunghezza diversa).²¹

L'immagine Figura 17 mostra un gruppo di cellule dell'alga verde *Chlorella Sorokiniana* ottenuta esponendo con la sorgente laser plasma su un cristallo di LiF. Le immagini sono state acquisite mediante il microscopio in fluorescenza con un ingrandimento 100x presso i laboratori dell'ENEA Frascati. Le immagini sono state ottenute irradiando il campione con una energia media pari a circa 7.8J su cristalli di LiF di superficie 5x5mm².

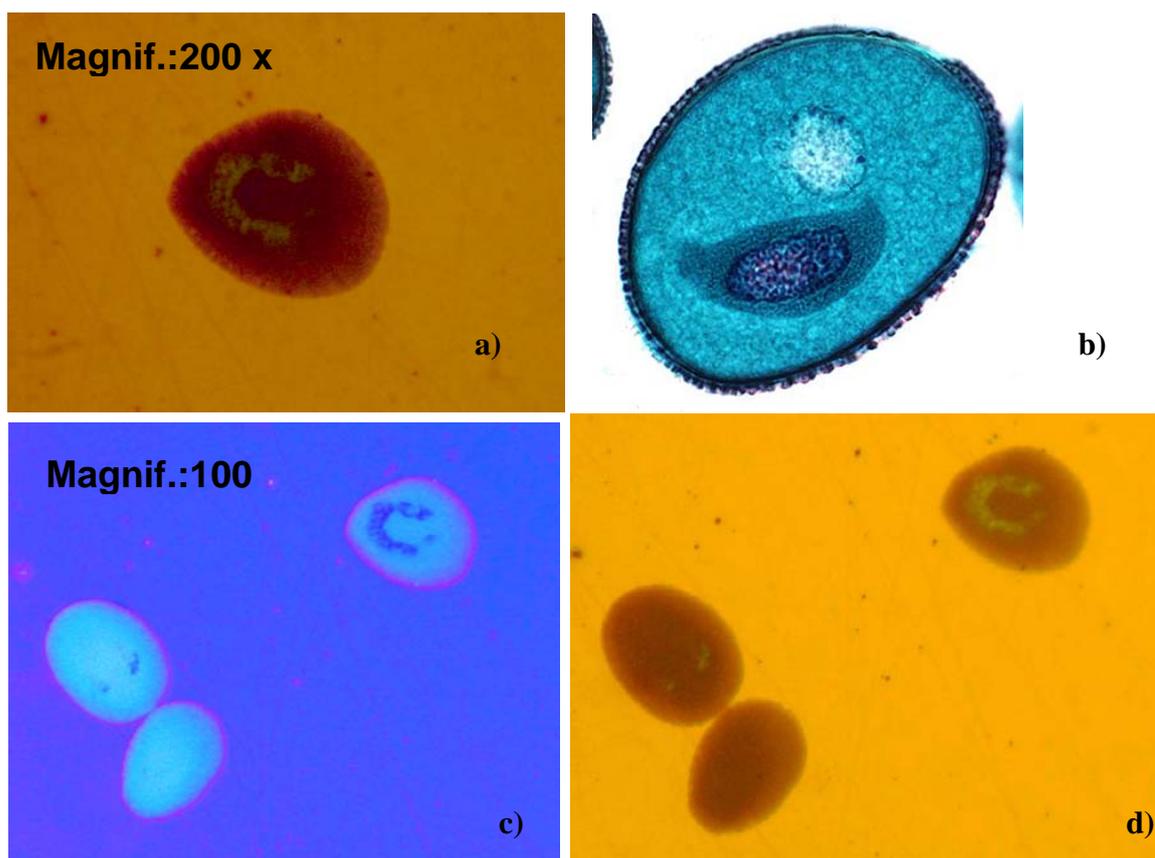


Figura 16. Immagini LiF di polline di Lilium. a) particolare dell'immagine a falsi colori LiF ingrandita 200 volte; c) immagine LiF ingrandita 100 volte, d) immagine LiF identica alla c) ma vista in una tonalità di colori diversa; b) Immagine dell'interno di un polline di Lilium. E' visibile il nucleo con un'altra struttura vicino²². Confrontando l'immagine a) con la b) probabilmente la struttura interna visibile è dovuta alla struttura interna del grano.

L'energia della sorgente laser è stata focalizzata su un target di Ittrio, che mostra una buona emissione nella regione della WW. La distanza del campione dalla sorgente era 8mm. Ogni campione è stato esposto una sola volta alla radiazione.

Si riconoscono molto bene cellule di dimensione diversa, di diametro intorno ai $5\mu\text{m}$, mentre è anche possibile, ad un esame più accurato, intravedere parti di strutture interne delle singole cellule. Di particolare rilievo è poter osservare la presenza di una lieve patina, tutto intorno al gruppo di cellule, costituita dagli essudati¹, dato che non è facile osservare la presenza di queste formazioni con altre tecniche.

Proviamo a calcolare la dose di radiazione, a cui le cellule sono state sottoposte. Il segnale X acquisito mediante il Pin Diode corrisponde ad un valore

¹ L'essudato è un liquido che si raccoglie nei tessuti del corpo umano sottoposti a un processo d'infiammazione. I capillari aumentano la loro permeabilità, così da far passare i mediatori dell'infiammazione (proteine) e le cellule dell'immunità verso il tessuto infiammato, perciò l'essudato è composto da una miscela di proteine e cellule in ambiente acquoso

medio di tensione pari a circa 70V. Da quello già osservato in capitolo 3 è possibile valutare l'energia che arriva sul Pin Diode nel modo seguente. La quantità di carica che arriva sul Pin Diode corrisponde a:

$$Q_x = \frac{V_x}{R} \tau_x = \frac{70V}{25.5\Omega} 31ns = 85.1nC \quad (4.1)$$

Considerando il fattore di conversione α nella regione della WW è pari a 3.62J/C si ottiene un'energia incidente sul diodo pari a:

$$E_{pin} = 85.1 \cdot 3.62 = 308nJ \quad (4.2)$$

che corrisponde all'energia rilasciata dalla radiazione sulla giunzione del diodo pin. Ma la trasparenza dei filtri interposti davanti al diodo trasmettono rispettivamente:

1. Trasmissione finestra di silicio da $0.3\mu m = 0.3$;
2. Trasmissione filtro di vanadio = 0.2
3. Trasmissione del supporto di Mylar = 0.2

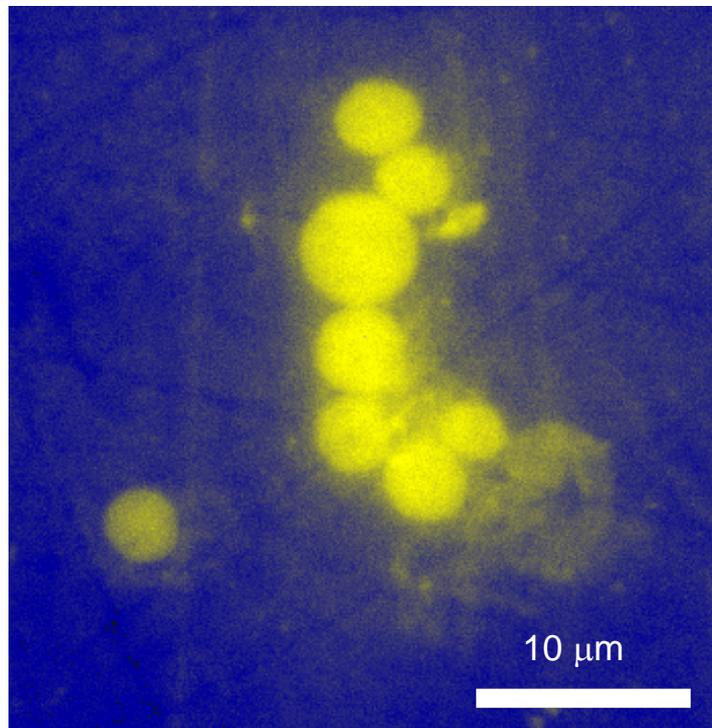


Figura 17. Microscopia X su cristallo di LiF di un gruppo di cellule dell'alga unicellulare *Chlorella sorokiniana* ottenute con radiazione X laser plasma e osservate con un microscopio ottico in fluorescenza 100x.

L'energia reale, che investe il Pin sarà:

$$E_{reale} = \frac{E_{pin}}{T_{si} T_V T_{My}} = \frac{308nJ}{0.3 \cdot 0.2 \cdot 0.2} = 25.7 \mu J \quad (4.3)$$

Il Pin diode dista circa 58,5cm dalla sorgente mentre i campioni di polline distano circa 8mm. Questo significa che se l'area del diodo è pari a 0.07cm² la fluenza, che investe il campione, sarà:

$$F_{sample} = \frac{E_{reale}}{A_{pin}} \left(\frac{d_{pin}}{d_{sample}} \right)^2 = \frac{25.7 \mu J}{0.07 cm^2} \left(\frac{58.5 cm}{0.8 cm} \right)^2 = 1.96 \frac{J}{cm^2} \quad (4.4)$$

E' però necessario correggere questo valore considerando la finestra di nitruro di silicio, posta di fronte al campione di 0.1μm di spessore, che trasmette lo 0.6 e considerare lo strato di acqua, ipotizzandolo pari a circa 5μm, che a 400eV trasmette circa il 0.3 da cui si ottiene :

$$F_{LiF} = 1.096 \frac{J}{cm^2} \cdot 0.6 \cdot 0.3 = 352 \frac{mJ}{cm^2} \quad (4.5)$$

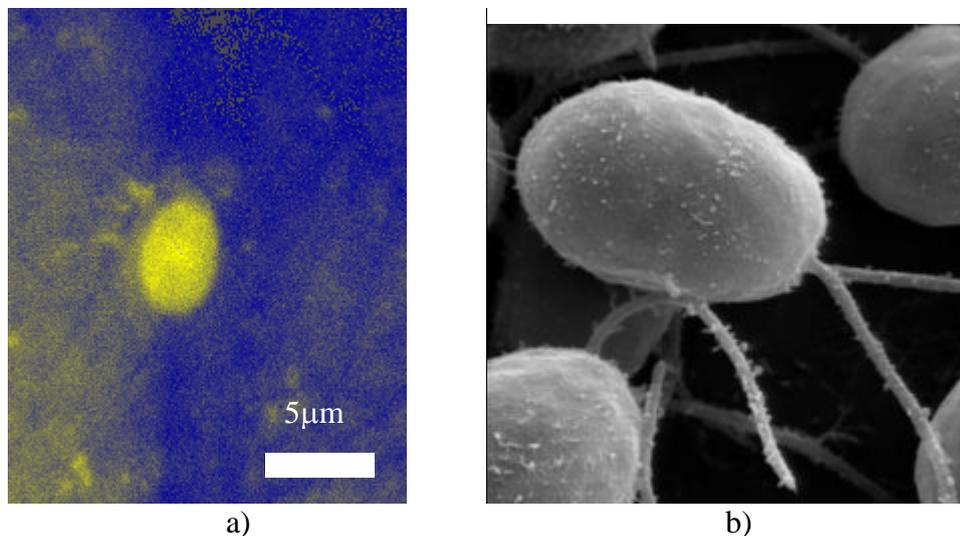


Figura 18. Immagine LiF di Chlamydomonas a). Immagine SEM di Chlamydomonas.

Prima di passare ad immagini, che possono portare a considerazioni di istantanee di vita delle cellule confrontiamo le immagini di Figura 18. L'immagine a) mostra una *Chlamydomonas* impressionata su un cristallo di LiF. Si può osservare la caratteristica forma ovale della cellula e confrontarla con quella che si ottiene da un immagine al SEM. Notiamo che le immagini al SEM sono ottenute per congelamento dei campioni biologici, che pur mostrando una risoluzione estremamente più elevata

non possono dare le stesse informazioni visto che i campioni sono congelati e, quindi, ormai già morti. Un aumento della risoluzione nella deduzione delle immagini dai LiF, problema tecnologico, potrebbe permettere di ottenere informazioni altamente risolte di istanti di vita.

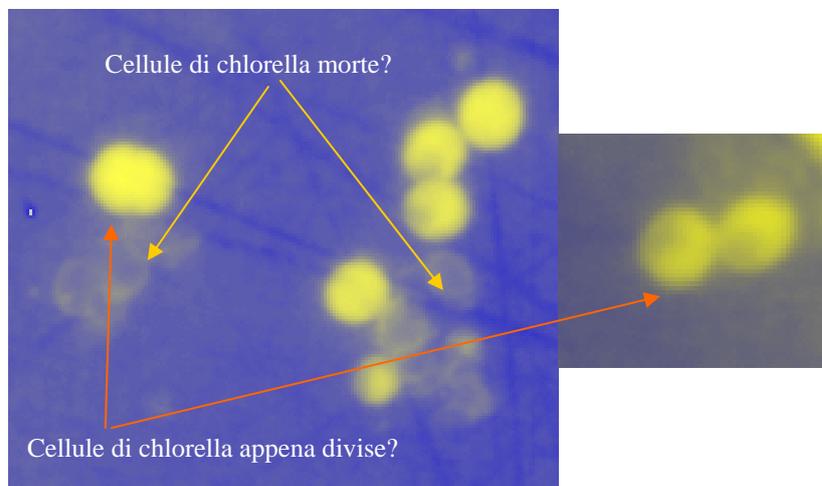


Figura 19. Immagini laser plasma su LiF di cellule di *Chlorella* ottenute mediante un microscopio a fluorescenza. Si osservano che alcune cellule mostrano un anomalo allungamento. Probabilmente dovuto alla nascita di una cellula per mitosi.

E' estremamente interessante quello che si può osservare dalle immagini riprodotte in Figura 19. La *Chlorella* è, come già osservato, un organismo unicellulare e si riproduce per mitosi². Senza entrare nei dettagli una cellula madre si divide in due cellule figlie con le stesse caratteristiche genetiche.

Molto probabilmente la forma ovalizzata che si osserva nelle immagini di Figura 19 stanno ad indicare che l'immagine, istantanea, è stata eseguita nello stesso istante in cui la cellula si stava riproducendo. Lo stesso ragionamento si può fare osservando le immagini ombra delle stesse dimensioni delle cellule che si osservano sempre nella stessa immagine. In questo caso molto probabilmente si tratta di cellule appena morte.

² La **mitosi** è la riproduzione per divisione equazionale della cellula eucariote. Il termine viene spesso utilizzato anche per la riproduzione delle cellule procariote, un processo molto più semplice e più correttamente chiamato scissione binaria o *amitosi*.

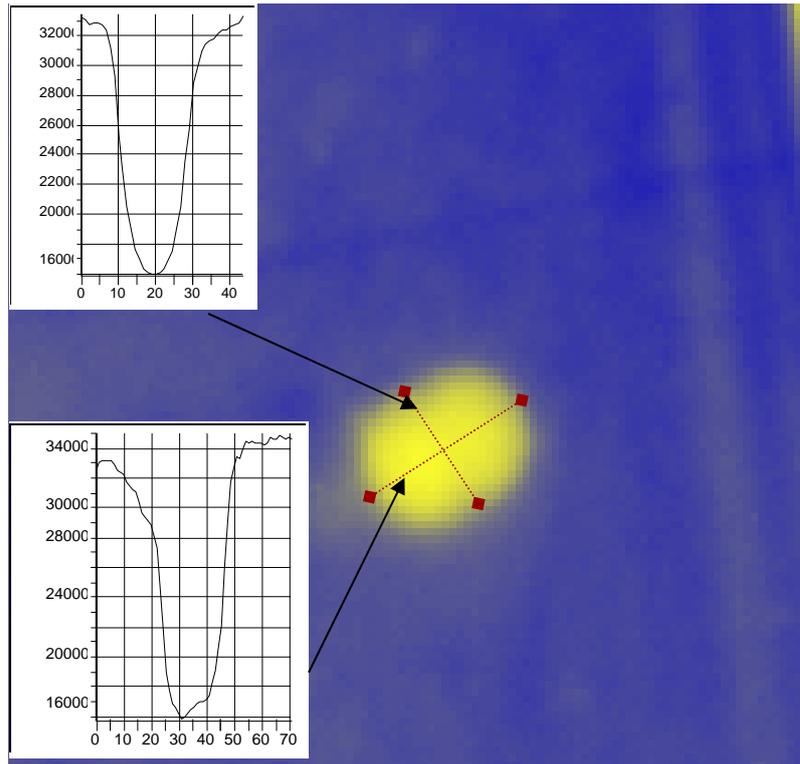


Figura 20. Immagine di una probabile fase di riproduzione di cellula di *Chlorella*. Si osserva che le dimensioni lungo una direzione sono circa il doppio della direzione ortogonale.

In Figura 20. è mostrato un'analisi delle dimensioni di una cellula, che molto probabilmente si sta riproducendo per mitosi. Dall'analisi delle dimensioni si osserva, che la dimensione lungo una direzione (circa 20 pixel) è circa la metà della dimensione lungo la direzione ortogonale (circa 40 pixel). Questo fenomeno di replica della cellula è ben mostrato nella Figura 21. Osservando le immagini di tale figura si possono immediatamente osservare le similitudini con la fase tre di riproduzione qui mostrata è la Figura 20.

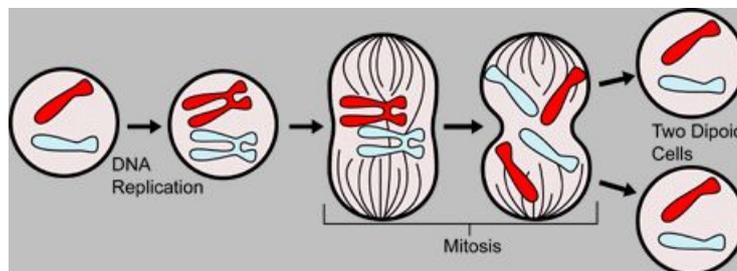


Figura 21. Riproduzione di una cellula per mitosi. Sono rappresentate le 4 fasi della riproduzione.

Tutti i risultati ottenuti sono stati acquisiti esponendo dei film di LiF alla radiazione di plasma. Per evitare che il film, sottile, venga danneggiato a causa del contatto con l'acqua, in cui il campione è disciolto, è stato protetto mediante uno

strato di benzene. Prima dell'esposizione del campione al microscopio a fluorescenza è necessario ripulire il LiF, mediante un'azione meccanica che, come si osserva in tutte le immagini mostrate, lascia delle strisce-solchi più o meno profondi visibili, che non hanno niente a che vedere con l'immagine del campione.

4.5 Analisi della risoluzione vantaggi e limiti della tecnica di immagini

LiF

Le tecniche tradizionali di imaging ottiche di campioni biologici sono sostanzialmente due: la tecnica di microscopia ottica e la tecnica di microscopia elettronica. La prima ha un limite nella risoluzione dovuta alla stessa natura con cui è prodotta l'immagine è, quindi, dalla lunghezza d'onda della luce. La seconda presenta una limitazione di carattere tecnologico poiché i campioni devono essere preliminarmente trattati, disidratati ed eventualmente congelati se essi sono campioni biologici in vivo (Cellule). Con la tecnica, i cui risultati preliminari sono stati qui presentati, il campione biologico, generalmente cellule in sospensione nel loro medium, vengono disposte in uno speciale porta campioni costituito da: a) una finestra di nitrato di silicio per proteggerle dal vuoto della camera di esposizione, b) dal campione biologico e c) dal detector, che nel nostro caso è il cristallo di LiF di dimensione 5×5 mm².

La tecnica presentata permette di arrivare, in linea di principio, ad una elevata risoluzione intrinseca, dell'ordine dei nm, che permetterebbe l'osservazione di immagini ad alta risoluzione di campioni biologici vivi, nella loro soluzione acquosa ed a temperatura ambiente. E' stato anche dimostrato la possibilità di ottenere immagini utilizzando la sorgente laser plasma di radiazione policromatica. Il LiF, oltre ad avere una elevata risoluzione spaziale, ha la proprietà di conservare le immagini acquisite a temperatura ambiente per diversi anni e mostrando un elevato range dinamico.

La prima tecnica mostrata all'inizio del capitolo utilizzava come rivelatore il PMMA. Questo rivelatore, che ha una risoluzione molto elevata, ha però un range dinamico molto basso (solo alcuni livelli di grigio). Inoltre la procedura per l'ottenimento dell'immagine richiede l'osservazione del campione all'AFM (Atomic Force Microscopy), che necessita molto tempo, e non dà immagini facilmente riproducibili, perchè il profilo osservato dipende dal tempo di sviluppo del PMMA esposto. La microscopia con i raggi X, nella modalità in proiezione²³ (sia full-field che

a scansione), raggiunge ormai una risoluzione molto elevata (circa 15 nm) grazie all'uso di lenti zone-plates, ma l'utilizzo di questi elementi ottici richiede radiazione monocromatica. La dose di raggi X necessaria può essere ottenuta solo utilizzando come sorgente un sincrotrone e con tempi di esposizione molto più lunghi (circa 1 secondo), per cui solo campioni biologici congelati possono essere osservati. Ma facciamo un sunto delle potenzialità delle diverse tecniche.

Tecnica d'indagine	Dimensione del Pixel [μm]	Range dinamico	Sistema di lettura
LiF	0.001	$0.1\text{mJ}/\text{cm}^2 \div 1\text{J}/\text{cm}^2$	Microscopio a fluorescenza
CCD	2	$0.1\text{nJ}/\text{cm}^2 \div 10\mu\text{J}/\text{cm}^2$	ADC
Film fotografico	5	$1\text{nJ}/\text{cm}^2 \div 1\mu\text{J}/\text{cm}^2$	Microscopio Ottico
PMMA	0.01	$1\text{mJ}/\text{cm}^2 \div 50\text{mJ}/\text{cm}^2$	AFM

Tabella 1. Caratteristiche dei sistemi più utilizzati per immagini di campioni biologici messi a confronto con un rivelatore LiF.

Per quanto la Tabella 1 mostra le grosse potenzialità del rivelatore LiF è da notare, che la possibilità di ottenere una elevata risoluzione spaziale è garantita da un sistema di lettura in grado di fornire una elevata risoluzione spaziale. Con il microscopio a fluorescenza convenzionale si riesce ad arrivare a risoluzione dell'ordine di 300nm. In commercio esistono strumenti estremamente sofisticati e costosi, con i quali però ad oggi non sono state eseguite misure ma che sulla carta potrebbero dare sufficiente risoluzione spaziale alla tecnica d'indagine presentata. I due sistemi sono:

1. Microscopio a campo vicino con risoluzione $\sim 50\text{nm}$;
2. e lo SNOM con risoluzione dichiarata $\sim 5\text{nm}$ ²⁴.

4.6 Microradiografie di campioni vegetali mediante l'uso di pellicole

RAR e un rivelatore CCD

Un'altra tecnica, con la quale sono stati ottenuti interessanti risultati è quella di microradiografie di campioni biologici per lo studio di bioaccumuli di metalli pesanti. E' già iniziato da alcuni anni presso i nostri laboratori esperimenti di irraggiamento di campioni vegetali drogati con soluzioni di particolari metalli pesanti²⁵. Scopo degli studi è quello di rivelare bioaccumuli in piante o parti di pianta dovuti al particolare trattamento subito dal vegetale in vivo o cresciuto in vitro. La tecnica di imaging basata su microradiografie mediante raggi X appare uno

strumento estremamente potente per ottenere informazioni strutturali, grazie alla trasmissione della radiazione attraverso il campione, paragonata alle usuali tecniche d'indagine quali la microscopia ottica a quella elettronica. Lunghezze d'onda così corte possono penetrare nella materia vegetale e permettere di ottenere risoluzioni dell'ordine di $5\mu\text{m}$. Misure già eseguite hanno permesso di evidenziare e localizzare drogaggi di cadmio su foglie di saponaria, grazie all'analisi di immagini ottenute su pellicole radiografiche di tipo RAR 2492, sensibili alla radiazione X, irradiando i campioni con radiazione di plasma intorno ad 1keV prodotta dalla sorgente laser²⁶.

Ma andiamo a veder più attentamente in cosa consiste il sistema per ottenere immagini microradiografiche su pellicole RAR. Il porta campione è costituito da un involucro in PVC opaco ai raggi X dove dalla parte frontale è praticata una finestra. La finestra, necessaria per far passare la radiazione X, è chiusa con una pellicola di alluminio dello spessore di $40\mu\text{m}$, che filtra la luce di plasma nella regione intorno ad 1.5keV . La luce che passa il filtro colpisce il campione vegetale e, se è abbastanza intensa lo attraversa impressionando la pellicola RAR. Lo studio dell'immagine impressionata permette di ottenere informazioni sulla stato di vita del campione biologico. La Figura 22 mostra lo schema di irraggiamento del campione biologico. La luce di plasma, che viene prodotta nell'interazione con il target di Cu è policromatica ed è filtrata dal foglio di alluminio fissato sulla finestra d'ingresso del porta campione e la sua funzione è proprio quella di passa banda spettrale, permettendo alla sola radiazione intorno a 1.5keV di irradiare il campione.

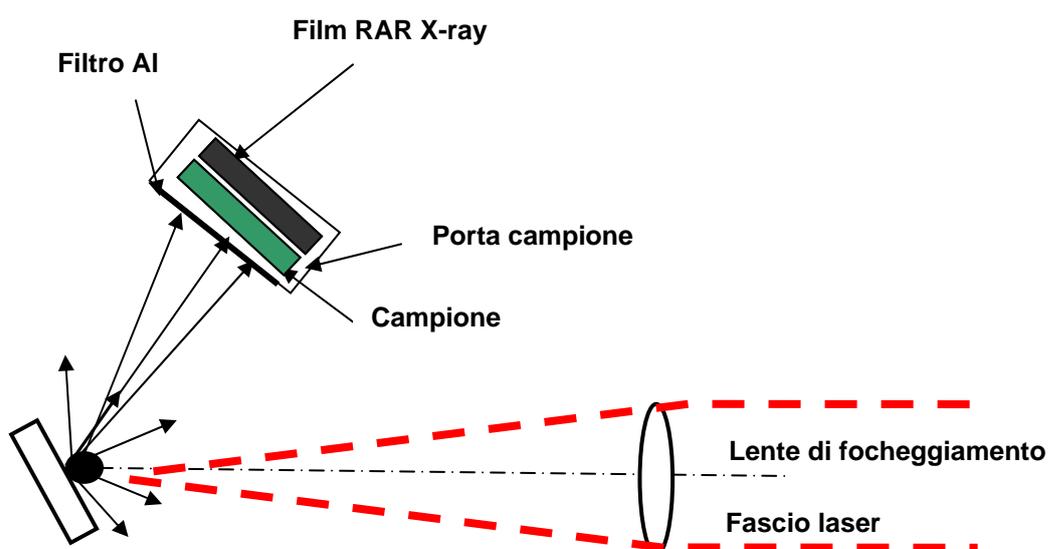


Figura 22. Schema di irraggiamento dei campioni biologici per microradiografie su pellicole RAR.

Un primo campione testato è stato quello relativo alla *viola tricolor*. Campioni di viola sono stati cresciuti in soluzioni inquinate a differenti concentrazioni di Solfato di Rame (CuSO_4), normalmente utilizzato in agricoltura ed evaporato sulle piante; per una giornata (24h)^{27,28}. I tre trattamenti avevano rispettivamente concentrazioni di:

1. 1%
2. 3%
3. 5%
4. Controllo non trattato

Cresciute in queste condizioni le piantine sono state seccate all'aria, per evitare che la presenza di acqua generi assorbimento della radiazione X e, solamente, a disidratazione completa sono state ritagliate alcune parti di foglia per ogni piantina ed posizionate nel porta campioni. Le immagini sono state ottenute irradiando il porta campione, posizionato ad una distanza di 15cm dalla sorgente, con una fluena dei raggi X pari a circa $130\mu\text{J}/\text{cm}^2$. Le pellicole così impressionate sono state sviluppate utilizzando il *rivelatore radiografico dentale* (*dental X – ray developer* o più semplicemente *developer*) e il *fissatore radiografico dentale* (*dental X – ray fixer* o più semplicemente *fixer*), i cui liquidi permettono lo sviluppo delle pellicole RAR impressionate. Una volta sviluppate le pellicole vengono analizzate mediante uno scanner (CanonScan FS4000US) ad alta risoluzione in grado di arrivare a 2000 dpi, ottenendo così immagini in bianco e nero della pellicola su cui poter poi successivamente valutare i livelli di grigio. A differenza di quello che si osserva dalle immagini LiF, le immagini ottenute sulla pellicole devono essere lette nel modo inverso. Le zone più scure sono quelle relative alle zone più esposte, quelle che sono state colpite da maggior radiazione, e relative ad un minor assorbimento da parte del campione. Le zone più chiare, quindi, sono relative alle zone meno esposte, il che significa zone in cui il campione ha assorbito maggiormente.

Le immagini ottenute in queste prove sono mostrate in Figura 23. Esse mostrano le micro-radiografie di foglioline di *viola tricolor* in tre diverse condizioni.

Le immagini sono relative a:

1. fogliolina in condizioni naturali cioè senza trattamento (controllo);
2. fogliolina di piantina trattata con una soluzione al 1 % di solfato di rame;

3. fogliolina di piantina trattata con una soluzione al 5% di solfato di rame;

Le immagini sono state ottenute nelle stesse condizioni di esposizione, quindi, è plausibile pensare che le macchie che si presentano nelle immagini relative alle piante trattate siano dovute all'assorbimento del rame metabolizzato dalla pianta.

Infatti, sia nell'immagine in b) che c) confrontate con l'immagine in a), oltre alla presenza delle venature si evidenziano delle granulazioni dense ai raggi X che non sono altrettanto evidenti nel campione di controllo.

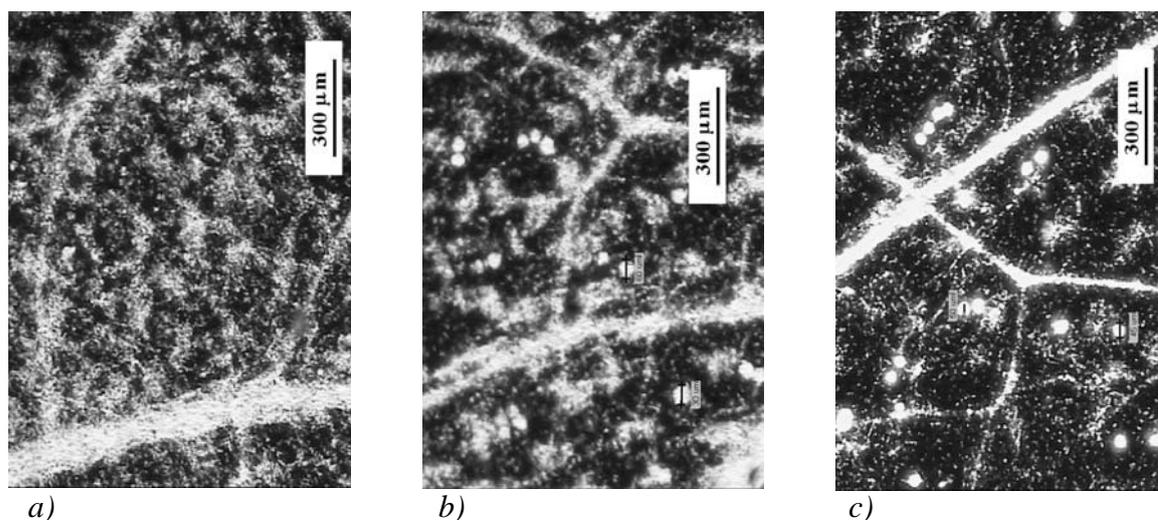


Figura 23. Foglie di *Viola tricolor* trattate con CuSO_4 ; a) controllo, b) 1% CuSO_4 e c) 5% CuSO_4 ; si evidenziano possibili granulazioni dovute al bioaccumulo. Le venature inoltre evidenziano il contenuto di rame tramite un notevole assorbimento (b e c).

Da un'analisi delle granulazioni è possibile mostrare che l'intensità dei toni di grigio è correlata con la dose della soluzione contaminante²⁷. In Figura 24 sono mostrati i valori dei livelli di grigio misurati per una singola granulazione per le diverse immagini. Mentre nell'immagine di controllo non si osservano strutture particolari nelle altre due immagini si osservano zone, in cui i granuli sono evidenti e si osservano formazioni granulari, che diventano ancor più evidenti per il caso di piantina trattata con una soluzione più carica di CuSO_4 . E' stata valutata la densità ottica (O.D.) mediante una curva di taratura che associ al valore del livello di grigio il corrispondente valore di O.D. In tal modo si passa da una valutazione qualitativa ad una quantitativa, che porta tramite il calcolo dell' assorbimento dovuto al solo rame, ad una quantizzazione del bioaccumulo di rame nel campione biologico²⁷.

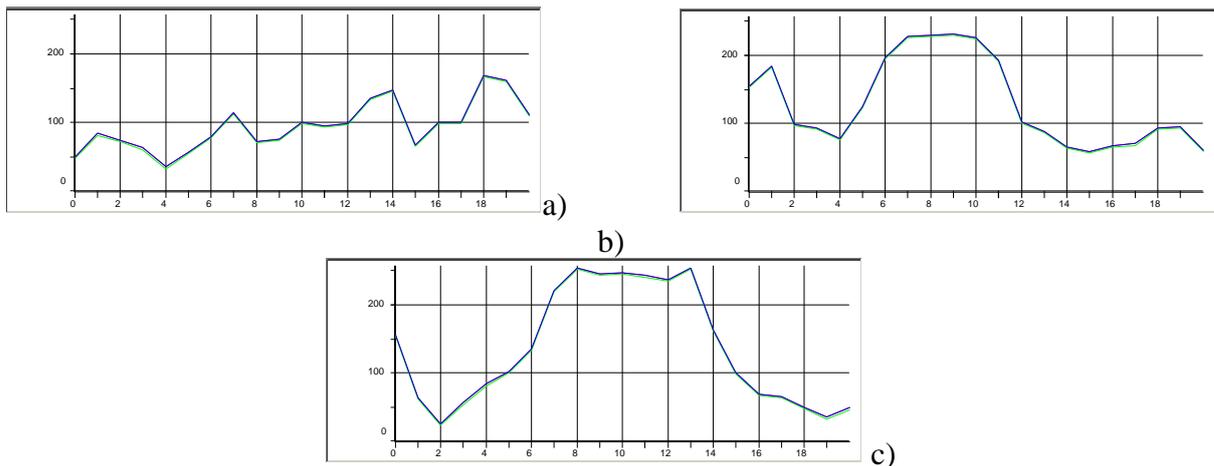


Figura 24.Le diverse granulazioni mostrano una differenziazione corrispondente alla dose del contaminante nel trattamento, anche nella loro singola valutazione dei livelli di grigio corrispondenti all'immagine micro-radiografica

La risoluzione di questa tecnica è essenzialmente dettata dalla densità dei granuli delle pellicole adoperate, che comunque non scende mai al di sotto dei $5\mu\text{m}$. Attualmente esistono da diversi anni in commercio camere CCD, inizialmente sviluppate per acquisire immagini di tipo astronomico, ma i cui principi vengono oggi adoperati in tutti i sistemi di acquisizione di immagini digitali (telecamere, macchine fotografiche, web cam, ecc.) avendo la peculiare caratteristica di poter acquisire e digitalizzare direttamente immagini ad altissima dinamica (fino a 16bit) e buona risoluzione spaziale (dell'ordine di $2\mu\text{m}$) avendo superfici di dimensioni di alcuni pollici. Nella regione X-ray esistono CCD, conosciute come CCD retroilluminate, che trovano applicazione sia nella spettroscopia di radiazione prodotta da plasma laser, che in svariati campi di applicazioni laser. Esiste una collaborazione con il Prof. D. Nanni, dell'INAF (Istituto Nazionale di Astrofisica) di Roma. con il quale abbiamo pensato di utilizzare un sistema CCD, ottimizzato per ricerche astronomiche, allo scopo di acquisire immagini radiografiche di campioni biologici. Il chip di buon grado fotometrico, utilizzato nelle prove, è stato sviluppato dai laboratori dell'Università di Santa Cruz allo scopo di sviluppare strumentazione di tipo astronomico. I parametri del chip sono i seguenti: risoluzione spaziale $2\text{k}\times 2\text{k}$ con pixels size di $15\mu\text{m}$ e dinamica di 16bit. Una cosa molto importante è l'efficienza quantica, che nel range 1-8keV, arriva al 70% (Figura 25).

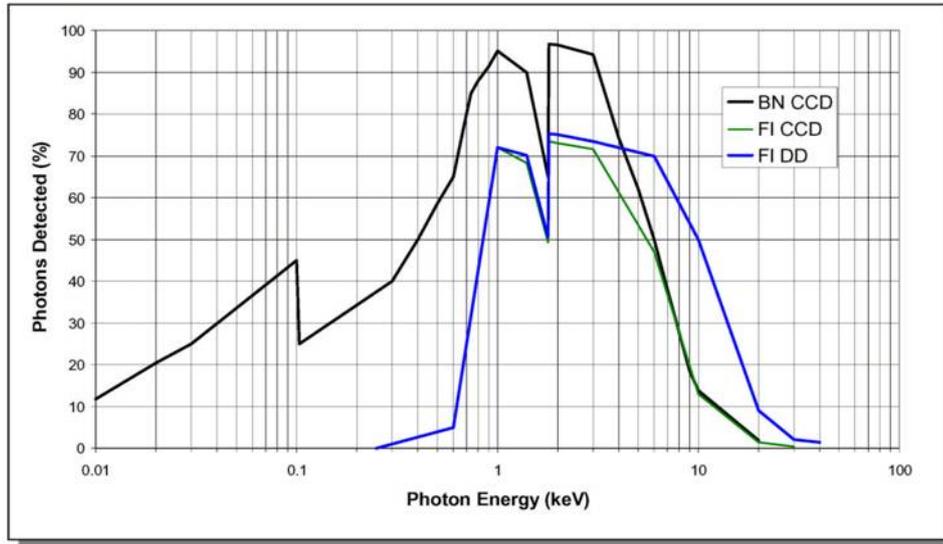


Figura 25. Efficienza quantica della CCD adoperata per acquisire immagini X. Alcune efficienze quantiche dichiarate per diversi chip. Quella da noi usata è mostrata con la linea verde.

Dall'efficienza quantica risulta che il chip in questione potrebbe rivelare radiazione X nel range utilizzato per eseguire microradiografie.

In Figura 26 è mostrato il set up sperimentale messo a punto. Una prima analisi è stata eseguita per individuare in modo grossolano il range spettrale di radiazione emessa dalla sorgente laser plasma.

Per far ciò su di uno schermo opaco sono stati praticati fori circolari del diametro di 3mm, i quali sono stati oscurati mediante l'uso di diversi filtri spettrali, che mostrano una diversa banda passante.

In questo modo siamo riuscite ad individuare la zona di emissione della sorgente laser plasma ottenuta, focalizzando su di un target di Cu radiazione laser ad energie crescenti da un minimo di 7.5J per impulso ad un massimo di circa 9J.

Per energia inferiori la CCD non ha rivelato segnale. I filtri adoperati consistono in una serie di strati di alluminio di spessore crescente rispettivamente di: 30 μ m, 58 μ m, 78 μ m 116 μ m e infine un filtro di 76 μ m di Ti.

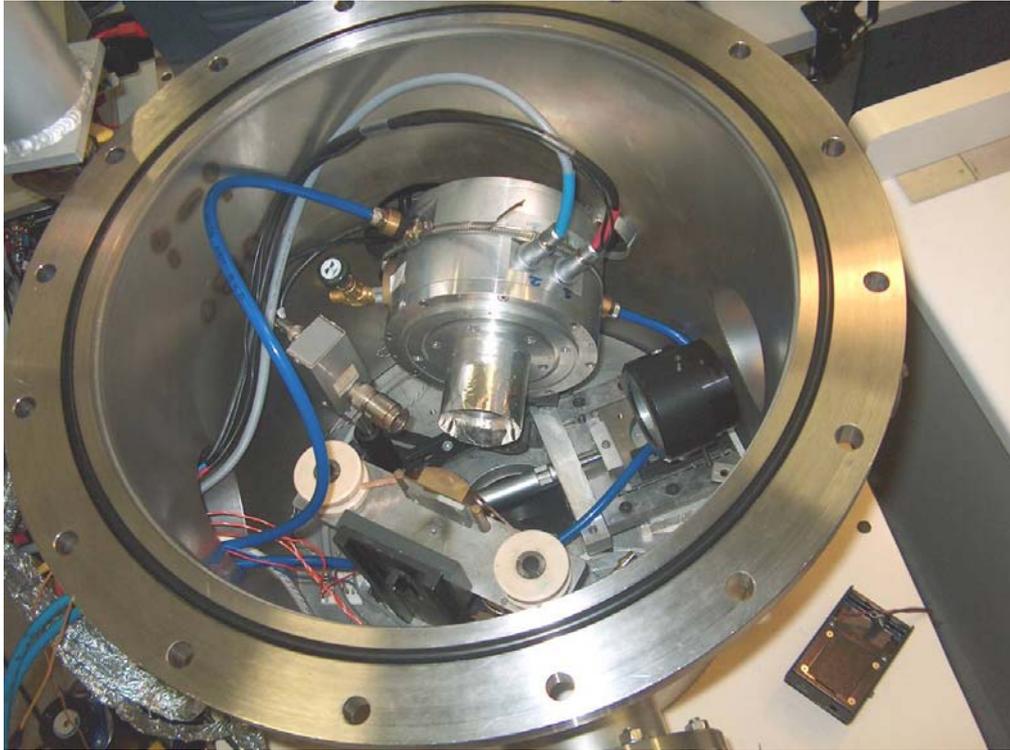


Figura 26. Immagine del set up sperimentale messo a punto.

Osservando le immagini ottenute si possono dedurre le seguenti spiegazioni. Quando l'energia della sorgente laser arriva a 7.5J (Figura 27 a)) il plasma emesso dal target di Cu è in grado di impressionare la CCD è, quindi, di emettere radiazione con energia superiore a 2keV.

Salendo ad energia del laser pari a 9J è possibile osservare che anche i filtri, che nell'immagine non apparivano, vengono illuminati (filtro Al 116 μ m e Ti 76 μ m) mostrando che la radiazione arriva ad un energia prossima a 5keV²⁹.

Queste deduzioni è possibile farle osservando le diverse trasmissioni spettrali dei vari filtri ed osservando che il Ti da 76 μ m mostra una banda passante proprio intorno a 5keV.

Dopo aver eseguito un'analisi grossolana con i mezzi a nostra disposizione, dell'energia emessa dalla nostra sorgente laser, sono stati esposti campioni vegetali disidratati e trattati a diverse concentrazioni di CuSO₄ per evidenziare possibili bioaccumuli.

Queste prime misure sono servite anche a testare la funzionalità del set up sperimentale messo a punto.

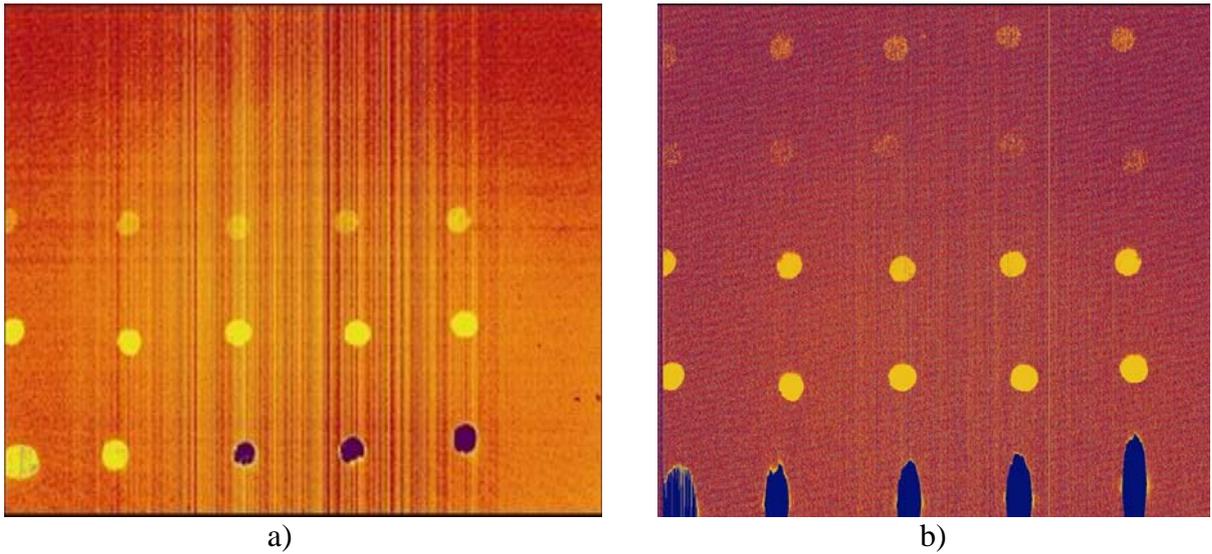


Figura 27. Immagine CCD ottenuta a) energia 7.5J b) 9J. Immagine a) i filtri che coprono i fori sono, partendo dall'alto, rispettivamente Al 78 μm , Al 58 μm , Al 30 μm , b) i filtri che coprono i fori sono, partendo dall'alto, rispettivamente Ti 76 μm , Al 116 μm , Al 58 μm , Al 30 μm (in saturazione).

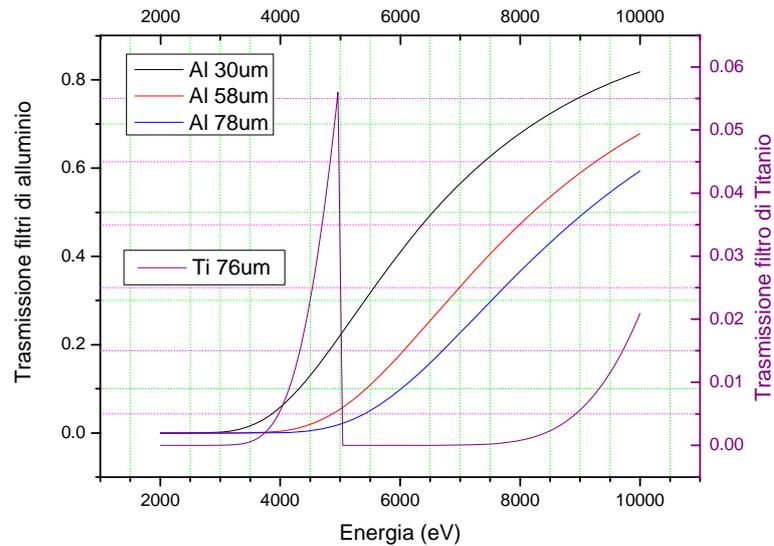


Figura 28. Bande passanti dei filtri posizionati a copertura dei fori della lastra opaca posta di fronte alla CCD. La trasmissione del filtro di Ti a 5keV è estremamente bassa 0.05. La presenza di un segnale assicura la presenza di fotoni che raggiungono questa energia. Probabilmente, visto un segnale anche dietro al filtro di Al 116 μm è molto probabile, che dal target di Cu ad energie incidenti superiori a 9J, vengano emessi fotoni di energia maggiore a 5keV.

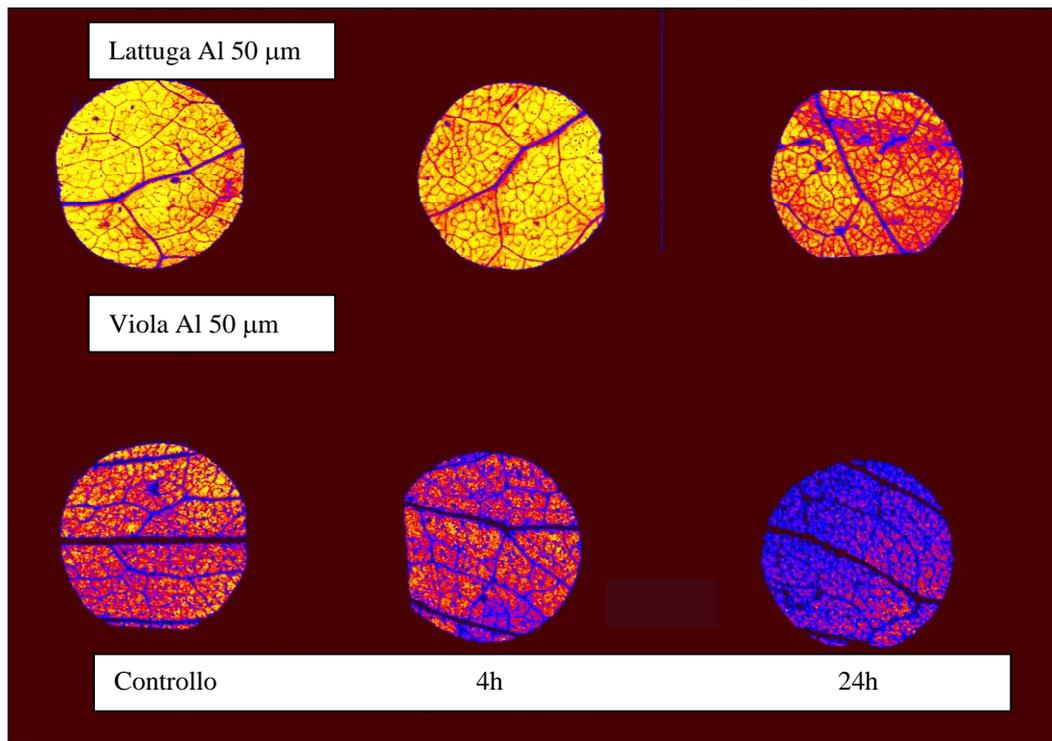


Figura 29. Immagini CCD acquisite irradiando i campioni con energia di circa 5J. Singolo shot. Diametro dei fori 3mm.

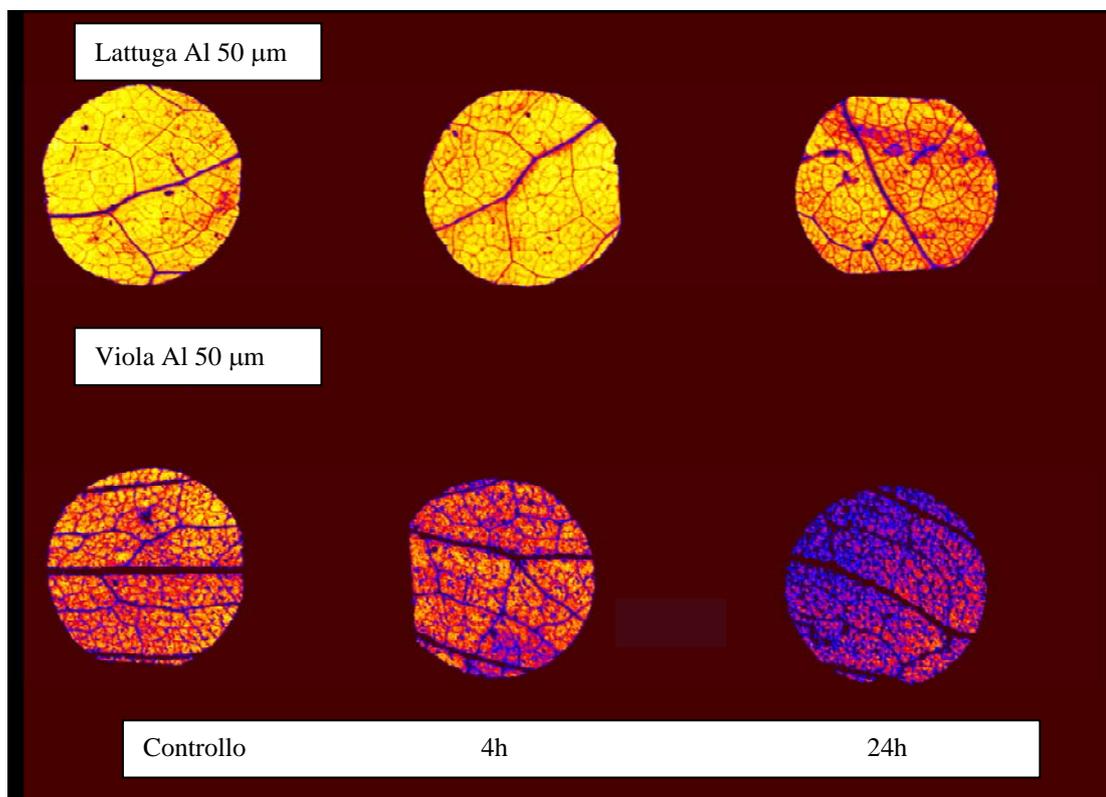


Figura 30. Immagini CCD acquisite irradiando i campioni con energia di circa 6J. Singolo shot. Diametro dei fori 3mm.

Anche in questo caso, come già osservato nelle immagini acquisite con le pellicole RAR, sono stati osservati campioni sia di Lattuga che di Viola tricolor trattati con concentrazioni identiche di CuSO_4 ma variando il periodo di trattamento da 4h a 24h. Si osserva che le immagini ottenute mostrano, rispetto al controllo, una luminosità decrescente in funzione del tempo crescente. Questo indica, che le piante metabolizzano accumulando più metalli pesanti con il crescere del tempo. La scarsa luminosità dell'immagine stabilisce proprio questo. Infatti indica che sul rivelatore sono arrivati meno fotoni, che in qualche modo risultano assorbiti dal vegetale che ha metabolizzato il Cu.

Le immagini ottenute evidenziano che il sistema, basato su una CCD non ottimizzata per acquisire immagini nella regione X, è in grado di rivelare i fotoni con energie superiori al keV. Inoltre gli studi eseguiti per evidenziare l'accumulo di metalli pesanti mediante pellicole RAR possono essere eseguiti con il sistema realizzato. Il vantaggio nell'uso di una CCD è quello di poter direttamente leggere le immagini senza passare dalla fase di sviluppo e acquisizione mediante scanner. Altro vantaggio, non trascurabile, fare un'analisi immediata della qualità dell'immagine e poter decidere di ripetere l'esposizione, eventualmente non buona, senza dover sostituire la pellicola o evacuare la camera per risistemare i campioni.

Riferimenti bibliografici

- ¹ Volume speciale of *Review. Scientific . Instruments*. 74, parte II, 2003.
- ² G.A. Johanson et al. *Review. Scientific . Instruments*, 73, 1193, 2002.
- ³ C. Tillman et al. *Journal of Optical Society of America B*, 13, 209, 1996.
- ⁴ D. Batani et al., *The European Physical Journal D*, 21, 167, 2002.
- ⁵ J. Kaiser et al., *The European Physical Journal D*, 32, 113, 2005
- ⁶ Brevetto ENEA del 15/01/2004 International pupplication number: WO 2004/005906 A1.
- ⁷ J.H. Schulman and W.D. Compton, *Color Centers in Solids*, Pergamon Press, 1962.
- ⁸ S. K. Sekatskii, V.S. Letokhov, *Applied Physics B*, 63, 525, 1996.
- ⁹ Flora et al., *Review Scientific, Instruments*, **76**, 113104, 2005.
- ¹⁰ F. Seitz, *Review of Moder Physics*, 26, 7, (1954)
- ¹¹ J. Nahum and D. A. Wiegand, *Physics Review*, 154, 817, 1967.
- ¹² G. Baldacchini et al., in *Defects in Insulating Materials*, O Carnet and J. M. Spaeth, Edizioni World Scintifics, 1103, 1993.
- ¹³ G. Baldacchini, F. Menchini and R.M. Montereali, *Rad. Eff.&Def. Solids*, 156, 75, 2001.
- ¹⁴ R.M. Montereali, M. Piccinini and E. Burattini, *Applied Physics Letters*, 78, 4082, 2001.
- ¹⁵ B.L. Henke et al. *Atomic Data and Nuclear data Tables*, 54, 181, 1993.

-
- ¹⁶ S. Almagia, P. Gaudio, et al., *Proceeding of 8th International Conference on X-ray Microscopy*, IPAP Conferences Series 7, 207, 2005.
- ¹⁷ R.M. Monteverdi, F. Bonfigli, A. Ya. Faenov, F. Flora, T. Marolo, M. Montecchi, D. Murra, E. Michelatti, T. A. Pikuz, G. Baldacchini, *Collana Quaderni di Ottica e Fotonica*, 11, pp. 127, 2004.
- ¹⁸ Gaudio et al., *Collana Quaderni di Ottica e Fotonica in fase di stampa*, 2006.
- ¹⁹ S. Martellucci, C. Bellecci, M. Francucci, P. Gaudio, M. Richetta, D. Toscano, A. Rydzy, M. Gelfusa, and P. Ciuffa, *Soft x-ray generation by a tabletop Nd:YAG/glass laser system*, J. Phys. Condens. Matter 18, 2039, 2006.
- ²⁰ <http://it.wikipedia.org/wiki/Chlamydomonas>.
- ²¹ <http://it.wikipedia.org/wiki/Chlamydomonas>.
- ²² <http://www.library.wisc.edu/libraries/Biology/BotanyDepartmentTeachingCollection/web-lessons/Diversity/plants/Vascular%20Plants/Magnoliophyta/Angiosperm/pollen.html>
- ²³ D. Atwood, *Soft X Rays and Extreme Ultraviolet Radiation*, Cambridge University Press, 2000.
- ²⁴ S.K. Sekatskii, V.S. Letokhov, *JEPT Letters*, 63, 319, 1996.
- ²⁵ L. Reale, P. Gaudio, et al., *Proceeding of 8th International Conference on X-ray Microscopy*, IPAP Conferences Series 7, 237, 2005.
- ²⁶ L. Reale et al., *Microscopy Research and Technique*, 64, 21, 2004.
- ²⁷ L. Reale, et. al., *Microscopy Research and Technique*, 69, 666, 2006.
- ²⁸ P. Gaudio, et al., *Collana Quaderni di Ottica e Fotonica in fase di stampa*, 2006.
- ²⁹ D. Nanni, P. Gaudio, et al., *Il Nuovo Cimento*, 121 B, 811, 2007.

Capitolo 5

Messa a punto e caratterizzazione del sistema laser Ti:Sa per la produzione di impulsi laser ultracorti nella regione UV

Negli ultimi decenni si è assistito ad una vera e propria rivoluzione nel campo delle sorgenti laser ad impulsi ultracorti grazie soprattutto allo sviluppo di laser a stato solido, basati su cristalli a Titanio Zaffiro (Ti:Sa) e poi successivamente grazie alla scoperta di un gran numero di cristalli emettitori con emissione su banda larga, estremamente utili per la generazione di impulsi ultracorti.

Questo ha permesso un rapido sviluppo di tutte quelle tecniche di diagnostica, in cui vengono adoperati tali impulsi per studiare i frutti dell'interazione della radiazione focalizzata con la materia.

Nei capitoli precedenti ho mostrato la produzione e le possibili applicazioni dei sistemi *tabletop*, in grado di generare intensità I di almeno 10^7W/cm^2 (intensità di soglia per la generazione di un plasma) fino a $I=10^{12} \text{W/cm}^2$, con impulsi di energia dell'ordine dei J e durata temporale dell'ordine dei ns. Come osservato con sorgenti di questo tipo, pur aumentando notevolmente l'energia dell'impulso, difficilmente si arriva a intensità superiori a $10^{14} \div 10^{15} \text{W/cm}^2$.

Utilizzando sorgenti laser, in grado di emettere impulsi corti o ultracorti, (di durata compresa tra 1fs e una decina di ps) e, quindi, di potenza molto elevata, compresa tra i GW ($1\text{GW} = 10^9 \text{W}$) e i TW ($1\text{TW} = 10^{12} \text{W}$) si è in grado di raggiungere intensità I , nel piano focale, maggiore o uguale a 10^{16}W/cm^2 . Attualmente, grazie alla notevole riduzione della durata dell'impulso laser (si è arrivati in pratica a una durata di 1fs), si è in grado di raggiungere intensità enormi nel piano focale fino a $(10^{20} - 10^{21}) \text{W/cm}^2$. Per avere un'idea dell'intensità di radiazione sul piano focale di questa radiazione, valori così elevati che nemmeno focalizzando tutto il flusso solare, che incide sulla terra si potrebbero uguagliare¹. Queste intensità, estremamente elevate, sono in grado di produrre dei fenomeni che vanno ben al di là della semplice ionizzazione dell'atomo. Un esempio è quello visto alla fine del Capitolo 1, dove si possono osservare effetti ottici relativistici non lineari quando elettroni liberi oscillano in un campo laser alla velocità prossima a quella della luce. Questi fenomeni danno vita ad un interessante campo di ricerca, quello di

nuovi metodi di accelerazione di elettroni, interessanti non solo per la fisica delle alte energie ma anche per le immediate applicazioni alla generazione di raggi X e per lo sviluppo di nuove sorgenti alternative ai convenzionali acceleratori di particelle².

Oltre che per la generazione di un plasma, i laser ad impulsi ultracorti stanno avendo un notevole sviluppo, poiché si è mostrato che l'efficienza di conversione tra l'intensità della radiazione emessa dalla sorgente laser e la radiazione X – soft emessa da un plasma cresce, sia in funzione della riduzione della lunghezza d'onda del laser³ (duplicandone, triplicandone, ecc. la frequenza di emissione) e sia con l'utilizzo di impulsi ultracorti di durata sempre minore (dell'ordine dei fs o dei ps).

A tali intensità laser, avvengono fenomeni estremamente interessanti come:

- il campo elettrico della radiazione laser ha un'intensità dell'ordine di 1TV/cm (cioè di 10^{12} V/cm), pari a circa 100 volte l'intensità del campo elettrico che tiene legato l'elettrone al nucleo nell'atomo di idrogeno, quando si trova nello stato fondamentale. Pertanto, le particelle cariche (come gli elettroni), soggette a campi elettrici di tali intensità, compiono un moto di natura relativistica con un'energia di oscillazione pari a 10MeV;
- la potenza di ogni impulso laser può raggiungere valori dell'ordine del 1PW (10^{15} W);
- la pressione P di radiazione ($P = I/c$ - I è l'intensità laser, c velocità della luce) è elevatissima assumendo valori compresi tra i Gbar ed i Tbar;
- la temperatura elettronica T_e del plasma generato è pari a decine di milioni di gradi centigradi, mentre la sua densità elettronica n_e raggiunge valori compresi tra 10^{21} cm⁻³ e 10^{23} cm⁻³;
- l'interazione della radiazione laser con la materia che forma il target genera:
 - armoniche di alto ordine del fascio laser fino a raggiungere valori della lunghezza d'onda di 3nm;
 - ioni (cariche positive) ed elettroni (cariche negative) con energie dell'ordine dei MeV;
 - campi magnetici con valori dell'ordine di 10^9 Gauss;
 - accelerazioni delle particelle cariche (soprattutto degli elettroni) dell'ordine di 10^{21} g dove g è l'accelerazione di gravità;
 - la formazione di campi vicini a quello critico in cui un elettrone acquista, percorrendo una distanza pari ad una lunghezza d'onda Compton, un'energia uguale al doppio di quella data dalla sua massa a

riposo. Ciò si verifica nel caso di interazione di un fascio laser ultraintenso con particelle cariche relativistiche;

- la nascita di effetti di elettrodinamica quantistica non lineari.

Queste condizioni estreme relative, ai campi elettrici e magnetici, pressione di radiazione, temperatura elettronica del plasma generato e accelerazione delle particelle cariche, che compongono il plasma si possono trovare, in natura, solamente all'interno delle stelle o nelle immediate vicinanze di un buco nero.

Tutto questo è estremamente affascinante poiché apre la possibilità di riprodurre tali condizioni estreme, presenti in alcuni sistemi astrofisici (come le stelle e i buchi neri), in laboratori di ricerca per istanti di tempo brevissimi pari alla durata τ di un impulso laser ultracorto ($1\text{ns} < \tau \leq 1\text{fs}$).

Daremo qui una breve trattazione sulla tecnica mode-locking e in particolare ci soffermeremo sulla tecnica passiva Kerr-lens-mode-locking (KLM), che è la base di funzionamento dell'nostro oscillatore cuore del sistema *tabletop* ad impulsi ultracorti, che è in fase avanzata di messa a punto, in grado, una volta funzionante, di emettere impulsi ultracorti nella regione spettrale dell'ultravioletto. Il sistema fin, qui realizzato, è stato messo a punto in collaborazione con il Dr. Vladimir Zvorykin del P.N. Lebedev Physical Institute dell'Accademia delle Scienze Russe.

5.1 La tecnica Mode Locking

Le oscillazioni, che si generano da una cavità laser per sorgenti in continua, contengono un elevato numero di modi longitudinali. La fase di questi modi è randomica e l'intensità mostra un comportamento tipico a quello mostrato in Figura 1.

Nella Figura 1 è graficata l'ampiezza del campo elettrico $|A(t)|^2$ di un fascio laser per un numero di oscillazione $N=51$ modi, ognuno con ampiezza simile E_0 aventi separazione in frequenza $\Delta\nu$ tra modi longitudinali consecutivi. L'uscita dell'impulso laser sembra costituito da una sequenza random di impulsi di luce. Lo sviluppo in serie di Fourier del segnale di Figura 1 mostra le seguenti caratteristiche:

- la forma d'onda è periodica di periodo $\tau_p = 1/\Delta\nu$.
- ogni oscillazione random di impulsi di luce ha una durata $\Delta\tau_p = 1/\Delta\nu_L$ dove $\Delta\nu_L = N\Delta\nu$ è la larghezza di banda.

Per laser con relativamente grande larghezza di banda, come i laser a stato solido, dye o laser a semiconduttore, brevi impulsi con durata del pico secondo o meno possono essere, quindi, prodotti.

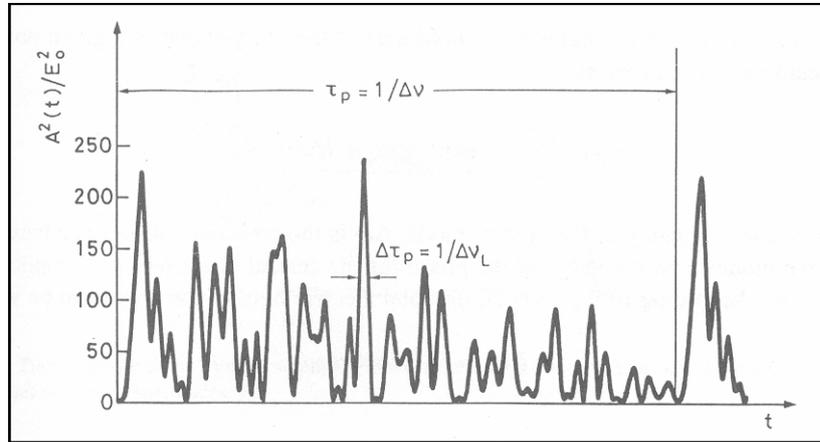


Figura 1. Andamento temporale del quadrato dell'ampiezza del campo elettrico totale nel caso di 51 modi di oscillazione tutti con ampiezza simile a E_0 e fase random.

E' necessario sottolineare che gli usuali fotorivelatori non sono in grado di seguire e risolvere l'intensità del campo in uscita dalla sorgente laser (i tempi di risposta non vanno al disotto di alcuni pico secondi) e, quindi, non sono in grado di risolvere il comportamento temporale dell'impulso laser multimodo in maniera istantanea. Essi sono in grado di monitorare solo il valor medio, che corrisponde alla somma della potenza media, e ,quindi, pari a NE_0^2 .

Supponiamo che con qualche sistema noi riusciamo a costringere i modi di oscillazione, che hanno ampiezza confrontabile, ad oscillare con una definita relazione di fase.

Se questo processo è attivato, in modo tale da avere una definita relazione di fase tra i diversi modi di oscillazione, allora è possibile ottenere un sistema *mode locking*. Cerchiamo ora di capire come è possibile ottenere il *blocco dei modi* in una descrizione nel dominio delle frequenze.

Supponiamo che in qualche modo riusciamo a bloccare la fase dei modi di uscita del fascio in modo tale da soddisfare la relazione:

$$\varphi_l - \varphi_{l-1} = \varphi \quad (5.1)$$

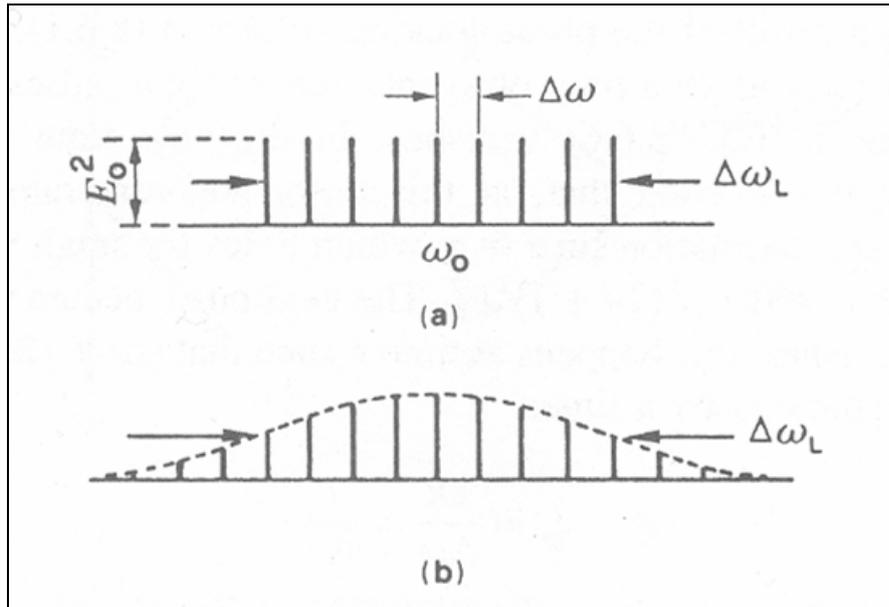


Figura 2. Modi di oscillazione longitudinali di una cavità laser nel dominio delle frequenze.

in modo tale che la fase φ rimanga costante. In queste condizioni il campo elettrico può essere espresso dalla seguente equazione:

$$E(t) = \sum_{l=-n}^n E_0 \exp\{j[(\omega_0 + l\Delta\omega)t + l\varphi]\} \quad (5.2)$$

dove ω_0 è la frequenza centrale del modo e $\Delta\omega$ è la differenza in frequenza tra due modi consecutivi prendendo il valore della fase del modo centrale pari a zero.

Possiamo riscrivere l'equazione (5.2) in termini di:

$$E(t) = A(t) \exp(j\omega_0 t) \quad (5.3)$$

dove

$$A(t) = \sum_{l=-n}^{+n} E_0 \exp[jl(\Delta\omega t + \varphi)] \quad (5.4)$$

L'equazione (5.3) mostra che il campo elettrico può essere rappresentato da un'onda sinusoidale viaggiante, con frequenza del modo centrale ω_0 , e ampiezza $A(t)$ dipendente dal tempo.

Per calcolare il comportamento temporale di $A(t)$, possiamo cambiare il riferimento temporale t in t' tale che $\Delta\omega t' = \Delta\omega t + \varphi$. In termini della nuova variabile possiamo riscrivere:

$$A(t') = \sum_{l=-n}^{+n} E_0 \exp jl(\Delta\omega t') \quad (5.5)$$

La sommatoria dei termini relativi all'ampiezza dell'onda possono essere ricondotti ad una progressione geometrica con un rapporto $\exp j(\Delta\omega t')$ tra termini consecutivi. La somma della serie è, quindi, ricondotta a:

$$A(t') = E_0 \frac{\sin[(2n+1)\Delta\omega t'/2]}{\sin(\Delta\omega t'/2)} \quad (5.6)$$

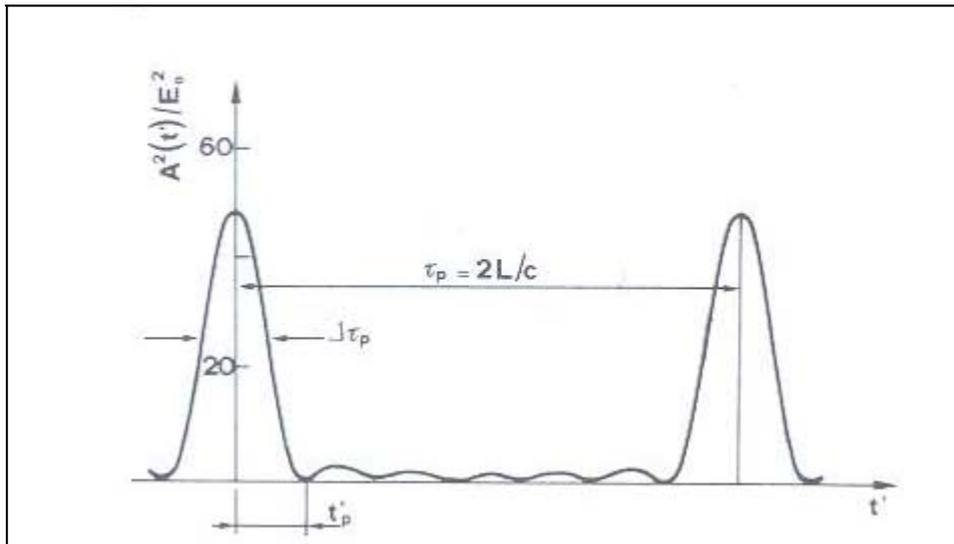


Figura 3. Comportamento temporale del quadrato dell'ampiezza del campo elettrico per il caso di sette modi di oscillazione con fase bloccata (mode locked) e uguale ampiezza E_0 .

Cerchiamo ora di comprendere il significato fisico dell'equazione eq. (5.6). In Figura 3 è mostrato il grafico della quantità $A^2(t')/E_0^2$. L'ampiezza $A(t')$ è proporzionale all'intensità del fascio nel tempo per $2n+1=7$ modi di oscillazione. Dalla condizione (5.1), che impone il blocco della fase dei modi, le oscillazioni interferiscono producendo un treno di impulsi equamente spaziatati. Il massimo dell'impulso si ha quando il denominatore della eq. (5.6) svanisce. Nel nuovo sistema di riferimento il primo massimo si ha quando $t'=0$. A questo istante di tempo il numeratore svanisce. Se approssimiamo $\sin \alpha \cong \alpha$ si può osservare che

$A^2(0) = (2n+1)^2 E_0^2$ si ha il primo massimo, Il successivo impulso si ha per l'istante t' tale che $(\Delta\omega t'/2) = \pi$. Da qui si osserva immediatamente che due impulsi successivi sono separati da un intervallo temporale:

$$\tau_p = \frac{2\pi}{\Delta\omega} = \frac{1}{\Delta\nu} \quad (5.7)$$

Dove $\Delta\nu$ è la frequenza di separazione tra due modi consecutivi. Per $t' > 0$ il primo zero per l'ampiezza $A^2(t')$ mostrata in Figura 3 si ha quando il numeratore della (5.6) svanisce. Questo avviene ad un tempo t'_p tale che $[(2n+1)\Delta\omega t'_p/2] = \pi$. Questo significa che la larghezza a metà altezza dell'impulso (FWHM) di ogni impulso laser è approssimativamente uguale a:

$$\Delta\tau_p \cong \frac{2\pi}{(2n+1)\Delta\omega} = \frac{1}{\Delta\nu_L} \quad (5.8)$$

dove $\Delta\nu_L = (2n+1)\Delta\omega/2\pi$ è la larghezza di banda totale del laser (Figura 2. a).)

Se in qualche modo è soddisfatta la condizione di *mode locking*, allora l'uscita del laser consiste in un treno di impulsi *mode-locked*. La durata di ogni impulso $\Delta\tau_p$ è all'incirca uguale all'inverso della larghezza di banda $\Delta\nu_L$. Questo è dovuto alle proprietà generali della serie di Fourier. Poiché $\Delta\nu_L$ può essere dell'ordine del guadagno di riga $\Delta\nu_0$ si ci può attendere, da laser a stato solido a banda larga, larghezze di impulso relativamente strette dell'ordine dei femtosecondi. Possiamo notare anche la potenza dell'impulso è proporzionale a $(2n+1)^2 E_0^2$ dove per modi a fase random la potenza media è semplicemente la somma della potenza dei modi e, quindi, proporzionale a $(2n+1)^2 E_0^2$. Per lo stesso numero di modi di oscillazione e la stessa ampiezza del campo E_0 , il rapporto tra la potenza di picco, in regime *mode locking*, e la potenza media in regime *normale* è uguale a $(2n+1)$ modi di oscillazione, che per un laser a stato solido può essere molto alta dell'ordine di 10^3 10^4 . In regime *mode locking* e, quindi, facile avere non solo impulsi estremamente stretti ma anche estremamente potenti. In generale lo spettro di emissione dei modi in cavità non assume una forma a gradino ma generalmente si può approssimare ad una forma gaussiana (Figura 2 b)). Questo significa che l'ampiezza del campo assume una forma

leggermente diversa e in approssimazione d'impulso gaussiano l'intensità, come funzione del tempo, assume la forma:

$$A^2(t) \propto \exp\left[-(2t/\Delta\tau_p)^2 \ln 2\right] \quad (5.9)$$

dove $\Delta\tau_p$, la larghezza a metà altezza dell'impulso è dato da:

$$\Delta\tau_p = \frac{2 \ln 2}{\pi \Delta\nu_L} = \frac{0.441}{\Delta\nu_L} \quad (5.10)$$

Per concludere possiamo dire che in regime di *mode locking* l'ampiezza del campo è dato dalla trasformata di Fourier dell'intensità dell'ampiezza spettrale. In questo caso la larghezza d'impulso $\Delta\tau_p$ è legata alla larghezza spettrale $\Delta\nu_L$ della radiazione laser dalla relazione $\Delta\tau_p = \beta/\Delta\nu_L$ dove β è una costante numerica (dell'ordine dell'unità), che dipende dalla particolare forma della distribuzione d'intensità della radiazione. Un impulso di questo tipo è detto di tipo *transform-limited*⁴.

Come già osservato in precedenza sotto le circostanze di *mode-locking*, due impulsi consecutivi in uscita dalla sorgente sono separati da un intervallo di tempo dato dalla (5.7). Poiché $\Delta\nu = c/2L$, dove L è la lunghezza della cavità laser, $\tau_p = 2L/c$, che è giusto il tempo di percorrenza (andata e ritorno) della radiazione in cavità. Notiamo, comunque, che un tipico impulso *mode-locked* è di solito più corto della lunghezza della cavità laser ($\Delta\tau_p = 1ps, \Delta z = c\Delta\tau_p = 0.3mm$), che generalmente non è mai inferiore alle decine di centimetri o più. Il comportamento, perciò, all'interno della cavità laser può essere schematizzato come un impulso di durata $\Delta\tau_p$, dato dalla eq. (5.8), che si propaga avanti ed indietro in cavità. In questo caso l'uscita del fascio consiste, ovviamente, in un treno di impulsi, che ha una separazione tra impulsi consecutivi pari al tempo di andata e ritorno della cavità. Il processo è conosciuto come *time-domain picture*⁴. Questa idea fa facilmente comprendere che se si posiziona un interruttore veloce in cavità è possibile modulare l'uscita laser realizzando il treno di impulsi. Considerando il comportamento di Figura 1. Esso rappresenta la distribuzione in ampiezza del campo elettrico in cavità. Se non è presente la condizione di *mode-locking* e immaginiamo di interporre in cavità un otturatore così veloce da aprirsi periodicamente per intervalli $T = 2L/c$ si ha la possibilità, che ad ogni intervallo, un impulso superiore al rumore può raggiungere lo

shutter. Se la durata dell'apertura è dello stesso ordine del rumore dell'impulso solo questo impulso potrà sopravvivere in cavità e, quindi, produrre una situazione di *mode-locking* (Figura 4. a).

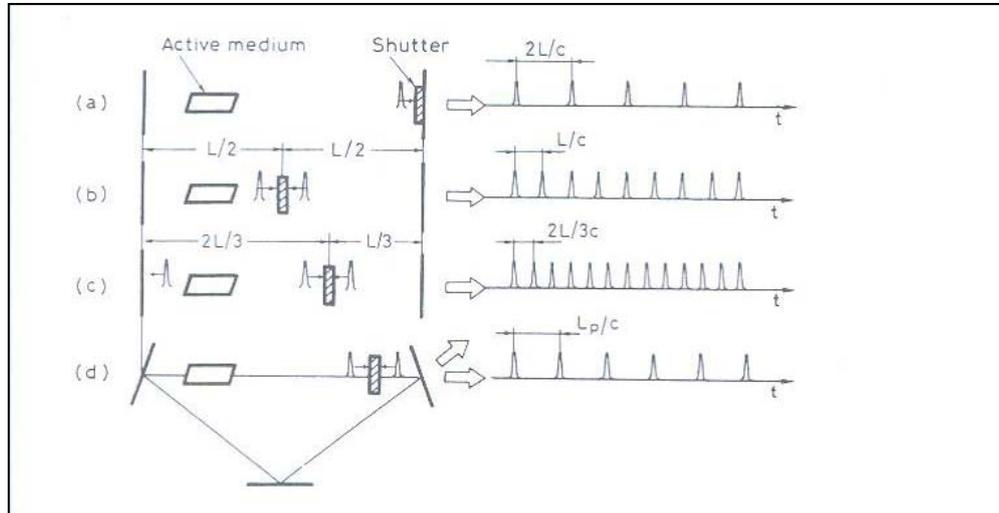


Figura 4. Mode locking attivo con interruttore veloce intracavità: a) interruttore posizionato su uno degli specchi di chiusura della cavità e produce un treno di impulsi di frequenza di ripetizione $\Delta\nu = c/2L$; b) interruttore posizionato a distanza $L/2$ da uno degli specchi; c) interruttore posizionato a distanza $L/3$ da uno degli specchi della cavità. La frequenza di ripetizione per i casi b) e c) sono rispettivamente $2\Delta\nu$ e $3\Delta\nu$. d) rappresenta il caso di laser mode locking ad anello, dove la posizione dell'interruttore per innescare il mode locking è irrilevante.

Se si sposta lo shutter in cavità e si posiziona nel centro della cavità si ha una situazione periodica come quella mostrata in Figura 4 b). In questo caso vengono prodotti due impulsi ultracorti. La frequenza di ripetizione della degli impulsi emessi è $\Delta\nu = c/2L$ nel caso a) e $2\Delta\nu$ nel caso b).

Senza entrare più in dettaglio vediamo solamente la modulazione della cavità ottica, che si riesce ad ottenere con una tecnica conosciuta come *effetto Kerr*. Questo interessante effetto è alla base di funzionamento del nostro oscillatore Ti:Sa dal quale siamo partiti per ottenere un sistema *tabletop* ultra alto intenso.

5.2 Mode Locking Passivo – Effetto Kerr

Vediamo ora di illustrare semplicemente cosa significa *mode locking* mediante un assorbitore saturabile. Consideriamo un assorbitore, che abbia un'intensità di saturazione bassa, e con un tempo di rilassamento più breve della durata dell'impulso

mode locked. Per una trattazione più accurata si rimanda ad altri autori^{4,5}. Per intensità del fascio intracavità I confrontabile con i valori d'intensità di saturazione I_s , le perdite in potenza per ogni passaggio (avanti e indietro) in cavità possono essere scritte come:

$$2\gamma_t = 2\gamma - 2\gamma' \left(\frac{I}{I_s} \right) \quad (5.11)$$

dove γ è la perdita in condizioni di non saturazione per singolo passaggio e γ' è la perdita, per singolo passaggio e a bassa intensità, relativa all'assorbitore saturabile. Immaginiamo di interporre uno strato molto sottile di un assorbitore in contatto con uno specchio della cavità (Figura 4. a) e, che il laser inizialmente oscilli con le fasi dei modi non bloccate. Ognuna delle due onde viaggianti in cavità hanno intensità costituita da una sequenza randomica di impulsi di luce (vedi Figura 1). Per impulsi, i cui valori di intensità dei picchi risultano bassi, la potenza di saturazione di un ciclo completo (andata e ritorno) è pari a $2g_0$ grossolanamente uguale alle perdite della cavità in condizioni di non saturazione. Gli impulsi più intensi, a causa della presenza dell'assorbitore saturabile, subiscono un minimo assorbimento all'interno dell'assorbitore. In alcune condizioni⁵ particolari questo impulso cresce più rapidamente degli altri e dopo diversi giri in cavità è possibile che si stabilisca la situazione mostrata in Figura 5. Qui il guadagno del mezzo attivo e dell'assorbitore saturabile sono assunti pari ad uno alla fine della cavità.

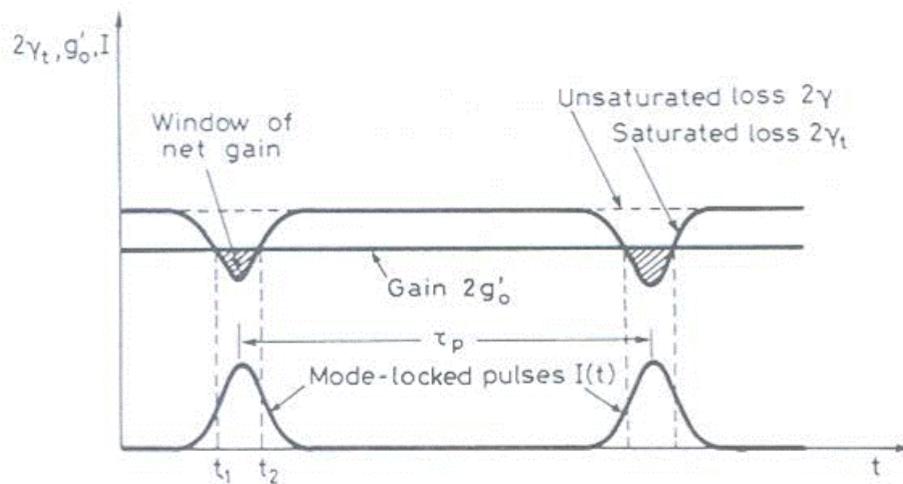


Figura 5. Mode locking passivo da un assorbitore saturabile veloce.

In questo caso particolare un singolo e intenso impulso mode-locked sopravvive in cavità e, a causa delle ridotte perdite, dell'assorbitore saturabile, la potenza media cresce se confrontata con il caso in cui i modi non sono bloccati. Il guadagno nell'andata e ritorno saturato $2g_0$ diventa, quindi, più piccolo delle perdite in cavità, in un giro, nel caso non saturato. Come conseguenza, in una finestra temporale, il guadagno netto è fissato durante il passaggio dell'impulso tra i tempi t_1 e t_2 (Figura 5) la coda dell'impulso vede, tra un perdita e guadagno una differenza positiva, che ha come risultato la formazione dell'impulso *mode locked*. In condizioni stazionarie l'ampiezza dell'impulso è descritta da una secante iperbolica:

$$E(t) \propto \operatorname{sech}(t/\tau_p) \quad (5.12)$$

La durata $\Delta\tau_p$ dell'impulso d'intensità (FWHM) è legato a τ_p dalla relazione $\Delta\tau_p \cong 1.76\tau_p$ e vale:

$$\Delta\tau_p \cong \frac{0.79}{\Delta\nu_0} \left(\frac{g_0}{\gamma'} \right)^{1/2} \left(\frac{I_s}{I_p} \right)^{1/2} \quad (5.13)$$

dove $\Delta\nu_0$ è la larghezza di banda di guadagno (FWHM) e I_p è il picco d'intensità dell'impulso.

Tra tutte le tecniche passive vediamo in modo leggermente più approfondito la tecnica che utilizza *l'effetto Kerr mode locking*^{6,7}, su cui si basa il funzionamento del nostro oscillatore. Prendiamo un materiale, come il Ti:Sa, attraversato dalla luce ed uniformemente illuminato con un intensità I . Se l'intensità di radiazione è sufficientemente intensa l'indice di rifrazione del mezzo varia a seconda del fronte d'onda incidente della luce con la legge:

$$n(I) = n_0 + n_1 I \quad (5.14)$$

dove n_0 è l'indice di rifrazione a bassa intensità e n_1 è un coefficiente non lineare positivo, che dipende dal materiale ($n_1 \cong 3.45 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ per il Ti:Sa). Questo fenomeno è noto come *effetto Kerr*. Esso è dovuto a alla iper polarizzabilità del mezzo, che avviene a campi elettrici elevati, i quali sono in grado di deformare gli orbitale atomici o molecolari o ad orientare le molecole, allungandole, nel caso di gas o liquidi. Nel caso di un solido solamente la deformazione della nube elettronica

dell'atomo può avvenire così che *l'effetto Kerr* è estremamente rapido, con tempi di risposta dell'ordine del periodo di rotazione dell'elettrone intorno all'atomo (pochi femtosecondi).

Se l'intensità della luce, che investe il *mezzo Kerr*, ha un profilo gaussiano allora quello che si osserva è, in accordo con l'eq. (5.14). Come risultato si ha un cambiamento non lineare dell'indice di rifrazione $\delta n = n_2 I$ nella parte centrale del fascio andando a zero sui bordi dello stesso (Figura 6). L'intensità di un fascio gaussiano è possibile esprimerla come:

$$I = I_p \exp\left[-2(r/w)^2\right] \quad (5.15)$$

dove I_p è l'intensità di picco e w è la larghezza dello spot laser. Lo spostamento di fase non lineare, acquistato dal fascio nell'attraversare una lunghezza l di mezzo dovrebbe, quindi, essere:

$$\delta\Phi = 2\pi\delta n l / \lambda = (2\pi n_2 I_p l / \lambda) \exp\left[-2(r/w)^2\right] \cong (2\pi n_2 I_p l / \lambda) x \left[1 - 2(r/w)^2\right] \quad (5.16)$$

In approssimazione al primo ordine per $(r/w)^2$, la quantità $\delta\Phi$ può essere vista come una funzione parabolica di (r/w) , quindi, equivale a dire che un mezzo, in cui è presente *l'effetto Kerr*, si comporta come una lente sferica attraversata da un fascio gaussiano.

La conseguenza di ciò è che, per impulsi laser con una distribuzione dell'intensità radiale gaussiana, la zona centrale del fascio vede un indice di rifrazione maggiore rispetto ai bordi. Pertanto, gli elementi ottici presenti nella sorgente laser, quando vengono attraversati dal fascio, si comportano come delle lenti convergenti producendo *l'autofocalizzazione (self focusing)* della radiazione e deformando, in maniera inaccettabile, il fronte d'onda del fascio laser.

Una rappresentazione schematica dell'*effetto Kerr*, relativo a radiazione di alta intensità, che attraversa un mezzo di indice di rifrazione n , è riportata nella Figura 6.

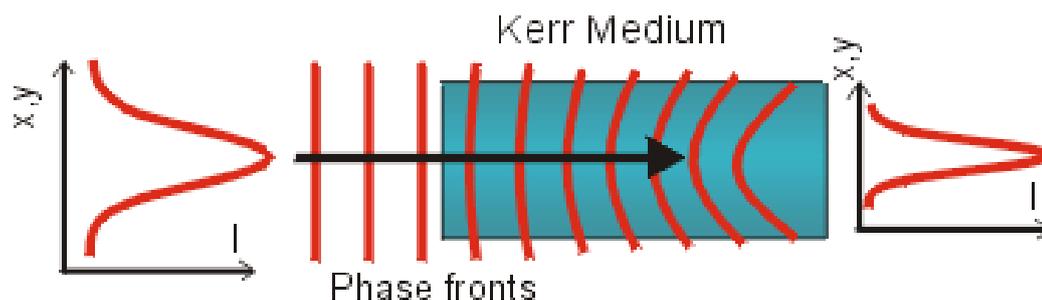


Figura 6. Rappresentazione schematica dell'effetto Kerr.

Elementi che mostrano perdite, che possono essere rappresentate dalla eq. (5.11), offrono, però, perdite non lineari e, quindi, possono essere realizzate come mostrato in Figura 7.

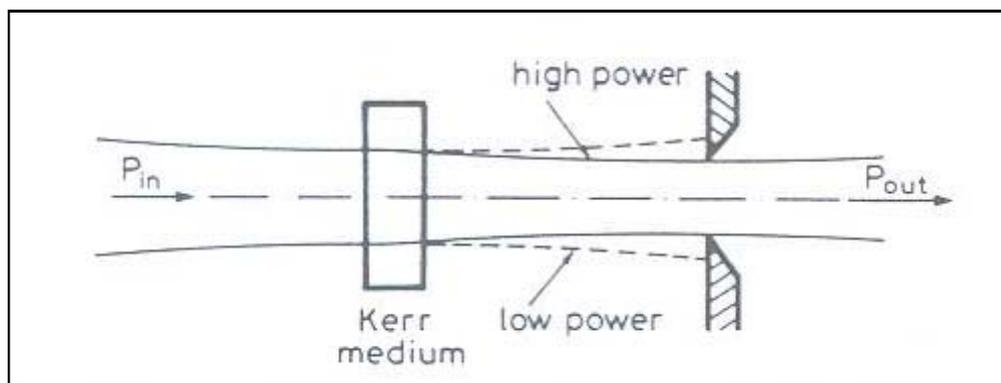


Figura 7. Effetto di perdita non lineare dovuta all'effetto Kerr in un materiale non lineare.

Nelle zone in cui il fascio mostra un'intensità più elevata esso è focalizzato più pesantemente all'apertura così che perdite minori sono attese su questa apertura. Se perdite non lineari sono perfettamente localizzate in una cavità laser esiste la possibilità di realizzare un effetto di *mode locking* passivo in accordo con il meccanismo mostrato in Figura 5.

Ma l'effetto di *self focusing* causato dall'effetto appena descritto, se da una parte può essere utili per sviluppare laser ad impulsi ultracorti, causa una grande difficoltà pratica: riuscire ad incrementare l'intensità degli impulsi laser oltre i GW/cm^2 , senza che i diversi componenti ottici vengano danneggiati. Ad esempio, come accade nei laser Nd:YAG/Glass, l'indice di rifrazione del vetro limita l'intensità, che tale laser può tollerare per ogni impulso emesso a un valore pari a circa $10^9 \text{W}/\text{cm}^2$.

L'unica possibilità che si ha per aumentare le potenze in gioco è aumentare le dimensioni del fascio laser a spese, però, di un aumento delle dimensioni della sorgente laser e dei costi di realizzazione, nonché, della frequenza di ripetizione. La cosa è ancora più sentita se vengono adoperate sorgenti laser ad impulsi ultracorti. Solamente nel 1985 la situazione cambia drasticamente grazie all'introduzione della tecnica chiamata *chirped pulse amplification* (CPA)^{8,9}, che permette l'amplificazione degli impulsi laser, compresi quelli ultracorti, in modo tale da poter raggiungere, sul target, intensità laser fino a $10^{21}\text{W}/\text{cm}^2$ o superiori.

La tecnica CPA mediante operazioni di *stretching* (allungamento) della durata temporale dell'impulso laser, successiva amplificazione dell'impulso allungato, per poi, tramite un operazione di compressione arrivare a circa la durata temporale iniziale, permette di ottenere impulsi dell'ordine dei terawatt e di lunghezza temporale della decina dei femtosecondi.

La tecnica CPA permette di trovare un compromesso tra due bisogni apparentemente in contrasto tra loro:

- ottenere la fluenza di energia più alta possibile per poter avere un'estrazione efficiente di energia;
- ottenere valori dell'intensità del fascio laser tali che non si verificano effetti ottici non lineari indesiderati.

Il sistema laser basato su impulsi ultracorti che stiamo mettendo a punto è caratterizzato da un oscillatore Ti Sa, da un *stretching*, che allunga la durata temporale dell'impulso laser per poterlo amplificare, da un primo stadio di amplificazione Ti Sa, da un compressore e un duplicatore di frequenza. Questa è la parte fin qui realizzata. Per completare il sistema manca, ancora il secondo amplificatore laser ad Eccimeri (KrFl), che una volta messo in opera permetterà al sistema *tabletop* di produrre un impulso laser ultracorto amplificato nella regione UV.

5.3 Il Sistema Laser a Femtosecondi

Il sistema laser a femtosecondi, il cui schema di principio è mostrato in Figura 9, è basato su un oscillatore Ti:Sa, che utilizza *l'effetto Kerr* passivo per produrre un treno di impulsi alla frequenza circa di 90MHz, larghezza temporale di circa 15fs ed energia media di circa 5nJ. L'oscillatore Ti:Sa è pompato da un laser ad Argon, che emette radiazione CW TEM₀₀ nella regione visibile a circa 480nm, con una potenza media di 5W. L'oscillatore, in condizioni di modo non bloccato, emette un fascio in

continua generalmente con larghezza di banda che cade nell'intervallo $790 \pm 50 \text{ nm}$. Più in generale i cristalli Ti:Sa mostrano una banda di emissione estremamente larga mostrando una fluorescenza che va dai 670 nm fino a oltre i 1000nm¹.

La potenza media in uscita è 0.35W. L'uscita dell'oscillatore è inviata in uno stretcher a doppio passo, che è in grado di produrre una dispersione della velocità di gruppo o chirp in un range spettrale largo 70nm centrato intorno a 790nm (in cui la radiazione rossa è più veloce della radiazione blu) con un corrispondente stretching (allungamento) dell'impulso iniziale di un fattore circa 10^4 .

La tecnica utilizzata per l'amplificazione di questo treno di impulsi ultra corti è la tecnica CPA^{10,11,12,13} in cui lo schema di principio è rappresentato in Figura 8.

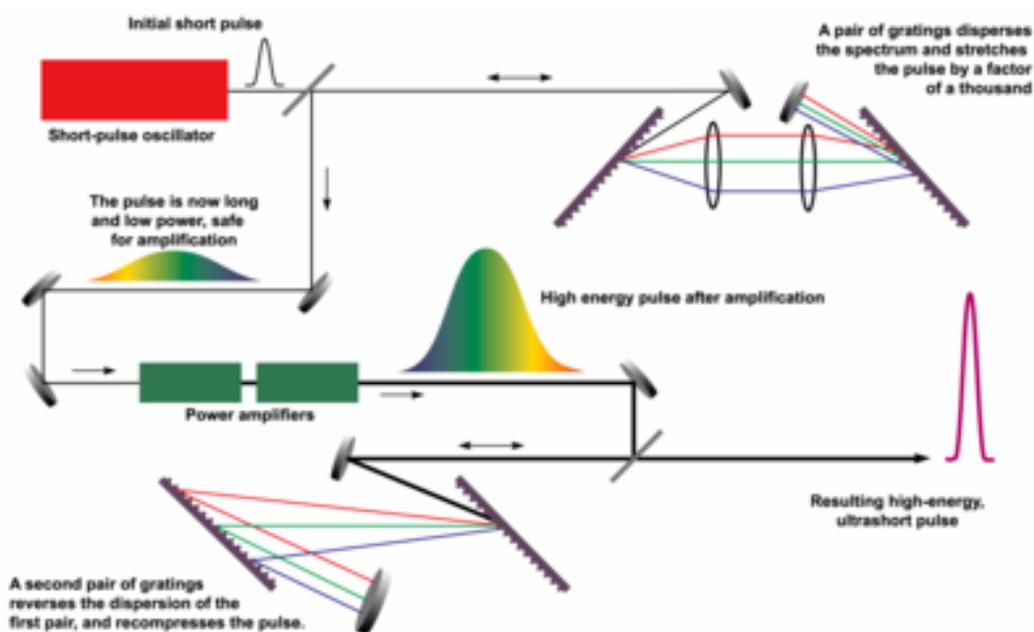


Figura 8. Schema di principio della tecnica CPA per l'amplificazione di impulsi ultra alto intensi.

Con la schema CPA è possibile amplificare la radiazione prodotta da impulsi laser ultracorti soprattutto nel caso di mezzi attivi solidi, che possono immagazzinare energie elevate ($1-10 \text{ J/cm}^2$), superando, così, il problema dell'estrazione di impulsi ultracorti, che potrebbero raggiungere intensità al di sopra della soglia di danneggiamento dei materiali amplificanti.

¹ Vedi <http://de.wikipedia.org/wiki/Titan:Saphir-Laser>.

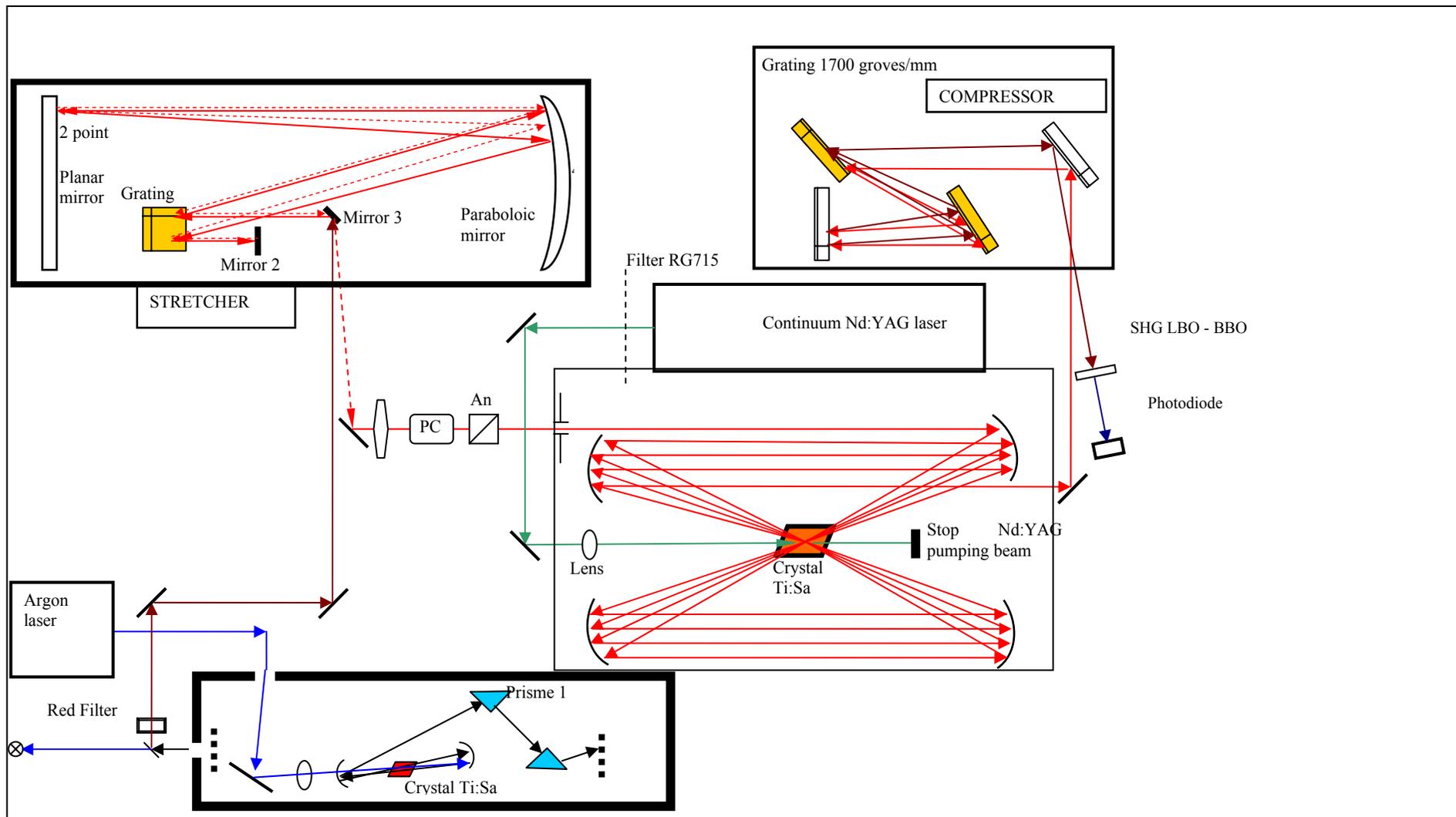


Figura 9. Setup sperimentale del sistema Table Top basato su un oscillatore a femtosecondi.

In uscita dallo stretcher l'impulso, allargato fino a circa 50ps, è inviato in sistema amplificatore Ti:Sa a multipasso pompato da un laser Nd:YAG duplicato, che emette impulsi a 532nm e alla frequenza massima di 10Hz. Il fascio amplificato è inviato in compressore a doppio reticolo, che dovrebbe ricomprimere l'impulso a circa il valore iniziale. L'impulso compresso è stato duplicato. Questo permetterà, (non in questo lavoro di tesi) di eseguire la misura della sua larghezza temporale con tecniche di autocorrelazione. La parte di cui mi sono occupato è stata quella della messa a punto e caratterizzazione del primo stadio di amplificazione Ti:Sa, della messa a punto del compressore e la caratterizzazione in banda della radiazione in uscita da esso. E' stato inoltre realizzato il sistema elettrico per selezionare il singolo impulso laser dal treno di impulsi che esce dall'oscillatore. L'amplificazione, infatti, è attiva solamente, quando, il laser Nd:YAG di pompa eccita il secondo cristallo Ti:Sa e, quindi, ad una frequenza di 10Hz nettamente inferiore alla frequenza del treno di impulso a femtosecondi pari a 90MHz. Il lavoro su questo sistema si ferma qui. Nell'analisi delle caratteristiche del sistema realizzato saranno evidenziati alcune problematiche emerse e saranno delineate possibili soluzioni

5.4 Caratterizzazione e messa a punto del sistema di amplificazione e estrazione del singolo impulso laser

Il treno d'impulsi emesso dall'oscillatore Ti:Sa è mostrato in Figura 10. Esso è inviato nello stretcher è allargato fino a circa 50ps.

Il fascio in uscita dallo stretcher è inviato in un sistema di amplificazione costituito da un secondo cristallo Ti:Sa, di forma cilindrica del diametro di 0.5mm x 0.7 mm di altezza, tagliato ad angolo di Brewster. Sulle facce del cristallo non vi sono coating particolari, infatti, questi trattamenti non resistono alle notevoli fluenze, nel nostro caso dovute alla focalizzazione dell'impulso di pompa, che danneggerebbero il trattamento, che mostra basse soglie di rottura. Il cristallo, come è visibile dallo schema di Figura 9, è inserito all'interno di un sistema multi passo, a 4 specchi, con raggio di curvatura $R = 1000\text{mm}$, che mediante la riflessione multipla permette al treno di impulsi ultracorti di attraversare il cristallo 8 volte e, quindi, di essere amplificato ad ogni passaggio ottenendo un guadagno estremamente elevato, che può arrivare ad un fattore circa di $10^6 \div 10^7$. Il fascio di pompa, emesso dalla sorgente laser Nd:YAG, è duplicato e, quindi, ha una lunghezza d'onda pari a 532nm ed una energia

di circa 0.1J. Esso è focalizzato sul cristallo amplificatore mediante una lente di focale pari a 750mm.

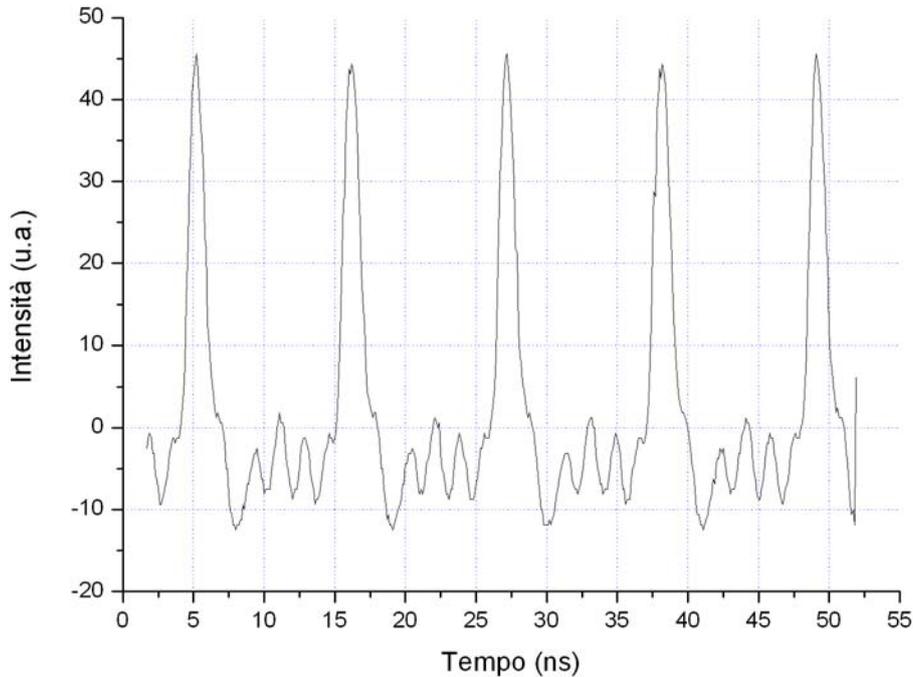


Figura 10. Treno d'impulsi emessi dall'oscillatore Ti:Sa.

La cavità, relativa al primo amplificatore, è stata allineata e messa a punto seguendo i seguenti criteri:

- tutti i fasci che attraversano il cristallo devono viaggiare alla stessa quota;
- i fasci devono formare tra di loro un angolo di inclinazione più piccolo possibile, in modo tale che il fronte d'onda dell'impulso incida quasi ortogonalmente all'asse ottico del cristallo;
- il punto, in cui convergono i diversi fuochi deve essere il più piccolo possibile. Questo assicura la sovrapposizione dei fasci;
- il fuoco del sistema deve cadere nel centro del cristallo;

Seguendo, per approssimazioni successive, i punti su elencati e inviando la radiazione di pompa sul cristallo amplificatore si è riusciti ad ottenere l'amplificazione dell'impulso iniziale, mostrata in Figura 11. Nel grafico è visibile l'effetto di amplificazione del treno d'impulsi. Inoltre è possibile osservare la modulazione dell'amplificazione dovuta alla fluorescenza del cristallo Ti:Sa, che rimane attivo, dopo il pompaggio, per alcuni micro secondi.

Messo a punto il sistema di amplificazione è stato stimato il fattore di guadagno. In condizioni di energia del fascio di pompa, appena la di sotto della soglia di danneggiamento del cristallo, si è misurato un guadagno dell'ordine di $G=2.7 \times 10^6$ rispetto all'energia del fascio incidente raggiungendo un'energia media di circa $25 \mu\text{J}$.

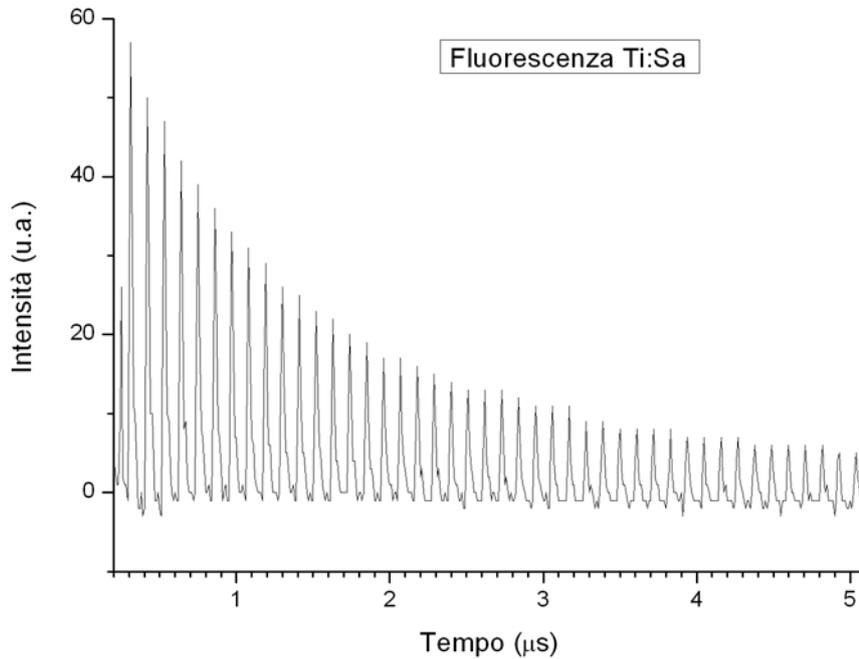


Figura 11. Amplificazione del treno di impulsi a femtosecondi. E' visibile la fluorescenza del cristallo Ti:Sa che modula l'amplificazione del treno d'impulsi.

Come è possibile osservare la soglia di guadagno è molto vicina a quella dichiarata da diversi autori^{1,141516}, che affermano che tipicamente si riesce ad arrivare ad un guadagno prossimo ad un fattore 10 per ogni passaggio.

In Figura 12 è visibile l'amplificazione del treno d'impulsi per diversi valori dell'energia di pompaggio.

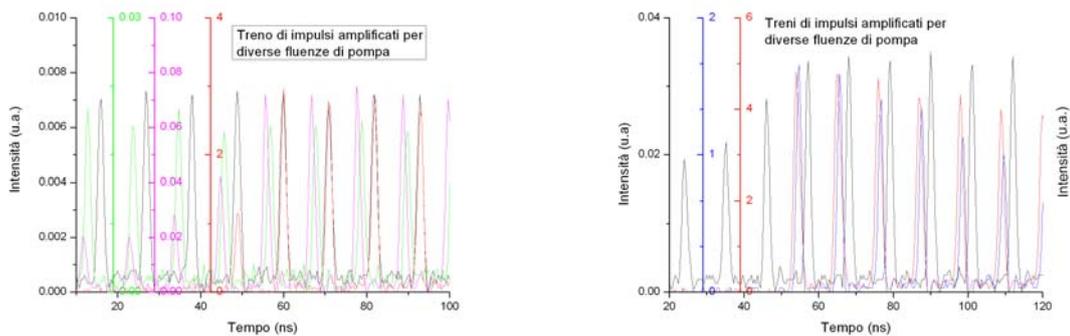


Figura 12. Effetto dell'amplificazione per diversi valori dell'energia di pompa.

L'energia in uscita dal 1° amplificatore è monitorata con il fotodiodo, modello DET 210 della Thorlab, che mostra tempi di salita dell'ordine dei ns, previa inserzione di opportuni filtri neutri per l'attenuazione del segnale, che altrimenti lo porterebbero in saturazione.

Messo a punto il sistema di amplificazione si è passato alla realizzazione dell'elettronica per l'estrazione del singolo impulso laser dal treno a femtosecondi. Poiché l'amplificazione della radiazione è legata alla frequenza di ripetizione della sorgente di pompa (Nd:YAG), pari a 10 Hz, si è pensato di realizzare il sistema di selezione dell'impulso sincronizzandolo con questa frequenza. Il sistema realizzato è costituito da un generatore di alta tensione triggerabile, che gestisce un interruttore elettroottico (cella di Pockels indicata con PC in Figura 9), che ha un tempo di apertura dell'ordine di 5ns, sincronizzato con l'impulso di tensione che gestisce la cella di Pockels e la frequenza degli impulsi del laser Nd:YAG. Tra l'impulso pilota e l'unità di trigger di alta tensione, che gestisce la cella (PC), è inserita una unità di ritardo variabile, con risoluzione temporale dell'ordine di 1ns, la quale permette di variare il ritardo di apertura della cella e di centrare la finestra temporale di apertura dell'interruttore, in modo tale da selezionare un solo impulso dal treno di impulso a femtosecondi, che distano l'uno dall'altro, una distanza pari a 10 ns.

Il risultato dell'impulso selezionato è mostrato in Figura 13.

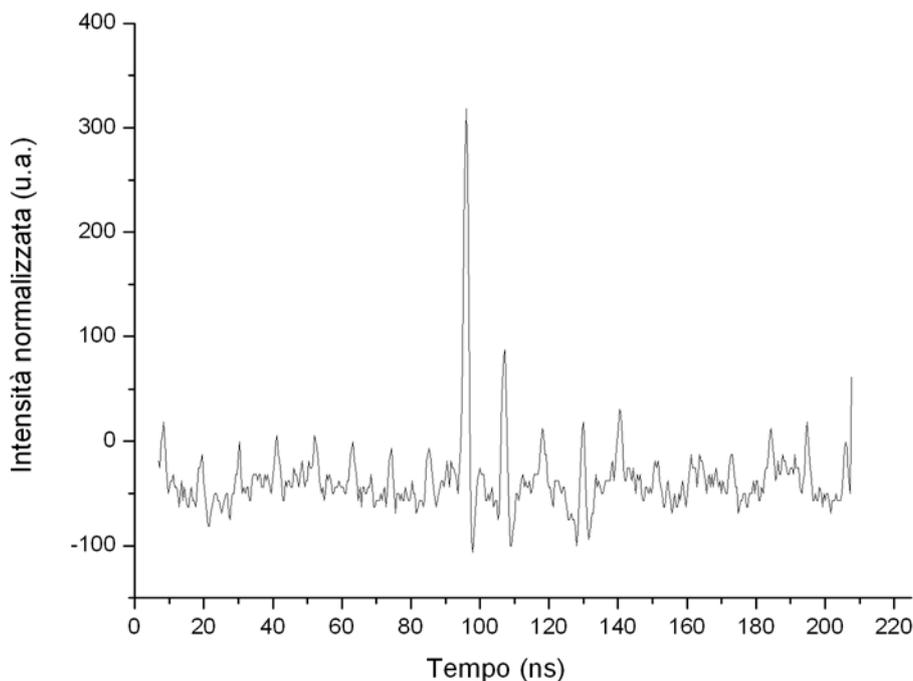


Figura 13. Singolo impulso selezionato mediante la cella di Pockels triggerata con l'impulso di comando del laser di pompa Nd:YAG.

Dal grafico è possibile notare, che pur selezionando un singolo impulso dal treno, non è possibile eliminare il rumore presente nel treno di impulsi emessi dall'oscillatore. È importante notare che il rapporto tra segnale utile ed il rumore è dell'ordine di un fattore 30, che assicura un buon SNR. Messo a punto sia il 1° amplificatore Ti:Sa che il sistema di selezione del singolo impulso dal treno a femtosecondi, è stato montato un compressore a reticoli a doppio passaggio (Figura 9). Successivamente ci siamo soffermati nella misura della larghezza di banda della radiazione laser emessa. È molto importante, infatti, conoscere la banda di emissione della radiazione, poiché il primo scopo da raggiungere, per il sistema Ti:Sa che stiamo sviluppando, è quello di iniettare l'impulso amplificato all'interno di un secondo amplificatore ad eccimeri (KrFl), il quale normalmente mostra una banda di emissione nella regione UV intorno a 248nm. È ovvio che prima di iniettare l'impulso amplificato è necessario triplicarlo in frequenza, utilizzando un cristallo non lineare del tipo LBO o BBO, in modo tale che un terzo della frequenza emessa dall'impulso a femtosecondi cada molto vicino alla lunghezza d'onda del laser ad eccimeri (248nm).

Per analizzare la banda emessa è stato prelevato una porzione della radiazione, in uscita dal sistema messo a punto, ed inviata in uno spettrometro modello USB2000 della Ocean Optics. Questo strumento è in grado di analizzare spettralmente la radiazione incidente con una risoluzione dell'ordine del nano metro nell'intervallo di lunghezze d'onda comprese nella regione tra 200 e 1100nm.

Gli spettri ottenuti per diverse posizioni del prisma, del fascio in uscita dal 1° amplificatore sono mostrati in Figura 14.

La larghezza a metà altezza delle diverse curve risulta essere rispettivamente:

1. Curva rossa $791 \pm 9\text{nm}$;
2. Curva nera $801 \pm 11\text{nm}$;
3. Curva blu $806 \pm 13\text{nm}$;

Quello che risulta innanzitutto è che si può sintonizzare l'oscillatore spostando il centro della banda di emissione muovendo il 2° prisma posto in cavità. La posizione del prisma non può, comunque, essere spostata eccessivamente, perché questo provoca lo spegnimento del regime *mode locked*. Come è possibile osservare da una analisi più attenta delle curve di Figura 14, la radiazione emessa, per alcuni valori di posizione del prisma (valori estremali della banda), cade nella regione compresa tra 790 e 806 con larghezze di banda dell'ordine della decina di nanometri.

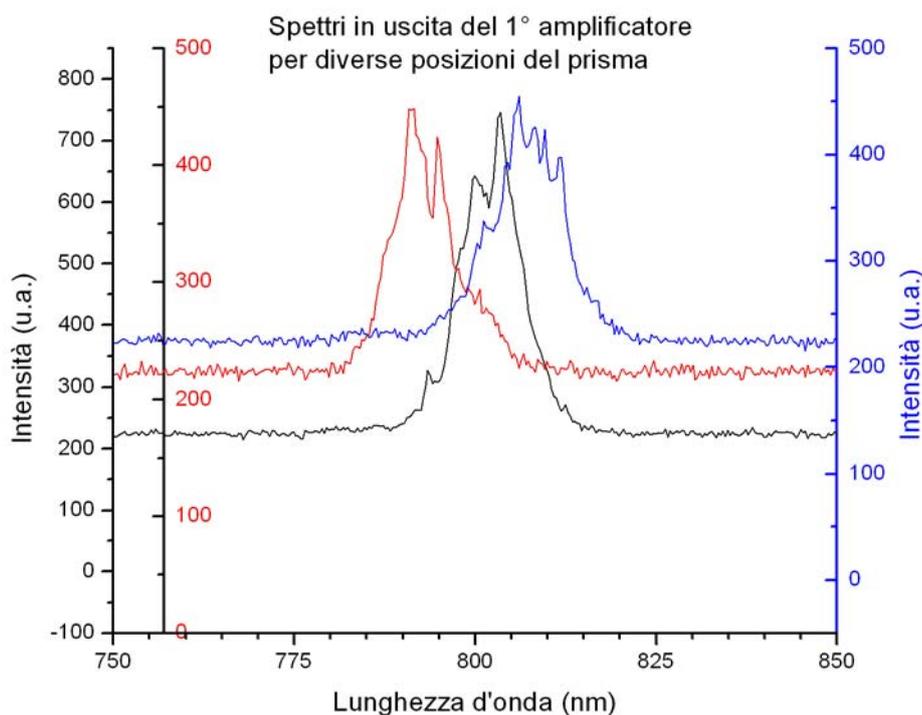


Figura 14. Spettri della radiazione emessa dopo il 1° amplificatore dal sistema tabletop a femtosecondi per diverse posizioni del 2° prisma, che compensa la dispersione della luce, nella cavità ottica dell'oscillatore.

Questo significa che l'emissione, dopo il primo amplificatore, non ha radiazione utile da iniettare nel secondo amplificatore ad eccimeri. Una cosa estremamente negativa è, che nella regione di lunghezze d'onda necessarie per avere la condizione di risonanza con il laser ad KrF1 (248nm che corrispondono ad un impulso triplicato pari a $\lambda=750/3=250\text{nm}$), non si osserva un'intensità del fascio. I motivi possono essere essenzialmente due;

- le ottiche di trasporto del fascio in cavità provocano un taglio della banda dell'impulso laser ultracorto;
- la cavità dell'oscillatore ha specchi a banda stretta tali da amplificare solamente la radiazione intorno a 800nm.

Per escludere una delle due ipotesi è stata misurata la larghezza di banda dell'oscillatore per diverse posizioni del prima in cavità. Il risultato dei due estremi dello spettro, che identificano la banda totale di emissione è mostrato in Figura 15.

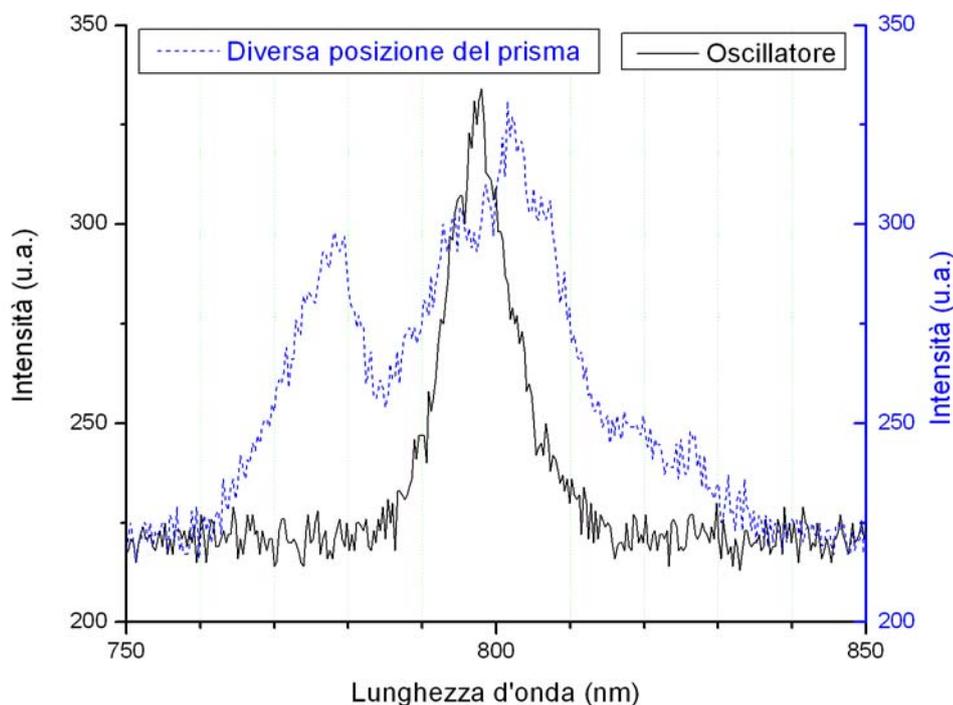


Figura 15. Spettro emesso dall'oscillatore per le due posizioni estreme del prisma che non producono lo spegnimento del regime mode locked.

In questa immagine si osserva che il centro di emissione dell'oscillatore è $800\text{nm} \pm 20\text{nm}$. Spostando il prisma si riesce ad allargare la banda fino ad ottenere radiazione di $800\text{nm} \pm 40\text{nm}$ ma, comunque, inferiore ai 750nm necessari per l'iniezione della radiazione nel secondo amplificatore laser KrFl.

Per quanto, quindi le diverse ottiche dello stretcher e del 1° amplificatore distorcono la banda dell'oscillatore, rimane il problema di un'assenza del segnale laser a 750nm . E' da notare che la banda di Figura 14. è relativa all'impulso compresso. La banda reale è quella in uscita dal compressore, che stringe l'impulso laser ma ne allarga la banda.

Dai grafici di Figura 16, relativa agli spettri che si misurano dopo il compressore, si osserva che la larghezza a metà altezza delle diverse curve risulta essere rispettivamente:

- Curva rossa $800 \pm 25\text{nm}$;
- Curva nera $812 \pm 21\text{nm}$;

Questo ci conferma che il compressore ricomprime l'impulso a valori di larghezza di banda circa uguali a quelli in uscita dall'oscillatore (curva nera di Figura 15).

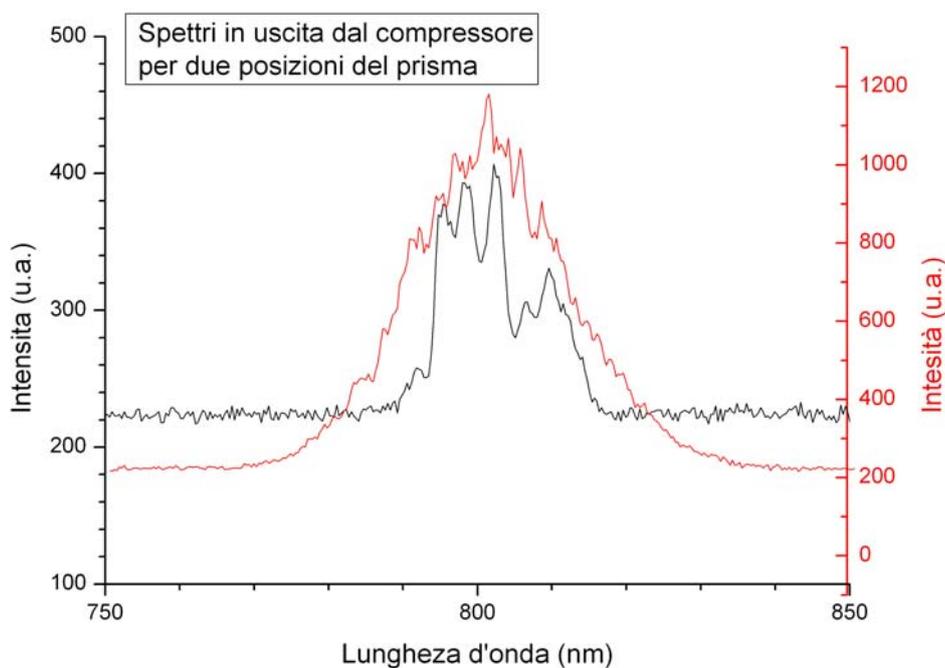


Figura 16. Spettri in uscita dal compressore per due posizioni del 2° prisma in cavità dell'oscillatore. Si osserva che la larghezza di banda è dell'ordine di 20nm.

Questa misura ci conferma che il problema della banda di emissione è essenzialmente legata alle caratteristiche spettrali delle ottiche della cavità dell'oscillatore, che dovranno essere sostituite con altre di caratteristiche opportune.

Infine è stata misurata l'efficienza di conversione della radiazione nella seconda armonica, emessa come effetto non lineare, dall'impulso, in uscita dal compressore, ed inviato in un cristallo non lineare. Sono stati testati due cristalli non lineari;

- cristallo LBO da 1.5mm e di spessore
- cristallo BBO da 0.2mm di spessore.

La Figura 17 mostra l'efficienza di conversione dei due cristalli. Come è possibile osservare dalla figura il cristallo LBO mostra un'efficienza di conversione di circa un fattore 6 più elevata del cristallo BBO.

Un ulteriore analisi eseguita è stata quella di misurare l'efficienza di conversione in funzione della distanza focale. Per una lente di corta focale pari a 160mm, l'efficienza di conversione del solo cristallo BBO, è mostrata in Figura 18.

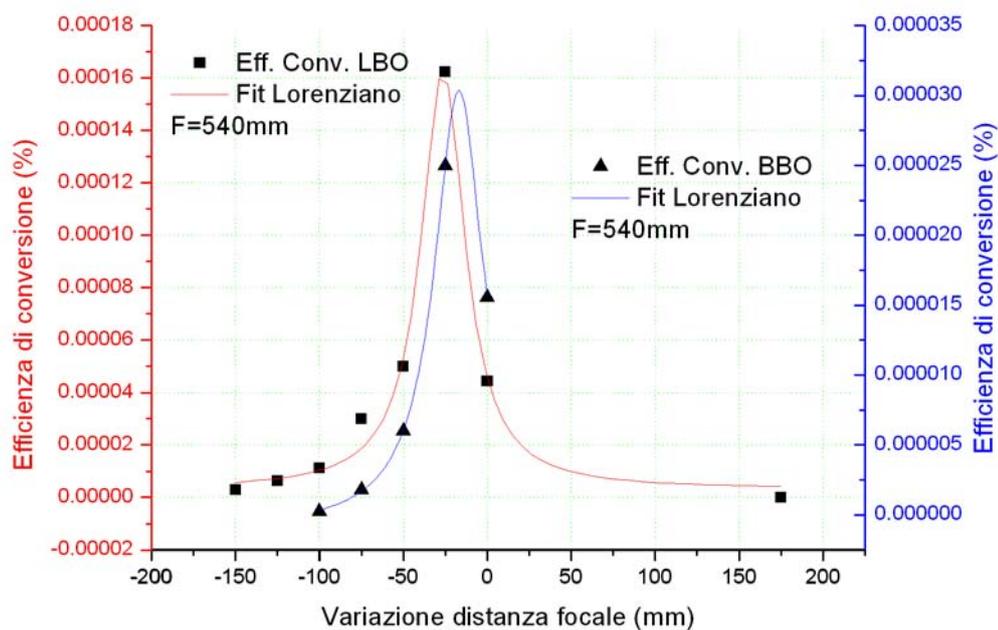


Figura 17. Efficienza di conversione della radiazione nella seconda armonica. I cristalli analizzati sono un LBO da 1.5mm di spessore e un BBO da 0.2mm di spessore. L'efficienza è misurata in funzione della variazione della distanza focale. Lunghezza focale della lente è 540mm.

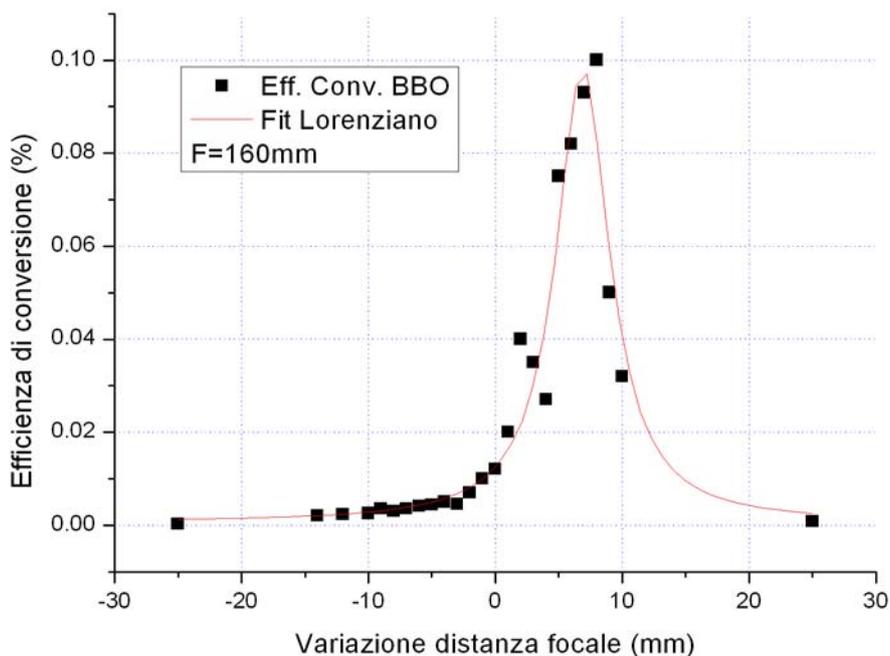


Figura 18. Efficienza di conversione della seconda armonica in funzione della distanza focale. Cristallo non lineare testato BBO da 0.2 mm di spessore. Lunghezza focale della lente è 160mm.

Come è possibile osservare confrontando i grafici relativi alle Figura 17 e Figura 18, l'efficienza di conversione relativa al cristallo BBO irradiato, con la radiazione focalizzata mediante una lente di $f=160\text{mm}$, risulta circa tre ordini di grandezza più elevata rispetto a quella ottenuta con una lente di $f=540\text{mm}$. Questo è possibile spiegarlo poiché diminuendo la focale aumenta la fluenza incidente sul cristallo non lineare, quindi, migliora la conversione.

Dall'analisi di tutti questi risultati possiamo fare una stima dei possibili risultati attesi dopo l'iniezione della radiazione triplicata nel laser KrFl modello COMPex-102 della Lambda Physik:

1. lunghezza d'onda nella regione UV
2. larghezza dell'impulso circa 150fs;
3. energia media qualche mJ;
4. frequenza di ripetizione 10Hz.
5. potenza media 0.1W.
6. fluenza media pari a circa 10^{16} W/cm^2

E' da notare che prima di procedere all'iniezione della radiazione nel secondo amplificatore KrFl è necessario sostituire le ottiche della cavità dell'oscillatore, in modo tale da centrare la banda di emissione intorno a 750nm. Questa lunghezza d'onda è necessaria per raggiungere, una volta triplicata, la risonanza con l'emissione a 248nm tipica di un laser ad eccimeri KrFl.

Riferimenti bibliografici

-
- ¹ S. Backus, C. G. Durfee III, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, *Review of Scientific Instruments*, 69, 1207, 1998.
 - ² Progetto PLASMONIX, INFN LNF, <http://ilil.ipcf.cnr.it/plasmonix/>
 - ³ D. Atwood, *Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation*, Cambridge University Press, 2000.
 - ⁴ O. Svelto, *Principles of lasers*, Plenum Press, New York e London, 1998.
 - ⁵ H. Haus, *A Theory of Mode Locking with a Fast Saturable Absorber*, Journal of Applied Physics, 46, 3049, 1975.
 - ⁶ D. E. Spence, P.N. Kean, and W. Sibbet, *60-fs Pulse Generation from a Self-Mode-Locked Ti:Sapphire Laser*, Optics Letters, 16, 42, 1991.
 - ⁷ M. Pich, *Beam Reshaping and Self-Mode-Locking Quasi-Continuous Laser*, IEEE J. Quantum Electronics, QE-10, 115, 1974.
 - ⁸ D. Strickland e G. Mourou, *Opt. Commun.* **56**, 219 (1985).
 - ⁹ P. Maine, D. Strickland, P. Bado, M. Pessot e G. Mourou, *IEEE J. Quantum Electronics* **24**, 398 (1988).

-
- ¹⁰ D. Strickland and G. Mourou, *Optics Communication*, 56, 219, 1985.
- ¹¹ M. Pessot, P. Maine, G. Mourou, *Optics Communication*, 62, 419, 1987.
- ¹² P. Maine, D. D. Strickland, P. Bado, M. Pessot, G. Mourou, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 24, 398, 1988.
- ¹³ M. Pessot, J. Squier, P. Bado, G. Mourou, D. J. Harter, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 25, 61, 1988.
- ¹⁴ J. P. Zhou, C. P. Huang, C. Shi, H. C. Kapteyn, M.M. Murnane, *Optics Letter*, 19, 126, 1994.
- ¹⁵ S. Backus, J. Peatross, C. P. Huang, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, *Optics Letter*, 20, 2000, 1995.
- ¹⁶ J. V. Rudd, G. Korn, S. Ke, J. Squier, G. Mourou, *Optics Letter*, 18, 2044, 1993.

Conclusioni

Con la realizzazione di nuove sorgenti laser di elevata potenza di picco si sono contemporaneamente sviluppate tutte quelle tecniche, sia di ricerca di base che applicata, legate allo studio e all'uso della radiazione di plasma come sorgente di radiazione X.

In seguito a ciò, anche presso laboratori che non dispongono di grandi facility, quali i sincrotroni, è stato possibile realizzare nuovi apparati di tipo *tabletop*, mirati fra l'altro all'analisi spettroscopica della radiazione emessa dall'interazione radiazione-materia, nonché la prima sorgente laser a raggi X.

La messa a punto di tali sistemi ha, quindi, avuto notevoli ricadute sia nel campo della ricerca di base che in quella applicata.

Nel presente lavoro di tesi è stata mostrata l'importanza dell'uso di un sistema laser plasma per applicazioni alla litografia EUV. A tale scopo è stato realizzato e caratterizzato un apparato a getto di gas di Xe, descritto nel Capitolo 3, le cui caratteristiche di emissione ed energia sono compatibili con le richieste industriali nel campo della fabbricazione dei microchip e con la crescente necessità di fabbricare microprocessori sempre più potenti.

Un'altra applicazione degna di nota è quella connessa al campo della biologia, che utilizza la parte di radiazione emessa da plasma nella regione spettrale $284 \div 543$ eV, nota come Water Windows (WW), compresa tra le righe di assorbimento del carbonio e dell'ossigeno. In questa regione la trasparenza dell'acqua consente un naturale contrasto per la registrazione di immagini di campioni organici contenenti carbonio, una volta irradiati a queste lunghezze d'onda.

In tale ambito vengono descritte nel Capitolo 4 le applicazioni, in fase avanzata di messa a punto, di nuove tecnologie di imaging che utilizzano rivelatori basati su cristalli di LiF, che presentano una risoluzione intrinseca sufficientemente elevata. Sono state pertanto registrate immagini di microsistemi biologici unicellulari (tecnica di microscopia). Queste *foto, scattate* con radiazione che cade nella WW, rappresentano istantanee di vita del sistema unicellulare. A tale proposito è bene sottolineare che la tecnica descritta è, insieme a quella di microscopia su PMMA, l'unica in grado di fornire informazioni di campioni biologici *vivi*. Le immagini presentate nella tesi, evidenziano la risoluzione spaziale attualmente raggiunta ed incoraggiano a proseguire nella ricerca. Infatti, rispetto alla tecnica concorrente, i rivelatori LiF mostrano una dinamica del segnale registrato estremamente più

elevata. Fra le altre, nel capitolo detto vengono anche riportate immagini microradiografiche relative al bioaccumulo da parte di campioni biologici disidratati.

Per quanto concerne lo sviluppo di sistemi laser di potenza di tipo tabletop, nel capitolo 5, è stato riportato il grado di avanzamento di un sistema ad impulsi ultracorti, basato su di un oscillatore Ti:Sa. Nella fase realizzativa del primo amplificatore e del relativo compressore d'impulso, è emersa la necessità di spostare la banda di emissione dell'oscillatore intorno a 750nm al fine di iniettare il segnale, una volta triplicato, all'interno dell'ultimo stadio di amplificazione rappresentato da un laser ad eccimeri KrFl. Scopo di tale progetto è quello di disporre, nel prossimo futuro, di un sistema in grado di aprire nuovi filoni sia di ricerca di base che di ricerca tecnologica.

Bibliografia

1. Abdallah, et al., *Physical Review A*, 68, 063201, 2003.
2. B.H. Bransden, C.J. Joachain, *Physics Atoms and Molecules*, Longman, 1998.
3. B.L. Henke et al. *Atomic Data and Nuclear data Tables*, 54, 181, 1993.
4. Baldacchini et al., in *Defects in Insulating Materials*, O Carnet and J. M. Spaeth, Edizioni World Scientific, 1103, 1993.
5. Baldacchini, F. Menchini and R.M. Montereali, *Rad. Eff. & Def. Solids*, 156, 75, 2001.
6. Bartnik, et al., *Quantum Electronics*, 27, 334, 1997.
7. Batani et al., *The European Physical Journal D*, 21, 167, 2002.
8. Bier and O.F. Hagen, *Z. Angew. Physics*, 14, 658, 1962.
9. Brevetto ENEA del 15/01/2004 International publication number: WO 2004/005906 A1.
10. C. Bellecci, I. Bellucci, P. Gaudio, S. Martellucci, G. Petrocelli, M. Richetta, *6th International Workshop on Laser Beam and Optics Characterization LBOC*, pp. 1-8. 2001.
11. C. Kittel and H. Kroemer, *Thermal Physics*, Freeman, New York, 1980.
12. CGR Geddes et al, *Nature*, 431, 538, 2004.
13. D. Atwood, *Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation*, Cambridge University Press, 2000.
14. D. E. Spence, P.N. Kean, and W. Sibbet, *Optics Letters*, 16, 42, 1991.
15. D. Giulietti et al. *Physics of Plasma*, 9, 3655, 2002.
16. D. Giulietti, *Sharped pre-formed plasmas for laser wake-field acceleration experiments*, in Proceedings SIF, 88, 119, 2003.
17. D. L. Book, NRL plasma formulary 1987.
18. D. Mihalas, *Stellar Atmospheres*, Freeman, 1978
19. D. Mihalas and B.W. Mihalas, *Foundation of Radiation Hydrodynamics*, Oxford University Press, 1984.
20. D. Nanni, P. Gaudio, et al., *Il Nuovo Cimento*, 121 B, 811, 2007.
21. D. Nicholson, *Introduction to Plasma Theory*, Wiley New York, 1983.
22. D. Stickland and G. Mourou, *Optics Communications*, 56, 219, 1985.
23. D. Teychenné, *Tesi di Dottorato*, Paris VI, 1994.
24. E. Esarey et. all, *IEEE Transaction On Plasma Science*, 24, 2, 252, 1996.

25. F. Amiranoff et al., *Physics. Review. Letter*, Vol. 74, 5220, 1995.
26. F.F. Chen, *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena*, 3 291, 1974.
27. Flora et al., *Review Scientific, Instruments*, 76, 113104, 2005.
28. G. C. Junkel-Vives, et al. *Physical Review E*, 65, 036410, 2002.
29. G. C. Junkel-Vives, et al., *Physical Review A*, 64, 021201-1, 2001.
30. G.A. Johanson et al. *Review. Scientific . Instruments*, 73, 1193, 2002.
31. G.C. Junkel-Vives, et al, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 71, 417, 2001.
32. Gaudio et al., *Collana Quaderni di Ottica e Fotonica* in fase di stampa, 2006.
33. H. A. Baldis et al, *Laser plasma interaction*, Handbook of plasma physics, Vol. 3 Physics of laser plasma, 1991.
34. H. Enkisch and J. Trenkler, *EUV lithography: technology for the semiconductor industry in 2010*, Europhysicsnews, 35/5, 149-151, 2004.
35. H. Fiedorowicz, *Laser and Particle Beams*, 23, 365, 2005.
36. H. Haus, *Journal of Applied Physics*, 46, 3049, 1975.
37. H. Heken H. Wolf, *Fisica Atomica e Quantistica*, Boringhieri, 1990.
38. H. Komori, et al. *Applied Physic B*, 83, 213, 2006.
39. H. Kondo, T Tomie, and H. Shimizu, *Applied Physics Letters*, 72, 2668, 1998.
40. H. Stiel, et al., *Proceedings of SPIE*, 4781,2002.
41. H.A. Baldis, E.M. Campbell, and W.L. Kruer, *Laser Plasma Interaction*, in Physics of Laser Plasma, A.Rubenchik S. Witkowski Editor, 1991.
42. H.R. Green, *Principles of Plasma Spectroscopy*, Cambridge University Press, 1997.
43. <http://it.wikipedia.org/wiki/Chlamydomonas>.
44. <http://www.library.wisc.edu/libraries/Biology/BotanyDepartmentTeachingCollection/web-lessons/Diversity/plants/Vascular%20Plants/Magnoliophyta/Angiosperm/pollen.html>
45. I.S. Gradshteyn and I.M. Ryzhik, *Table of Integrale, Series, and Product*, Academic Press, New York, 1994.
46. J. Faure et al., *Nature*, 431, 541, 2004.
47. J. Kaiser et al., *The European Physical Journal D*, 32, 113, 2005
48. J. Murphy, D. White, A. MacDowell, and O. Wood II, *Applied Optics*, 6920, 1993.

49. J. Nahum and D. A. Wiegand, *Physics Review*, 154, 817, 1967.
50. J. P. Zhou, C. P. Huang, C. Shi, H. C. Kapteyn, M.M. Murnane, *Optics Letter*, 19, 126, 1994.
51. J. V. Rudd, G. Korn, S. Ke, J. Squier, G. Mourou, *Optics Letter*, 18, 2044, 1993.
52. J. W. G. Tisch, T. Ditmire, D. J. Fraser, N. Hay, M. B. Mason, E. Springate, J. P. Marangos, M.H.R. Hutchinson, *Journal Physics B*, 30, L709, 1997.
53. J. Wörmer, V. Guzielski, J. Stapelfeldt, T. Möller, *Chemical Physics. Letters.*, 159, 321, 1989.
54. J.H. Schulman and W.D. Compton, *Color Centers in Solids*, Pergamon Press, 1962.
55. J.H. Scofield, *Energy Levels for Hydrogen-, Helium-, and Neon-Like ions*, in X-ray Booklet, Lawrence Berkeley Laboratory PUB-490 rev., 1986.
56. K. B. Fournier et al, *Journal of Physics B*, 35, 1, 2002.
57. K. Nakajima et al, *Physics Review Letter*, 74, 4428, 1995.
58. K.B. Fournier, A.Ya Faenov, T.A. Pikuz, I. Yu Skobelev, F. Flora, S. Bollanti, P. Di Lazzaro, D. Murra, A. Grilli, A. Reale, L. Reale, G. Tomasetti, A. Ritucci, I. Bellocchi, S. Martellucci and G. Petrocelli, *Journal of Physics B, Atoms. Molecules, Optical. Physics*, 35, 3347-3364, 2002.
59. L. Reale, et. all, *Microscopy Research and Technique*, 69, 666, 2006.
60. L.D. Landau, *On the Vibrations on the Electron Plasma*, J. USSR, 10, 25, 1946.
61. La Monaca, P. Gaudio et al, *Fluorescence analysis by spectroscopy transmission and electro streak camera*, LNF-06/29 (IR), 2006.
62. M. D. Rosen et al, *Physics. Review Letters*, 54, 106, 1985.
63. M. Klapisch, *Computer Physics. Communicatios*, 2, 239, 1971.
64. M. Klapisch, J. Schwob, B. Fraenkel e J. Oreg, *Journal of Optical Society of America*, 67, 148, 1977.
65. M. Pessot, J. Squier, P. Bado, G. Mourou, D. J. Harter, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 25, 61, 1988.
66. M. Pessot, P. Maine, G. Mourou, *Optics Communication*, 62, 419, 1987.
67. M. Pich, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE-10, 115, 1974.
68. M. Schnürer, et al. *The European Physical Journal D*, 14, 331, 2001.

69. Massimo Francucci, *Tesi di Dottorato*, Università di Roma Tor Vergata XVII ciclo, 2005.
70. O. F. Hagen, *Physics of Fluids*, 17, 894, (1974).
71. O. Hagen, *Review of Scientific Instrument*, 63, 2374, 1992.
72. O. Svelto, *Principles of lasers*, Plenum Press, New York e London, 1998.
73. O.F. Hagen, O. Obert, *The Journal of Chemical Physics*, 56, 1793, 1972.
74. P. Gaudio, et al., Proceedings of Laser Beam and Optics Characterization LBOC, 1, 2001.
75. P. Gaudio, et all., *Collana Quaderni di Ottica e Fotonica* in fase di stampa, 2006.
76. P. Maine, D. D. Strickland, P. Bado, M. Pessot, G. Mourou, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 24, 398, 1988.
77. P. Monot et al., *Physics. Review. Letter*, 74, 2953, 1995.
78. P. Monot, T. Auguste, S. Dobosz, P. D'Oliveira, S. Hulin, M. Bougerard, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz e I. Yu. Skobelev, *Nuclear Instrument and Method*, 484, 299 – 311, 2002.
79. P.V. Nickles, M. Schnürer, H. Stiel, U. Vogt, S. Ter-Avetisyan, and W. Sandner, *Proceeding of SPIE*, 4504, 106, 2001.
80. Progetto PLASMONIX, INFN LNF, <http://ilil.ipcf.cnr.it/plasmonix/>
81. Progetto SPARC INFN <http://www.roma1.infn.it/exp/sparc/>
82. R. Kauffman, *X-Ray Radiation from Laser Plasma*, in Physics of Laser Plasma A.Rubenchik S. Witkowski Editor, 1991.
83. R.L. Kelly, *Journal of Physics Chemistry*, 16, 1, 1987.
84. R.M. Montekali, F. Bonfigli, A. Ya. Faenov, F. Flora, T. Marolo, M. Montecchi, D. Murra, E. Michelatti, T. A. Pikuz, G. Baldacchini, *Collana Quaderni di Ottica e Fotonica*, 11, pp. 127, 2004.
85. R.M. Montekali, M. Piccinini and E. Burattini, *Applied Physics Letters*, 78, 4082, 2001.
86. Reale et all., *Microscopy Research and Technique*, 64, 21, 2004.
87. Reale, P. Gaudio, et all., *Proceeding of 8th International Conference on X-ray Microscopy*, IPAP Conferences Series 7, 237, 2005.
88. S. Almagia, P. Gaudio, et all., *Proceeding of 8th International Conference on X-ray Microscopy*, IPAP Conferences Series 7, 207, 2005.
89. S. B. Hansen, et al., *Physical Review E*, 71, 016408, 2005.

90. S. Backus, C. G. Durfee III, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, *Review of Scientific Instruments*, 69, 1207, 1998.
91. S. Backus, J. Peatross, C. P. Huang, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, *Optics Letter*, 20, 2000, 1995.
92. S. Bulanov et al., *Physics. Review. E*, Vol. 58, (5), R5227, 1998.
93. S. Christ, P. Sherman, and D. R. Glass, *AIAA J.* 4, 68, 1966.
94. S. K. Sekatskii, V.S. Letokhov, *Applied Physics B*, 63, 525, 1996.
95. S. Martellucci, C. Bellecci, M. Francucci, P. Gaudio, M. Richetta, D. Toscano, A. Rydzy, M. Gelfusa, and P. Ciuffa, *Journal of Physics Condensate Matter*, 18, 2039, 2006.
96. S. Ter-Avetisyan, M. Schnürer, H. Stiel, U. Vogt, W. Radloff, W. Karpov, W. Sandner, and P.V. Nickles, *Physical Review E*, 64, 036404-1, 2001.
97. S. Ter-Avetisyan, *Physical Review E*, 64, 036404, 2001.
98. S. Ter-Avetisyan, U. Vogh, H. Stiel, M. Schnürer, I. Will, P. V. Nickless, *Journal of Applied Physics*, 94, 5489, 2003.
99. S. Ya. Khakhalin et al, *JETP* 78, 633, 1994.
100. S. Ya. Khakhalin, et al., *Journal of Optical Society of America B*, 12, 1203, 1995.
101. S.K. Sekatskii, V.S. Letokhov, *JEPT Letters*, 63, 319, 1996.
102. Seitz, *Review of Modern Physics*, 26, 7, (1954)
103. Site web *X rays interaction with matter*,
http://henke.lbl.gov/optical_constants/
104. SPD Mangles et al, *Nature*, 431, 535, 2004.
105. Stenz, et al., *Quantum Electronics*, 30, 721, 2000.
106. T. Jajima and J.M. Dowson, *Physics Review Letter*, 43, 267, 1979.
107. T. Pikuz, A. Faenov, et al., *Laser and Particle Beam*, 22, 289, 2004.
108. T.M. Antisen and P. Mora, *Physics Review Letter*, 69, 2204, 1992.
109. Tillman et al. *Journal of Optical Society of America B*, 13, 209, 1996.
110. Ubenchik and S. Witkowski, *Physics of Laser-Plasma*, Handbook of Plasma Physics, North Holland, Amsterdam, 1991.
111. V. M. Dyakin, et al., *Quantum Electronics*, 27, 691, 1997.
112. Volume speciale of *Review. Scientific . Instruments*. 74, parte II, 2003.
113. W.L.Kruer, *The Physical of laser plasma interaction*, Addison-Wesley, Redwood City, CA, 1988.

114. Ya Faenov, T. A. Pikuz, *Recent advances in X-ray spectroscopy and X-ray imaging of laser plasma*, in Proceedings SIF, 88, 83, 2003.
115. Yu Skobelev, et al., *Journal of Physics B*, 32, 113, 1999.
116. Yu. Skobelev, et al. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 94, 966, 2002.
117. Yu. Skobelev, et al., *Physical Review E*, 55, 3773, 1997.
118. Yu. Skobelev, et. al., *Journal of Experiment and Theoretical Physics*, 94, 73, 2002.