



UNIVERSITÀ DI PISA

UNIVERSITA' DI PISA

Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali
Corso di Laurea Specialistica in Scienze Fisiche

Anno Accademico 2012-2013

Tesi di Laurea Specialistica

**Caratterizzazione delle onde d'urto non
collisionali generate da laser in un plasma tenue**

Candidato
Enrico Ianni

Relatore Interno
Prof. **Andrea Macchi**

Relatore Esterno
Prof. **Marco Borghesi**

Indice

0	Introduzione	3
1	Teoria delle onde d'urto nei plasmi	6
1.1	Onde iono-acustiche nei plasmi non collisionali	6
1.2	Onde di shock nei plasmi non collisionali	7
1.3	L'approccio di Sagdeev	8
1.4	L'equazione di Korteweg-de Vries	14
1.5	Struttura oscillatoria dello shock	16
2	Teoria del Proton Probing	19
2.1	Accelerazione dei protoni	19
2.1.1	Target Normal Sheath Acceleration	20
2.1.2	Caratteristiche del fascio di protoni	23
2.2	Tecnica del Proton Probing	25
2.3	RCF	30
3	Esperimento	38
3.1	Laser	38
3.1.1	Tecnica del CPA	41
3.1.2	Tecnica del OPA	44
3.2	Setup esperimento	45
3.3	Diagnostiche	64
4	Analisi Dati	73
4.1	Proton Probing	73
4.1.1	Campo Elettrico	73
4.1.2	Velocità e ampiezza dello Shock	76
4.2	Interferometria	84
4.3	Simulazione HYADES	87
4.4	Ion-detector	88
4.5	Riassunto analisi dati	91

Capitolo 0

Introduzione

La tesi descrive un esperimento nel quale per la prima volta è stata impiegata una radiografia protonica a larga banda nella diagnosi delle strutture di campo elettrico, indotte dall'interazione tra un bersaglio e un laser, potendo contare su una elevata risoluzione spaziale e temporale. Lo scopo dell'esperimento è stato di caratterizzare le onde di shock non collisionali che si propagano in condizioni controllate in un plasma tenue di Azoto (N_2) totalmente ionizzato. Lo studio delle onde non collisionali e la loro relazione con le onde iono-acustiche di tipo solitonico ha ricevuto una grande attenzione in passato sia dal punto di vista sperimentale che teorico. I solitoni possono essere considerati come fondamentali entità non lineari e le loro connessioni variano dalla dinamica delle onde non lineari nelle acque poco profonde alla teoria quantistica dei campi [4] [51]. Le onde di shock non collisionali giocano un ruolo fondamentale in numerosi processi astrofisici [1]. Per esempio suscitano particolare attenzione le onde di shock formate dalla propagazione dei residui dell'esplosione di una supernova all'interno del mezzo interstellare in quanto si pensa che siano la sorgente galattica dominante dei raggi cosmici ad alte energie [57] – [60].

Il presente lavoro di tesi si basa principalmente sui dati raccolti nei mesi di Marzo e Aprile 2010 nel centro di ricerca Rutherford Appleton Laboratory, Oxfordshire UK. L'esperimento, nel quale ho preso parte attivamente, è stato portato avanti dal gruppo di ricerca della Queen's University of Belfast del Prof. Marco Borghesi supportato dal gruppo di ricerca del Prof. Oswald Willi dell'University of Düsseldorf. Il sistema laser multi fascio ad infrarosso utilizzato è stato il "Vulcan Laser System" con una potenza di 100 TW. Il mio contributo all'esperimento è stato l'allestimento del setup, la raccolta e l'elaborazione dei dati.

A seguito dell'interazione tra un bersaglio d'oro e un impulso laser di durata 1 ns, l'atmosfera circostante di Azoto rarefatto, presente in una cella a gas, è stata completamente ionizzata a causa delle intense radiazioni X generate. L'intenso rilascio di energia del laser in un breve intervallo di tempo ha portato all'abla-

zione del bersaglio diffondendo nelle sue prossimità un plasma caldo di densità molto superiore rispetto al plasma circostante. Dal punto di interazione si sono generate delle onde di shock che si sono propagate con simmetria sferica all'interno del plasma tenue. In assenza di campi esterni e in regime elettrostatico, è noto che in un plasma possono propagarsi onde iono-acustiche simili alle onde sonore in gasdinamica ordinaria. In regime non lineare e condizioni appropriate compaiono soluzioni sia di tipo solitonico che di tipo shock, cioè caratterizzate da un fronte propagante di discontinuità della velocità e densità ionica e del campo elettrico. Per distinguere il tipo di onda sono state misurate, lungo la direzione di propagazione dell'onda, le distribuzioni di densità e del campo elettrico, la velocità e l'ampiezza. Nella fase iniziale sono stati identificati per ciascuno dei parametri relativi al setup (l'energia dell'impulso laser, lo spessore del bersaglio e la finestra temporale nella quale acquisire i dati) quei valori che rendessero le misure più accurate e rilevanti possibili. E' stato quindi studiato come le caratteristiche delle onde rispondevano al variare della pressione all'interno della cella a gas.

La principale diagnostica utilizzata per lo studio delle onde di shock è stata la tecnica del "proton probing". Un fascio di protoni accelerati dal laser, aventi energie dell'ordine del MeV , vengono utilizzati come sonde in quanto attraversando il plasma tenue sono deviati dal campo elettrico che incontrano nel plasma. I protoni una volta raggiunto il rivelatore vengono raccolti da una pila multistrato di film radio cromici (RCFs) che sono mezzi sensibili alle radiazioni ionizzanti per assorbimento. Il multistrato consente di risolvere lo spettro del fascio in quanto ogni film assorbe protoni monocromatici ad una specifica energia. E' stato così possibile avere le immagini dell'onda nel plasma per tempi diversi in quanto i protoni monocromatici assorbiti da ciascun film hanno il proprio tempo di volo. La variazione relativa della densità dei protoni incidenti sul rivelatore è stata utilizzata per calcolare il campo elettrico trasversale, la velocità e l'ampiezza delle onde nel plasma.

Tramite le tecniche di shadowgrafia e di interferometria è stato possibile ricostruire il profilo a piuma della distribuzione di densità elettronica del plasma caldo, generato dall'ablazione del bersaglio, nelle fasi successive lo sparo. Queste diagnostiche utilizzano come sonda un fascio di luce verde coerente proveniente da un laser ad infrarosso che passando attraverso un cristallo " 2ω " raddoppia la frequenza. Il fascio attraversa la zona del bersaglio e tramite un sistema ottico viene condotto ad un rivelatore CCD capace di riprodurre l'immagine del plasma caldo. Le frange di interferenza raccolte dal rivelatore sono state ottenute tramite la tecnica interferometrica di Nomarski. E' stato così possibile, sfruttando la relazione che intercorre tra densità e indice di rifrazione del plasma e conoscendo la magnificazione del sistema ottico, ricavare il profilo della densità elettronica del plasma.

Come ulteriore diagnostica è stato utilizzato uno ion-detector per rilevare la velocità delle particelle cariche provenienti dal centro d'origine delle onde di shock. Il segnale della radiazione a raggi X, generata dall'interazione del laser con il bersaglio, rappresenta il tempo zero dopo il quale vengono osservati gli ioni provenienti dell'ambiente circostante il bersaglio. E' stato possibile, conoscendo la risoluzione temporale del rivelatore e la distanza del rivelatore dal punto di interazione da dove hanno origine gli ioni, risalire alle velocità degli ioni. Infine sono state riprodotte le condizioni del plasma tramite un codice di simulazione idrodinamico unidimensionale che tenendo conto delle condizioni iniziali del bersaglio, del laser e del gas ha simulato l'evoluzione temporale della temperatura degli elettroni.

Capitolo 1

Teoria delle onde d'urto nei plasmi

1.1 Onde iono-acustiche nei plasmi non collisionali

Un plasma può sostenere oscillazioni a basse frequenze associate al moto degli ioni. Tali oscillazioni sono l'analogo nei plasmi delle onde sonore nei gas. La principale differenza è che nel plasma l'oscillazione è trasmessa dalla regione di compressione alla regione di decompressione principalmente per mezzo del campo elettrico associato alla forza di Coulomb degli ioni parzialmente schermati mentre nel gas dalle collisioni dovute agli urti. Un esempio di onde unidimensionali di piccola ampiezza nei plasmi sono le onde iono-acustiche. Nelle onde iono-acustiche gli elettroni semplicemente seguono il moto degli ioni. La parte reale della relazione di dispersione associata è [4]:

$$\omega_r = \left(\frac{K_B T_e}{m_i} \frac{1}{1 + k^2 \lambda_D^2} + \frac{\gamma_i K_B T_I}{m_i} \right)^{1/2} k \quad (1.1)$$

dove γ_i è il coefficiente adiabatico degli ioni i quali assumiamo essere sottoposti ad una compressione adiabatica unidimensionale lungo la direzione di propagazione dell'onda, perciò possiamo porre $\gamma_i = 3$. Per quanto riguarda il coefficiente adiabatico degli elettroni è stato posto uguale ad uno ($\gamma_e = 1$) in quanto la velocità degli elettroni è maggiore della velocità di propagazione dell'onda, avendo così il tempo di equalizzare la temperatura dovunque, perciò gli elettroni sono isotermi. Il termine $k^2 \lambda_D^2$ nella relazione di dispersione è legato alla quasi neutralità del plasma $n_i \approx n_e$. Per piccoli valori del vettore d'onda ($k \lambda_D \ll 1$) il plasma è quasi neutro e si nota un andamento lineare nella relazione di dispersione dove il coefficiente angolare, che rappresenta la velocità di fase dell'onda, è la velocità del suono ionica $c_{is}^2 = \frac{K_B T_e}{m_i} + \frac{\gamma_i K_B T_I}{m_i} \simeq \frac{K_B T_e}{m_i}$ che è l'equivalente della velocità del suono in un gas. Per grandi valori del vettore d'onda ($k \lambda_D \gg 1$) il plasma ha

un andamento costante nella relazione di dispersione con una frequenza pari alla frequenza di plasma degli ioni: $\Omega_i = \frac{c_{is}}{\lambda_D} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{m_i \epsilon_0}}$. Un trattamento cinetico [2] mostra che la relazione di dispersione ha anche una parte immaginaria la quale è associata all'effetto “*Landau damping*” delle onde iono-acustiche:

$$\omega_i = -\sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{|\omega_r|}{(1 + k^2 \lambda_D^2)^{3/2}} \left[\left(\frac{T_e}{T_i} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{T_e/T_i}{2(1 + k^2 \lambda_D^2)} \right) + \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \right] \quad (1.2)$$

Come possiamo notare l'unico modo affinché l'onda iono-acustica non sia fortemente smorzata è per $T_e \gg T_i$, in quanto otteniamo $\omega_r \gg \omega_i$. Si nota infatti che per una distribuzione di particelle di elettroni e ioni Maxwelliana l'unico modo affinché per entrambe le popolazioni l'effetto “*Landau damping*” sia trascurabile ($\omega_r \gg \omega_i$) è che la velocità di fase dell'onda si propaga nell'intervallo $\left(\frac{K_B T_i}{m_i}\right)^{1/2} < \frac{\omega}{k} < \left(\frac{K_B T_e}{m_e}\right)^{1/2}$ cioè prima e dopo i punti di massima pendenza delle distribuzioni.

1.2 Onde di shock nei plasmi non collisionali

Quando un intenso impulso laser è focalizzato su un bersaglio solido una grande quantità di energia è rilasciata in un breve lasso di tempo in una regione piccola quanto lo spot focale. Se il bersaglio è immerso in una tenue atmosfera, il fenomeno fisico è simile a quello di una forte esplosione avvenuta all'interno di un gas. Si genera così una onda di shock che si propaga nella circostante atmosfera [39], [37]. Un'onda di shock può essere definita come un salto finito in ampiezza dei parametri macroscopici (densità, temperatura, ecc) del mezzo. Questo succede quando un'onda si propaga ad una velocità maggiore rispetto alla velocità del suono nel mezzo ed è dovuto ad un effetto non lineare che non è ciclico quindi non presenta un periodo. In un gas ordinario, in accordo con la teoria gas-dinamica, le collisioni giocano un ruolo fondamentale nella formazione dello shock e determinano la struttura del fronte d'onda. Le particelle più veloci dietro il fronte di shock trasmettono quantità di moto ed energia alle particelle più lente davanti al fronte di shock attraverso le collisioni. E' evidente che lo spessore del fronte di shock sia quindi dell'ordine del libero cammino medio delle particelle. In un plasma invece la propagazione dello shock può avvenire anche in assenza di collisioni. Noi ora consideriamo soltanto il caso di shock elettrostatici non collisionali, dove la propagazione dello shock è guidata dal campo elettrico dovuto alla separazione di carica sul fronte dello shock. In questa rappresentazione appare chiaro che lo spessore del fronte d'onda dello shock è relazionata alla lunghezza di Debye del plasma [1]. Questo è uno shock con uno spessore del fronte molto più piccolo rispetto al libero cammino medio degli ioni e degli elettroni nel plasma

dovuto agli urti. Per un plasma uniforme in assenza di campi esterni, data una perturbazione iniziale della densità degli ioni e degli elettroni caldi, l'equazione fluida degli ioni è [2]:

$$m_i n_i \left[\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{V} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} \right] = e n_i \mathbf{E} - \nabla \cdot P \quad (1.3)$$

Se si assume $n_i = n_e$ il termine non lineare $(\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V}$ rende più ripide le funzioni delle perturbazioni $n_i(x)$ e $\mathbf{V}(x)$ al variare della posizione fino a quando in un tempo finito il loro profilo raddoppia [40]. Se invece si tiene conto anche del termine dispersivo $e n_i \mathbf{E}$ il fenomeno dell'incremento della ripidità dell'onda di shock è controbilanciato. Tale termine compare quando la relazione di quasi neutralità viene a mancare, per le onde iono-acustiche avviene per vettori d'onda $k \gg 1/\lambda_D$. L'incremento della ripidità accade perché le armoniche più alte $(2k, 2\omega)$ generate dai termini non lineari si accoppiano all'onda originale (k, ω) . Se le armoniche più alte viaggiano alla stessa velocità della fondamentale, questo accoppiamento è forte. Se le armoniche più alte viaggiano a velocità più lente (più veloci) della fondamentale l'accoppiamento è più debole e l'incremento della ripidità è interrotto. Il risultato della competizione tra l'incremento della ripidità e dispersione porta ad una soluzione nella quale il profilo delle perturbazioni n_i e \mathbf{V} rimane immutato pur muovendosi ad una velocità dell'ordine di c_{is} .

1.3 L'approccio di Sagdeev

Utilizziamo un modello nel quale l'equazione di stato degli elettroni è isoterma, in quanto la velocità termica degli elettroni è molto maggiore rispetto alla velocità di propagazione dell'onda:

$$p_e = n_e K_B T_e \quad (1.4)$$

gli elettroni sono assunti essere in equilibrio con il potenziale elettrostatico alla temperatura T_e , conducendo alla solita espressione:

$$n_e = n_0 \exp(e\phi/k_B T_e) \quad (1.5)$$

per la densità elettronica. L'equazione di Poisson allora diventa:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = -4\pi e (n_i - n_e) = 4\pi e \left[n_0 \exp\left(\frac{e\phi}{k_B T_e}\right) - n_i \right] \quad (1.6)$$

Gli ioni sono assunti essere freddi e perciò le equazioni di continuità e del momento per il fluido di ioni diventa:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial (n_i u_i)}{\partial x} = 0 \quad (1.7)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_i \frac{\partial u_i}{\partial x} = -\frac{e}{m} \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (1.8)$$

Noi stiamo cercando una soluzione per il set di equazioni dalla (1.4) alla (1.8) del tipo $n_i(x - Vt)$, $u_i(x - Vt)$ e $\phi_i(x - Vt)$, cioè una distribuzione di forma costante che si propaga con velocità V [4]. Allora possiamo cambiare il sistema di riferimento prendendolo solidale alla perturbazione:

$$x' = x - Vt \quad u' = u_i - V \quad (1.9)$$

Le derivate parziali spaziali e temporali diventano:

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x'} \quad \frac{\partial}{\partial t} = -V \frac{\partial}{\partial x'} \quad (1.10)$$

Con questa sostituzione le equazioni di continuità e momento degli ioni diventano:

$$\frac{\partial(n_i u')}{\partial x'} = 0 \quad (1.11)$$

$$m_i u' \frac{\partial u'}{\partial x'} = -e \frac{\partial \phi}{\partial x'} \quad (1.12)$$

che possiamo facilmente integrare ottenendo:

$$n_i u' = \text{const} \quad (1.13)$$

$$\frac{m_i u'^2}{2} + e\phi = \text{const} \quad (1.14)$$

L'interpretazione fisica delle equazioni (1.13) e (1.14) è chiara ed aiuta a capire quali valori sono appropriate costanti del moto. Nel sistema di riferimento del laboratorio vediamo la perturbazione che viaggia verso destra con velocità V propagandosi in un plasma in quiete. Ma se noi siamo nel sistema di riferimento solidale alla perturbazione vediamo la distribuzione rimanere in posizione fissa mentre il plasma incide contro di essa a velocità $-V$. In questa configurazione (1.13) rappresenta la conservazione del flusso del plasma incidente mentre (1.14) rappresenta la conservazione dell'energia. Le costanti nelle due equazioni sono rispettivamente il flusso e l'energia del plasma nelle regioni fuori dalla perturbazione:

$$n_i u' = -n_0 V \quad (1.15)$$

$$\frac{m_i u'^2}{2} + e\phi = \frac{m_i V^2}{2} \quad (1.16)$$

Dall'equazione (1.16) possiamo ottenere la velocità u' del plasma nella regione dove è presente la perturbazione e così sostituendola nell'equazione (1.15) otteniamo la densità n nella stessa regione. Sostituendola nell'equazione di Poisson finalmente troviamo:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x'^2} = 4\pi en_0 \left[\exp\left(\frac{e\phi}{k_B T_e}\right) - \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2e\phi}{m_i V^2}}} \right] \quad (1.17)$$

L'equazione (1.17) può essere vista come l'analogia dell'equazione del momento per una particella che si muove sotto l'azione di una forza effettuando le seguenti corrispondenze:

$$\begin{array}{rcl} \phi & \longrightarrow & X \\ x' & \longrightarrow & t \\ 4\pi en_0 \left[\exp\left(\frac{e\phi}{k_B T_e}\right) - \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2e\phi}{m_i V^2}}} \right] & \longrightarrow & F/m \end{array} \quad (1.18)$$

dove sul lato destro X è la posizione della particella, t il tempo, F la forza e m la massa della particella. Nel caso del moto di una particella sotto una forza conservativa:

$$m \frac{d^2 X}{dt^2} = m \frac{dv}{dt} = mv \frac{dv}{dX} = F \quad (1.19)$$

Vorremmo integrare una volta al fine di ottenere la legge di conservazione dell'energia:

$$\frac{mv^2}{2} + U(X) = \mathcal{E} \quad (1.20)$$

dove $U(X)$ è l'energia potenziale definita da $F = -dU/dX$ e \mathcal{E} è la costante del moto che rappresenta l'energia della particella. Per analogia nel nostro caso:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x'^2} = \frac{\partial}{\partial x'} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x'} \right) = \frac{\partial \phi}{\partial x'} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x'} \right) = 4\pi en_0 \left[\exp\left(\frac{e\phi}{k_B T_e}\right) - \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2e\phi}{m_i V^2}}} \right] \quad (1.21)$$

dove $\partial \phi / \partial x'$ gioca il ruolo della velocità. L'integrazione dà come risultato:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x'} \right)^2 = 4\pi n_0 \left[k_B T_e \exp\left(\frac{e\phi}{k_B T_e}\right) + m_i V^2 \sqrt{1 - \frac{2e\phi}{m_i V^2}} \right] + const \quad (1.22)$$

Definendo lo pseudo-potenziale $U(\phi)$ come:

$$U(\phi) = -4\pi n_0 \left[k_B T_e \exp\left(\frac{e\phi}{k_B T_e}\right) + m_i V^2 \sqrt{1 - \frac{2e\phi}{m_i V^2}} \right] + 4\pi n_0 (k_B T_e + m_i V^2) \quad (1.23)$$

in modo da avere $U(0) = 0$, otteniamo così l'equazione di conservazione della pseudo-energia \mathcal{E} :

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x'} \right)^2 + U(\phi) = \mathcal{E} \quad (1.24)$$

Introducendo il numero di Mach $\mathcal{M} = V/c_{is}$, dove $c_{is} = \sqrt{k_B T_e/m_i}$ è la velocità iono-acustica, lo pseudo-potenziale (1.23) può essere espresso come (vedi Figure 1.1):

$$\frac{U(\phi)}{4\pi n_0 k_B T_e} = - \left[\exp \left(\frac{e\phi}{k_B T_e} \right) + \mathcal{M}^2 \sqrt{1 - \frac{2}{\mathcal{M}^2} \left(\frac{e\phi}{k_B T_e} \right)} \right] + 1 + \mathcal{M}^2 \quad (1.25)$$

Osserviamo quindi che lo pseudo-potenziale deve soddisfare una condizione affinché esistano delle soluzioni alle equazioni (1.23–1.24). Questa condizione impone alcuni limiti sulla velocità di propagazione dello shock o in modo equivalente sul numero di Mach [4]. La condizione è che U debba assomigliare ad una buca di potenziale piuttosto che ad una collina, perciò deve essere negativa per $\phi > 0$. Questo può essere imposto espandendo $U(\phi)$ in serie di potenze per $\phi \simeq 0$ (il termine quadratico deve essere mantenuto) e imponendo $U < 0$ comporta:

$$\frac{U(\phi)}{4\pi n_0 k_B T_e} \simeq \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\mathcal{M}^2} - 1 \right) \left(\frac{e\phi}{k_B T_e} \right)^2 < 0 \Rightarrow \mathcal{M} > 1 \quad (1.26)$$

Questa condizione impone un limite inferiore alla velocità di propagazione dello shock: un'onda di shock può solo viaggiare ad un numero di Mach $\mathcal{M} > 1$ ovvero ad una velocità V più alta della velocità iono-acustica c_{is} . Sviate soluzioni d'onda possono essere ottenute al variare del valore della pseudo-energia \mathcal{E} . Una scelta speciale, per la quale $\partial \phi(0)/\partial x = 0$, si ottiene ponendo $\mathcal{E} = 0$. Per tale scelta non esistono soluzioni di onde di shock ma esiste una soluzione chiamata onda di solitone [51]. Un'ulteriore condizione che un solitone deve soddisfare è che ad un certo punto $0 < \phi < \phi_{crit}$ la pseudo-particella debba essere riflessa. $\phi_{crit} = m_i V^2/2e$ è il valore sopra il quale l'argomento della radice quadrata nella (1.23) diventa negativo e $U(\phi)$ non è più definito. In altre parole deve essere $U(\phi_{crit} > 0)$, che implica:

$$1 - \exp(\mathcal{M}^2/2) + \mathcal{M}^2 \geq 0 \Rightarrow \mathcal{M} \leq \mathcal{M}_{max} \simeq 1.6 \quad (1.27)$$

come può essere dimostrato da un calcolo numerico. Questo impone un limite superiore alla velocità di propagazione del solitone: un'onda di solitone può solo viaggiare ad un numero di Mach $\mathcal{M} < 1.6$, ovvero ad una velocità inferiore a 1.6 volte la velocità iono-acustica. In conclusione un'onda di solitone soluzione delle equazioni (1.23 – 1.24) con $\mathcal{E} = 0$ è solo possibile per numeri di Mach:

$$1 < \mathcal{M}_{max} \lesssim 1.6 \quad (1.28)$$

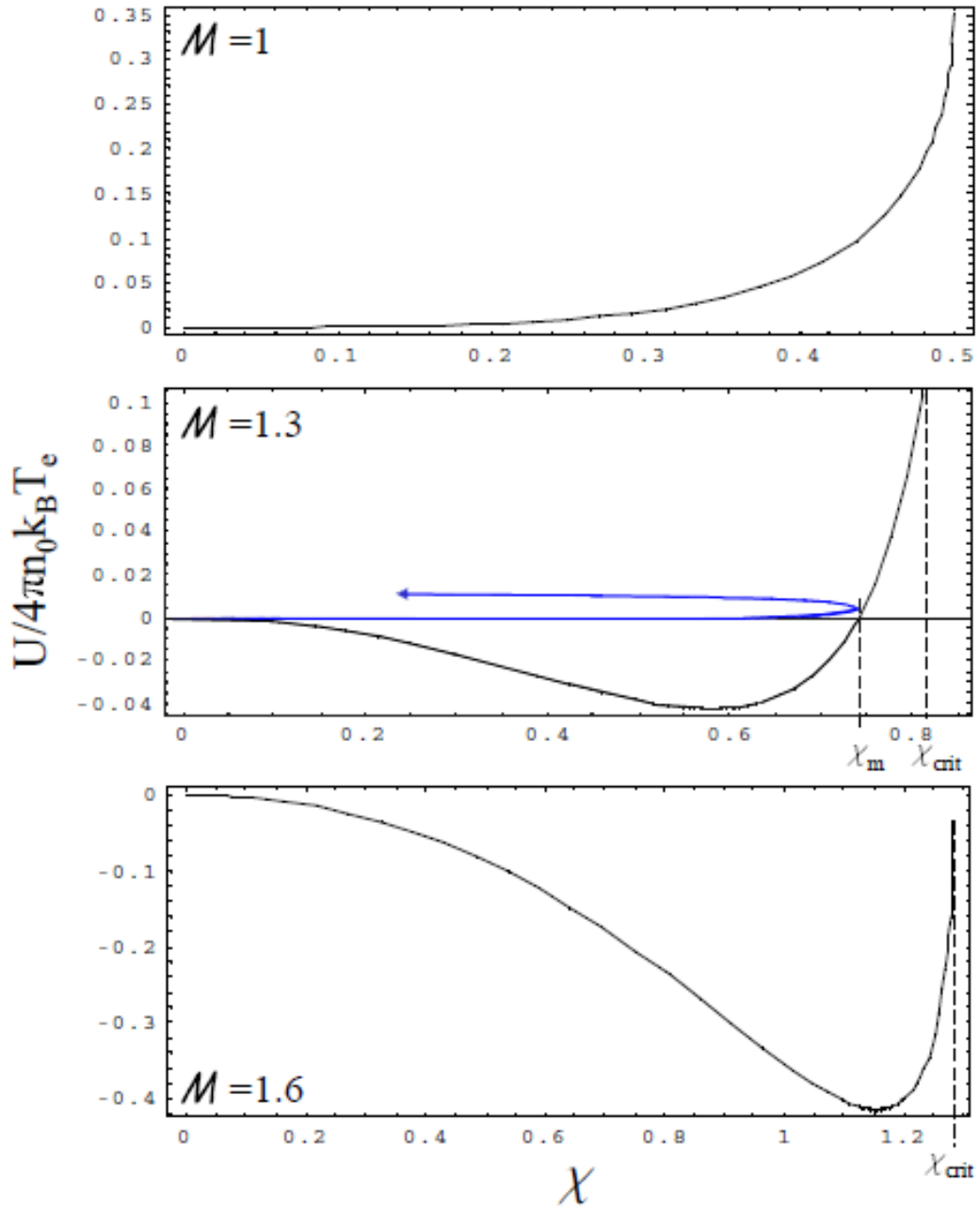


Figura 1.1: Pseudo-potenziale $U/4\pi n_0 k_B T_e$ come funzione del potenziale elettrostatico normalizzato $\chi = e\phi/k_B T_e$ per i numeri di Mach $\mathcal{M} = 1, 1.3$ e 1.6 . Per $\mathcal{M} = 1.3$ la traiettoria della pseudo-particella è tracciata per il caso di un solitone (linea blu) quando non è presente la dissipazione. [29]

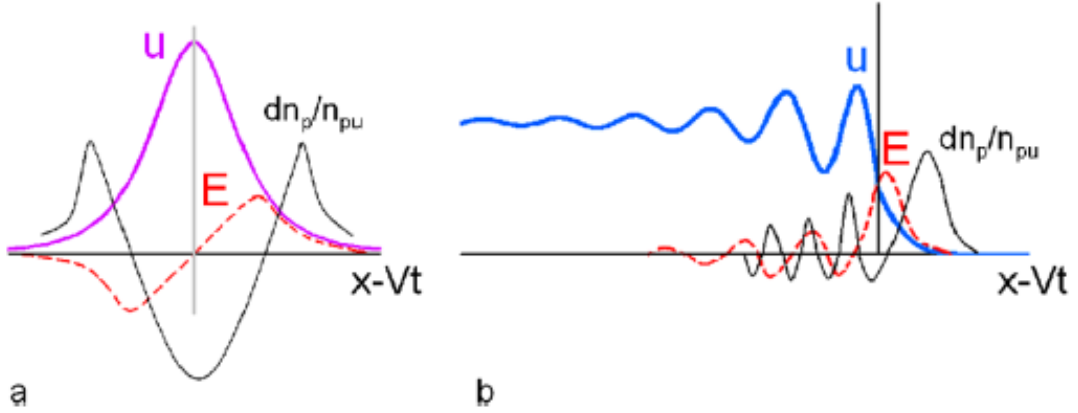


Figura 1.2: Qui u (linee porpora e blu) rappresenta sia il potenziale normalizzato $e\phi/k_B T_e$ sia la velocità ione fluida normalizzata u_i/c_{is} che la densità ionica normalizzata n_i/n_0 . E (linee rosse) rappresenta il campo elettrico e $\delta n_p/n_{pu}$ (linee nere) rappresenta la modulazione di densità che ci aspettiamo dal “proton probing”. (a) solitone ione-acustico e (b) onda di shock non collisionale. [16]

Se nessun meccanismo di dissipazione è incluso nel modello, la pseudo-particella partirà da $\phi = 0$, sarà riflessa a $\phi = \phi_m$, dove ϕ_m è il punto dove $U = 0$, e finalmente tornerà indietro verso $\phi = 0$ compiendo una singola oscillazione (Figura 1.1). In questo caso la soluzione consiste in una perturbazione localizzata (vedi Figura 1.2 a), la quale in letteratura è definita solitone ione-acustico. Una ben definita relazione può essere trovata tra la velocità di propagazione del solitone e il suo picco d’ampiezza:

$$V = \left(\frac{k_B T_e}{2m_i} \right)^{1/2} \frac{\exp(e\phi_m/K_B T_e) - 1}{[\exp(e\phi_m/k_B T_e) - 1 - e\phi_m/k_B T_e]^{1/2}} \quad (1.29)$$

Al contrario, se includiamo un meccanismo di dissipazione, la pseudo-particella progressivamente perderà la sua energia e cadrà dentro la buca di potenziale compiendo un’oscillazione smorzata (in tempo) attorno a qualche valore positivo di x (corrispondente a χ nella Figura 1.1). Per piccole ampiezze di shock possiamo espandere l’equazione (1.17) e può essere trovata una soluzione esplicita per il solitone ione-acustico:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x'^2} \simeq 4\pi e n_0 \left[\left(1 - \frac{1}{\mathcal{M}^2} \right) \left(\frac{e\phi}{k_B T_e} \right) + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{3}{\mathcal{M}^4} \right) \left(\frac{e\phi}{k_B T_e} \right)^2 \right] \quad (1.30)$$

E’ facile verificare che l’equazione (1.30) ammette una soluzione della forma:

$$\phi = \phi_m \cosh^{-2}[(x - Vt)/\delta] \quad (1.31)$$

con:

$$\phi_m = \frac{3k_B T_e \delta \mathcal{M}}{e} \quad (1.32)$$

$$\delta = \lambda_D \sqrt{\frac{2}{\delta \mathcal{M}}} \quad (1.33)$$

dove $\delta \mathcal{M} = \mathcal{M} - 1$ e la soluzione è espressa nel sistema di riferimento del laboratorio ($x = x' + Vt$). L'ampiezza del solitone, lo spessore e la velocità sono tutte variabili in relazione. Conoscendo una di questi variabili possiamo ricavare anche le altre.

1.4 L'equazione di Korteweg-de Vries

Un alternativa ma equivalente rappresentazione del limite di piccola ampiezza, descritta nella sezione precedente, è data dall'equazione di Korteweg-de Vries (K-dV) [4], [16], [29]. Il principale vantaggio dell'eq. di K-dV rispetto l'approccio di Sagdeev è che permette lo studio dell'evoluzione dalla perturbazione iniziale fino alle onde di solitoni. Allo scopo di derivare l'equazione di K-dV è utile introdurre le seguenti variabili adimensionali:

$$\begin{aligned} x' &= x/\lambda_D \\ t' &= \omega_{pi} t \\ n' &= n_i/n_0 \\ u' &= u_i/c_{is} \\ \chi &= e\phi/k_B T_e \end{aligned} \quad (1.34)$$

Inoltre riscaliamo le variabili nelle cosiddette variabili “*long wavelength*”:

$$\xi = \epsilon^{1/2}(x' - t') \quad \tau = \epsilon^{3/2}t' \quad (1.35)$$

dove $w\epsilon = \delta \mathcal{M} = \mathcal{M} - 1$ è l'eccesso del numero di Mach. Qui ϵ è un parametro numerico piccolo e notiamo che w è la velocità dello shock nel nuovo sistema di coordinate (ξ, τ) . Questo implica che la nostra descrizione è relativa al sistema di riferimento che si muove alla velocità iono-acustica. Inoltre vogliamo descrivere shocks di piccola ampiezza. Siccome l'ampiezza è in relazione con la velocità, dobbiamo avere a che fare con velocità di shock non molto più alte della velocità iono-acustica. Noi allora espandiamo tutte le quantità fisiche come:

$$\begin{aligned} n' &\simeq 1 + \epsilon n^{(1)} + \epsilon n^{(2)} + \dots \\ u' &\simeq \epsilon u^{(1)} + \epsilon u^{(2)} + \dots \\ \chi &\simeq \epsilon \chi^{(1)} + \epsilon \chi^{(2)} + \dots \end{aligned} \quad (1.36)$$

Sostituendoli nelle equazioni da (1.4) a (1.8) e mantenendo solamente i termini al primo ordine in ϵ , può essere mostrato che:

$$n' = u' = \chi = u \quad (1.37)$$

dove u è stato definito per indicare ciascuna delle variabili n' , u' e χ . Mantenendo il secondo ordine in ϵ otteniamo:

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} + u \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^3 u}{\partial \xi^3} = 0 \quad (1.38)$$

che è nota come l'equazione di Kordeweg-de Vries (K-dV). Il termine $u \frac{\partial u}{\partial \xi}$ è associato all'effetto non lineare convettivo responsabile del “*wave steepening*” che in assenza di meccanismi di compensazione, come dispersione d'onda o dissipazione d'energia, porta al “*wave breaking*”. Il termine $\frac{1}{2} \frac{\partial^3 u}{\partial \xi^3}$ tiene conto della dispersione ovvero della dipendenza della velocità di fase da k . Dalla relazione di dispersione di un'onda iono-acustica, vedi eq. (1.1), per $T_i = 0$ otteniamo:

$$\omega^2 = k^2 c_{is}^2 (1 + k^2 \lambda_D^2)^{-1} \quad (1.39)$$

Il termine dispersivo $k^2 \lambda_D^2$ cresce allontanandoci dall'ipotesi di quasi neutralità. Dall'espansione in serie di Taylor troviamo:

$$\omega = k c_{is} - \frac{1}{2} k^3 c_{is} \lambda_D^3 \quad (1.40)$$

mostrando che il termine dispersivo di derivata terza è proporzionale a k^3 . Se introduciamo un meccanismo di dissipazione nell'equazione fluida iniziale, con considerazioni simili otteniamo la cosiddetta equazione di Korteweg-de Vries e Burgers (KdV-B):

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} + u \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^3 u}{\partial \xi^3} - \beta \frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} = 0 \quad (1.41)$$

dove l'ultimo termine del primo membro tiene conto della dissipazione. Il coefficiente β dipende dal meccanismo di dissipazione considerato.

Per trovare la soluzione ad onda solitaria (solitone) dell'equazione di K-dV la integriamo dopo aver effettuato la sostituzione $\zeta = \xi - w\tau$:

$$-w \int_{\zeta}^{\infty} \frac{\partial u}{\partial \zeta'} d\zeta' + \frac{1}{2} \int_{\zeta}^{\infty} \frac{\partial u^2}{\partial \zeta'} d\zeta' + \frac{1}{2} \int_{\zeta}^{\infty} \frac{d}{d\zeta'} \left(\frac{d^2 u}{d\zeta'^2} \right) d\zeta' = 0 \quad (1.42)$$

dove ζ' è una variabile di comodo. Se $U(\zeta)$ e le sue derivate svaniscono a grandi distanze dal solitone ($|\zeta| \rightarrow \infty$), il risultato è:

$$wu - \frac{1}{2} u^2 - \frac{1}{2} \frac{d^2 u}{d\zeta^2} = 0 \quad (1.43)$$

Moltiplicando ciascun termine per $du/d\zeta$, possiamo integrare un'altra volta ottenendo:

$$\left(\frac{du}{d\zeta}\right)^2 = \frac{2}{3}u^2(3w - u) \quad (1.44)$$

Questa equazione è soddisfatta dalla soluzione:

$$u = 3w \cosh^{-2} \left[\sqrt{\frac{w}{2}}(\xi - w\tau) \right] \quad (1.45)$$

Il solitone ha velocità w , ampiezza $3w$ e larghezza a metà altezza $(2/w)^{1/2}$. Sono tutti in relazione tra di loro, così w specifica l'energia del solitone. Rispetto alla trattazione di Sagdeev è possibile così capire l'evoluzione dell'onda che aumentando di velocità aumenta di ampiezza ed energia ma diminuisce di larghezza. Tornando indietro alle coordinate del laboratorio e tenendo conto che $w\epsilon = \delta\mathcal{M}$ ritroviamo facilmente la soluzione (1.31) tracciata in Figura (1.2 a). Il campo elettrico indotto nel plasma è proporzionale all'accelerazione degli ioni del sistema di riferimento del laboratorio:

$$E = \left(\frac{m_i}{Ze}\right) \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x}\right) \simeq -\left(\frac{m_i c_{is}}{Ze}\right) \frac{\partial u}{\partial x} \quad (1.46)$$

nel caso di un solitone il campo elettrico diventa:

$$E \approx \frac{4m_i c_{is}^2}{Ze\delta} \tanh \left[\frac{(x - Vt)}{\delta} \right] \cosh^{-2} \left[\frac{(x - Vt)}{\delta} \right] \quad (1.47)$$

che da come si può vedere in Figura (1.2 a linea rossa) ha la forma di una oscillazione a singolo periodo.

1.5 Struttura oscillatoria dello shock

La soluzione di solitone è simmetrica e una volta che l'onda attraversa il plasma lo stato fluido viene ripristinato, in contrasto con quello che avviene per un'onda di shock. Gli ioni del plasma inizialmente davanti al fronte di shock potrebbero essere riflessi dalla barriera di potenziale che avanza a seconda della loro energia iniziale e dell'altezza della barriera. Le riflessioni comportano una rottura della simmetria ottenendo così un'onda di shock con un potenziale oscillante ad ampiezza costante [50] [51]. Se un'onda di shock elettrostatica ha origine in un plasma con distribuzione di ioni Maxwelliana a temperatura finita ($f_i(v) \propto \exp[-(v + V)/v_{thi}]$) allora ci si aspetta sempre che verranno prodotti alcuni ioni riflessi. Se gli ioni sono inizialmente fermi una riflessione elastica della barriera in movimento li porta ad avere una velocità finale di $2V$, così il fronte di

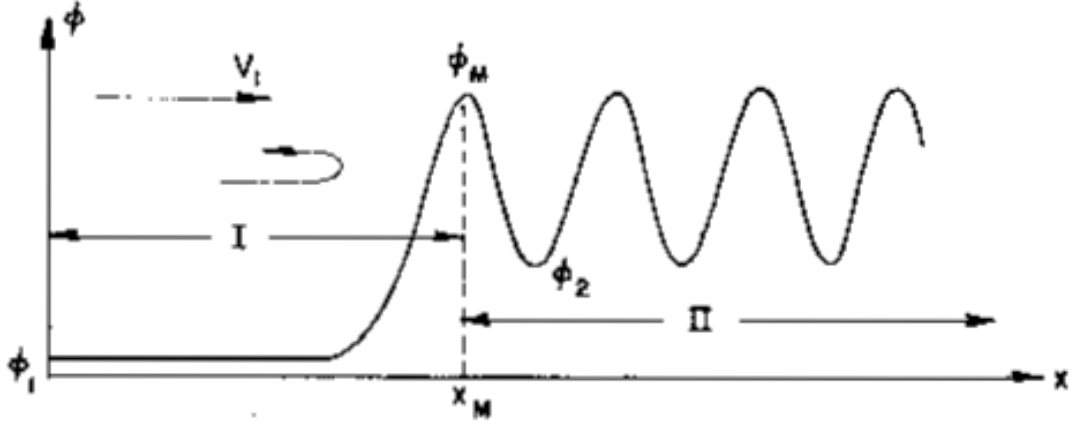


Figura 1.3: Passaggio di uno shock elettrostatico con alcuni ioni riflessi dalla prima delle barriere del potenziale oscillante. [51]

shock è preceduto da un flusso di ioni aventi il doppio della sua velocità. Come si vede dalla Figura 1.3 il potenziale dell'onda di shock è diviso in due zone. La zona *I* per $x < x_m$, dove x_m è la posizione del primo picco del potenziale ($\phi(x_m) = \phi_m$), è chiamata “upstreaming” ed è la zona da dove gli ioni con energia inferiore a ϕ_m vengono riflessi elasticamente dalla barriera di potenziale. La zona *II* per $x > x_m$ è chiamata “downstreaming” ed è la zona dove il potenziale presenta un comportamento oscillatorio. Moiseev e Sagdeev [52] hanno modellizzato le riflessioni degli ioni introducendo il numero di ioni riflessi in funzione del potenziale ϕ :

$$F(\phi) = \int_{(v+V)^2 < 2Ze\phi/m_i} f_i(v) dv \quad (1.48)$$

dove l'integrale è stato effettuato su quegli ioni che non hanno energia cinetica sufficiente per superare il potenziale ϕ . Distante dalla barriera di potenziale, per $x = -\infty$, $\phi \rightarrow \phi_1$ e $F(\phi_1)$ dà il numero totale degli ioni riflessi ovvero il numero di ioni per i quali $(v+V)^2 < 2Ze\phi_m/m_i$. Diversamente dalla derivazione fatta nel paragrafo 1.3 che ci ha portato alla soluzione di solitone cambiamo le condizioni al contorno asintotiche ($x = -\infty$) per rompere la simmetria. Modificando nella zona *I* l'equazione di Poisson 1.17, trovata in precedenza, teniamo ora conto degli ioni riflessi

$$\begin{aligned} I : \quad & \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = -\frac{\partial U_I}{\partial \phi} = \\ & = -4\pi en_0 \left[\frac{V(1 - F(\phi_1))}{(V^2 - \frac{2e\phi}{m_i})^{1/2}} + 2F(\phi) - (1 + F(\phi_1)) \exp e\phi/K_B T_e \right] \end{aligned} \quad (1.49)$$

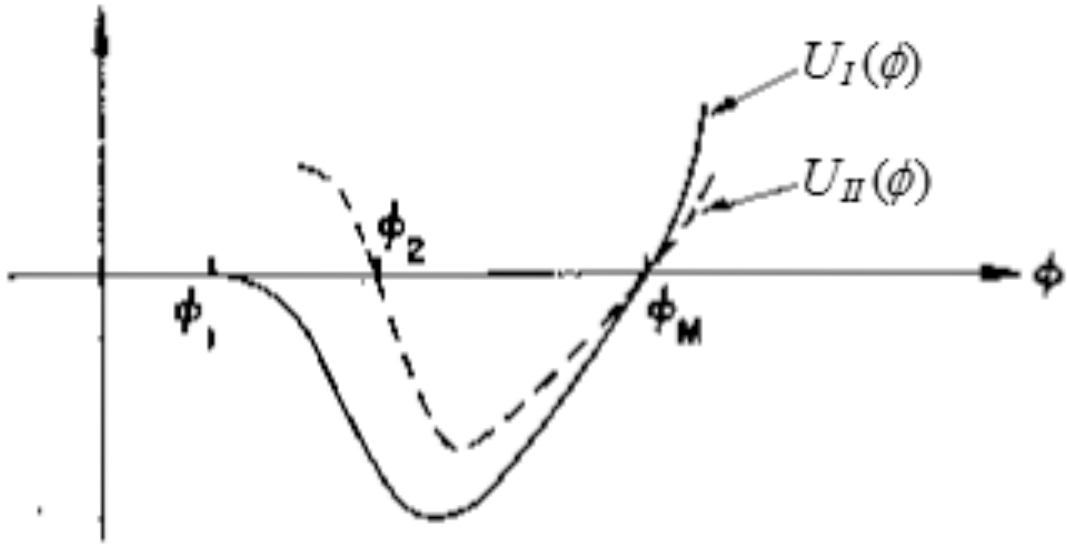


Figura 1.4: Funzioni dei pseudo-potenziali $U_I(\phi)$ e $U_{II}(\phi)$ per le regioni I e II dello shock elettrostatico mostrato in Figura 1.3. [51]

Mentre nella zona II diventa

$$\begin{aligned}
 II : \quad \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} &= -\frac{\partial U_{II}}{\partial \phi} = \\
 &= -4\pi en_0 \left[\frac{V(1 - F(\phi_1))}{(V^2 - \frac{2e\phi}{m_i})^{1/2}} - (1 + F(\phi_1)) \exp e\phi/K_B T_e \right]
 \end{aligned} \tag{1.50}$$

Il termine addizionale $2F(\phi)$ nella zona I è il contributo locale degli ioni riflessi. Bisogna ora unire le due soluzioni a x_m usando le condizioni che ϕ e $\partial\phi/\partial x$ siano continue in x_m . Un analogo pseudo-potenziale può anche qui essere definito e la situazione è descritta come mostrato in Figura 1.4. Il potenziale ϕ fa la sua prima oscillazione lungo la soluzione $\phi_1 \rightarrow \phi_m$ di U_1 e una volta entrato nella regione II oscilla indefinitivamente tra ϕ_m e ϕ_2 dello pseudo-potenziale U_2 compiendo la traiettoria vista in Figura 1.3.

Capitolo 2

Teoria del Proton Probing

In questo capitolo verrà descritta la tecnica del “proton probing” utilizzata per rilevare la struttura dello shock nel plasma estremamente rarefatto grazie alla sua alta risoluzione spaziale e temporale. La tecnica utilizza gli ioni come sonda per la rivelazione dei campi. Tali ioni sono accelerati tramite il meccanismo di “Target Normal Sheath Acceleration” (TNSA) ed inoltre vengono elencate le caratteristiche del fascio sonda di protoni. Infine viene spiegato il funzionamento del rivelatore formato da una pila di RCF e ne viene descritta la calibrazione.

2.1 Accelerazione dei protoni

La generazione di fasci di ioni multi-MeV, derivanti dalle interazioni di impulsi laser brevi ad alte intensità con una lamina sottile, è stata riportata in un grande numero di recenti esperimenti (vedi per es. [33] e le referenze ad essa collegate). Le accelerazioni di ioni laser guidati sono mediate dagli elettroni. Grazie al loro favorevole rapporto carica-massa, gli elettroni sono il principale recipiente diretto dell’energia laser nell’ interazione. Questa energia viene trasferita in seguito agli ioni del plasma per mezzo di forze elettrostatiche presenti alle interfacce del bersaglio. Uno schema di una tipica distribuzione di carica e campo elettrico derivante dall’interazione di un impulso laser ad alta intensità con una lamina solida è mostrata in Figura 2.1. Gli elettroni che scappano verso il laser instaurano un campo elettrico sulla parte frontale del bersaglio che accelera gli ioni verso il laser. Gli elettroni che invece si propagano dentro il bersaglio lungo la direzione di propagazione del laser instaurano un campo all’interno del bersaglio e alle sue spalle che accelera gli ioni lungo la direzione di propagazione del laser. L’attenzione della ricerca è stata focalizzata principalmente sui fasci di ioni accelerati lungo la direzione di propagazione del laser perché questi esibiscono una migliore qualità del fascio e energie tipicamente più elevate. Gli elettroni vengono

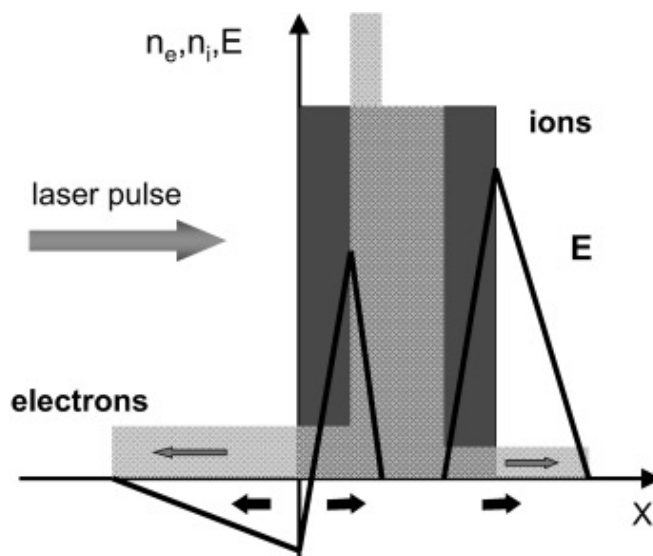


Figura 2.1: Schematica rappresentazione della distribuzione di carica e campo elettrico derivante dall'interazione di un impulso laser ad alta intensità con una lamina solida. Le frecce sotto l'asse della x mostra la direzione del moto degli ioni veloci. [33]

accelerati attraverso il bersaglio principalmente tramite il meccanismo del “ $j \times B$ heating” [47] dove l'energia laser si accoppia con gli elettroni veloci. Lo scenario che andremo ad analizzare fa riferimento ad impulsi linearmente polarizzati e ad intensità nell'intervallo tra 10^{19} e $10^{20} \text{ Wcm}^{-2} \mu\text{m}^2$, le stesse condizioni in cui si è svolto l'esperimento trattato in questa tesi.

2.1.1 Target Normal Sheath Acceleration

Grazie al lavoro di Hatchett e altri [30] è stato possibile capire che gli ioni che emergono dal lato posteriore del bersaglio sono accelerati non dall'interno del bersaglio ma da uno strato di contaminanti presente sulla sua superficie posteriore. L'estrema breve durata dell'accelerazione tramite un campo elettrico altamente orientato e il fatto che essa parte da una superficie inizialmente fredda sono i motivi essenziali delle caratteristiche uniche che possiede il fascio di ioni. Il modello dinamico moderno del meccanismo chiamato “Target Normal Sheath Acceleration” (TNSA) [53] trae ispirazione dai modelli di espansione del plasma che erano stati introdotti in alcuni lavori degli anni '80 [31]. Una illustrazione che descrive il meccanismo di TNSA è mostrata in Figura 2.3. Questo meccanismo può essere riassunto in maniera semplificata come segue. A seguito dell'intera-

zione tra l'impulso laser con un bersaglio solido supponiamo che la popolazione di elettroni possa essere suddivisa in due. Una popolazione di elettroni caldi di temperatura T_c e una di elettroni freddi di temperatura T_f , dove $T_c \gg T_f$. Sulla superficie frontale del bersaglio si forma una nuvola di elettroni caldi che espandendosi si propagano anche all'interno del bersaglio. La capacità del bersaglio comunque permette solo ad una piccola frazione di elettroni caldi di scappare dalle superfici anteriore e posteriore, formando un "plasma sheath" (vedi Figura 2.3), prima che il bersaglio sia sufficientemente carico da rendere quasi impossibile ulteriori fuoriuscite di elettroni. Per tempi di scala inferiori al picosecondo le superfici di ioni rimarranno in gran parte fisse. I "plasma sheath" inducono campi elettrostatici quasi normali alle superfici del bersaglio che accelerano gli ioni. L'espansione degli ioni può essere modellizzata analiticamente in maniera semplice come un'espansione di un plasma nel vuoto guidata dal campo elettrico seguendo le assunzioni fatte da Denavit [35]. L'espansione del plasma nel vuoto produce un'onda di rarefazione all'interno del plasma che può essere studiata in termini di un modello fluido uno-dimensionale, sotto l'assunzione di quasi neutralità ($n_e = Zn_i$). I campi elettrici possono essere stimati dall'equilibrio meccanico degli elettroni:

$$n_e e E = -\frac{\partial P_e}{\partial x} = -K_b T_c \frac{\partial n_e}{\partial x} \quad (2.1)$$

dove P_c è la pressione dovuta agli elettroni caldi. Definendo $L_c = n_e \left(\frac{\partial n_e}{\partial x}\right)^{-1}$ come la lunghezza di scala della densità degli elettroni caldi, allora dall'equazione 2.1 il campo elettrico sarà:

$$E \approx \frac{k_B T_c}{e L_c} \quad (2.2)$$

Come ci saremmo aspettati intuitivamente, il campo elettrico è proporzionale alla temperatura degli elettroni caldi invece è inversamente proporzionale alla lunghezza di scala della densità elettronica. Sulla superficie anteriore del bersaglio a causa di un preimpulso laser o di un incremento graduale dell'intensità sul fronte dell'impulso laser si ha una significativa ionizzazione e ablazione del materiale del bersaglio. Ci aspettiamo quindi che l'accelerazione sia molto più efficace sulla superficie posteriore dove è presente un gradiente di densità di plasma più ripido rispetto alla superficie anteriore. Sul lato posteriore del bersaglio (vedi Figura 2.3) il campo di separazione di cariche uniforme si estende per circa la lunghezza di Debye relativa agli elettroni caldi (vedi Figura 2.2). Tale campo è uniforme e può essere approssimativamente stimato dalla formula $E = \frac{KT_{caldo}}{e\lambda_D}$ derivante dal potenziale ponderomotivo [30][33].

Il modello di espansione del plasma applicato al TNSA è riassunto nell'articolo molto citato di Mora [34]. Il modello originale considera l'accelerazione di un plasma semi-infinito per mezzo di una popolazione di elettroni isoterma. L'aspetto più utile del modello è stato la sua abilità di caratterizzare l'energia dello spettro

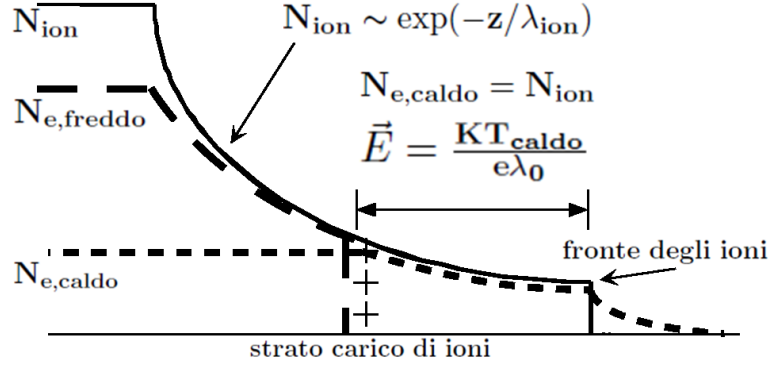


Figura 2.2: Rappresentazione schematica degli ioni laser accelerati dalla superficie posteriore del bersaglio. La posizione della superficie posteriore del bersaglio è indicata in figura (il bersaglio è posizionato sulla sinistra). L'involucro di Debye di elettroni caldi non neutralizzati sul fronte d'espansione induce un' accelerazione sugli ioni. Gli ioni accelerati formano un pacchetto denso di breve durata che è elettricamente neutralizzato dal co-movimento degli elettroni. [33]

del fascio di ioni accelerati. Il modello predice che il numero di ioni per unità di superficie e unità di energia è:

$$dN/d\mathcal{E} = (n_{i0}c_{is}t/\sqrt{2\mathcal{E}\mathcal{E}_0}) \exp(-\sqrt{2\mathcal{E}/\mathcal{E}_0}) \quad (2.3)$$

dove \mathcal{E} è l'energia degli ioni e $\mathcal{E}_0 = ZK_B T_e$. La massima energia è quindi data da:

$$\mathcal{E}_{max} \simeq 2\mathcal{E}_0[\ln(2\tau)]^2 \quad (2.4)$$

dove $\tau = \omega_{pi}t/\sqrt{2e_N}$ e t è il tempo di accelerazione che di solito viene approssimato al tempo di durata dell'impulso laser. Ci aspettiamo quindi che un fascio di ioni generato tramite TNSA esibisca un cutoff a gradino all'energia di \mathcal{E}_{max} .

La maggior parte degli ioni rivelati negli esperimenti sono stati protoni indipendentemente dal materiale del bersaglio usato. I protoni provengono dallo strato fino (~ 5 nm) di contaminanti sulla superficie del bersaglio che è sempre presente negli esperimenti. Questo garantisce al fascio di protoni la peculiarità di emettere un elevato numero di particelle a parità di area di emissione rispetto agli acceleratori tradizionali. La presenza dei contaminanti è attribuita o al vapore acqueo nella camera bersaglio o ad uno strato di idrocarburi dovuto all'olio della pompa a vuoto, una grande frazione di contaminanti sono quindi atomi di idrogeno. I protoni provenienti dalle impurità sono in una condizione favorevole perché sono situati inizialmente all'estremità del bersaglio dove il valore di campo

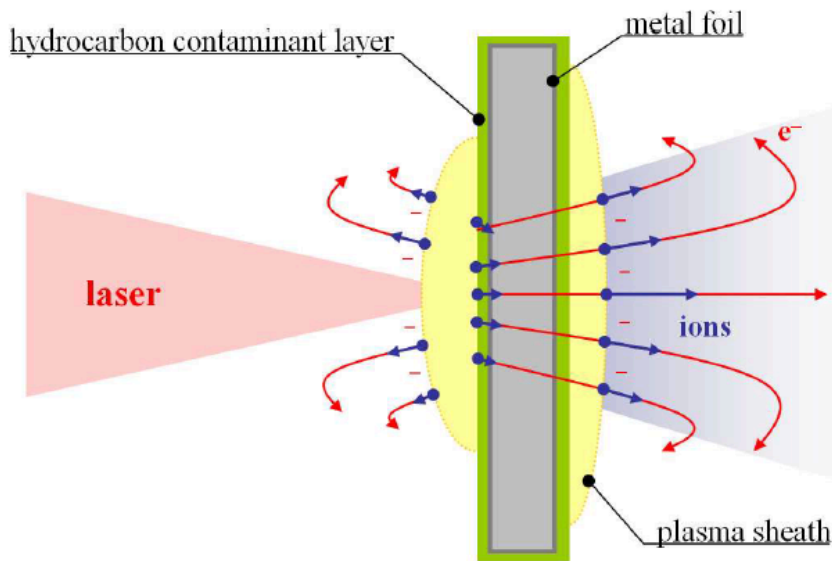


Figura 2.3: Descrizione schematica dell'accelerazione di protoni e di ioni pesanti tramite il TNSA. [24]

dovuto al “plasma sheath” è massimo, possono contare su accelerazioni maggiori rispetto agli ioni più pesanti grazie al loro favorevole rapporto carica-massa (Z/A) e schermano il campo elettrico.

La dinamica dell'espansione del fronte di protoni osservata evidenzia che il processo di accelerazione avviene quasi completamente nei primi picosecondi dopo l'interazione, mentre solo una piccola frazione dell'energia finale dei protoni è acquistata durante il processo di espansione [29] (qualche picosecondo è tipicamente anche l'estensione temporale del fascio). L'estrema breve durata dell'accelerazione tramite un campo elettrico altamente orientato e il fatto che essa parte da una superficie inizialmente fredda sono i motivi per il quale il fascio di protoni presenta un andamento quasi laminare con una emittanza molto bassa.

2.1.2 Caratteristiche del fascio di protoni

Le caratteristiche che possiedono i fascio di protoni ottenuti nell'esperimento li rendono ideali per sondare le interazioni plasma-laser. Le loro caratteristiche più rilevanti sono [36]:

1. **Laminarità**: come discusso in precedenza, il fascio di protoni presenta un andamento quasi laminare in quanto si propaga in linea retta dopo

l'emissione ed ha un emittanza trasversale e longitudinale ben al disotto dei fasci di protoni ottenuti dagli acceleratori convenzionali. Gli esperimenti [54] hanno fornito misure dell'emittanza trasversale inferiori a 0.004 mm mrad . L'apertura angolare del fascio di protoni diminuisce con l'aumento dell'energia dei singoli protoni e i margini sono distinti in modo netto. Per avere un'idea di tale andamento dell'apertura angolare del fascio mostriamo un grafico, riportato in Figura 2.4, preso da un articolo di Snavely [32].

2. **Sorgente virtuale puntiforme:** malgrado l'estensione fisica della sorgente di protoni, grazie all'alto grado di laminarità del fascio, le sue proprietà di proiezione sono equivalenti a quelle di una sorgente virtuale situata diverse centinaia di micrometri davanti al bersaglio. La grandezza della sorgente puntiforme è, per intensità $I_L \approx 10^{19} \text{ W/cm}^2$, tipicamente dell'ordine di $5 \div 10 \mu\text{m}$ [6] ed è il fattore limitante principale per la risoluzione spaziale nella tecnica del proton probing.
3. **Ampio spettro di energia:** un fascio di protoni, accelerati tramite il TNSA, presenta di solito un ampio spettro che ricalca la forma dello spettro degli elettroni caldi che sfuggono dal bersaglio. La distribuzione di ioni osservata è abbastanza piatta prima dall'energia di cutoff [31]. Il fascio è ideale per sondare le interazione plasma-laser in quanto, associato con la risoluzione spettrale del rivelatore, permette una capacità multi-immagine anche per un singolo sparo laser.
4. **Neutralità complessiva del fascio di protoni:** un fascio di protoni accelerato in questo modo viaggia insieme ad una nuvola di elettroni che neutralizza la sua carica. Questo ha conseguenze fondamentali: il fascio di protoni è sensibile al campo elettromagnetico solo nelle zone di plasma perturbate dove la lunghezza di Debye del fascio di protoni è di solito molto maggiore della scala di variazione elettromagnetica.
5. **Alta Luminosità:** nel fascio di protoni, nella fase iniziale di durata dell'ordine del ps, sono presenti più di 10^{12} protoni.

Infine, va notato che oltre ai protoni vengono accelerati anche gli ioni più pesanti, provenienti dagli idrocarburi contaminanti presenti sulla superficie del bersaglio. Comunque, dovuto al loro meno favorevole rapporto carica-massa, non sono di solito accelerati, sotto queste condizioni, ad energie oltre 1 MeV. Gli ioni pesanti saranno così fermati dallo strato di alluminio presente all'inizio della pila di RCF e non contribuiranno così all'energia depositata sugli RCF, sui quali sono ottenute le radiografie.

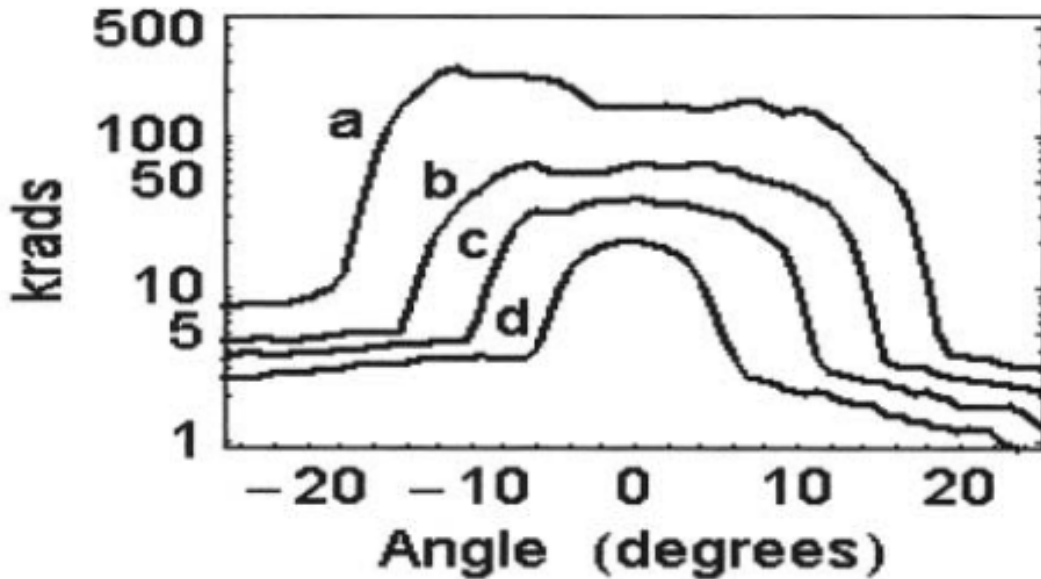


Figura 2.4: Distribuzione angolare della dose per un fascio intenso di protoni a diverse energie. [32]

2.2 Tecnica del Proton Probing

La tecnica del “proton probing” è stata la principale diagnostica utilizzata nell’esperimento. La tecnica schematizzata in Figura 2.5 impiega un fascio di protoni, generato e accelerato durante un’intensa interazione laser-materia, utilizzato come una sonda di particelle cariche. Un impulso laser breve e intenso è focalizzato su un sottile foglio d’oro ($20\mu m$) in modo da generare e accelerare un fascio di protoni energetico e collimato con una durata temporale comparabile alla durata dell’impulso laser (ps). Tale fascio di protoni è diretto verso la regione di interazione tra un secondo impulso laser intenso ed un altro bersaglio. I protoni attraversando la zona di interazione sono sottoposti a deflessioni dovute al campo elettrico trasversale e magnetico nella regione di interesse. La tecnica sfrutta il fatto che, come conseguenza dell’alto grado di laminarità del fascio, la sorgente di protoni, anche se fisicamente estesa, è praticamente equivalente ad una sorgente virtuale quasi puntiforme situata a qualche centinaia di μm dalla sorgente fisica. La regione sondata è proiettata sul rivelatore formato da una pila di RCF (Radio Chromic Films) calibrati, l’ingrandimento geometrico è di:

$$M = \frac{L + l + l_s}{l + l_s} \simeq \frac{l + L}{l} \simeq 10 \quad (2.5)$$

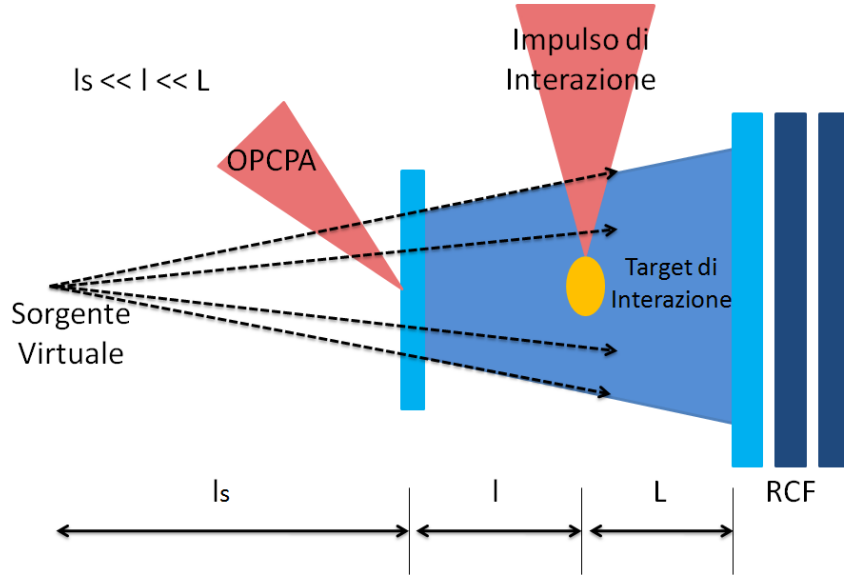


Figura 2.5: Tipica disposizione sperimentale della diagnostica del “proton probing”.

dove l_s è lo spostamento della sorgente virtuale rispetto alla sorgente fisica, l è la distanza tra il bersaglio dei protoni e il bersaglio di interazione e L è la distanza tra il bersaglio di interazione e il rivelatore. Questa approssimazione è consistente con il fatto che l_s ha di solito le dimensioni dell'ordine di $100\mu m$ [6] mentre per l'arrangiamento adottato nell'esperimento $l \approx 4mm$ e $L \approx 3.6cm$. La tecnica anche sfrutta il fatto che il fascio di protoni ha un ampio spettro di energia quindi protoni di energie differenti giungono nella zona di interazione in tempi differenti. Avendo impiegato un rivelatore che può discriminare tra differenti componenti spettrali del fascio, sarà anche possibile distinguere i contributi dei protoni sondati in tempi differenti. Così per il singolo sparo laser è possibile ricostruire dai diversi strati della pila di rcf l'evoluzione temporale del fenomeno. Il fascio di protoni si propaga portandosi dietro una nube di elettroni che globalmente lo neutralizza ma questo non impedisce di schermare il campo rivelato nella zona di interazione in quanto la lunghezza di Debye del fascio di protoni è maggiore della lunghezza di scala del campo ($\lambda_{De} \gg \delta R$). Un singolo protone che attraversa una distribuzione localizzata di campi elettrico e magnetico (lungo l'asse x) in una regione di estensione limitata b acquista una velocità trasversale:

$$\delta \mathbf{v}_\perp = \frac{e}{m_p} \int \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_p \times \mathbf{B}}{c} \right)_\perp dt \simeq \frac{e}{m_p v_p} \int_b \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_p \times \mathbf{B}}{c} \right)_\perp dx \quad (2.6)$$

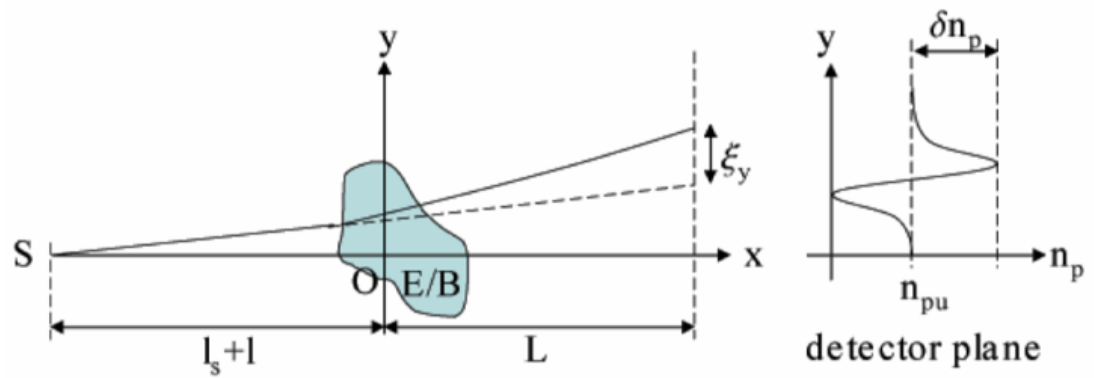


Figura 2.6: Schematizzazione della deflessione trasversale nella tecnica del “proton probing”. In questo schema la componente trasversale è chiamata y . [29]

dove è assunto che il moto trasversale è trascurabile rispetto al moto longitudinale:

$$\frac{\delta \mathbf{v}_\perp}{\mathbf{v}_p} \ll 1 \quad v_x = \frac{dx}{dt} \simeq v_p \quad (2.7)$$

Trascurando la divergenza iniziale del fascio e assumendo che il protone acquisisca una piccola deflessione angolare dovuto al campo lo spostamento trasversale ξ_\perp del protone dopo che ha viaggiato per una distanza pari a L è:

$$\xi_\perp \simeq \delta \mathbf{v}_\perp \Delta t \simeq \frac{eL}{2\mathcal{E}_p} \int_b \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_p \times \mathbf{B}}{c} \right)_\perp dx \quad (2.8)$$

dove $\Delta t \simeq L/v_p$ è il tempo di volo del protone dalla regione di interazione fino al rivelatore e $\mathcal{E}_p = m_p v_p^2/2$ è l'energia del protone. L'estensione media b della distribuzione del campo elettrico lungo il cammino dell' “Optical Probe” è:

$$b \simeq 2\sqrt{(R + \delta R/2)^2 - R^2} \quad (2.9)$$

dove δR è l'ampiezza della perturbazione che andremo ad analizzare e R è la distanza dal punto dove ha avuto origine. Se sono presenti gradienti di campo, i protoni che risentono di differenti campi elettromagnetici subiranno differenti deflessioni e verrà impressa una modulazione alla densità di protoni lungo la sezione trasversale del fascio (vedi Figura 2.6). Se le traiettorie dei protoni non si incrociano il comportamento del fascio di protoni può essere considerato come quello di un fluido e la densità dei protoni n_p sul piano del rivelatore è in relazione con la densità dei protoni n_{p0} sul piano situato prima della regione dove è presente il campo elettrico nel seguente modo:

$$n_p = \frac{dN_p}{dS} = \frac{dN_p}{|J|dS_0} = \frac{n_{p0}}{|J|} \quad (2.10)$$

dove dS_0 e dS sono le superfici elementari dei piani situati rispettivamente prima della regione di campo e all'altezza del rivelatore e $|J| = \left| \frac{\partial(y,z)}{\partial(y_0,z_0)} \right|$ è lo Jacobiano della trasformazione delle coordinate trasversali dei protoni dalle Euleriane \mathbf{x}_\perp alle Lagrangiane ξ_\perp . Per un fascio divergente:

$$y = My_0 + \xi_y(y_0, z_0) \quad z = Mz_0 + \xi_z(y_0, z_0) \quad (2.11)$$

dove $M=(L+1)/l$ è l'ingrandimento geometrico dovuto alla divergenza del fascio dei protoni. Lo Jacobiano è:

$$|J| = \left| \begin{array}{cc} M + \frac{\partial \xi_y}{\partial y_0} & \frac{\partial \xi_y}{\partial z_0} \\ \frac{\partial \xi_z}{\partial y_0} & M + \frac{\partial \xi_z}{\partial z_0} \end{array} \right| \simeq M^2 + M \nabla_{\perp 0} \cdot \xi_\perp \quad (2.12)$$

dove la divergenza rispetto alle coordinate trasversali iniziali dei protoni è stata definita come $\nabla_{\perp 0} \cdot \xi_\perp = \partial \xi_y / \partial z_0$ ed è stata usata l'approssimazione di piccola deflessione angolare. Nello stesso limite:

$$n_p \simeq n_{pu} \left(1 + \frac{1}{M} \nabla_{\perp 0} \cdot \xi_\perp \right) \quad (2.13)$$

dove $n_{pu} = n_0/M^2$ è la densità di protoni imperturbata sul piano del rivelatore (che sarebbe la densità dei protoni in assenza del campo che li deflette, come è facile verificare ponendo $\xi_\perp = 0$ nella Eq. 2.12). Definendo $n_p = n_{pu} + \delta n_p$ finalmente otteniamo:

$$\frac{\delta n_p}{n_{pu}} \simeq -\frac{1}{M} \nabla_{\perp 0} \cdot \xi_\perp \quad (2.14)$$

Le equazioni 2.8 e 2.14 possono essere unite insieme per ottenere la densità dei protoni sul piano del rivelatore nel caso di deflessione dei protoni per un campo elettrico localizzato:

$$\frac{\delta n_p}{n_{pu}} \simeq -\frac{eL}{2\mathcal{E}_p M} \int_b \nabla_{\perp 0} \cdot \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_p \times \mathbf{B}}{c} \right)_\perp dx \quad (2.15)$$

Siccome nell'esperimento trattato in questa tesi vengono studiate configurazioni elettrostatiche trascuriamo il termine magnetico nell'equazione 2.15.

$$\frac{\delta n_p}{n_{pu}} \simeq -\frac{eL}{2\mathcal{E}_p M} \int_b \nabla_{\perp 0} \cdot \mathbf{E}_\perp dx \quad (2.16)$$

In modo da confrontare i nostri dati al meglio con la teoria applichiamo l'approssimazione di propagazione quasi planare del fronte del plasma vicino l'asse di propagazione del plasma. Questa assunzione implica che la variazione dei campi

lungo il fronte del plasma è molto maggiore rispetto alla variazione attraverso esso. Questa approssimazione permette una ulteriore semplificazione nell'Eq 2.16:

$$\frac{\delta n_p}{n_{pu}} \simeq -\frac{eL}{2\mathcal{E}_p M} \nabla_{\perp 0} \int_b \mathbf{E}_{\perp} dx \quad (2.17)$$

Lo scenario che ci accingiamo ad analizzare fa riferimento alle onde di shock che saranno studiate in seguito nella tesi dove verranno giustificati i riferimenti numerici. E' stato ricostruito nei diversi casi il profilo del campo elettrico sul fronte di shock tramite un integrazione numerica della modulazione della densità elettronica osservata per compararlo con i valori teorici:

$$\mathbf{E}_{\perp} \simeq -\frac{2\mathcal{E}_p M}{eLb} \int \frac{\delta n_p}{n_{pu}} dx \quad (2.18)$$

nell'equazione il circa è dovuto all'assunzione che il campo è pressoché costante lungo il cammino b del fascio di protoni sul fronte dovuto alla simmetria sferica dello shock. Nel "proton probing" la quantità $\delta n_p/n_{pu}$ è direttamente misurata, fornendo così informazioni relative ai gradienti del campo elettrico. Se grandi gradienti di campo sono presenti, potrebbe accadere che le traiettorie dei protoni si incrocino e in questo caso l'approssimazione fluida per la propagazione del fascio di protoni viene meno e l'equazione 2.15 non è più valida.

Notiamo inoltre che se prendiamo il rapporto tra l'ampiezza del fronte di shock e la velocità dello shock come tempo caratteristico per il moto dello shock $\delta R/V > 10^2 ps$, il suo valore è ben superiore al tempo di volo dei protoni sonda che attraversano il fronte di shock, $b/v_p \sim 10ps$, implicando che l'osservazione non è sostanzialmente affetta dal tempo di integrazione. I principali parametri che interessano la risoluzione temporale in questa tecnica di sondaggio sono: la durata del fascio di protoni δt_p , il tempo finito di transito dei protoni sul fronte dello shock $\delta t_t = b/v_p$ e l'energia depositata su ciascun RCF. La durata dell'interazione del laser con il bersaglio dei protoni genera tramite il meccanismo di TNSA un fascio di durata dell'ordine di $\delta t_p \simeq 1ps$ mentre la tipica energia depositata all'interno del singolo RCF è dell'ordine di $\delta \varepsilon_p \approx 0.5MeV$. Il diverso tempo di volo dei protoni ($t_{vol} = l\sqrt{\frac{m_p}{2\varepsilon_p}}$) dovuta al fatto che hanno diversa energia porta ad una incertezza temporale dei singoli RCF:

$$\delta t_{RCF} \approx l \cdot \left(\frac{m_p}{(2\varepsilon_p)^3} \right)^{1/2} \cdot \delta \varepsilon_p \approx 1 - 2ps \quad (2.19)$$

Questi valori sono estratti sulla base che energie tipiche dei protoni sonda ciaciono nell'intervallo di $\varepsilon_p \approx 5 - 10MeV$. Così, la risoluzione temporale intrinseca minima della tecnica è dell'ordine di 1-2ps; nel caso di estesa regione di plasma

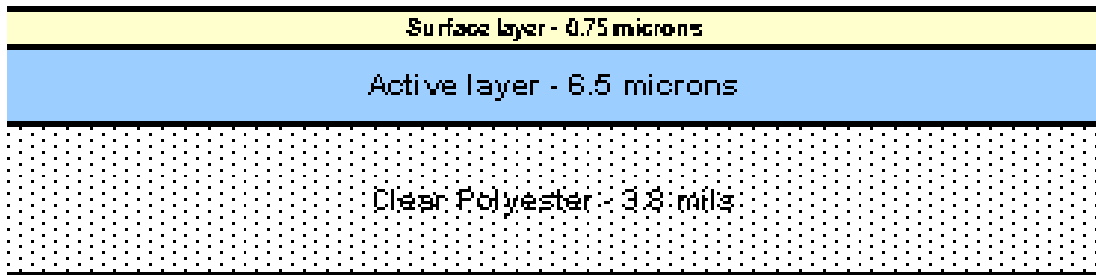


Figura 2.7: Struttura del film radiocromico GAFCHROMIC HD-810. [21]

($b > 100\mu m$) il tempo medio di volo dei protoni attraverso il plasma può superare questo valore, determinando effettivamente la risoluzione temporale. Come menzionato sopra, le proprietà della sorgente di protoni sono equivalenti a quello di una sorgente virtuale situata in prossimità del bersaglio; perciò la precisione minima spaziale di questo dispositivo può essere considerato essere la grandezza trasversale di questa quasi puntiforme sorgente virtuale che, per le tipiche condizioni sperimentali, è dell'ordine di pochi micron [6].

2.3 RCF

Il fascio di protoni è stato rivelato utilizzando una pila multistrato di film radiocromici (RCFs) [21]. Gli RCFs sono mezzi sensibili alle radiazioni ionizzanti per assorbimento. Differenti tipi di RCFs sono oggi disponibili, ma soltanto la pellicola “Gafchromic HD-810” è stata usata durante l’esperimento riportato in questa tesi e quindi focalizzeremo l’attenzione su questa particolare pellicola. La struttura di tale pellicola è mostrata in Figura 2.7 [21]. Un microcristallo monomero, appartenente alla classe di molecole diacetylene (C_4H_2), è usato come strato attivo (spessore tipico $6.75\mu m$); questo monomero è disperso in una sostanza gelatinosa successivamente deposta su una base trasparente di poliestere di spessore $97\mu m$. Di fronte alla superficie della struttura fin qui descritta è deposto un ulteriore strato gelatinoso di spessore $0.75\mu m$. Sotto una esposizione di radiazione ionizzante i cristalli diacetylene sono sottoposti ad una parziale reazione di polimerizzazione producendo poliacetilene. I Poliacetilene esibiscono uno spettro di assorbimento caratteristico che dipende dalla struttura molecolare specifica. La componente attiva dell’RCF mostra due picchi di assorbimento: il più intenso a circa 675 nm mentre il meno intenso a circa 615 nm (Figura 2.8), che portano ad una colorazione blu scura caratteristica della pellicola esposta. Notiamo che questo processo di polimerizzazione è localizzato solamente nella zona attiva dell’RCF dando una risoluzione spaziale alla diagnosi del profilo tra-

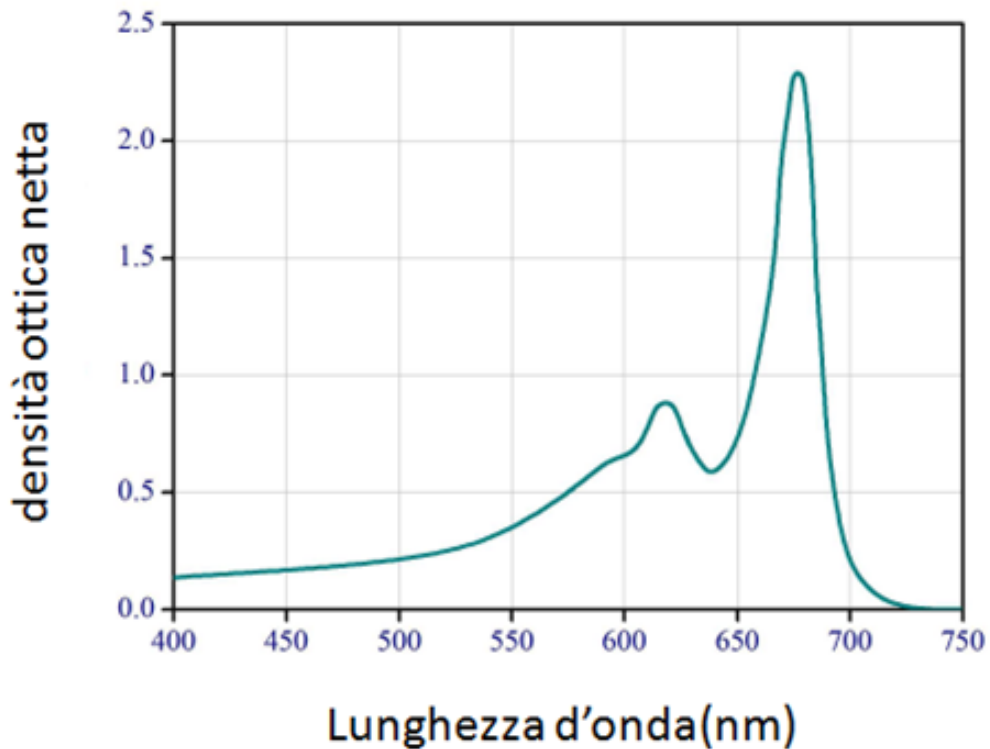


Figura 2.8: Spettro di assorbimento della componente attiva polimerizzata del HD-810. [24]

versale del fascio incidente dell'ordine dei micron. Un'assunzione critica fatta è che l'ammontare dei polimeri prodotti e quindi della densità ottica della pellicola, è direttamente proporzionale alla dose radiattiva assorbita dal mezzo attivo. La risposta del mezzo è effettiva nell'intervallo di dosi tra i 10 e i 400 J/kg. Il processo di polimerizzazione, comunque, non si conclude nel tempo di esposizione ma impiega circa 24 ore per stabilizzarsi al suo valore asintotico (vedi Figura 2.9) [28].

Dalla densità ottica alla dose calibrata Se un mezzo è posizionato tra una sorgente di luce e un rivelatore, la sua densità ottica è calcolata dalla formula:

$$OD = \log_{10} \left(\frac{I_0}{I} \right) \quad (2.20)$$

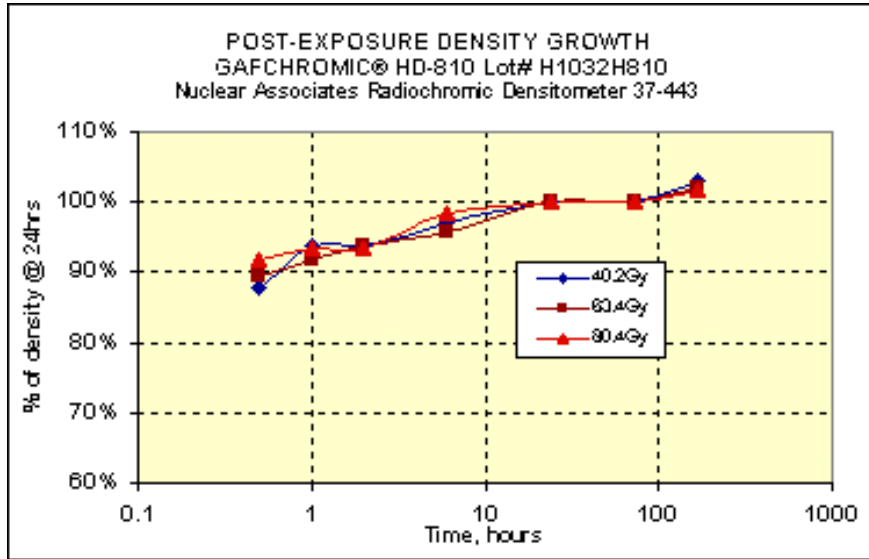


Figura 2.9: Il grafico riporta le densità di campioni di film HD-810 esposti a differenti dosi assorbite di raggi-X, normalizzate per valori di densità assunti 24 ore dopo l'esposizione, al variare del tempo trascorso dopo l'esposizione. [21]

dove I e I_0 sono le intensità misurate dal rivelatore rispettivamente con e senza la presenza del mezzo. I dati derivanti dagli RCF presenti in questa tesi sono stati digitalizzati usando un Microtek ArtixScan 1800f che è stata utilizzata in modalità trasmissione [22]. Notiamo quindi che la risoluzione spaziale offerta dal setup impiegato nella tecnica del “proton probing” non era dovuta principalmente dalla grandezza della sorgente o dalla risoluzione intrinseca degli RCF ($\sim \mu$) ma dalla risoluzione dello scanner (1200 pixel per pollice $\equiv 20\mu m$). Gli RCF erano scannerizzati in modalità RGB a 48-bit. Le immagini risultanti sono state salvate in formato TIFF così è stato facile decomporle nelle loro tre componenti a 16-bit rosso (R), verde (G) e blu (B). Dall'equazione 2.20, se $P_{R,G,B}$ è il valore del pixel registrato nella componente rossa, verde o blu, segue che:

$$OD_{R,G,B} = \log_{10} \left(\frac{2^{16} - 1}{P_{R,G,B}} \right) \quad (2.21)$$

Lontano da una forte deposizione di protoni (corrispondente alla saturazione della dose depositata in ciascun strato di RCF) noi possiamo approssimare la relazione tra dose depositata e densità ottica degli RCF lineare [28]. Comunque, affinché si possa ottenere una precisa relazione, un certo numero di film di HD-810 sono stati irradiati usando una ben conosciuta sorgente di protoni prodotta dal ciclotrone presente nell'Università di Birmingham [23], vedi Figura 2.10. Questa

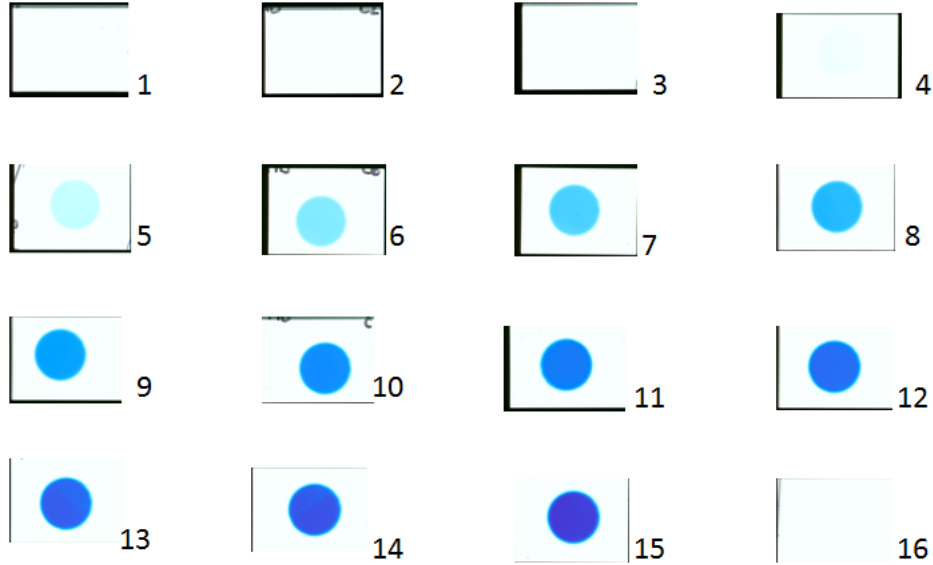


Figura 2.10: Film HD-810, di cui su ciascuno è nota la dose depositata, utilizzati per la calibrazione della densità ottica.

sorgente assicura un'energia di protoni quasi monocromatica (23 ± 1 MeV). La dose depositata su ciascun film è stata variata cambiando la durata della sua esposizione alla radiazione di protoni. Una camera di ionizzazione “Markus” a piatti paralleli [27] è stata posta direttamente dietro l'RCF irradiato per abilitare il rilevamento della dose somministrata al mezzo attivo in una data irradiazione. Siccome la camera Markus è un dispositivo comunemente usato in fisica medica, il suo output è di default espresso in termini della *dose – to – water* efficace assorbita, (D_w). La *dose – to – medium*, cioè che è depositata all'interno dello strato attivo dell'RCF, deve essere calcolato per mezzo dell'eq:

$$D_m = D_w \times \frac{1/\rho_m \left(\frac{d\mathcal{E}_p}{dx} \right)_m}{1/\rho_w \left(\frac{d\mathcal{E}_p}{dx} \right)_w} \quad (2.22)$$

dove $\rho_{m,w}$ sono le densità del mezzo e dell'acqua e $\left(\frac{d\mathcal{E}_p}{dx} \right)_{m,w}$ sono gli stopping power lineari dei protoni nel mezzo e nell'acqua, rispettivamente [25]. L'RCF è composto per lo più da Mylar, nome commerciale di un tipo di poliestere fatto da resina di Polietilene Tereftalato (PET). La formula molecolare del Mylar è $C_{10}H_8O_4$ e a temperatura ambiente la sua densità approssimativamente è di $1.4g/cm^3$. Nell'analisi presentata qui, è stato assunto che l'RCF potesse essere

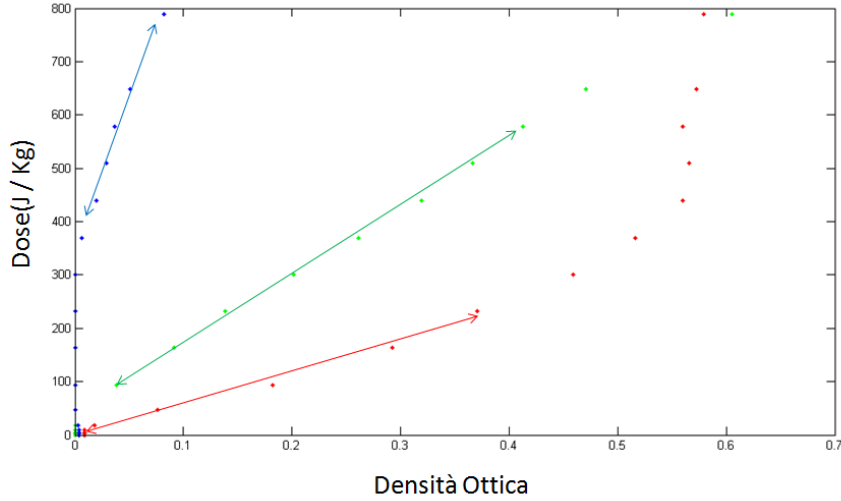


Figura 2.11: Curve di calibrazione, ottenute tramite irradiazione controllata di protoni, dell'RCF HD-810 per differenti canali di colore.

modellato in modo consistente semplicemente come un Mylar. Lo stopping powers iniziale dei protoni a (23 ± 1) MeV entranti nei mezzi Mylar e acqua sono stati calcolati tramite il codice libero di simulazione Monte Carlo SRIM [7]. In questo modo l'equazione 2.22 può essere impiegata per calcolare la dose effettiva ceduta al film HD-810 dato. L'equazione diventa quindi: $D_m = 0,927726 \cdot D_w$. La calibrazione risultante ottenuta tra densità ottica degli RCF e *dose-to-Mylar* è mostrata in Figura 2.11. I differenti canali di colore sembrano avere differenti finestre di operatività nelle quali le dosi mantengono una dipendenza sostanzialmente lineare rispetto le densità ottiche. Così il canale rosso può essere usato per basse dosi ($< 200 J/Kg$), il verde per valori intermedi ($100 - 600 J/Kg$) e il blu per forti deposizione di dose ($400 - 800 J/Kg$). Separando il segnale degli RCF in differenti canali di colore ci permette così di ottenere un intervallo dinamico due volte maggiore di quello suggerito dal produttore (dell'ordine di $400 J/Kg$). Considerando la parte lineare della curva di calibrazione, è permesso assumere nell'eq. 2.18 la variazione relativa della dose equivalente alla variazione relativa della densità di protoni sul piano di interazione. Tale conclusione è basata sulla proporzionalità tra la dose e la densità di protoni sull'RCF.

Caratterizzazione spettrale La disposizione di una pila multi strato di RCF come rivelatore consente di risolvere lo spettro del fascio di protoni incidente. Infatti protoni con più alte energie penetreranno più in profondità rilasciando

la loro energia principalmente in corrispondenza del loro picco di Bragg (3.14). Ciascuna pellicola nella pila funge da filtro per le pellicole successive e seleziona spettralmente solo quei protoni il cui picco di Bragg cade all'interno del loro mezzo attivo. Le curve dello "Stopping Power" di protoni monocromatici che attraversano gli RCF esibiscono una tipica struttura piccata, chiamata picco di Bragg, vicino alla fine dello "stopping range". Per energie più elevate il cammino di penetrazione aumenta, la massima energia persa diminuisce, mentre il picco di Bragg si allarga dovuto ad una dispersione statistica delle traiettorie dei protoni. La curva di risposta di un RCF in una data posizione nella pila è rappresentata dall'energia per protone depositata nella pellicola $\frac{d\mathcal{E}_{dep}}{dN_p}$ come funzione dell'energia del protone \mathcal{E}_p :

$$R(\mathcal{E}_p) = \frac{d\mathcal{E}_{dep}}{dN_p} \quad (2.23)$$

L'energia totale depositata come funzione dell'energia del protone è il prodotto della curva di risposta e dello spettro del protone $\frac{dN_p}{dE_p}$:

$$\frac{d\mathcal{E}_{dep}}{d\mathcal{E}_p} = \frac{dN_p}{d\mathcal{E}_p} R(\mathcal{E}_p) \quad (2.24)$$

L'integrale di questo prodotto sopra tutto lo spettro del protone dà l'energia totale depositata sulla pellicola:

$$\mathcal{E}_{dep} = \int_0^\infty \frac{dN_p}{d\mathcal{E}_p} R(\mathcal{E}_p) d\mathcal{E}_p \quad (2.25)$$

Una volta che la curva dello "Stopping Power" dovuta a protoni di tutte le energie è nota, le curve di risposta delle singole pellicole potrebbero essere calcolate per ogni configurazione del rivelatore semplicemente integrando la curva dello "Stopping Power" sopra lo spessore della zona attiva dell'RCF nella pila. Come esempio le curve di risposta $R(\mathcal{E}_p)$ per quattro RCF in una tipica configurazione a pila sono mostrate in Figura 2.12. Si nota che ciascuna pellicola esibisce uno spettro di risposta stretto, quindi anche il contributo di energie dei protoni che viene selezionato ha un intervallo stretto. Richiamando la sezione 2.1, ci aspettiamo che la distribuzione di energia del fascio di protoni generato via TNSA decada esponenzialmente con l'aumento di energia. Effettuando quindi un plot sul prodotto $R(\mathcal{E}_p)dN_p/d\mathcal{E}_p$ di uno spettro di protoni simile a quello di Boltzmann:

$$dN_p/d\mathcal{E}_p = \exp \left[- \frac{(\mathcal{E}_p - \mathcal{E}_{p0}^i)}{K_B T_p} \right] \quad (2.26)$$

con una temperatura di 2 MeV otteniamo quindi le curve tratteggiate di rosso nella Figura 2.12. La risoluzione spettrale può essere stimata essere uguale all'ampiezza delle curve $R(\mathcal{E}_p)dN_p/d\mathcal{E}_p$, che è tipicamente dell'ordine di 1-2 MeV.

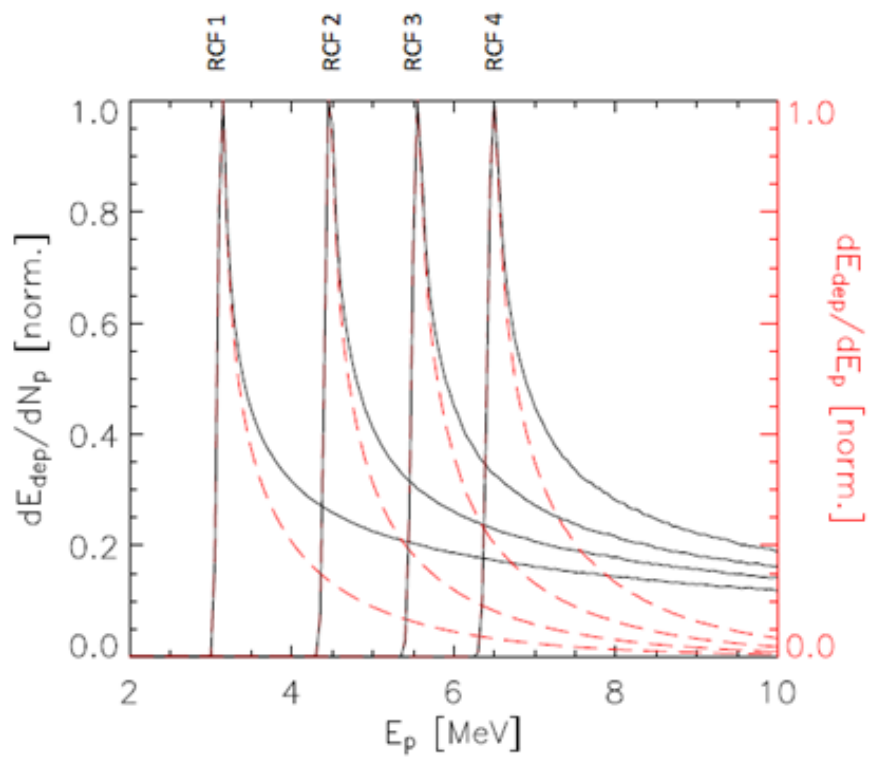


Figura 2.12: Curva di risposta spettrale normalizzata per differenti RCF in una data pila (linea nera continua). Curva di risposta normalizzata moltiplicata per un tipico spettro esponenziale di protoni con una temperatura caratteristica di 2 MeV (linea rossa tratteggiata).

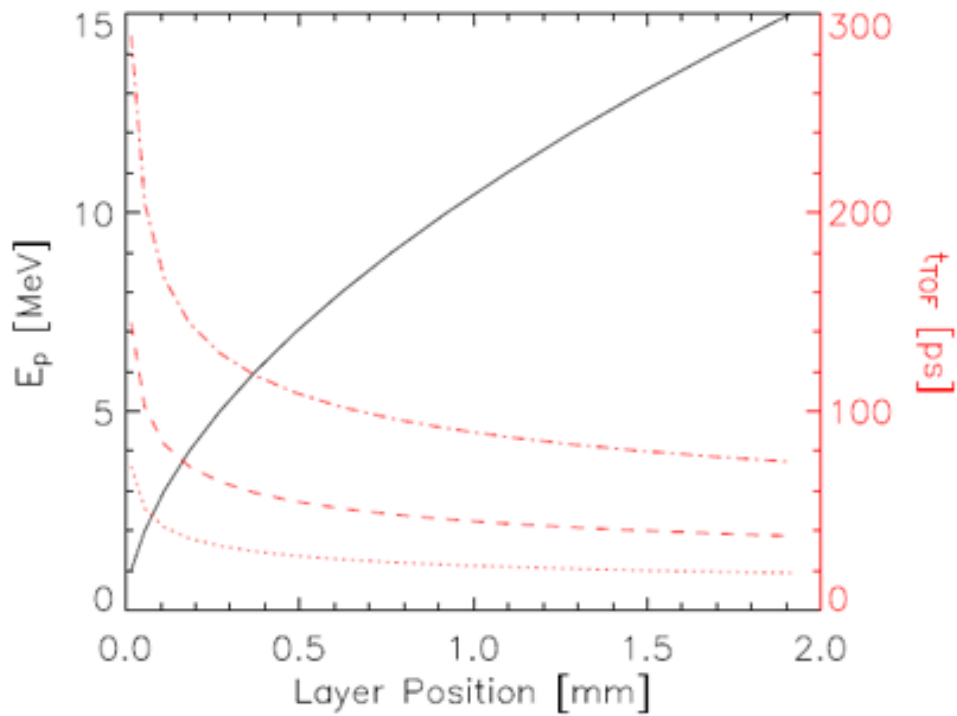


Figura 2.13: Andamento dell'energia depositata (linea nera) e del tempo di volo (linea rossa) del protone rispetto alle posizioni dello strato attivo degli RCF nella pila. Le differenti linee rosse corrispondono ad una differente distanza tra il bersaglio dei protoni e il bersaglio dell'interazione (punteggiata 1 mm, tratteggiata 2 mm, tratteggiata e punteggiata 3 mm).

Grazie al fatto che lo spettro di risposta delle pellicole ha un picco stretto per certe energie di protoni, a ciascuna pellicola nella pila può essere associata una corrispondente energia di protoni (vedi Tabella 3.2) equivalente al massimo dell'energia totale depositata nella pellicola come funzione dell'energia dei protoni, cioè del prodotto tra lo spettro di risposta della pellicola per lo spettro dei protoni. Una tipica curva di calibrazione dalla posizione all'interno della pila delle pellicole RCF alle energie dei protoni depositati è mostrata in Figura 2.13.

Capitolo 3

Esperimento

In questo capitolo daremo una breve descrizione del “Vulcan Laser System”, un laser che può raggiungere una potenza di $1 PW$. Il laser sfrutta la tecnica del “Optical Parametric Chirped Pulse Amplification” (OPCPA), variante della tecnica del “Chirped Pulse Amplification” (CPA), entrambe trattate nel seguente paragrafo. Segue una descrizione dell’apparato sperimentale e del set-up che fornisce un’idea sul ruolo di ciascun fascio all’interno della camera d’interazione, illustrando anche come interagiscono all’interno della cella a gas e a quali condizioni si è operato. Infine vengono approfondite le diagnostiche quali l’“Optical Probe” e la ion-detector utilizzate come ulteriore tecnica per lo studio del fenomeno in sostegno alla principale tecnica di diagnosi, il “proton probing”.

3.1 Laser

Il “Vulcan Laser System” $100TWbeam$ è un sistema di otto fasci ad infrarosso ($\lambda = 1054nm$) capace di fornire un’energia anche superiore ai $2.6KJ$ per l’impulso lungo (nanosecondo) e raggiunge picchi di potenza del $1PW$ per l’impulso corto (picosecondo). Quest’ultimo può essere focalizzato fino a raggiungere il diametro di $5\mu m$ con intensità dell’ordine di $10^{21}Wcm^{-2}$. Intensità così alte sono state raggiunte grazie alla tecnica del “Chirped Pulse Amplification (CPA)” combinata con la tecnica del “Optical Parametric Amplification (OPA)” (vedi Sottoparagrafo 3.1.2) che insieme sono note con il nome di “Optical Parametric Chirped Pulse Amplification (OPCPA)”. In origine l’impulso corto è generato da un oscillatore commerciale Ti:sapphire operante in mode-locking. Esso emette un treno di impulsi di $5 nJ$ di durata $120fs$ ad una frequenza di $80 MHz$ (Figura 3.1). Ciascun impulso ha una lunghezza d’onda centrata a $1054nm$ con un larghezza di banda di $14nm$. Uno di questi impulsi è selezionato elettricamente e mandato verso lo “stretcher” il quale induce un chirp di $\approx 400ps/mm$ sul fascio. Lo “stret-

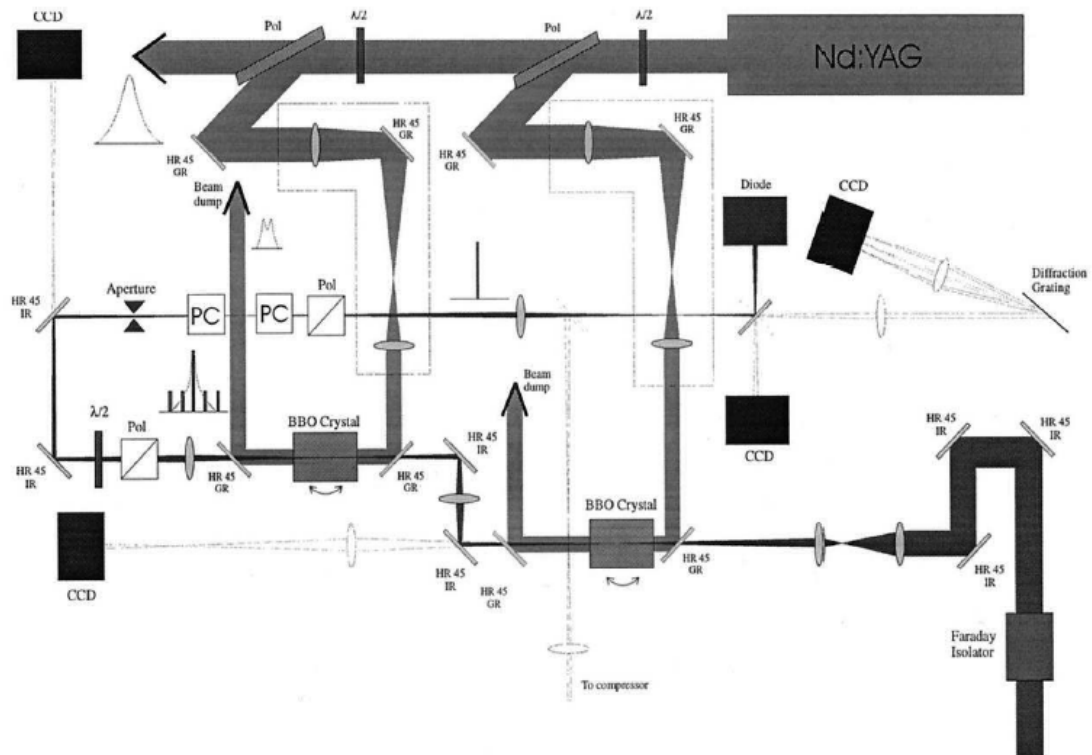


Figura 3.1: Schematizzazione diagrammatica del “Vulcan Laser System” generato inizialmente da un oscillatore commerciale (Nd:YAG) e amplificato tramite la tecnica del OPCPA prima di entrare nella “Target Area West” dove eventualmente il fascio verrà compresso. [61]

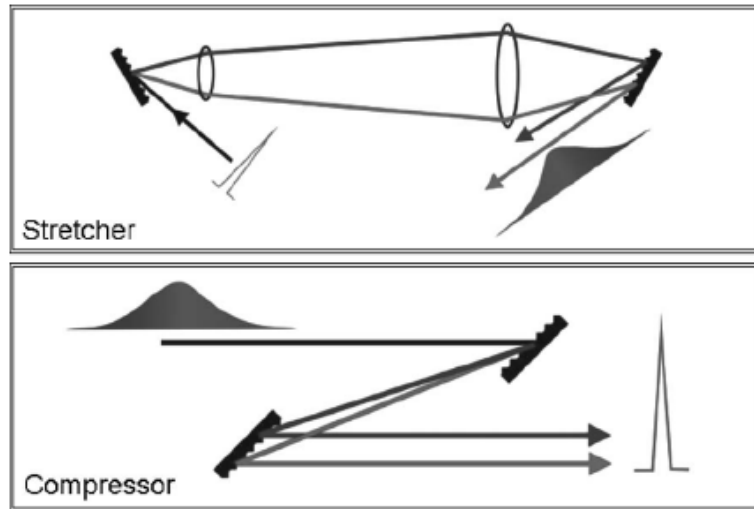


Figura 3.2: Disposizione dei reticoli di Treacy e Martinez. La coppia di reticoli di Martinez sono usati per allungare l'impulso laser e la coppia di reticoli di Treacy sono usati per comprimerlo. E' stato scoperto e dimostrato (Pessot *et al.*, 1987) che queste due disposizioni di reticoli sono idealmente opposte accordando tutti gli ordini di diffrazione. [11]

cher" consiste in un doppio passaggio in un sistema composto da un telescopio di magnificazione 1 messo tra una coppia di grating antiparalleli (Figura 3.2). A questo punto l'impulso è temporaneamente più lungo, dell'ordine del ns. In seguito l'impulso viene mandato verso l'OPA dove operando nella configurazione doppio-passaggio, all'interno di un cristallo non lineare, viene amplificato tramite un impulso di pompa a banda larga. L'energia ed il momento sono conservati per mezzo della creazione di un terzo impulso, l'impulso inattivo.

In un sistema CPA Ti:sapphire-based convenzionale un guadagno accettabile è ottenuto usando un amplificatore rigenerativo [8] nel quale l'impulso può fare oltre 100 giri nella cavità. Come risultato, dovuto ad una significativa amplificazione dell'emissione spontanea (ASE), si creano impulsi secondari aventi intensità paragonabili all'impulso principale [9]. Il rapporto delle intensità tra l'impulso principale e il secondario è chiamato contrasto. Per valori del contrasto vicini ad 1 può succedere che un pre-impulso perturbi la superficie del bersaglio prima ancora dell'arrivo dell'impulso principale. Il fatto che l'OPCPA impieghi il singolo passaggio per l'amplificazione è uno dei motivi per cui viene preferito al CPA. L'OPA opera nel regime di saturazione e fornisce un segnale di energia massima di 0.5mJ (corrispondente ad un guadagno $\approx 10^5$). Seguendo l'OPA, l'impulso è amplificato fino al livello del petawatt usando combinazioni di serie

di amplificatori Nd:phosphate e Nd:silicate fino ai 200J (corrispondente ad un guadagno $\approx 4 \cdot 10^5$). Durante queste amplificazioni il fascio è ripetitivamente propagato attraverso un modulo ottico di adattamento per correggere l'indesiderata modulazione del fronte d'onda che potrebbe essere introdotta sia da aberrazioni statiche dalle ottiche lungo il percorso del fascio sia dal gradiente termico che potrebbe essere generato dal riscaldamento improvviso negli amplificatori durante i singoli spari laser. Il risultante incremento della qualità del fascio a sua volta assicura la minima attenuazione del diametro del focal spot mantenendolo il più vicino possibile al valore limite di diffrazione. L'alternanza di fosfati e silicati assicura una amplificazione complessiva quasi piana della banda spettrale in una regione sufficientemente estesa da contenere la distribuzione spettrale del laser necessaria per avere una buona compressione dell'impulso. A questo punto l'impulso è espanso ad un diametro di 600 mm, prima di entrare nella camera di interazione viene diviso in due set di fasci e uno dei set viene compresso.

3.1.1 Tecnica del CPA

Per amplificare un impulso corto il mezzo di amplificazione deve soddisfare tre requisiti.

- la banda di amplificazione deve essere larga abbastanza da contenere l'intero spettro
- affinché l'estrazione di energia immagazzinata nell'amplificatore sia efficiente, il flusso di energia dell'impulso deve essere vicino al flusso di saturazione del mezzo $F_S = h\nu/\sigma$ dove σ è la sezione d'urto d'emissione stimolata.
- l'intensità all'interno dell'amplificatore deve rimanere sotto il livello critico nel quale gli effetti non lineari diventano significanti, distorcendo spazialmente e temporalmente il segnale.

Ad alte intensità l'indice di rifrazione del mezzo attivo diventa non lineare, mostrando una dipendenza esplicita dell'intensità dell'impulso (Effetto Kerr).

$$n = n_1 + n_2 I \quad (3.1)$$

Come conseguenza le parti del fascio con differenti intensità subiscono un spostamento di fase relativo. Il ritardo di fase accumulato attraverso il mezzo dopo una distanza L è stimato tramite il cosiddetto "B-integral":

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int_L n_2 I(x) dx \quad (3.2)$$

Per un tipico impulso Gaussiano, la parte centrale del fascio di maggiore intensità acquisisce un ritardo temporale rispetto la parte periferica del fascio di intensità minore. Questo effetto porta il fascio a focalizzarsi, agendo in modo simile ad una lente. Per valori superiori alla potenza critica data da:

$$P_{cr} = \frac{\lambda_L^2}{2\pi n_1 n_2} \quad (3.3)$$

l'intero fascio viene focalizzato producendo intensità superiori al valore soglia sostenibile dal materiale che così facendo viene danneggiato.

Negli anni 80 prima dell'avvento del CPA venivano preferiti mezzi attivi composti da materiali come le tinture organiche o eccimeri che massimizzano la fluena di saturazione J_{sat} minimizzando la sezione di guadagno σ_g .

$$J_{sat} = \frac{h\nu}{\sigma_g} \quad (3.4)$$

In seguito anche con l'avvento di sorgenti laser a stato solido di impulso ultra corto, la maggior parte dei laser sono stati costruiti utilizzando mezzi d'amplificazione a stato solido, come Ti:zaffiro, Nd:vetro, alessandrite, Cr:LiSAF e altri. Con questi materiali oltre a continuare ad avere una alta fluena di saturazione è stato possibile inoltre sfruttare i vantaggi di una più lunga vita media dei livelli alti, una maggiore ampiezza della larghezza di banda e una più alta soglia di danneggiamento.

Una generale schematizzazione del metodo della CPA è rappresentato in Figura 3.3. Il problema di creare impulsi laser più intensi e potenti era legato al fatto di voler utilizzare amplificatori composti da mezzi attivi con una maggiore capacità di immagazzinare energia mantenendo l'intensità su livelli bassi per evitare gli effetti non lineari. Questo problema è stato risolto tramite il metodo del CPA che introduce un allungamento dell'impulso seme prima di essere amplificato non cambiando l'energia in ingresso (fluena in ingresso) ma diminuendo l'intensità. In seguito all'amplificazione, il segnale viene ricompattato tramite un compressore. L'allungamento dell'impulso viene effettuato tramite uno "stretcher" che agisce come una linea di ritardo dispersiva che produce una dispersione negativa del secondo ordine ϕ_2 , la quale espressione è [11]:

$$\phi_2 = -\frac{m^2 \lambda_L^3}{2\pi c^2 d^2 \cos^2 \theta} \cdot \zeta \quad (3.5)$$

dove m è l'ordine di diffrazione, d è la grandezza della scanalatura del reticolo e $\zeta = -G/\cos\theta$ dove G rappresenta la separazione perpendicolare dei reticoli. Lo "stretcher" così sfrutta lo spettro di frequenza dell'impulso laser in ingresso aggiungendo una differenza di ritardo temporale tra le alte e le basse frequenze

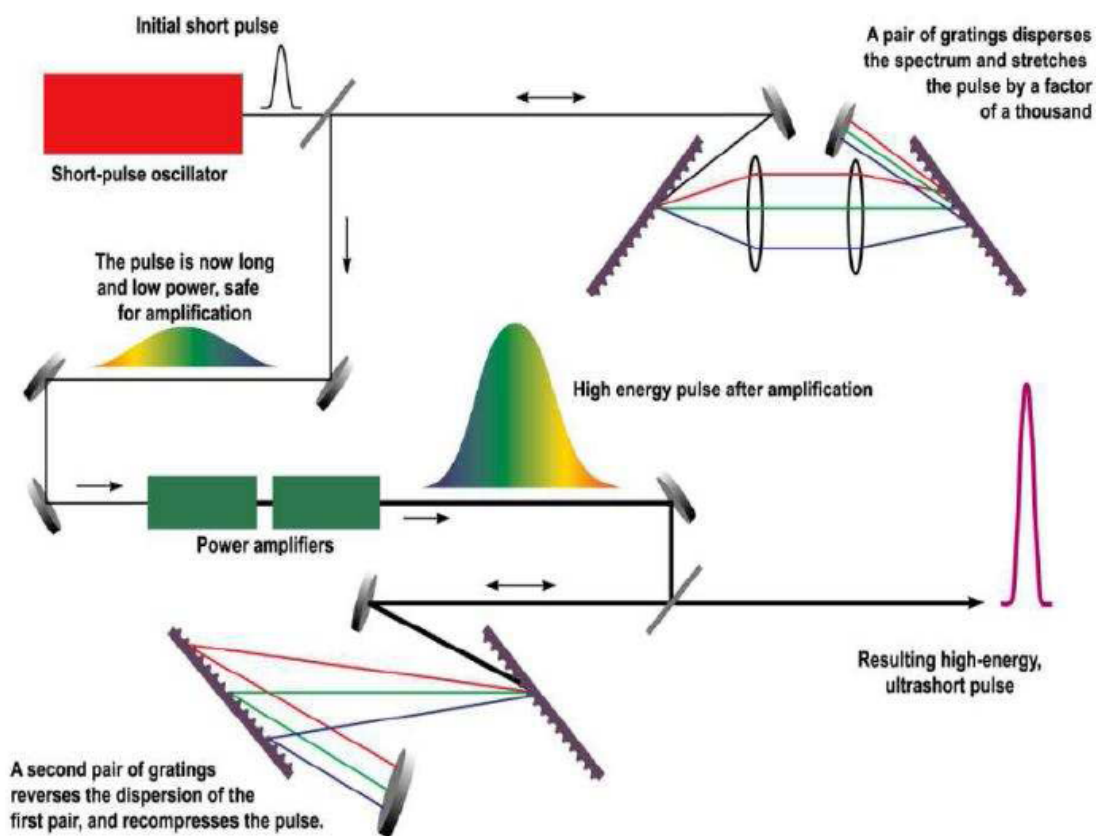


Figura 3.3: Schema diagrammatico del “Chirped pulse amplification” (CPA). [10]

dello spettro. In questo caso il laser non è solo allungato ma ha anche subito un cosiddetto “chirp” negativo. Dopo l’amplificazione l’impulso viene compresso tramite una coppia di reticoli diffrattivi la quale configurazione è idealmente opposta alla configurazione dello “stretcher” quindi avente un “chirp” positivo (Figura 3.2). In condizioni ideali, la durata dell’impulso dovrebbe tornare al valore iniziale che è quello all’uscita dell’oscillatore, ma le distorsioni indotte da ogni dispositivo ottico tra lo “stretcher” e il compressore porta il compressore a ridurre la durata dell’impulso solo sino a 2-3 volte il valore iniziale.

3.1.2 Tecnica del OPA

L’amplificazione nel caso dell’“Optical Parametric Amplification” è dovuta all’accoppiamento che può occorrere, sotto certe condizioni critiche, in un cristallo non lineare tra il laser (seme) di bassa intensità e bassa frequenza e il laser (pompa) di alta intensità e alta frequenza. Un efficiente trasferimento di energia tra seme e pompa è possibile soltanto se le seguenti condizioni cosiddette *phase-matching* riguardanti le frequenze e le lunghezze d’onda sono soddisfatte:

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (3.6)$$

$$\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i \quad (3.7)$$

dove il pedice i indica un ulteriore impulso che viene creato, l’impulso inattivo (“idler”). L’eq. 3.7 stabilisce una forte costrizione per quanto riguarda gli angoli relativi di incidenza sul cristallo amplificatore. Per avere una sufficiente efficienza di norma vengono accettati angoli inferiori a 0.01° . Il mix tra frequenze diverse è dovuto alla presenza della parte non lineare nella costante dielettrica del cristallo. Questo coefficiente induce oscillazione del campo elettrico nel cristallo a frequenze che sono uguali alla somma o alla differenza delle frequenze dei laser incidenti. La teoria coinvolta in questo fenomeno va oltre i fini di questa tesi quindi si rimanda alla referenza [12]. Per avere un’intensità in uscita che è meno sensibile alle fluttuazioni dell’intensità di pompa, il sistema OPA è generalmente usato in configurazione di saturazione (nel quale il segnale amplificato è comparabile con l’intensità iniziale di pompa). Tale sistema di amplificazione presenta significativi vantaggi a confronto con un amplificatore convenzionale che possono essere riassunti nel seguente modo [11]:

- *amplificazione di un’ampia larghezza di banda*: amplificazione piana (costante) della larghezza di banda dell’ordine di 100 nm (molto più grande della larghezza di banda del laser) sono ottenute di solito.
- *nessuna dissipazione per riscaldamento*: questo permette più alte frequenze di ripetizione

- *elevato guadagno per singolo passaggio*: il guadagno per singolo passaggio, nelle condizioni di piccola ampiezza, superiore a 10^6 è ottenibile con facilità. Questo permette l'uso di sistemi di amplificazione anche in configurazione di singolo passaggio, evitando l'amplificazione di impulsi secondari spuri, determinanti per il contrasto del laser.

3.2 Setup esperimento

L'esperimento si è svolto nell'area TAW (Target Area West) del centro di ricerca RAL (Rutherford Appleton Laboratory). Nell'area TAW giungono 8 fasci laser non ancora compressi. Nell'esperimento in questione sono stati usati solamente i fasci numero: 1,2,7 e 8. Di questi quattro solo i fasci 7 e 8 passano attraverso il compressore, all'interno dell'area TAW, che riduce la loro dura dai *ns* ai *ps*. In oltre i fasci 7 e 8 attraversano una sistema ottico formato da una linea di ritardo che tramite lo spostamento automatizzato di uno specchio regola la lunghezza del cammino ottico. Per ciascun fascio esterno proveniente dalla "laser room" è presente nell'area TAW un laser interno commerciale CW (lunghezza d'onda continua) di luce infrarossa che percorre lo stesso cammino. Tali laser in continua vengono utilizzati per l'allineamento. Per allineare i fasci è stato utilizzato il "leakage" proveniente dal primo specchio considerato fisso lungo il cammino ottico. La piccola frazione di luce trasmessa dallo specchio viene focalizzata su una CCD a 8bit con la quale viene osservato il cosiddetto "far field". Con il termine "far field" si intendono i campi di radiazione che si presentano lontano dalla sorgente mentre con il termine "near field" si intendono i campi non radiattivi che risentono delle correnti e delle separazioni di cariche a causa della vicinanza con la sorgente. Cambiando l'orientazione dello specchio che lo precede nella serie è possibile riportare il fascio lungo il corretto percorso. Questo procedimento viene fatto prima di ogni sparo in quanto le condizioni del laser o l'allineamento delle ottiche antecedenti potrebbero essere cambiate. Per quanto riguarda il "near field" una volta accertato che lo spot del fascio è all'interno degli specchi evitando le cosiddette "clip" (tagli) non è stato cambiato in seguito.

L'energia del laser è stata misurata tramite un calorimetro irradiato dal fascio trasmesso ("leakage") da uno specchio lungo il percorso ottico all'interno della "laser room" che precede l'area d'interazione (TAW). Nella tabella 3.1 sono indicate le principali caratteristiche fisiche di ciascun fascio. Tutti i fasci quindi convergono verso il centro della TAW dove è situata la camera d'interazione che è collegata rigidamente al compressore. I percorsi dei fasci all'interno della camera d'interazione sono mostrati dallo schema Figura 3.4. Come si può vedere dalle immagini, riportate in Figure 3.7 e 3.13, la camera d'interazione è una capsula di metallo al cui interno le ottiche sono disposte su un banco ottico. Le lenti

<i>Fascio</i>	<i>Durata</i>	<i>Diametro nel fuoco</i> (μm)	<i>Energia</i> (J)	<i>Potenza</i> (W)	<i>Intensita'</i> (W/cm^2)
1	<i>ns</i>	30-40	70-150	7-15 10^{10}	6-20 10^{15}
2	<i>ns</i>	30-40	90-150	9-15 10^{10}	7-20 10^{15}
7	<i>ps</i>	10-15	100	1 10^{14}	6-13 10^{19}
8	<i>ps</i>	10-15	80	8 10^{13}	5-10 10^{19}

Tabella 3.1: Caratteristiche fisiche dei fasci utilizzati nell'esperimento.

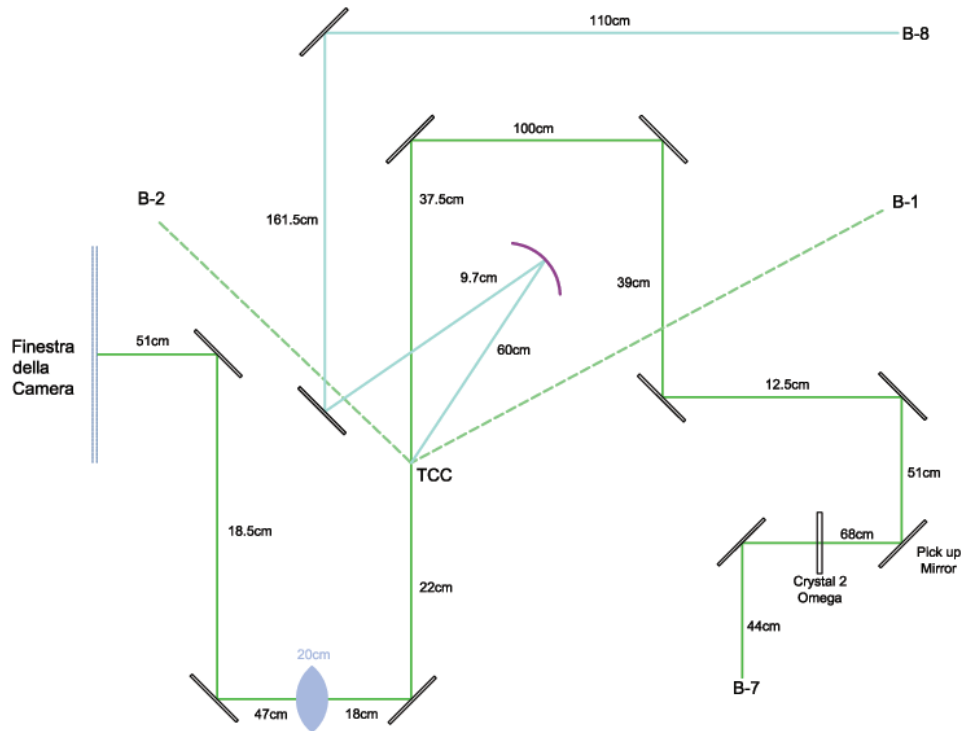


Figura 3.4: Rappresentazione delle traiettorie percorse dai fasci all'interno della camera d'interazione. Il TCC rappresenta l'origine del sistema di riferimento all'interno della camera d'interazione.

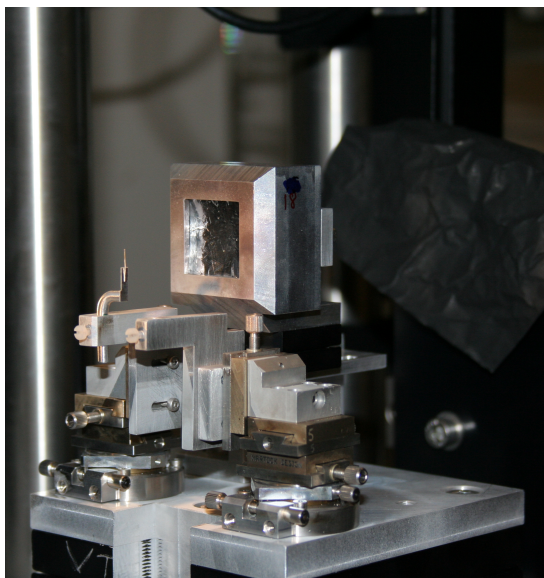


Figura 3.5: Immagine che ritrae la base asportabile, posta all'interno della cella, sulla quale vengono montati lo "shock target" e il supporto della pila di RCF.

presenti sono lenti rivestite e anti-riflessione. La camera d'interazione presenta delle porte a tenuta stagna che vengono chiuse quando, tramite pompe esterne, la pressione al suo interno viene diminuita. L'intervallo di pressioni usate vanno da 1 a $2.5 \cdot 10^{-4}$ mbar.

Il fulcro di tutto l'apparato sperimentale, dove il plasma viene generato, è la cella a gas all'interno della camera d'interazione (Figure 3.6, 3.7, 3.8 e 3.9). La cella è composta da una base asportabile sulla quale vengono montati lo "shock target" e il supporto della pila di RCF come mostrato nelle Figure 3.5 e 3.8. La cella è chiusa a sua volta ermeticamente da una custodia metallica circolare rigida sulla quale viene montato il "proton target" (Figure 3.8 e 3.9). La cella è chiusa superiormente da una montatura composta da una finestra (Fascio 7) e due tubi disposti a V (Fasci 1 e 2) (Figura 3.7). La cella prima di ogni sparo viene portata tramite un diverso sistema di pompe ad una pressione di qualche ordine di grandezza maggiore rispetto a quella della camera d'interazione (10^{-1} , 10^{-2} , 10^{-3} mbar). A differenza della camera d'interazione viene riempita di gas Azoto (N_2) che oltre ad essere facilmente reperibile viene totalmente ionizzato tramite fotoionizzazione al momento dello sparo. Il gas omogeneo e rarefatto di Azoto presente nella cella viene ionizzato interamente ($Z=7$) dalla radiazione termica proveniente dall'interazione del laser con il bersaglio. L'energia che la radiazione cede alla molecola di un gas viene in parte utilizzata per rompere il

legame tra l'elettrone e lo ione (energia di ionizzazione) e in parte viene ceduta sotto forma di energia cinetica principalmente agli elettroni aumentando fino a qualche eV la temperatura elettronica. Il motivo è che dopo l'interazione, come si nota ponendosi nel sistema di riferimento del centro di massa delle due particelle, per la conservazione della quantità di moto avendo l'elettrone una massa minore viene eiettato con una velocità maggiore.

Conoscendo la pressione all'interno della cella e considerando che la temperatura a cui il sistema si trova è quella ambiente, tramite l'equazione di stato del gas perfetto ($P = n_{gas}KT$) possiamo avere una stima della densità ionica nel gas delle molecole di N_2 . Il gas una volta ionizzato avrà una densità ionica pari a due volte n_{gas} e una densità elettronica pari a $n_e = Z \cdot n_i$. Principalmente controllando la pressione della cella controlliamo la densità degli ioni e quindi il loro libero cammino medio all'interno della cella ($\lambda_i = \frac{1}{\sqrt{2}\pi\sigma^2n_i}$ dove σ è la sezione d'urto). Vogliamo lavorare a pressioni sufficientemente basse affinché il regime sia non collisionale evitando che l'onda venga dissipata, ma neanche a pressioni troppo basse in modo che l'onda sia comunque sufficientemente rilevabile (ad esempio il campo elettrico associato all'onda non deve essere troppo piccolo).

L'energia del laser (Fascio 1, ns, 80J) che interagendo con il bersaglio con intensità di $10^{17} J/cm^2$ viene trasformata in raggi X (intervallo nel quale gli elettroni di valenza vengono ionizzati) è di circa il 30% [13][30]. Tenendo conto che la zona di interesse nella quale il fenomeno di propagazione delle onde ioniche viene studiato si estende per pochi millimetri dal bersaglio e conoscendo la densità ionica, questo porta ad una stima di energia di radiazione per atomo dell'ordine di $10^{-12} J$. Confrontando questo valore con l'energia di settima ionizzazione per atomo di Azoto (667,046 eV ($10^{-16} J$)) avendo trascurato l'energia di legame degli atomi e gli stati di ionizzazione minori assumiamo vera l'ipotesi di totale ionizzazione.

Osservando la schematizzazione in Figura 3.10 delle Figure 3.9 e 3.8 è facile intuire in che modo i diversi fasci entrino in gioco all'interno della cella a gas. In giallo è raffigurato uno dei due fasci (Fascio 1 o 2) a lungo impulso (ns) che provengono dai due tubi a V (Figura 3.7) al di sopra della cella a gas con un angolo di circa 45° rispetto alla verticale. Questo impulso lungo viene focalizzato su un bersaglio ("shock target") con il quale interagisce in parte cambiando lo stato della materia sulla superficie d'impatto da solido a plasma e in parte diffondendo radiazione X all'interno dell'intera cella. L'irradiazione come detto ionizza totalmente il gas presente nella cella che costituisce l'ambiente nel quale il plasma si espande in maniera rapida come in un'esplosione. La rapida creazione di un plasma e il suo riscaldamento generano un'onda di espansione le cui caratteristiche (il cui tipo, la cui natura) dipende dalle condizioni del gas e dalla durata dell'interazione tra il laser e il bersaglio. Le onde si propagano dal punto di interazione verso l'e-

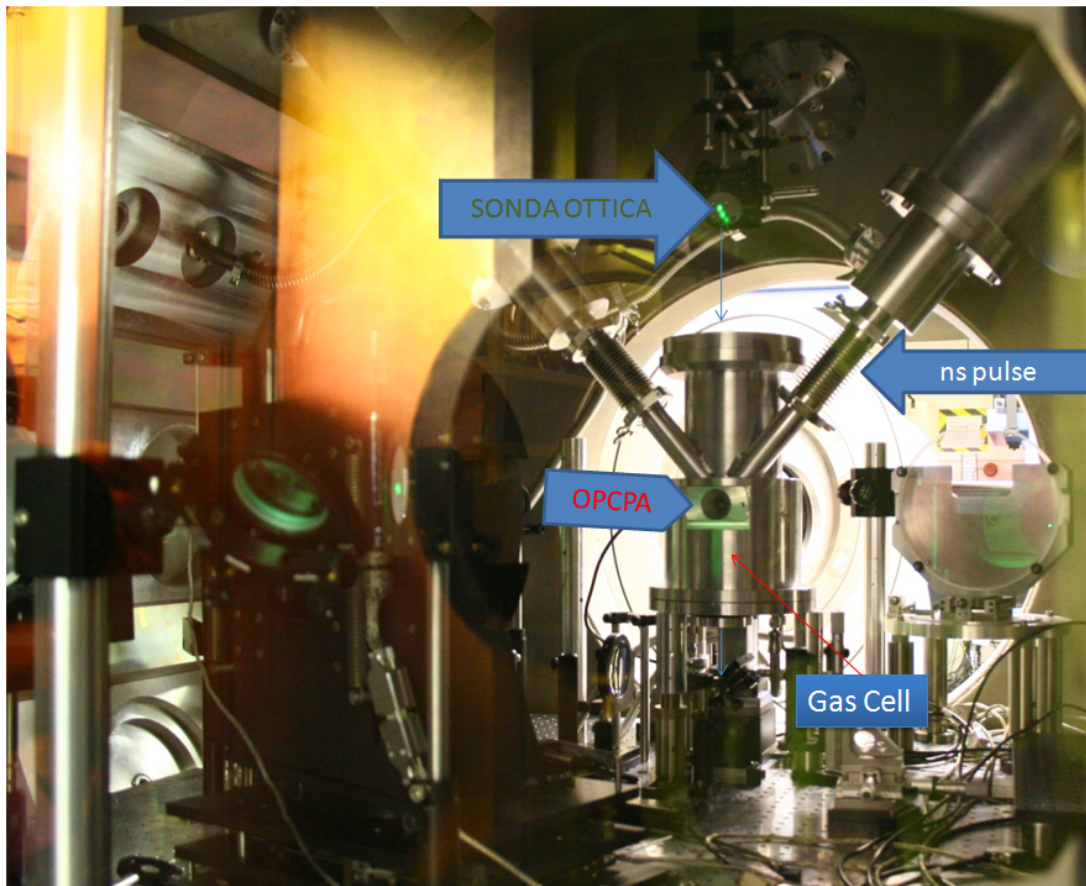


Figura 3.6: Immagine raffigurante l'interno della capsula metallica della camera d'interazione. Vengono illustrati come i vari fasci si immettono all'interno della cella a gas.

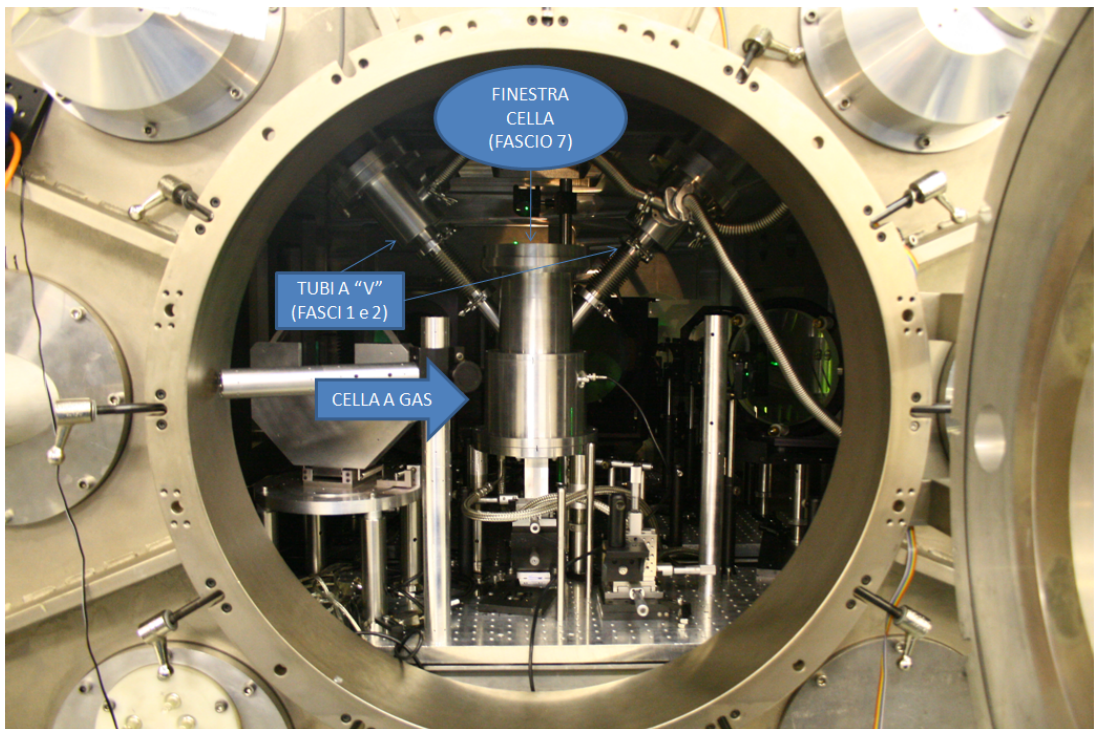


Figura 3.7: Immagine raffigurante l'interno della camera d'interazione vista dalla porta a tenuta stagna frontale.

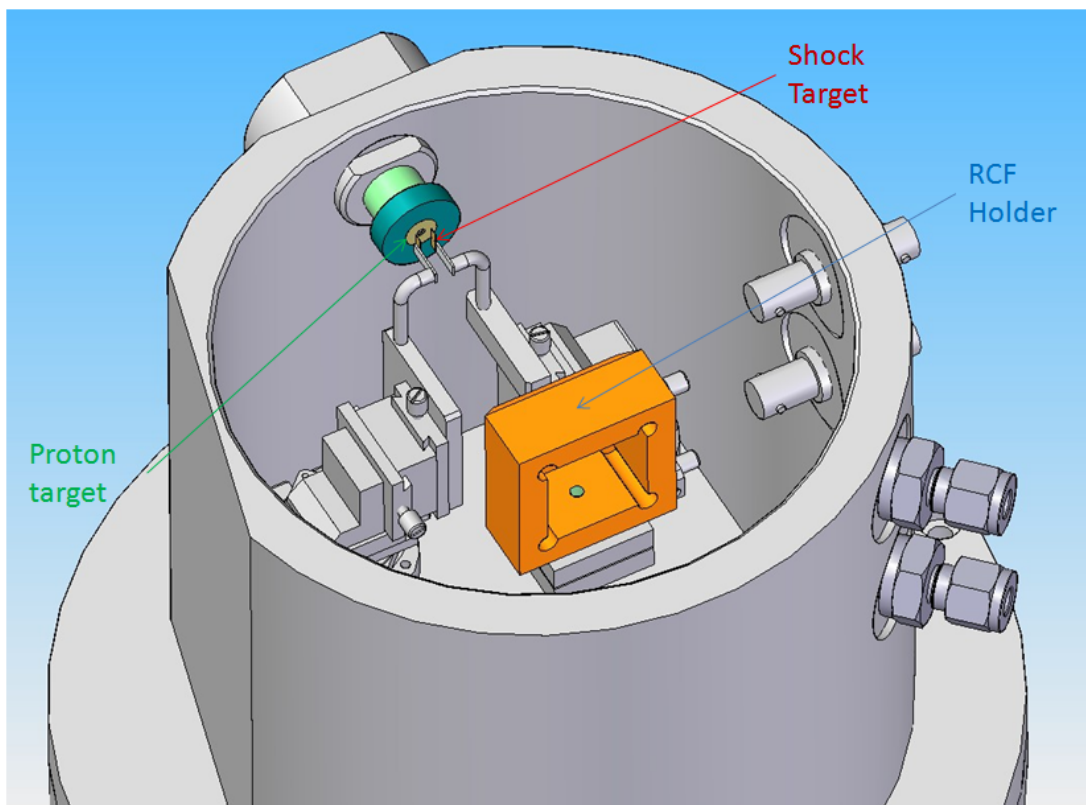


Figura 3.8: Rappresentazione della cella a gas e delle sue componenti.

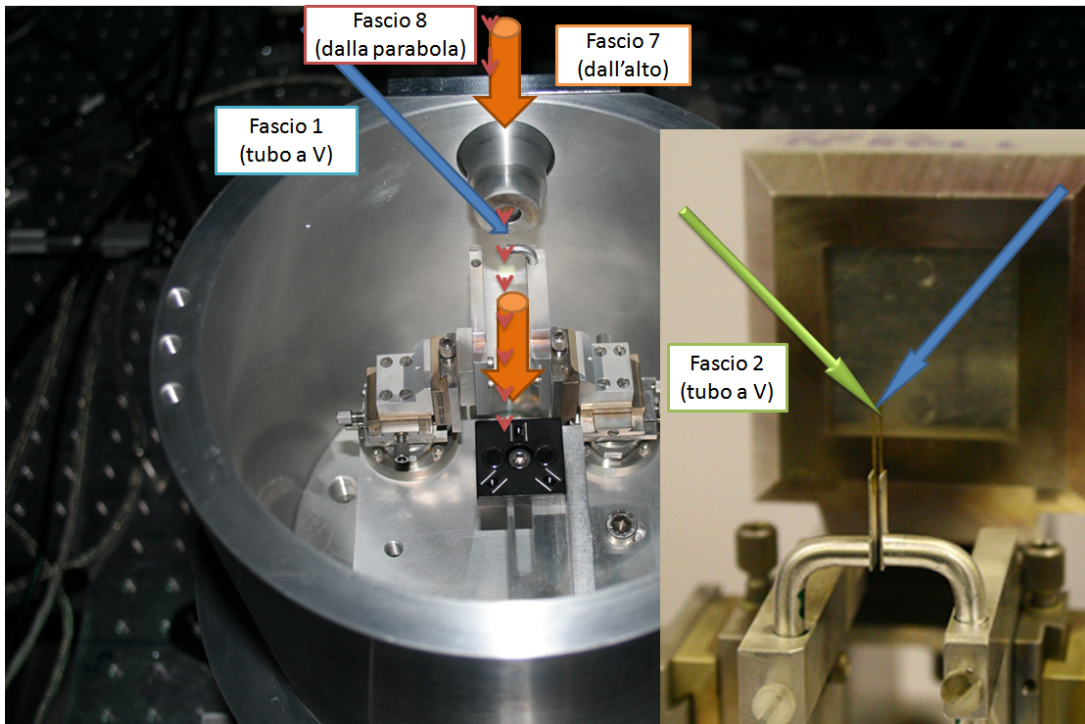


Figura 3.9: Immagini raffiguranti le direzioni dei fasci laser all'interno della cella a gas.

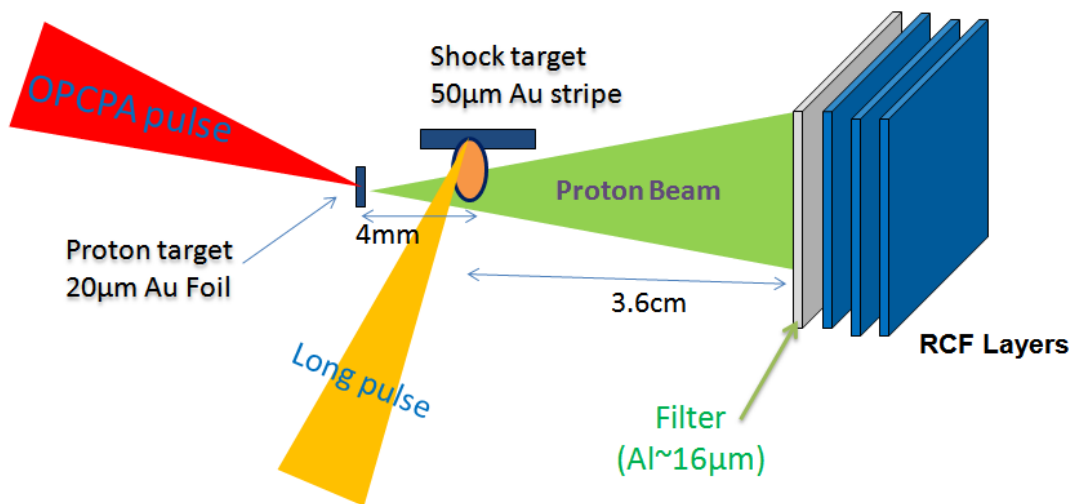


Figura 3.10: Schematizzazione di come i vari fasci entrano in gioco all'interno della cella a gas.

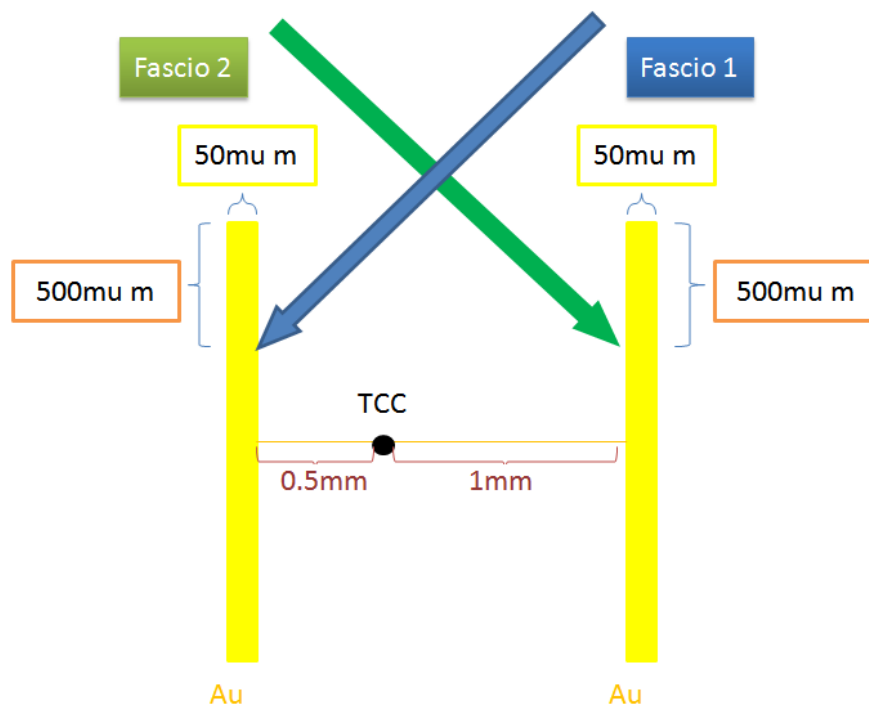


Figura 3.11: Rappresentazione delle dimensioni e delle distanze dei due “shock target” posizionati uno davanti all’altro utilizzando la TCC come punto di riferimento. E’ inoltre raffigurata a quale altezza dei bersaglio i fasci incidono.

sterno della superficie in modo isotropo (non dipendente dalla direzione del laser rispetto alla superficie del bersaglio) dallo stesso lato della superficie da dove proviene il laser (alone arancione nello schema in Figura 3.10).

Il “shock target” utilizzato è stato una striscia d’oro (Au) di un millimetro di larghezza e di $50\mu\text{m}$ di spessore. Il punto di interazione è situato ad una distanza di $500\mu\text{m}$ più in basso della punta della striscia. Il set-up completo prevede la presenza di due “shock target” uguali uno di fronte all’altro alla distanza di 1.5mm (come mostrato sul lato destro della Figura 3.9) alla stessa altezza. Una rappresentazione dello schema è riportato in Figura 3.11 dove si può notare che tutto è riferito ad un punto chiamata TCC. I fasci 1 e 2 si incrociano andando a interagire sui due bersagli opposti in maniera sincronizzata, ovvero avendo una sovrapposizione degli intervalli di durata dei due impulsi del ns. Questo porta alla generazione di due treni d’onde viaggianti l’uno verso l’altro. La TCC è la cosiddetta “Target Chamber Center”, ovvero il punto di riferimento all’interno della camera sul quale vengono riferite tutte le distanze come ad esempio i fuochi dei fasci 1 e 2. La TCC è l’unico punto che viene considerato fisso mentre tutto

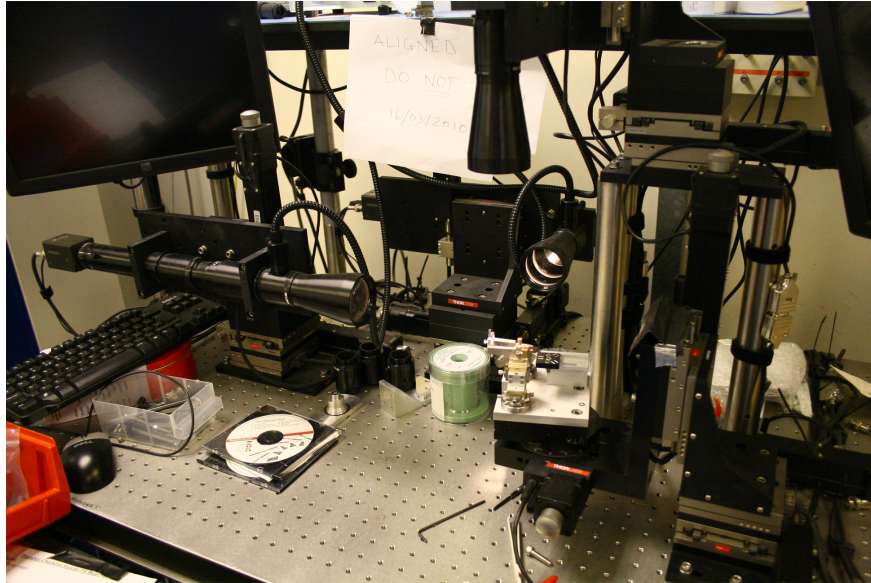


Figura 3.12: Stazione di allineamento bersagli.

il resto può cambiare posizione rispetto ad esso, questo facilita il posizionamento degli elementi sulla base asportabile della cella rispetto ai fuochi dei fasci.

Mentre i fasci vengono messi a fuoco direttamente rispetto alla TCC nella camera, per posizionare i nuovi bersagli sulla base asportabile viene utilizzato un impianto, chiamato stazione di allineamento bersagli, mostrato in Figura 3.12. L'impianto è formato da un banco ottico sul quale sono fissate rigidamente tre video-camere, una per ogni asse, che come la base asportabile possono essere mosse in maniera indipendente. Le video-camere, corredate ciascuna di illuminazione, hanno la possibilità di visualizzare per ogni asse punti diversi (cambiando la messa a fuoco) attribuendo ad ogni punto una coordinata. Una volta resettate (azzerate) le coordinate nel punto corrispondente al TCC della camera d'interazione è stato semplice ogni volta riposizionare i bersagli rispetto alla TCC.

Il fascio 8 di breve durata (ps) è stato impiegato per il principale metodo di diagnosi, il "proton probing". Nella schematizzazione in Figura 3.10 viene illustrato come il fascio 8 (OPCPA pulse, vedi anche Figura 3.6), in rosso, interagisce con il "proton target" sulla superficie esterna della cella. Il "proton target" (vedi anche Figure 3.9 e 3.8) è un sottile foglio d'oro (Au) di $20\mu\text{m}$ di spessore, fissato su una speciale montatura che permette di avere un lato del bersaglio all'interno della cella e uno all'esterno. La montatura a forma di imbuto permette al fascio di focalizzare sul lato esterno del bersaglio in modo che esso rimanga abbastanza vicino (4mm) alla zona dove viene formato il plasma ovvero la zona pochi

millimetri adiacente al “shock target”. L’interazione quindi genera sul lato del bersaglio interno alla cella un fascio di protoni quasi laminare [6] (Sottoparagrafo 2.1.2) con un’apertura angolare che diminuisce con l’aumento dell’energia dei singoli protoni (dai 15° ai 25°). I protoni generati sfruttando il meccanismo di TNSA (Sottoparagrafo 2.1.1) mostrano avere un ampio spettro di energie che supera i 13MeV e per questo vengono usati come sonde. Il fascio 8 è focalizzato sul “proton target” tramite una parabola (Figura 3.13), avente un “F-number” pari a 3, che è posta circa 10° fuori asse per evitare che parte dell’impulso riflesso dal bersaglio possa percorrere a ritroso le ottiche danneggiando il laser. L’“F-number” è definito come il rapporto tra la lunghezza focale della lente e la sua apertura.

L’esigua parte della luce riflessa che percorre a ritroso il cammino viene usata per accertarsi prima di uno sparo che il bersaglio sia correttamente a fuoco. Questa tecnica, chiamata “retro”, consiste nel focalizzare la luce su una CCD proveniente dalla “leakage” (luce trasmessa) di uno degli specchi lungo il percorso a ritroso. Quando il bersaglio è a fuoco l’immagine sulla CCD raffigura lo spot focale della luce. Le nuove immagini ogni volta vengono confrontate con quella originale (a fuoco) per controllare eventuali disallineamenti (sfocamento) del fascio.

Il fascio di protoni ha una divergenza di 22° [6] e la sua distanza dall’oggetto (“shock target”) è di 4 mm, il che è sufficiente affinché l’oggetto sia “illuminato” interamente dal fascio. I protoni, passando attraverso la zona in prossimità dello “shock target”, vengono deviati interagendo con il campo elettrico presente nel plasma e dopo aver percorso ulteriori 3.6cm vengono raccolti sulla pila di RCF. La pila di RCF (Figure 3.10, 3.9 e 3.8) montata sulla base asportabile della cella è composta da un foglio di alluminio (Al) di spessore $16\mu m$ e da 15 film di RCF uno dietro l’altro ciascuno di spessore $104.25\mu m$ numerati in ordine crescente di posizione e contrassegnati con il numero dello sparo. Il foglio di alluminio è un filtro che permette di schermare le radiazioni X derivanti dall’interazione laser-plasma, gli ioni pesanti (che il TNSA produce insieme con i protoni) e i detriti del plasma. Infatti gli RCF sono sensibili a qualsiasi tipo di radiazione di ionizzazione; perciò questo schermaggio è necessario per isolare il segnale dei protoni. A dire il vero anche gli elettroni contribuiscono all’innalzamento della densità ottica degli RCF. Comunque, il loro contributo è molto minore rispetto a quello dei protoni e possono essere facilmente trascurati durante l’analisi degli RCF. Gli RCF hanno una forma quadrata con lati di lunghezza un “inch” ovvero 2.54cm (Figura 3.9).

Come visto nel paragrafo trattante gli RCF (Paragrafo 2.3), vengono rilevati da ciascun RCF principalmente quei protoni il cui picco di Bragg (vedi Figura 3.14) cade all’interno del mezzo attivo dell’RCF stesso. Per questo ad ogni RCF può essere associata l’energia di tali protoni se trascuriamo la minima parte di dose depositata sul mezzo attivo dovuta anche ai protoni di energia maggiore (questa

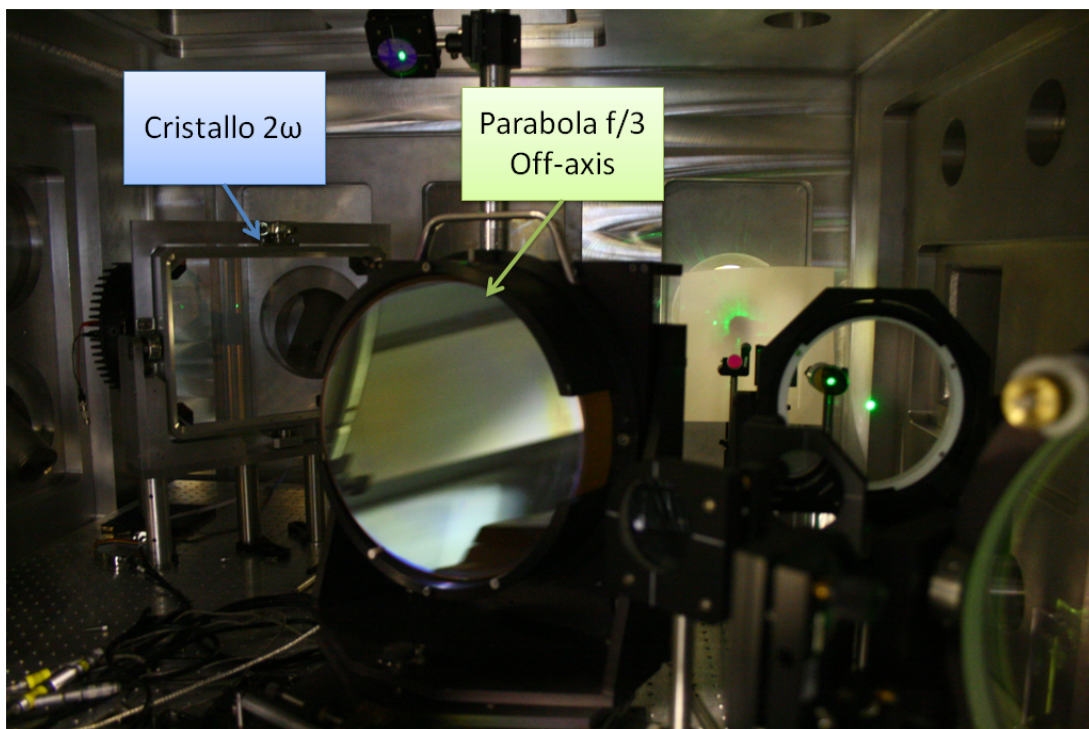


Figura 3.13: Immagine raffigurante due mezzi ottici all'interno della camera d'interazione. Sulla destra una parabola avente un "F-number" pari a 3 utilizzata per focalizzare il fascio 8 sul "proton target", posta circa 10° fuori asse e sulla sinistra un cristallo non lineare 2ω capace di raddoppiare la frequenza del fascio 7 che lo attraversa, utilizzato per la diagnostica dell'"optical probe".

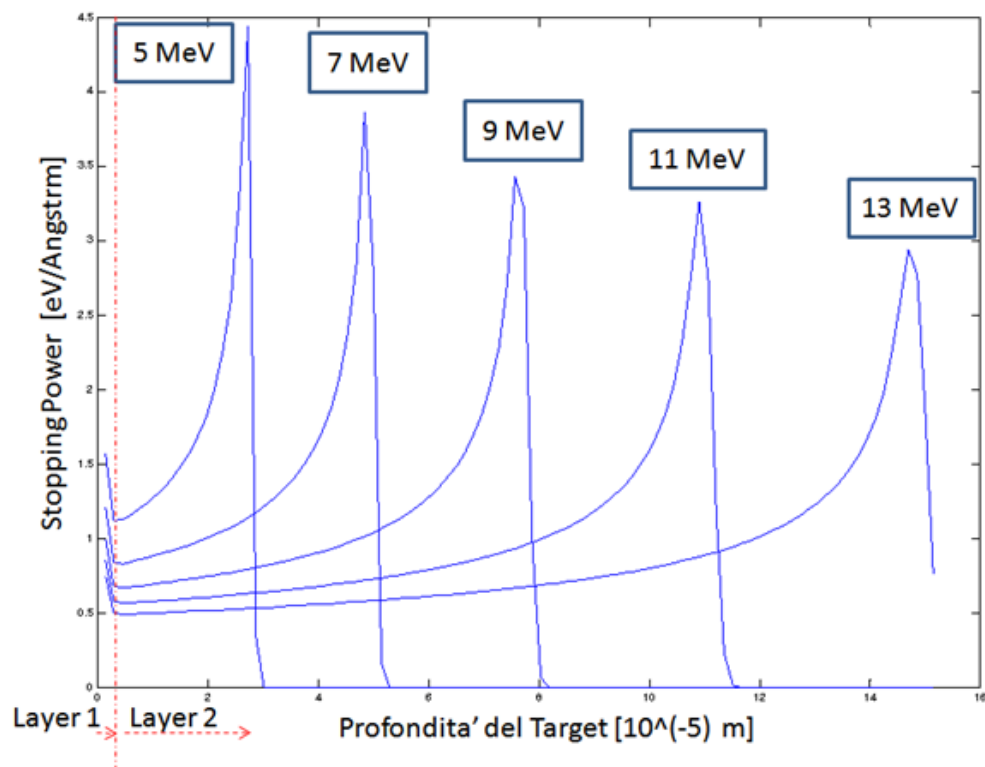


Figura 3.14: Simulazione dello “Stopping Power” dei protoni monocromatici che attraversano il foglio di alluminio e la pila di RCF tramite metodo Monte Carlo effettuata utilizzando il programma SRIM. I risultati plottati si riferiscono a protoni di energie di 5 - 7 - 9 - 11 e 13MeV.

approssimazione prende corpo specialmente per le energie maggiori). Con questa approssimazione ci siamo avvalsi di un programma chiamato SRIM [7] che simulava tramite metodo Monte Carlo lo “Stopping Power” dei protoni monocromatici che attraversano un materiale con caratteristiche che emulano quelle della pila di RCF utilizzata in laboratorio. La pila è stata modellizzata con due strati (Layers): il primo di alluminio con spessore $16\mu m$ e il secondo di Mylar (densità: $n = 1.3928Kg/dm^3$), un materiale con densità simile all’RCF ma più comune, con uno spessore 15 volte quello dei film di RCF ovvero $1563.75\mu m$. I risultati della simulazione sono plottati nella Figura 3.14 per energie di 5 - 7 - 9 - 11 e 13MeV. La simulazione mostra che la deposizione dei protoni è infatti molto concentrata in corrispondenza del picco di Bragg che tende ad allargarsi ed appiattirsi per energie elevate. I risultati ottenuti da questo programma mostrano nella tabella 3.2 i valori delle energie corrispondenti ai protoni depositati

Numero Film	Energia (MeV)	Numero Film	Energia (MeV)
1	0.88520854	9	9.4794618
2	3.0694153	10	10.120186
3	4.4322862	11	10.730632
4	5.5290871	12	11.312412
5	6.474425	13	11.87246
6	7.3105764	14	12.409491
7	8.0904379	15	12.921724
8	8.8080777		

Tabella 3.2: Elenco dei valori delle energie corrispondenti ai protoni depositati nei rispettivi mezzi attivi di ciascun film di RCF.

nei rispettivi mezzi attivi di ciascun film di RCF.

L'ultimo dei fasci utilizzati per questo esperimento è il fascio numero 7 al ps utilizzato per l'“optical probe”. Il fascio entra nella camera d'interazione dopo essere stato compresso e prima di raggiungere la cella a gas attraversa un cristallo 2ω , ovvero un cristallo non lineare (Figura 3.13) capace di raddoppiare la frequenza del fascio. Si tratta di un processo ottico non lineare nel quale i fotoni interagendo con il materiale sono combinati per formare un nuovo fotone con il doppio dell'energia (seconda armonica). Il cristallo utilizzato è un “Potassium Dihydrogen Phosphate” (KDP) ed ha un'efficienza di conversione di circa il 70 – 80% [49]. La lunghezza d'onda del laser infrarosso 1054nm diventa quindi 527nm ovvero una luce visibile verde. A questo punto tramite un telescopio il fascio viene mandato all'interno della cella a gas dall'alto entrando da una finestra di vetro come mostrato nelle Figure 3.6 e 3.7. Il fascio attraversa tutta la cella dall'alto verso il basso (Figura 3.9 in arancione) passando attraverso la zona circostante il plasma dove la differente densità di plasma fa sì che la luce coerente venga diffusa in modo differente. Arrivato al fondo della cella nello stesso modo il fascio esce e viene indirizzato all'esterno della camera d'interazione verso un banco ottico ad esso adiacente percorrendo tramite un sistema ottico un cammino totale di circa cinque metri prima di essere raccolto da una foto-camera. Lungo il percorso

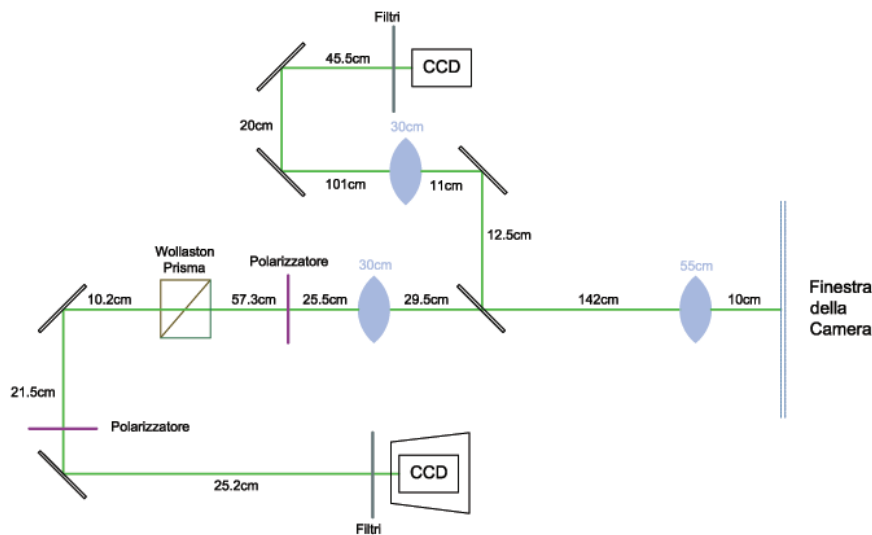


Figura 3.15: Raffigurazione delle traiettorie percorse dal fascio 7 sul banco ottico, adiacente alla camera d'interazione, adibito alla rilevazione dell'“optical probe”. Tramite un “Beam Splitter” il fascio viene diviso in due, il ramo in alto è utilizzato per la tecnica di shadowgrafia e mentre il ramo inferiore per la tecnica di interferometria.

ottico l'immagine viene riprodotta da diverse lenti che accoppiate tra di loro la trasportano. Essendo la luce scaterata meno intensa della luce iniziale del laser è necessario che le lenti catturino un'apertura angolare del fascio scaterato almeno corrispondente ad un “F-number” pari a 5. Le lenti utilizzate hanno un'apertura di circa 10cm per questo è necessario che abbiano una lunghezza focale non oltre i 55cm. Esse sono disposte lungo il cammino ottico in modo da soddisfare la legge ($\frac{1}{s_1} + \frac{1}{s_2} = \frac{1}{f}$) come si può osservare dallo schema Figura 3.15 e ciascuna delle tre lenti dà una magnificazione pari a $M = -\frac{s_2}{s_1}$ che complessivamente ingrandisce l'oggetto di $M_1M_2M_3$ volte.

La diagnostica dell'“optical probe” è costituita da due tecniche, la shadowgrafia e l'interferometria. Il fascio infatti una volta raggiunto il banco ottico viene split-tato in due parti uguali da un“Beam Splitter” (vedi schema Figura 3.15). Il ramo

in alto nello schema è la parte di shadowgrafia che semplicemente consiste nella messa a fuoco del fascio su una Artemis camera, modello Atik 11000, avente una risoluzione di $9\mu m$ e un'area attiva di $4007\text{pixel} \times 2671\text{pixel}$, riproducendo così su di essa un'immagine del profilo di una particolare densità del plasma (vedi paragrafo 3.3). Alla fine di questo percorso ottico poco prima della camera sono presenti tre filtri:

- *Nd 2.50*: Neutral Density filter, filtro neutro (indipendente) rispetto alla lunghezza d'onda che con un "Optical Density" (OD) di 2.50 riduce l'intensità di $10^{2.5}$ volte.
- *KG5*: Kimray-Greenfield filter, filtro ad alta trasmissione nel visibile e con un efficace assorbimento delle radiazioni infrarosse (OD=5).
- *IF Green*: filtro usato per selezionare una stretta banda di frequenze, in questo caso centrata intorno al verde.

Nel ramo inferiore dello schema Figura 3.15 giace il sistema ottico utilizzato per la tecnica dell'interferometria. Il fascio all'uscita dalla camera presenta una forte polarizzazione dovuta alla natura originale del fascio laser 7, polarizzato linearmente, così, essendo interessati soltanto alla luce scatterata che trasporta l'informazione sul plasma, abbiamo utilizzato un polarizzatore per tagliare completamente la componente di maggiore polarizzazione. Per questo scopo è stato utilizzato un polarizzatore posto lungo la linea ottica dopo il "Beam Splitter" in modo da lasciar passare solo la polarizzazione lineare perpendicolare alla componente di maggiore intensità. In seguito la parte del fascio polarizzata rimanente è passata attraverso un prisma di Wollaston come illustrato nella Figura 3.16. Questo prisma è formato a sua volta da due prismi di calcite che presentano assi di indice di rifrazione ordinari e straordinari rispettivamente ortogonali tra di loro e nello stesso tempo tutti ortogonali alla direzione di propagazione del fascio incidente (Figura 3.16a). La caratteristica di questo elemento ottico è che riesce a separare le due polarizzazioni lineari del fascio in ingresso deflettendole circa dello stesso angolo rispetto l'asse di incidenza in direzioni opposte (Figura 3.16b). L'angolo (α) tra le due direzioni dipende dalle caratteristiche del prisma come l'angolo acuto θ sulla base triangolare del prisma oltre a dipendere anche dagli indici di rifrazioni ordinari (n_o) e straordinari (n_e) secondo la formula $\alpha = 2(n_e - n_o) \tan \theta$. Il fascio di luce verde entra nel prisma di Wollaston con una polarizzazione inclinata di 45° rispetto agli assi ottici del cristallo. Così facendo osserviamo in uscita sia il fascio ordinario che il fascio straordinario con la stessa intensità ma con polarizzazioni perpendicolari tra di loro deflessi di 1.1° ovvero 0.55° ciascuno. L'effetto di diffusione del fascio in contrasto con l'effetto contrario apportato dalla lente che precede il polarizzatore non impedisce una

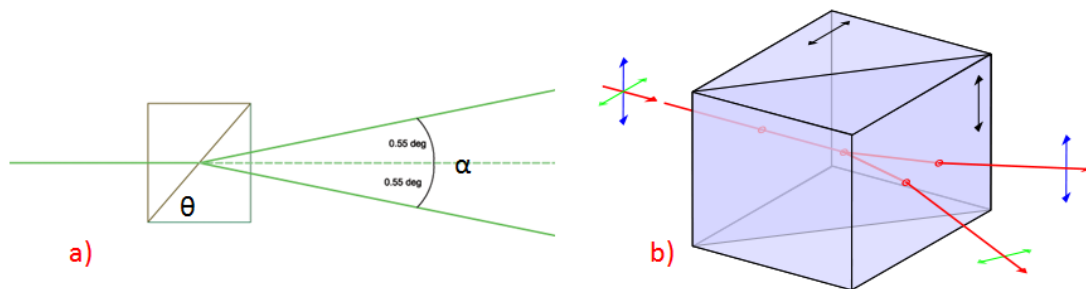


Figura 3.16: Rappresentazione dell'effetto del cristallo Wollaston su un fascio laser di incidenza normale e polarizzazione lineare inclinata di 45° rispetto agli assi ottici del cristallo.

sovrapposizione dei due fasci nelle vicinanze della camera con la conseguente formazione delle frange di interferenza. Infine prima di raccogliere i fasci sulla CCD affinché si possa avere interferenza c'è bisogno che i due fasci abbiano la stessa polarizzazione quindi è stato posto un ulteriore polarizzatore. Il polarizzatore è stato posto con l'asse di polarizzazione a metà tra gli assi di polarizzazioni dei due fasci (45° da entrambi) portandoli così sullo stesso asse. A questo punto una volta che i fasci attraversano i filtri antistanti la CCD dello stesso tipo utilizzati per la shadowgrafia vengono raccolti da una CCD Andor DV420A a 16bit. Questa CCD è efficiente per una luce visibile anche a basse intensità con una risoluzione di $26\mu m$ e con un'area attiva di $1024\text{pixel} \times 255\text{pixel}$.

Una volta focalizzati i fasci sulla TCC prima ancora di portare il fuoco del fascio 8 sul "proton target", 4mm indietro, è stato effettuato la sincronizzazione dei fasci. La sincronizzazione viene fatta in modo tale che i fasci 1 e 2 (durata ns) che creano il plasma si sovrappongono tra di loro. I tempi di volo del fascio 7 ("optical probe", durata ps) e del fascio 8 ("proton probing", durata ps) devono essere sincronizzati al meglio in modo che le finestre temporali si sovrappongano il più possibile con i fenomeni in esame che sono la generazione e la propagazione dell'onda di shock. Per far questo è stato posto un sottile filo di alluminio (diametro $200\mu m$) con la punta sulla TCC affinché lo scattering di ciascun fascio venisse trasportato, tramite un sistema ottico di lenti e specchi, ad uno strumento per misurare la variazione dell'intensità della luce con il tempo. Trasportando la luce scatterata sino al banco ottico, seguendo una linea ottica simile a quella che successivamente è stata usata per l'"optical probe" (Figura 3.15), è stato possibile impiegare un diodo veloce prima e una "streak camera" dopo per risolvere il segnale, distinguendo le diverse durate dei singoli segnali e le loro rispettive sovrapposizioni (Figura 3.17). Il diodo veloce ha una risoluzione di circa 300ps per questo è stato utilizzato inizialmente per sovrapporre i due impulsi lunghi

del ns e in seguito soltanto per avvicinare e sovrapporre anche gli impulsi delle diagnostiche (Fasci 7 e 8) all'interno di questo impulso lungo. Invece la "streak camera", potendo risolvere fino a 2ps, è stata usata per posizionare con precisione gli impulsi del ps all'interno dell'impulso del ns. Nei primi 300ps della durata dell'impulso lungo si ha un aumento rapido della sua intensità, questi istanti corrispondono agli istanti in cui si assiste alla rapida espansione del plasma con la rispettiva propagazione delle onde. Affinché i protoni generati dal fascio 8 cadano all'interno di questa finestra temporale dobbiamo tener conto del ritardo dovuto al tempo che impiegano per percorrere i 4mm che separano il proton target dal plasma che è stimato essere dagli 80ps ai 110ps (vedi Paragrafo 4).

Per il fascio 7 invece volendo studiare il plasma piuttosto che le onde nel gas ionizzato viene fatto arrivare sul plasma in tempi successivi quando il plasma si è già espanso. Per aumentare o diminuire il ritardo dei fasci 7 e 8 sono state usate delle linee di ritardo presenti per ciascuno dei due fasci lungo le rispettive linee ottiche prima di arrivare alla camera d'interazione. Ciascuna linea di ritardo è costituita da uno specchio che scorrendo lungo un binario può accorciare o allungare il cammino ottico, lo specchio è spostato da un piccolo motore elettrico controllato in remoto. Per il fascio 8 è stato chiaro che il ritardo più appropriato fosse 500ps in anticipo (rispetto all'istante iniziale del fascio 1) mentre per il fascio 7 sono stati acquisiti dati nell'intervallo che va da 0ps (rispetto all'istante iniziale del fascio 1) fino ai successivi 1200ps.

Nelle Figure 3.17 sono riportate le immagini ottenute della "streak camera" riguardanti le durate e i ritardi dei differenti fasci che sono stati confrontati di volta in volta a coppie. E' inoltre importante tener conto dell'effetto del "Jitter" dei laser che ad ogni sparo può far cambiare casualmente il ritardo relativo tra i fasci 7 e 8 rispetto al fascio 1 fino a 150ps. Questo effetto è dovuto al differente oscillatore commerciale che genera i fasci 7 e 8 rispetto al fascio 1 in quanto non è possibile sincronizzare contemporaneamente gli istanti a cui avvengono le emissioni spontanee che danno origine al seme degli impulsi. Per misurare ad ogni sparo quanto ritardo relativo è stato aggiunto dall'effetto "Jitter" tra il fascio 1 e il fascio 8 per ciascuno è stata raccolta parte della luce trasmessa ("leakage") da uno degli specchi lungo il percorso ottico e mandata alla "streak camera" che ora è stata usata come "Jitter monitor". Il "Jitter monitor" non fa altro che registrare la durata e il ritardo dei due impulsi per ciascuno sparo. I due fasci presentano, come si può vedere dalla Figura 3.18, un ritardo relativo infatti quello che viene confrontato ogni volta è di quanto questo ritardo è cambiato.

Per finire è stato montato all'interno della camera d'interazione uno ion-detector (Figura 3.19a) utilizzato per studiare gli ioni di azoto provenienti dal gas della cella. Il set-up di questa diagnostica consiste nell'aver forato la parete della cella con un foro di diametro 1cm (Figura 3.19b) in direzione perpendicolare alla superficie dello "shock target" e di aver posizionato lo ion-detector all'esterno della

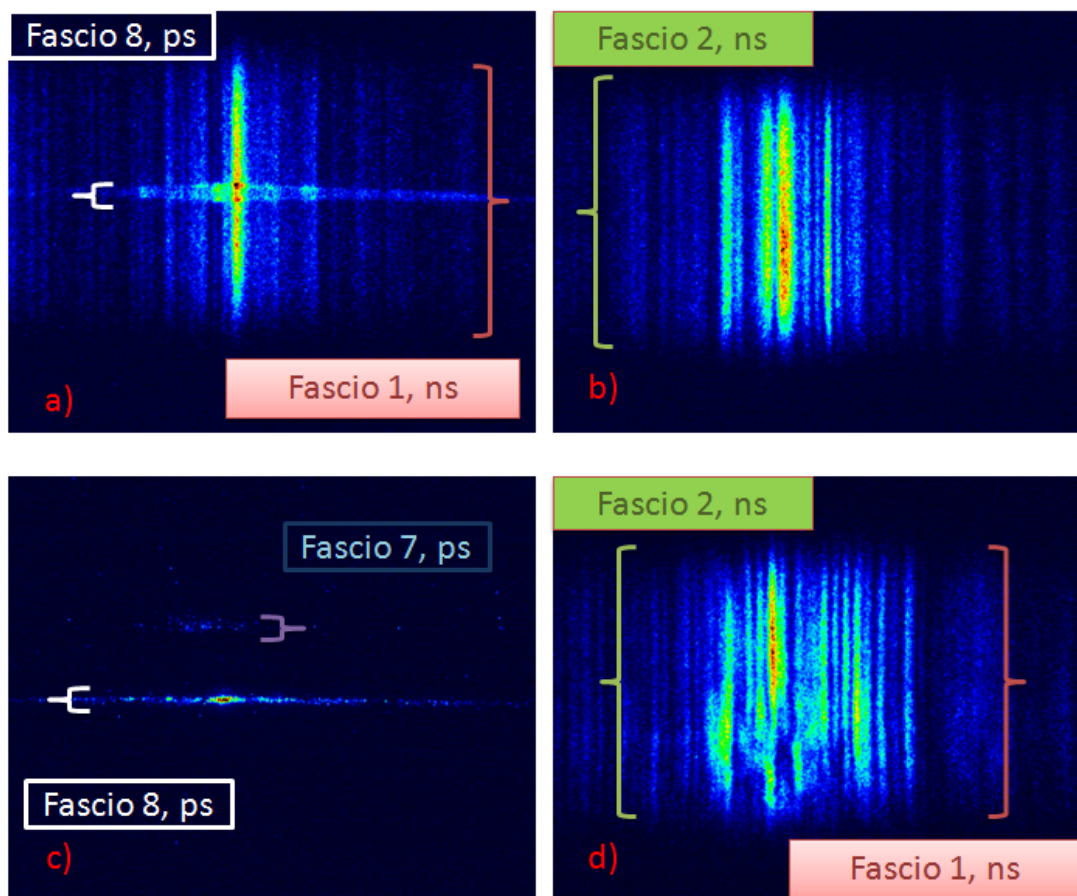


Figura 3.17: Immagini ottenute dalla “streak camera” per varie combinazioni dei fasci 1,2,7 e 8 nelle quali è possibile confrontare le durate e i ritardi relativi.

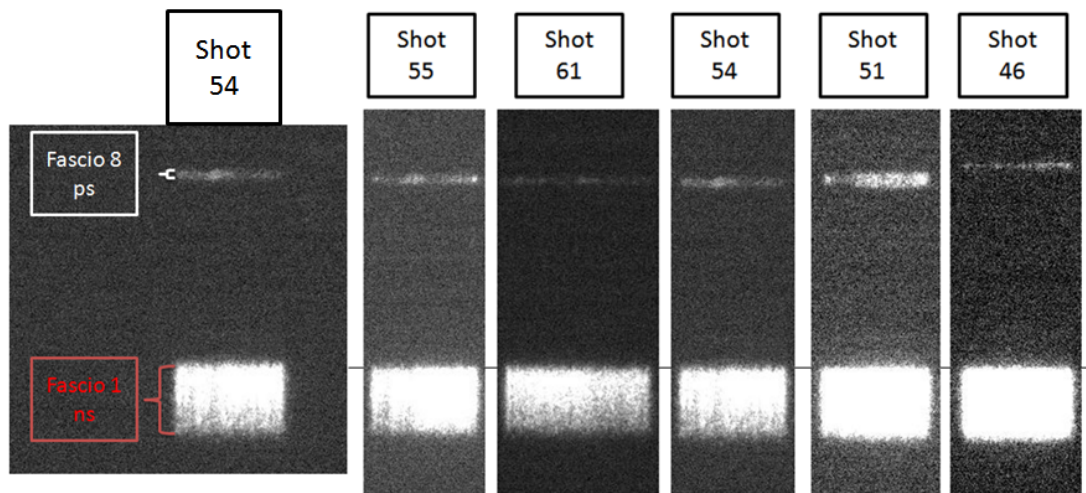


Figura 3.18: Immagine ottenuta tramite “streak camera” utilizzata per rilevare il cambiamento del ritardo relativo tra il fascio 1 e il fascio 8 dovuto all’effetto “Jitter”.

cella in direzione del foro e del bersaglio ad una distanza di 675mm dalla TCC (dal bersaglio). Il foro è stato praticato ad una distanza di 60mm dalla TCC (dal bersaglio) ed al suo interno è stato inserito un pin-hole per ridurre il diametro sino a 2mm riducendo così la fuoriuscita di gas dalla cella con conseguente diminuzione di pressione. Il modello di ion-detector utilizzato è il R5150-10 della Hamamatsu [14] (Figura 3.19c), esso può operare fino ai $1.33 \cdot 10^{-2}$ Pa, per una tensione di ingresso ai capi dei diodi pari a 2000V ha un guadagno di $5 \cdot 10^6$ e ha una risoluzione temporale di 400ps. Il rivelatore è collegato ad un oscilloscopio esterno alla camera d’interazione che una volta ricevuto il trigger proveniente dall’oscillatore del laser registra il segnale per una durata di $400 \mu m$.

3.3 Diagnostiche

Lo ion-detector R5150-10 è un Electron Multiplier Tube (EMT) capace di moltiplicare le cariche incidenti amplificandone il segnale per mezzo dell’emissione secondaria. La sua peculiarità è di essere sensibile oltre alle particelle (ioni e elettroni) anche alle onde elettromagnetiche solo nell’intervallo dell’ultravioletto e dei raggi X. Questo è dovuto al suo elevato divario di energia di attivazione che corrisponde a decine di eV. Tale proprietà è fondamentale perché non acquisendo il segnale diffuso di luce infrarossa e verde dei laser presenti all’interno della camera il rivelatore non satura. Lo ion-detector riesce così soltanto a visualizzare

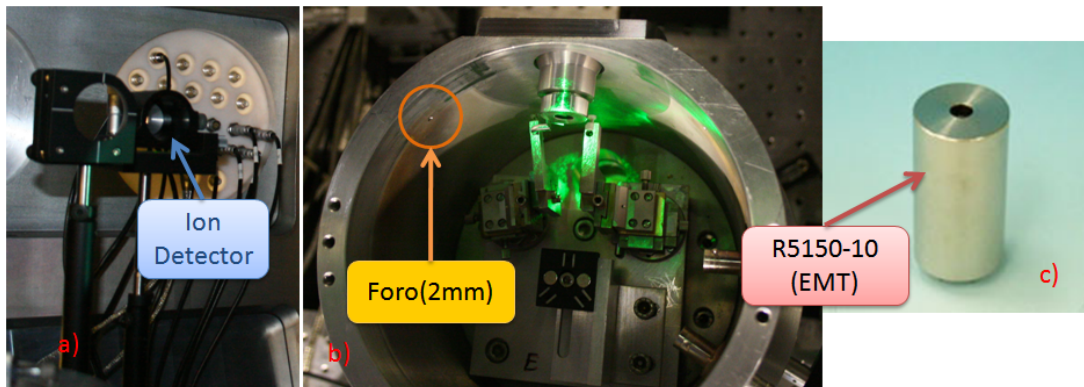


Figura 3.19: Immagini raffiguranti la diagnostica dello ion-detector. a) Posizione dello ion-detector sul banco ottico all'interno della camera d'interazione a 675 mm dalla cella a gas. b) Posizione del foro di 2 mm di diametro sulla parete della cella a gas. c) Electron Multiplier Tube (EMT) R5150-10, strumento utilizzato come ion-detector.

la radiazione a raggi X generata dall'interazione del laser con il bersaglio che rappresenta il nostro tempo zero dopo il quale vengono osservati gli ioni Azoto provenienti dal gas dell'ambiente circostante. La tensione in ingresso sugli elettrodi chiamati diodi del rivelatore è stata di 2500 V che secondo il "data sheet" corrisponde ad un guadagno di $8 \cdot 10^8$. Il segnale in output corrispondente è dato in Volt e anche se non fornisce informazioni dirette sull'intensità del fascio di ioni incidenti sul rivelatore possiamo supporre che tale tensione sia proporzionale all'intensità del fascio e quindi al numero di ioni.

Per quanto riguarda l' "optical probe" affinché si possano ricavare dei risultati quantitativi è stato necessario conoscere con precisione la magnificazione di entrambi i rami del percorso ottico. Per far questo abbiamo preferito effettuare una misura diretta utilizzando un bersaglio di dimensioni conosciute come riferimento. Il bersaglio utilizzato è a forma di ferro di cavallo (Figura 3.21) ed è stato posta a TCC rivolto perpendicolarmente rispetto all'asse di propagazione del "probe beam". Le sue dimensioni sono state in precedenza misurate tramite la stazione di allineamento bersaglio utilizzata di solito per posizionare i bersagli sulla base asportabile. Per entrambi i rami è stata utilizzata la Artemis camera per sfruttare la sua migliore risoluzione ($9\mu\text{ m}$) così, conoscendo come passare dalla lunghezza in px acquisita dalle immagini a una lunghezza reale in $\mu\text{ m}$ e conoscendo la lunghezza effettiva dell'oggetto, è stato possibile risalire alla magnificazione. Conoscendo le caratteristiche del cammino ottico (focali e distanze tra le lenti) come illustrato nel paragrafo precedente è possibile risalire anche

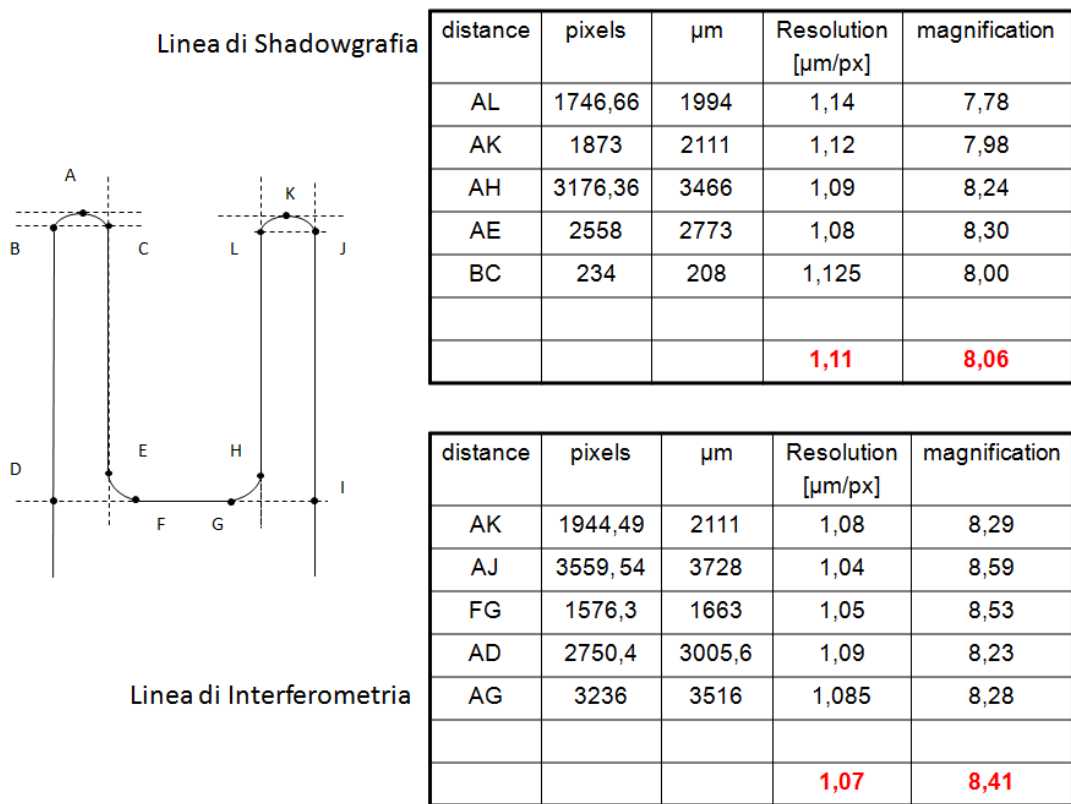


Figura 3.20: Schematizzazione del bersaglio a ferro di cavallo utilizzato per la calibrazione della magnificazione delle linee di shadowgrafia e interferometria. Tabelle dei dati acquisiti per entrambe le linee ottiche.

tramite i calcoli alla magnificazione. La misura diretta rimane comunque il modo più pratico e accurato di misurare la magnificazione. In Figura 3.20 è rappresentata la schematizzazione del bersaglio a ferro di cavallo e di lato sono riportate le tabelle dei dati acquisiti per quanto riguarda la calibrazione della magnificazione di entrambe le linee ottiche. Come si può notare la magnificazione per la shadowgrafia è di 8.06 ± 0.24 e quella per l'interferometria è di 8.41 ± 0.18 .

Tramite la shadowgrafia è possibile riprodurre su una CCD l'immagine del profilo di una particolare densità del plasma di ablazione che fuoriesce dallo "shock target" ottenendo informazioni sulla densità elettronica del plasma. Da come si vede dall'immagine 3.22 catturata prima dello sparo numero 56 è possibile delineare lo "shock target" di larghezza un millimetro montato su un braccetto di alluminio (vedi anche Figura 3.5) di circa tre millimetri che nell'immagine corrisponde alla zona scura alle spalle del bersaglio. La zona è completamente scura perché

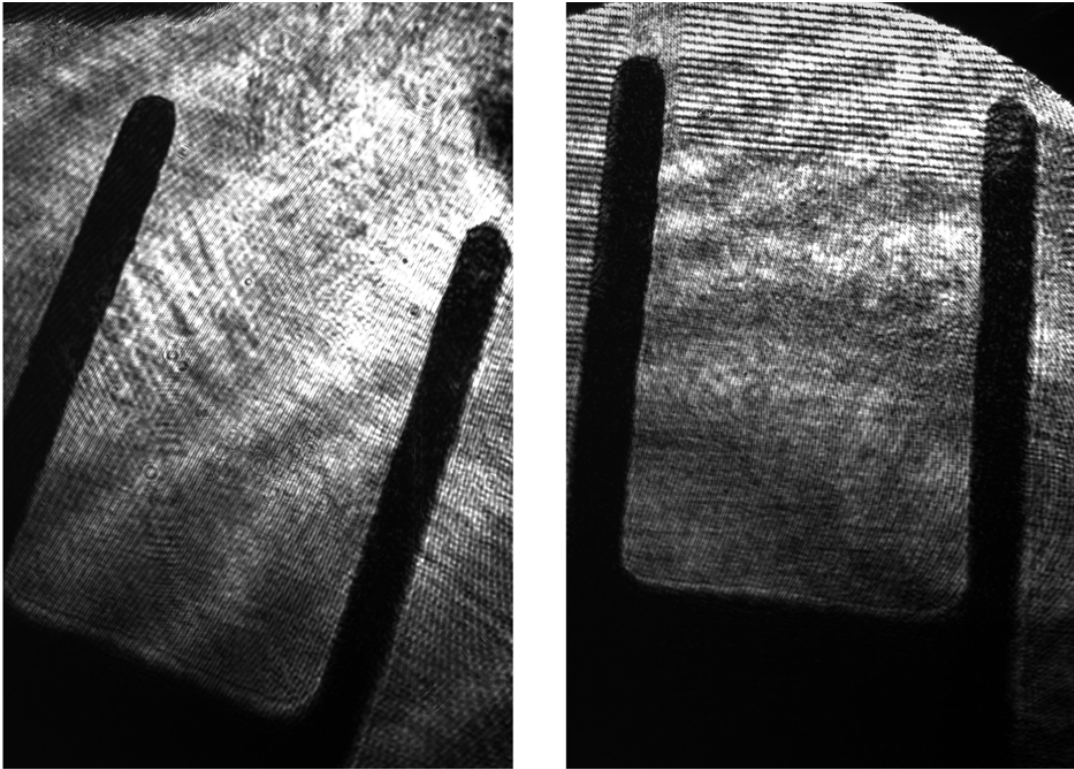


Figura 3.21: Immagini del bersaglio a ferro di cavallo utilizzato per la calibrazione della magnificazione acquisite dalla Artemis camera. L'immagine di sinistra è relativa alla shadowgrafia mentre quella di destra alla interferometria.

il fascio verde dell'“optical probe” è stato bloccato dalla presenza del braccetto che ha incontrato attraversando dall'alto la cella. La zona chiara dell'immagine rappresenta la zona di fronte al bersaglio da dove proviene il fascio laser 1 del ns. Nell'immagine 3.23, sempre dello sparo numero 56 catturata dopo 400ps dall'inizio dello sparo, è possibile distinguere il profilo del plasma che corrisponde alla linea di separazione tra chiaro e scuro di fronte al bersaglio. Infatti quando l'onda elettromagnetica attraversa il plasma a seconda della densità elettronica del plasma esso può essere opaco o trasparente e quindi l'onda viene riflessa o trasmessa. Da come si può notare dalla legge di dispersione [4] di un'onda elettromagnetica trasversale che passa attraverso un plasma esiste un cutoff delle frequenze permesse che coincide con la frequenza di plasma $\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}$. Quindi le onde con frequenze minori della frequenza di plasma non vengono trasmesse. Nel nostro caso, tramite la formula della frequenza di plasma, alla lunghezza d'onda del laser verde (527nm) corrisponde una densità critica di $4 \cdot 10^{21}/cm^3$. Deduciamo da questo che la zona di fronte al bersaglio completamente scura è un plasma opaco avente una densità maggiore del limite di $4 \cdot 10^{21}/cm^3$. Come si può vedere la discontinuità tra chiaro e scuro è netta trattandosi di un cutoff. Ora possiamo capire perché le diagnostiche dell'“optical probe” sono rivolte solo allo studio del plasma di ablazione e non alla propagazione di onde di plasma tenue perché quest'ultime si propagano in un ambiente con densità omogenea dell'ordine soltanto di $10^{15}/cm^3$.

La tecnica di interferometria è stata adoperata per avere una stima della distribuzione a piuma della densità di plasma di ablazione nelle fasi successive lo sparo (1.6ns dall'inizio dello sparo). La tecnica è basata sulla dipendenza dell'indice di rifrazione del plasma dalla densità elettronica:

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} \simeq 1 - \frac{n_e}{2n_c} \quad (3.8)$$

Come conseguenza dell'equazione 3.8 un raggio ottico passante attraverso un plasma acquisisce uno sfasamento rispetto ad uno passante attraverso il vuoto di:

$$\Delta\varphi = -\frac{2\pi}{\lambda} \int_L [\eta(x, y, z) - 1] dx \simeq \frac{\pi}{\lambda n_c} \int_L n_e dx \quad (3.9)$$

Le informazioni sulla densità elettronica possono essere ottenute misurando lo sfasamento ad essa correlato. Infatti l'equazione 3.9 appartiene ad una famiglia di integrali chiamati integrali di Abel che per simmetrie cilindriche possono essere invertiti analiticamente. Siccome sia il bersaglio che lo spot del fascio laser presentano simmetria cilindrica è ragionevole assumere che anche il plasma di ablazione esibirà la stessa simmetria. Prendiamo z come asse di simmetria e x l'asse di propagazione del fascio laser e introduciamo le coordinate (ρ, y, z) dove

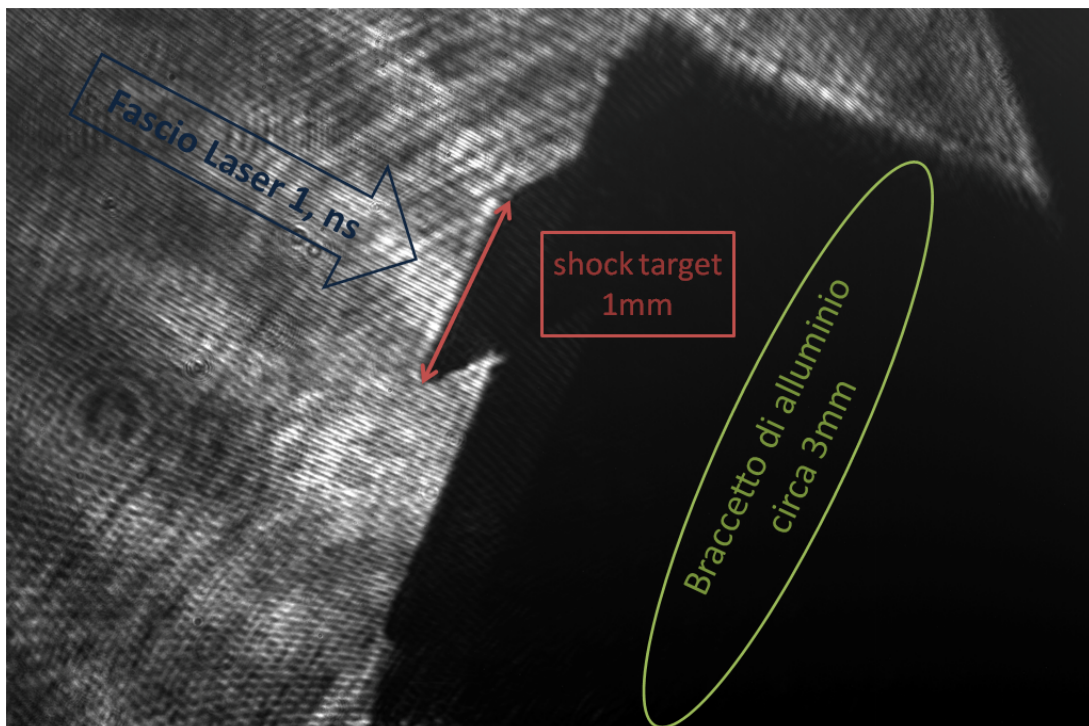


Figura 3.22: Immagine relativa alla shadowgrafia acquisita prima dello sparo numero 56. La zona scura rappresenta il braccetto di alluminio (evidenziato in verde) di spessore 3mm sul quale è montato il “shock target” di spessore 1mm (evidenziato in rosso). La zona chiara dell’immagine rappresenta la zona di fronte al bersaglio da dove proviene il fascio laser 1 del ns (evidenziato in blu).

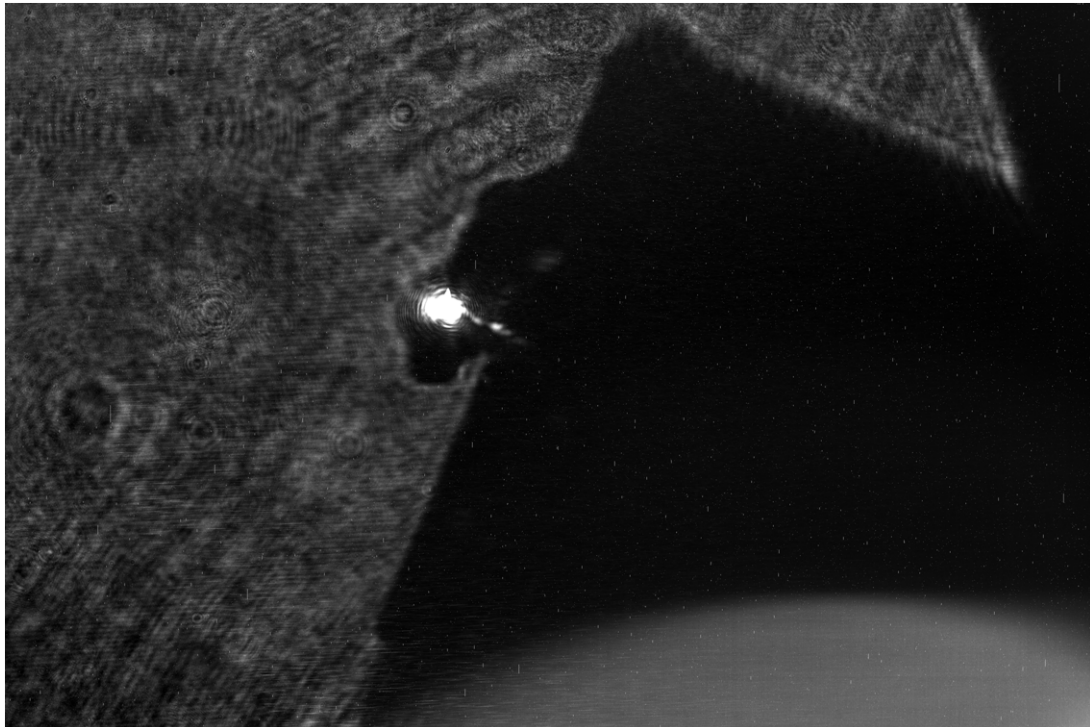


Figura 3.23: Immagine relativa alla shadowgrafia acquisita 400ps dopo l'inizio dello sparo numero 56. E' possibile distinguere il profilo del plasma, di densità pari alla densità critica associato alla luce verde del laser, che corrisponde alla linea di separazione tra chiaro e scuro di fronte al beraglio.

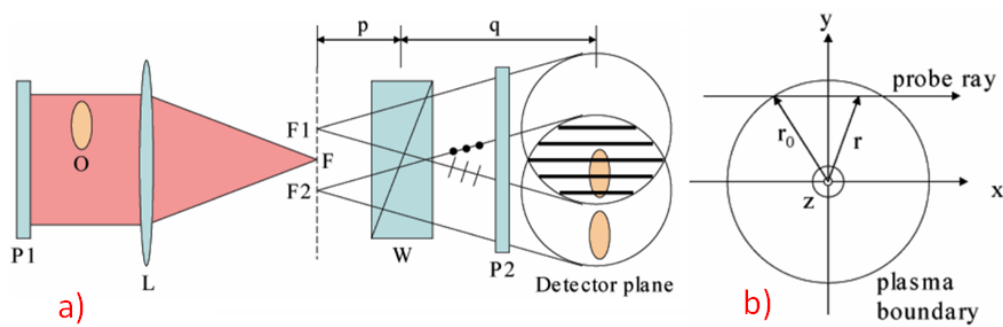


Figura 3.24: a) modellizzazione della tecnica interferometrica di Nomarski modificata. b) rappresentazione delle coordinate spaziali cilindriche in cui z rappresenta l'asse di simmetria e x l'asse di propagazione del fascio laser. [29]

$\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ (vedi Figura 3.24b). Per un plasma a simmetria cilindrica la densità elettronica $n_e(\rho, z)$ sarà funzione soltanto di ρ e z così sotto queste ipotesi l'equazione 3.9 diventa:

$$\Delta\varphi(y, z) = \frac{\pi}{\lambda n_c} \int_y^{\rho_0} \frac{n_e(\rho, z)}{\sqrt{\rho^2 - y^2}} \rho d\rho \quad (3.10)$$

L'espressione 3.10 che appartiene alla famiglia degli integrali di Abel può essere invertita analiticamente per dare la densità elettronica:

$$n_e(\rho, z) = -\frac{\lambda n_c}{\pi^2} \int_\rho^{\rho_0} \frac{\partial \Delta\varphi(y, z)}{\partial y} \frac{dy}{\sqrt{y^2 - \rho^2}} \quad (3.11)$$

A questo punto basta utilizzare uno dei diversi algoritmi esistenti per calcolare numericamente l'equazione 3.11.

Le misure di interferometria sono state compiute impiegando la tecnica interferometrica di Nomarski modificata [15], una schematizzazione del set-up è riportato in Figura 3.24a. Una volta che la luce laser passa attraverso il plasma la sua immagine viene mandata tramite una lente, L, verso il piano del rivelatore. Un prisma Wollaston, W, splitta il fascio sonda in due fasci polarizzati ortogonalmente tra di loro che appaiono essere emergenti da due differenti sorgenti virtuali di fronti d'onda sferici, F_1 e F_2 . Come conseguenza due spot di fasci laser sono proiettati sul rivelatore, ciascuno trasportando un'immagine del plasma. Tramite una appropriata messa a punto delle distanze tra prisma e rivelatore è possibile sovrapporre parzialmente le immagini dei due spot nella regione di interesse. La coppia di polarizzatori utilizzati P_1 e P_2 assicura che i due spot abbiano la stessa polarizzazione necessaria per fare interferenza e siano di uguale intensità. Lo schema di interferenza è prodotto con frange aventi una separazione di:

$$\Delta z = \frac{\lambda p}{\alpha q} \quad (3.12)$$

dove λ è la lunghezza d'onda del fascio laser, α è l'angolo tra le direzioni dei due fasci, polarizzati ortogonalmente tra di loro, all'uscita del Wollaston (vedi Figura 3.16) mentre p e q sono le distanze del prisma rispettivamente dal fuoco della lente e dal rivelatore. Perciò la separazione delle frange può essere cambiata variando la distanza tra il fuoco della lente rispetto al prisma Wollaston. Le frange sono perpendicolari rispetto alla separazione tra gli spot delle due immagini e la loro orientazione può essere cambiata con una rotazione adeguata del prisma. L'interferenza di Nomarski assicura lunghezze di cammino ottico uguali tra il raggio ordinario e quello straordinario perciò è ideale per impulsi del ps con la loro breve coerenza temporale. Il motivo per cui è stata raddoppiata la frequenza, tramite un cristallo non lineare della luce sonda utilizzato nell'"optical probe", è

duplice. L'abilità di un sistema ottico di risolvere i dettagli di un'immagine è a livello fondamentale determinato dalla diffrazione che si ha quando la lunghezza d'onda è comparabile con le dimensioni dell'oggetto da rilevare. La lunghezza d'onda del fascio laser collimato, utilizzato nell'"optical probe", è di 527nm corrispondente al verde nell'intervallo del visibile, esso quindi ha il vantaggio di avere una risoluzione a livello fondamentale doppia rispetto al laser infrarosso originale. Il secondo motivo è dovuto alla diminuzione del rumore portato dalle onde elettromagnetiche diffuse all'interno della "Target Area West" dagli altri laser in gioco. Poiché siamo nell'intervallo dell'infrarosso, il rumore infatti viene riflesso dai filtri posti davanti ai rivelatori che lasciano passare solo una stretta finestra di frequenze centrate nel verde.

Capitolo 4

Analisi Dati

Alcuni degli spari più rappresentativi dell'esperimento sono mostrati in Figura 4.1 dove sono stati ordinati in modo crescente a seconda della pressione all'interno della cella a gas. Lo sparo 54 è stato quello più analizzato, infatti è stata analizzata: la velocità dello shock, la sua ampiezza (4.1.2), la distribuzione della densità di plasma caldo (4.2) ed è stato utilizzato per rivelare gli ioni azoto sullo ion-detector (4.4) oltre ad essere stato simulato il comportamento del plasma nelle medesime condizioni (4.3). L'immagine corrispondente al layer n.6 dello sparo 60 è stata l'unica dalla quale è stato possibile estrapolare la distribuzione di campo elettrico (4.1.1) in quanto presenta uno shock nitido ma allo stesso tempo all'interno dello spot di protoni (non al bordo come per gli altri spari). Nello sparo 40 è ben delineata la propagazione dello shock e la classica forma scuro-chiaro-scuro che lo contraddistingue.

4.1 Proton Probing

L'onda ha origine qualche μm davanti al punto di interazione tra il laser e il bersaglio. Notiamo dallo sparo 54 di figura 4.1 come l'onda si propaga con simmetria sferica. Il campo elettrico va dalle zone di colore blu più chiare (zone di flusso ridotto di protoni sonda) verso le zone più scure. Regioni con modulazione pronunciata della densità di protoni sonda rivelano una forte modulazione della distribuzione di campo.

4.1.1 Campo Elettrico

I dati acquisiti per calcolare la distribuzione della densità dei protoni e del campo elettrico provengono dal sesto RCF della pila dello sparo 60, la zona tratteggiata in giallo in Figura 4.3 corrisponde alla zona di provenienza dei dati.

30	38	56	54	40	60
$1.5 \cdot 10^{-4}$ mbar	$7.6 \cdot 10^{-3}$ mbar	$5.8 \cdot 10^{-2}$ mbar	$9.7 \cdot 10^{-2}$ mbar	$2 \cdot 10^{-1}$ mbar	$2.8 \cdot 10^{-1}$ mbar
145 J	67,6 J	70,3 J	69,4 J	136,1 J	73,4 J
300 ps	750 ps	500 ps	500 ps	450 ps	500 ps

Figura 4.1: Sommario degli RCF relativi agli spari più rilevanti ordinati al crescere della pressione interna della cella a gas. Per ciascuno sparo sono riportate le energie dell'impulso laser 1, incidente sul bersaglio, e l'anticipo del fascio 8 del proton probing rispetto al fascio 1.

L'immagine ingrandita dello shock in bianco e nero, mostrato sempre in Figura 4.3, corrisponde alla componente verde (16-bit) dell'immagine originale (48-bit). A ciascun pixel dell'immagine corrisponde quindi un valore che va da 0 (bianco) a $2^{16} - 1 = 65535$ (nero). Come si può notare dall'immagine la modulazione della densità di protoni presenta due zone, a forma di arco, di accumulazione di protoni e tra di loro è presente una zona più ampia di svuotamento di protoni. Servendoci del programma "Image-J" per l'acquisizione dei dati abbiamo così ottenuto una lista di valori in 16-bit corrispondenti ai valori lungo il lato più lungo (verticale) del rettangolo giallo di Figura 4.3 mediati lungo la componente del lato corto (orizzontale).

Il nostro scopo è quello di calcolare numericamente l'integrale espresso dalla formula 2.18. Come discusso nel paragrafo 2.3 misurare la variazione relativa della densità di protoni sul piano di interazione equivale a misurare la variazione relativa della dose depositata sull'RCF. Dai dati acquisiti è possibile ottenere tramite l'equazione 2.21 la densità ottica. Ora facendo una interpolazione dei dati di densità ottica con la curva di calibrazione (2.11) dello scanner è possibile trasformare le densità ottiche in dosi. Dei tre canali disponibili per la calibrazione (Rosso, Verde, Blu) è stato utilizzato il canale verde in quanto presenta una parte lineare più estesa e centrale rispetto agli altri canali.

Il numero di protoni nelle zone di accumulazione deve compensare il numero di protoni nella zona di svuotamento in quanto i protoni vengono solo deviati. Lo spot di protoni non è perfettamente omogeneo e il numero medio di protoni decresce allontanandosi dal centro prima di interrompersi bruscamente. Siccome lo shock si propaga verso l'esterno dello spot di protoni questo comporta che il valore di fondo nella zona che precede lo shock è leggermente maggiore del valore di fondo nella zona che lo segue. Per questo motivo invece di dividere le dosi relative alle diverse posizioni per un valore costante n_{pu} , come nell'equazione 2.18 ($\frac{\delta n_p}{n_{pu}} = \frac{n_p}{n_{pu}} - 1$), le dividiamo per una n_{pu} linearmente decrescente con la posizione (una retta) in modo tale da appiattire le code e rendere la funzione normalizzata. A questo punto prima di graficare la variazione di densità dei protoni sul piano del rivelatore diviso per la densità di protoni imperturbata ($\frac{\delta n_p}{n_{pu}} = \frac{\delta D}{D_0}$) abbiamo effettuato un'interpolazione lineare dei dati. Abbiamo inoltre tagliato i dati oltre le code perché superflui e abbiamo convertito l'unità di misura delle posizioni da pixel a μm utilizzando la risoluzione dello scanner $21,16 \mu m/pixel$ divisa per 10, la magnificazione del "proton probing" (vedi eq. 2.5).

Il grafico della variazione di densità dei protoni diviso per la densità di protoni imperturbata ($\frac{\delta n_p}{n_{pu}}$) in funzione delle loro posizioni è mostrato in Figura 4.4. La distribuzione si estende per circa $90 \mu m$ e presenta una modulazione quasi simmetrica con picchi che raggiungono valori oltre il 20%. A questo punto per integrare spazialmente i risultati fin qui ottenuti abbiamo calcolato analiticamen-

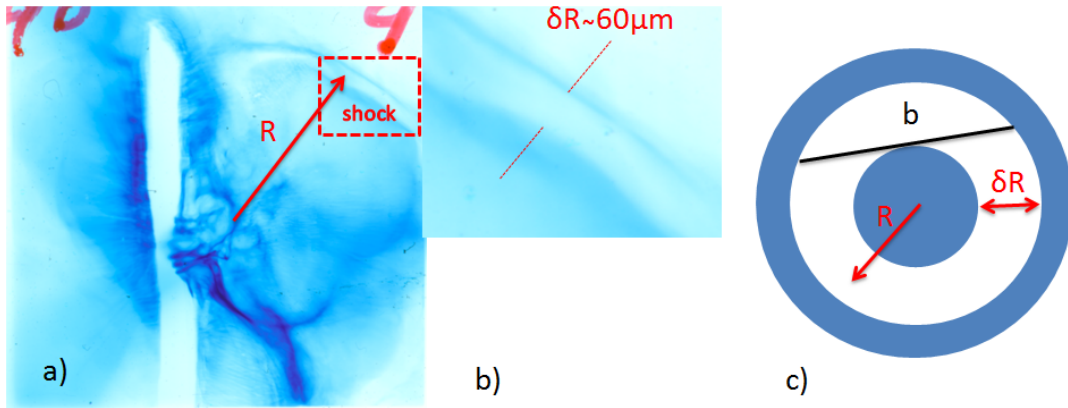


Figura 4.2: a) distanza dell'onda di shock dal suo punto di origine; b) ampiezza picco-picco del fronte dello shock; c) estensione media b della zona di interazione attraversata dai protoni sonda nella quale vengono deflessi.

te l'integrale tramite il metodo trapezoidale. Per ottenere infine il campo elettrico trasversale moltiplichiamo i dati ottenuti per il fattore presente davanti l'integrale al secondo membro dell'eq. 2.18. Riportiamo di seguito i valori delle componenti costanti del fattore: energia dei protoni corrispondenti al layer numero 6 ($\mathcal{E}_p = 7,3 \text{ MeV}$), magnetizzazione ($M=10$), carica elettrica ($e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$), $L = 3,6 \text{ cm}$, estensione media della distribuzione del campo elettrico lungo il cammino dell'"optical probe" $b = 505 \mu\text{m}$ (vedi eq. 2.9 e Figura 4.2). Mostriamo in Figura 4.5 la distribuzione del campo elettrico espresso in 10^7 V/m lungo la direzione uscente dal centro di origine dell'onda. Come possiamo notare il campo elettrico è piuttosto simmetrico, raggiunge intensità pari a $3,8 \cdot 10^7 \text{ V/m}$ e la distanza picco-picco è di circa $62 \pm 2 \mu\text{m}$.

4.1.2 Velocità e ampiezza dello Shock

Da come si può vedere dalla serie di immagini (Figura 4.6) dello sparo 54 l'onda si propaga con simmetria sferica radialmente dal centro dello spot focale. Sovrapponendo le diverse immagini dello sparo 54 è possibile avere le posizioni relative dello shock per tempi diversi. Così facendo è stato possibile ricostruire il grafico riportato in Figura 4.7. Questo grafico ha un andamento lineare ($v_1 \approx 2 \cdot 10^6 \text{ m/s}$) ma considerando una più ampia scala di tempo (utilizzando più di 4 immagini) notiamo che in poche decine di ps la velocità diminuisce ($v_2 \approx 8 \cdot 10^5 \text{ m/s}$) come mostrato in Figura 4.8.

Per capire se abbiamo a che fare con onde di shock non collisionale in un pla-

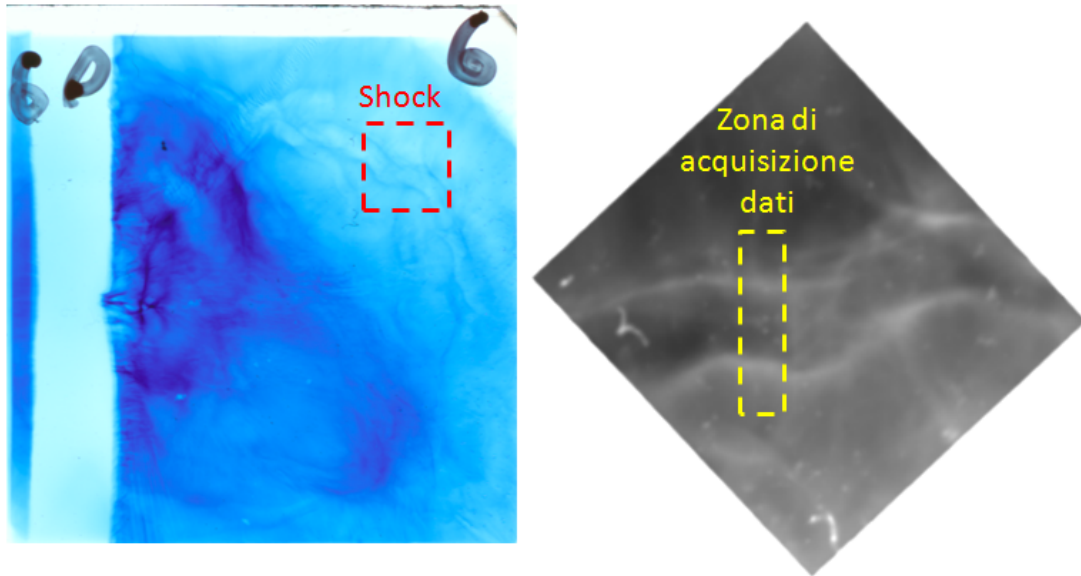


Figura 4.3: Immagini del sesto RCF relative allo sparo 60 utilizzate per calcolare la distribuzione della densità dei protoni lungo la direzione dello shock. La zona tratteggiata in giallo corrisponde alla componente verde a 16 bit utilizzata per l'acquisizione dei dati.

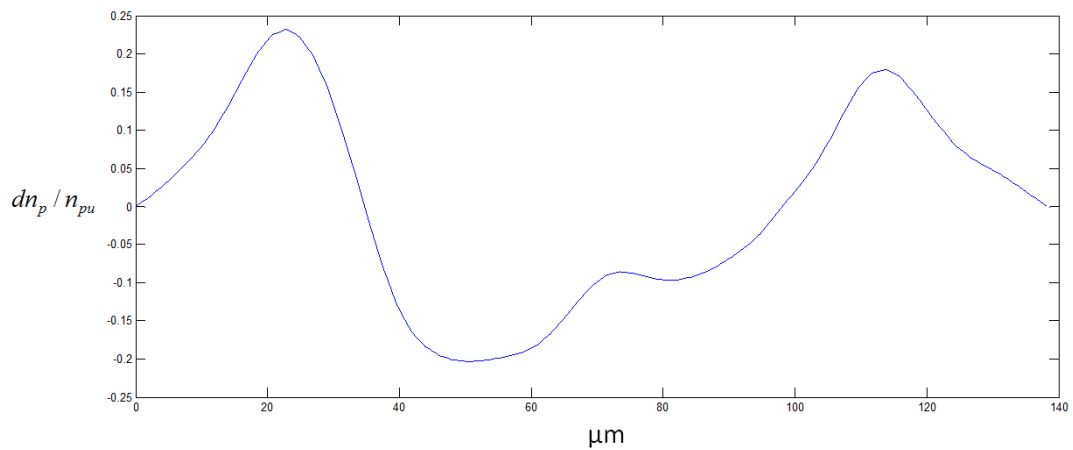


Figura 4.4: Grafico della variazione di densità dei protoni diviso per la densità di protoni imperturbata in funzione delle loro posizioni, relativo al sesto RCF dello sparo 60.

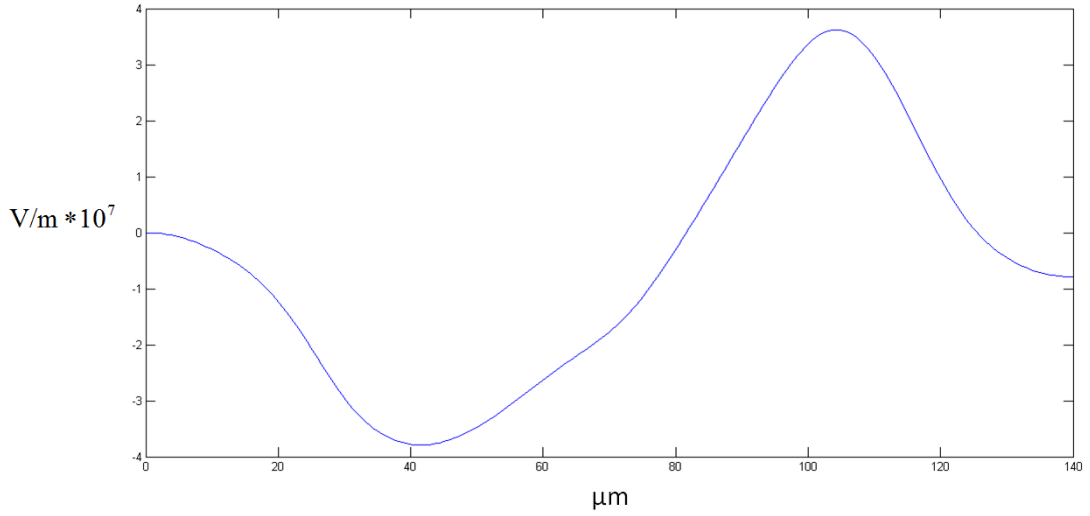


Figura 4.5: Grafico della distribuzione del campo elettrico trasversale lungo la direzione uscente dello shock, relativo al sesto RCF dello sparo 60.

se il plasma completamente ionizzato possiamo calcolare i liberi cammini medi [4] delle collisioni di Coulomb. Per un plasma non collisionale l'equazione di stato è $P = n_{gas}KT$. All'interno della cella a gas prima dello sparo laser il gas di Azoto (N_2) si trova ad una temperatura ambiente di 25° . Conoscendo la massima pressione nella cella a gas raggiunta nell'esperimento, $P \sim 0,3 \text{ mbar}$, possiamo utilizzare l'equazione di stato per calcolarci la massima densità di ioni ed elettroni, rispettivamente $n_i \sim 1,6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ e $n_e = Zn_i \sim 1,12 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ essendo $2n_{gas} = n_i$. Il valore della temperatura elettronica è stato stimato dalla simulazione Hyades riportata nel successivo paragrafo 4.3. La temperatura degli elettroni, in accordo con i precedenti esperimenti [29] svolti in condizioni simili è $K_B T_e = 650 \text{ eV}$. Dalla definizione di lunghezza di Debye otteniamo il valore $\lambda_D = (\epsilon_0 K_B T_e / n_e e^2)^{1/2} = 60 \text{ nm}$ nella zona dove è presente il plasma tenue. Possiamo ora calcolarci i liberi cammini medi relativi agli urti Coulombiani [4] che risultano essere:

$$l_{ee} \sim 5 \text{ cm} \quad l_{ei} = 85 \text{ mm} \quad l_{ii} = 85 \text{ mm} \quad (4.1)$$

Tali valori sono ben maggiori della lunghezza di Debye quindi possiamo affermare che si tratta di un plasma che esibisce un comportamento collettivo e quindi l'ipotesi di plasma non collisionale è auto consistente. Confrontando l'ampiezza dello shock trovata nel sottoparagrafo precedente ($62 \mu\text{m}$) con i liberi cammini medi appena ottenuti possiamo così affermare che gli shock rilevati sono non collisionali. Cambiando la pressione all'interno della cella a gas è stato possibile

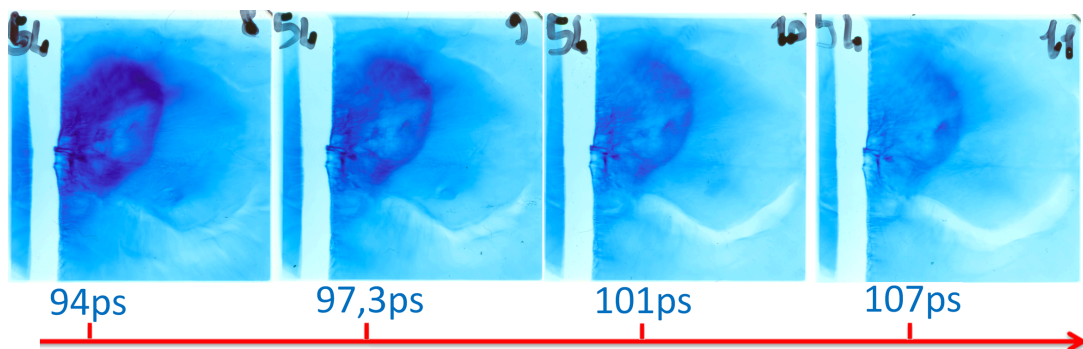


Figura 4.6: Serie di immagini relative allo sparo 54 che raffigurano la posizione dell'onda a diversi istanti.

cambiare la densità del plasma e quindi il cammino libero medio degli ioni. La pressione è stata regolata in modo che l'onda di shock rimanesse non collisionale ma allo stesso tempo in modo che il plasma non fosse troppo rarefatto da non diminuire l'intensità dell'onda rendendola non rilevabile.

Nelle condizioni di densità e temperatura dello sparo 54 (vedi paragrafo seguente 4.3) ci aspettiamo che un'onda di shock attraversi il plasma tenue propagandosi ad una velocità maggiore rispetto alla velocità ione acustica $c_{is} = 2 \cdot 10^5 m/s$ ($c_{is} = (\frac{Zk_B T_e}{m_i})^{1/2}$) ed abbia un'ampiezza dello shock paragonabile alla lunghezza di Debye $\lambda_D = 3,2 \mu m$. Confrontando le velocità misurate dell'onda negli intervalli $90 - 100 ps$ e $100 - 130 ps$ dopo l'arrivo dell'impulso lungo che sono rispettivamente $v_1 \approx 2 \cdot 10^6 m/s$ e $v_2 \approx 8 \cdot 10^5 m/s$ rispetto alla velocità dell'onda ione acustica appena trovata notiamo differenze sostanziali. Le velocità misurate corrispondono rispettivamente a numeri di Mach pari a $M_1 = 10$ e $M_2 = 4$. Anche l'ampiezza dello shock misurata nel sottoparagrafo precedenti di $62 \mu m$ è sostanzialmente maggiore. Una interpretazione degli stessi dati trattati in questa tesi è riportata nell'articolo di prossima pubblicazione sulla rivista "Physical Review Letters" [56]. In tale articolo viene mostrato come l'onda in esame sia uno stato precursore della formazione di uno shock e gli ioni che vengono riflessi dallo shock riscaldano localmente il plasma nelle vicinanze del fronte d'onda aumentando in questo modo la velocità ione acustica effettiva. In Figura 4.9 sono riportate le velocità di alcuni spari laser ciascuno caratterizzato da una diversa pressione iniziale della cella a gas. Mentre in Figura 4.10 sono riportate le ampiezze picco-picco dell'onda di alcuni spari laser sempre per diverse pressioni.

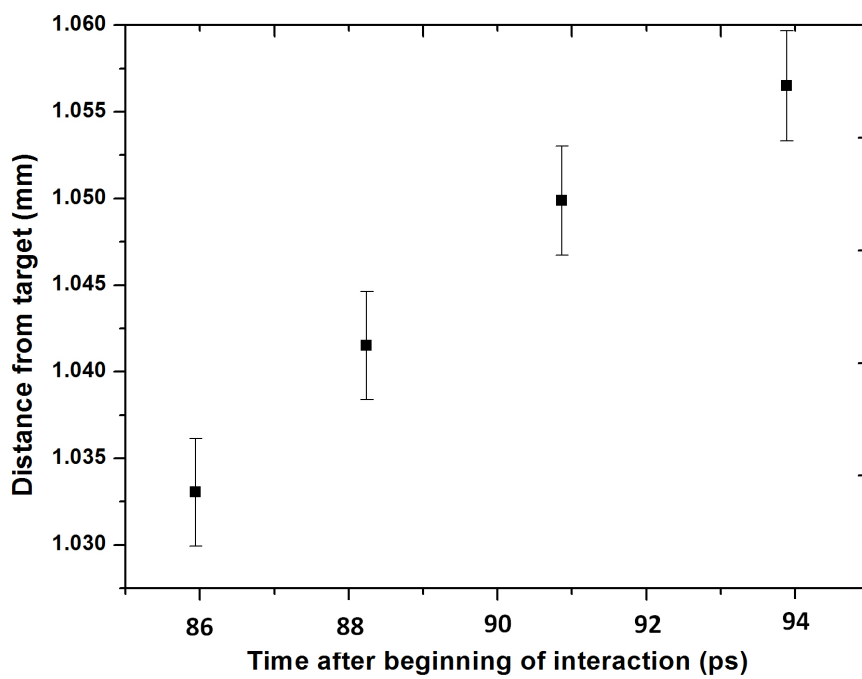


Figura 4.7: Posizione dell'onda rispetto al bersaglio per gli istanti relativi ai primi RCF dello sparo 58.

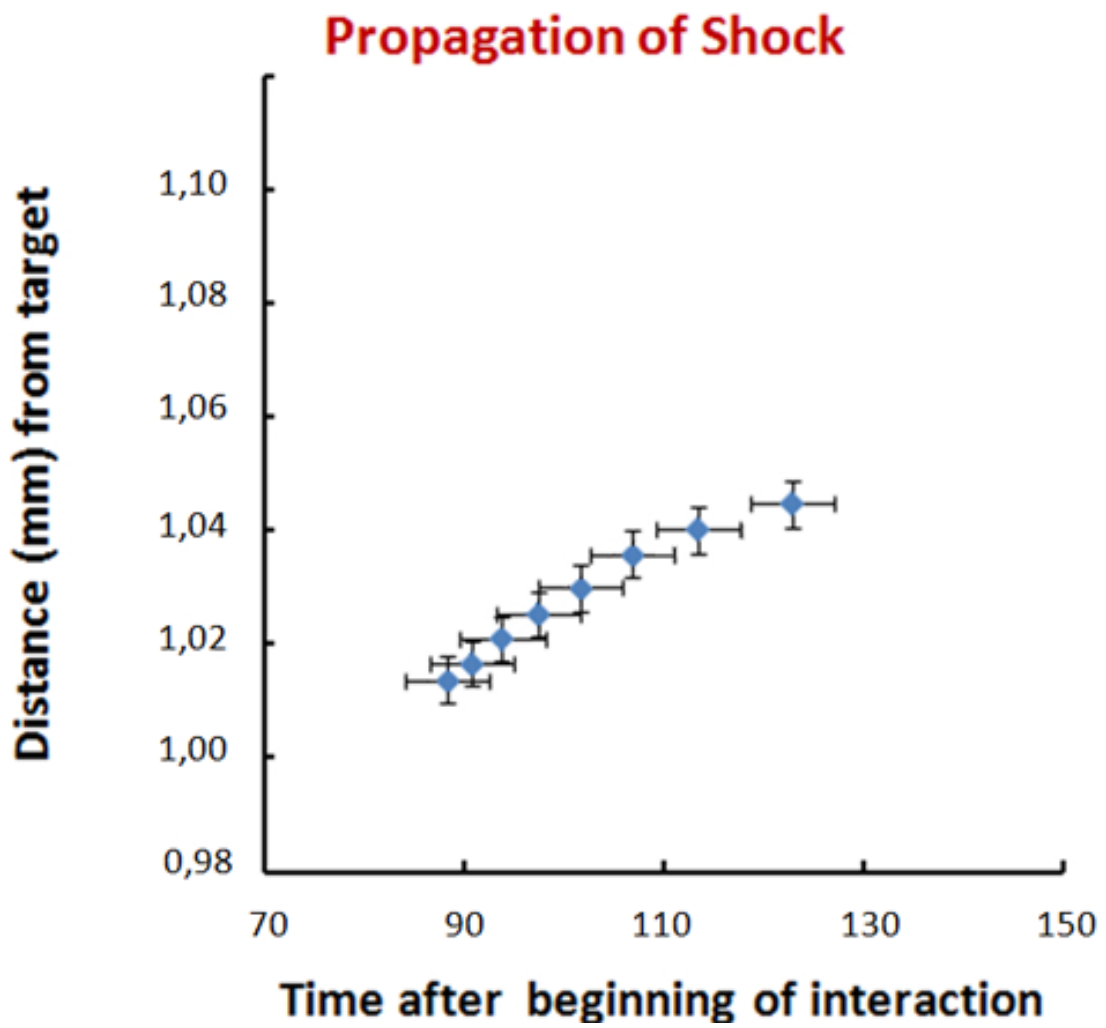


Figura 4.8: Posizione dell'onda rispetto al bersaglio per istanti relativi a diversi RCF dello sparo 54.

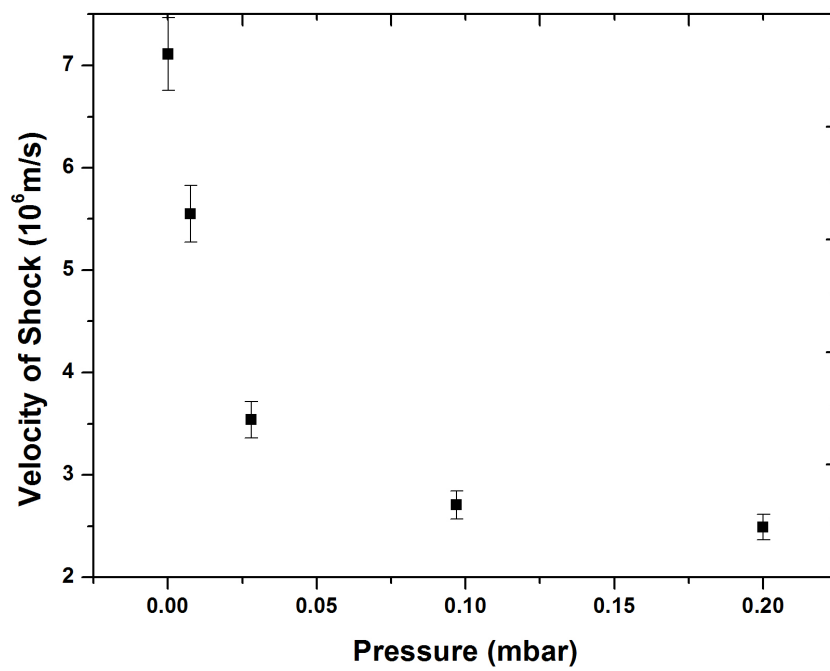


Figura 4.9: Velocità delle onde associate agli spari 30, 38, 57 ,54 ,40 ordinate al crescere della pressione nella cella a gas di ciascuno sparo.

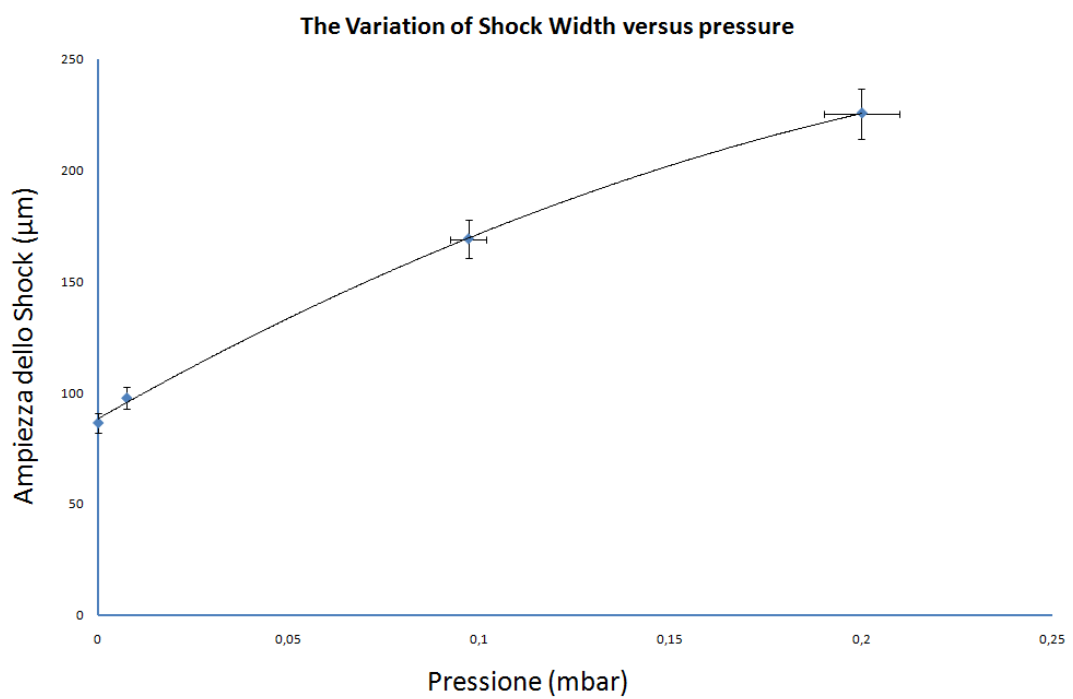


Figura 4.10: Ampiezze picco-picco delle onde associate a diversi spari ordinate al crescere della pressione nella cella a gas di ciascuno sparo.

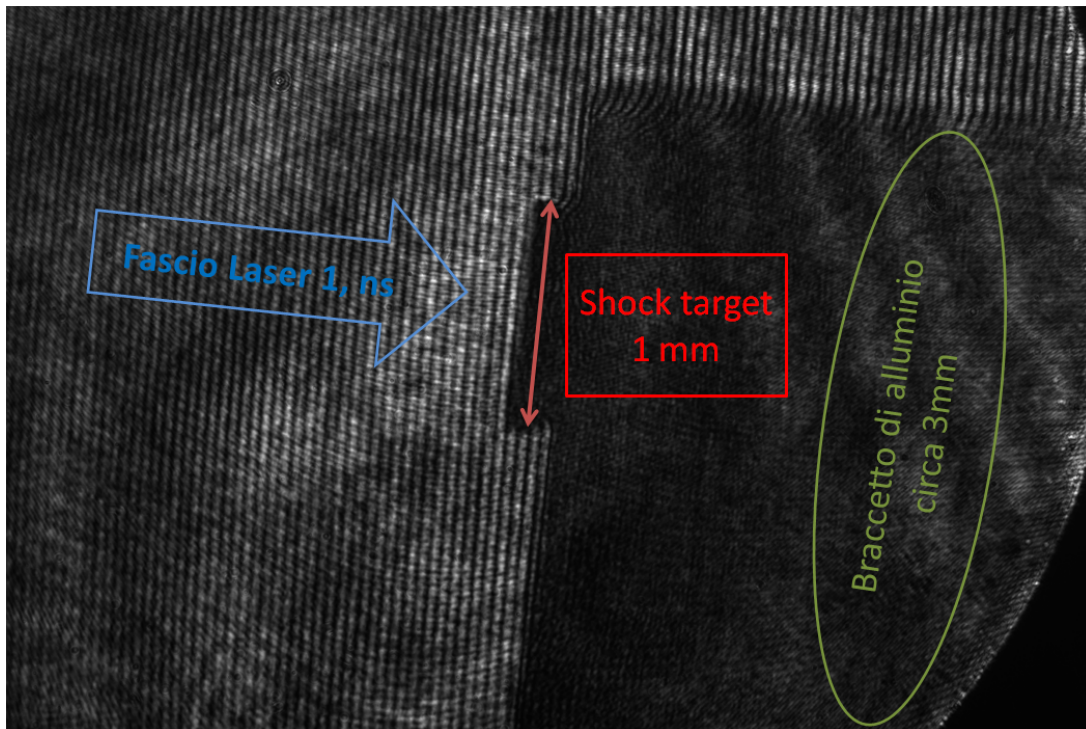


Figura 4.11: Immagine relativa all'interferometria acquisita prima dello sparo numero 54. La zona scura rappresenta il braccetto di alluminio (evidenziato in verde) di spessore 3mm sul quale è montato il "shock target" di spessore 1mm (evidenziato in rosso). La zona chiara dell'immagine rappresenta la zona di fronte al bersaglio da dove proviene il fascio laser 1 del ns (evidenziato in blu). Si notano nella zona chiara le linee di interferenza praticamente rettilinee.

4.2 Interferometria

Per quanto riguarda l'interferometria, tra i dati raccolti dalla CCD Andor il più significativo è stato quello relativo allo sparo numero 54 per il quale il ritardo tra il fascio 7 (dell'"optical probe") e l'istante iniziale del fascio 1 (dell'impulso lungo) è stato di $1.2ns$. Come per la shadowgrafia anche per l'interferometria è stata acquisita l'immagine precedente allo sparo, riportata in Figura 4.11. Conoscendo la risoluzione per passare da pixel a μm è stato possibile misurare la distanza tra le linee di interferenza inalterate (a riposo), che risulta essere di $\Delta z = 44\mu m$. L'immagine, sempre dello sparo 54, catturata $1.2ns$ dopo l'inizio dell'interazione tra il fascio 1 e il bersaglio è riportata in Figura 4.12. Come si nota le linee di interferenza si sono spostate curvandosi dalla posizione precedente allo sparo. Le linee presentano un contrasto tra chiaro-scuro non abbastanza



Figura 4.12: Immagini relative all'interferometria dello sparo 54 acquisita $1.2ns$ dopo l'inizio dell'interazione tra il fascio 1 e il bersaglio. Si notano le linee di interferenza curvate rispetto alle fasi antecedenti lo sparo.

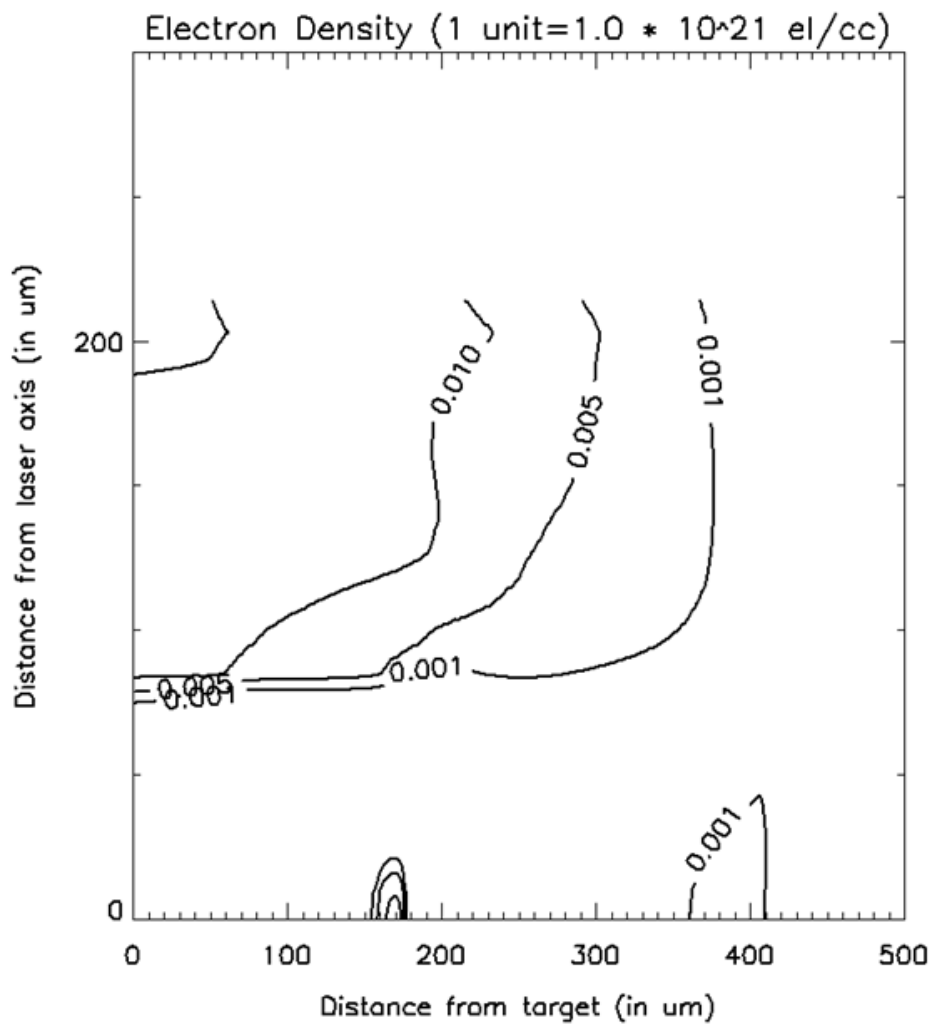


Figura 4.13: Grafico rappresentante la distribuzione spaziale a piuma della densità di plasma caldo di ablazione 1.2 ns dopo l'inizio dell'interazione tra il fascio 1 e il bersaglio.

accentuato per poter essere analizzate automaticamente da un programma, così è stato necessario per poterle digitalizzare ridisegnarle una ad una su un file immagine inizialmente bianco. Una volta copiate le linee è stato possibile, tramite il programma PV-WAVE, calcolare gli sfasamenti e servendoci di un algoritmo abbiamo quindi calcolato numericamente l'equazione 3.11, essendo noti i valori di lunghezza d'onda e densità critica. Il grafico così ottenuto, Figura 4.13, ci ha fornito una stima della distribuzione a piuma della densità di plasma caldo di ablazione $1.2ns$ dopo l'inizio dell'interazione tra il fascio 1 e il bersaglio.

4.3 Simulazione HYADES

Hyades [38] è un codice idrodinamico di simulazione che sfrutta i modelli fondamentali di conservazione della massa, momento ed energia. Queste equazioni sono chiuse da un'equazione di stato isoterma che riduce la pressione e l'energia specifica come funzioni della temperatura e della densità. Il codice è unidimensionale (1-D) con geometria che può essere scelta tra planare, cilindrica o come nel nostro caso sferica. Siccome il codice Hyades è stato progettato per studiare fenomeni ad alte temperature, dove la materia è significativamente ionizzata, sono stati simulati tre fluidi Lagrangiani: gli elettroni liberi, le particelle massive (atomi neutri e ionizzati) e il campo di radiazione. Ciascun fluido è assunto essere ad un equilibrio termico locale, gli ioni e gli elettroni sono descritti bene dal limite classico della statistica di Maxwell-Boltzmann mentre il campo di radiazione è descritto in maniera approssimata dalla legge di Planck. Le popolazioni degli ioni e degli elettroni sono trattate separatamente nell'approssimazione di regime non collisionale ($l_{ee}, l_{ii} \gg \lambda_D$) e sono accoppiati tramite le collisioni Coulombiane. Il trasporto di energia degli elettroni e ioni è modellizzato mediante approssimazione diffusiva per ciascun fluido. Il trasporto di energia radiativa è trattato invece attraverso l'approssimazione di diffusione multi gruppo. Siccome la densità di una lamina sottile non cambia in maniera essenziale durante l'interazione con un impulso laser di breve durata, la frazione di energia assorbita è data dall'equazione di Fresnel [55]. L'assorbimento della luce laser da parte del plasma caldo è dominata invece dal processo di "bremsstrahlung inverso".

Il codice divide l'ambiente di simulazione in un reticolo di celle adiacenti dove ciascuna cella ha una grandezza iniziale definita dall'utente. I gradienti di pressione associati alle celle vicine sono usati per risolvere l'equazione della conservazione del momento e per ottenere l'accelerazione della cella.

Sono stati simulati gli spari 54 e 60, i dati forniti come input al simulatore sono state le caratteristiche del bersaglio (Au, $20\mu m$), del laser (70J, 1054nm) e del gas (N^2 , $Z = 7$, n_e) dove Z e n_e sono stati presi omogenei e costanti nel tempo. I risultati mostrati nelle Figure 4.14 e 4.15 riguardanti l'andamento della tempera-

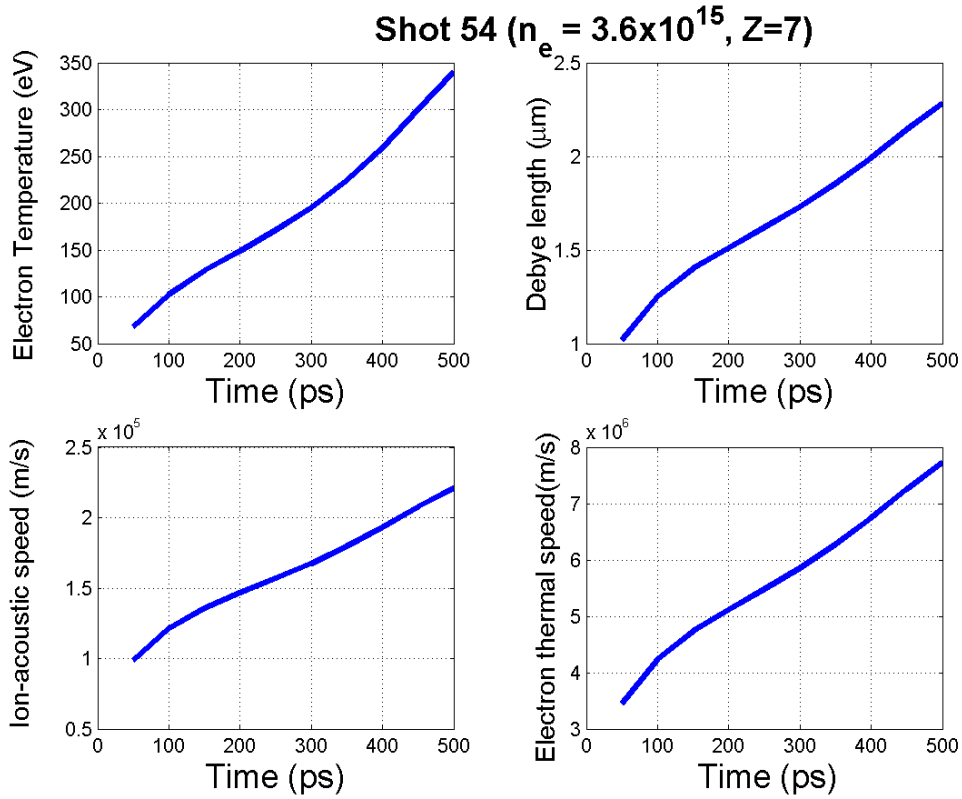


Figura 4.14: Risultati della simulazione dello sparo 54 utilizzando il codice Hyades.

tura degli elettroni nel plasma tenue per tempi diversi corrispondono all'output principale del simulatore. La temperatura è omogenea nello spazio e i valori di tempo mostrati sono inferiori al ns oltre il quale i dati non sono più veritieri. Una volta nota l'evoluzione della temperatura degli elettroni è stato possibile risalire all'evoluzione nel plasma tenue della lunghezza di Debye utilizzando la sua definizione ($\lambda_D = (\epsilon_0 K_B T_e / n_e e^2)^{1/2}$), lo stesso vale per la velocità iono-acustica (Sottoparagrafo 1.1) e la velocità termica degli elettroni, sempre riportate nelle Figure 4.14 e 4.15.

4.4 Ion-detector

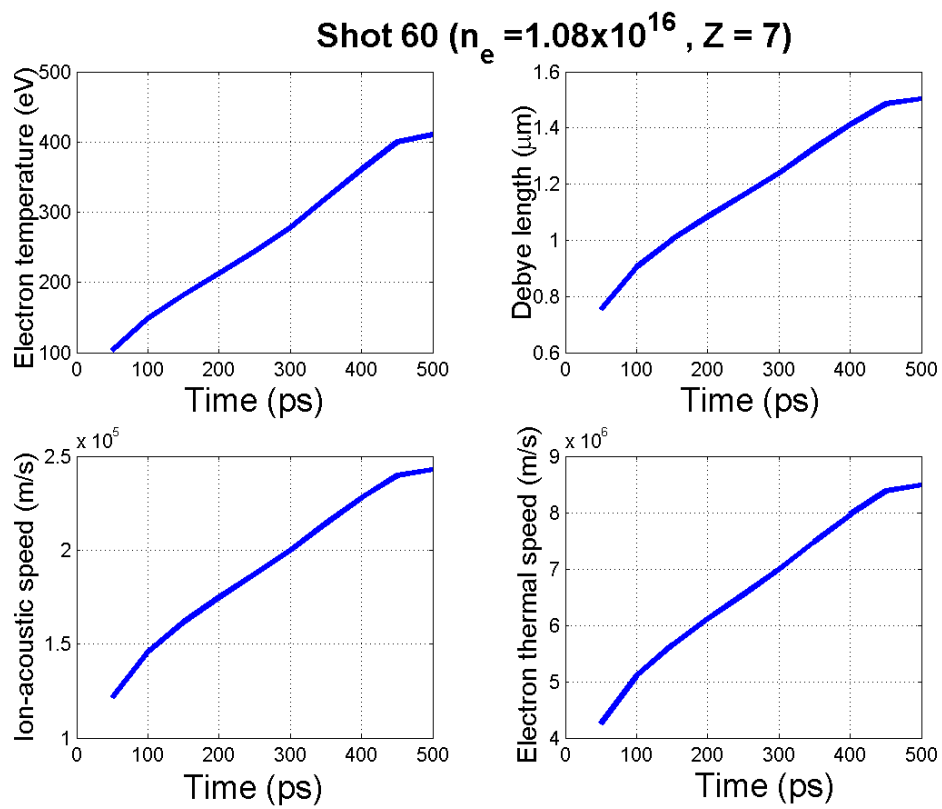


Figura 4.15: Risultati della simulazione dello sparo 60 utilizzando il codice Hyades.

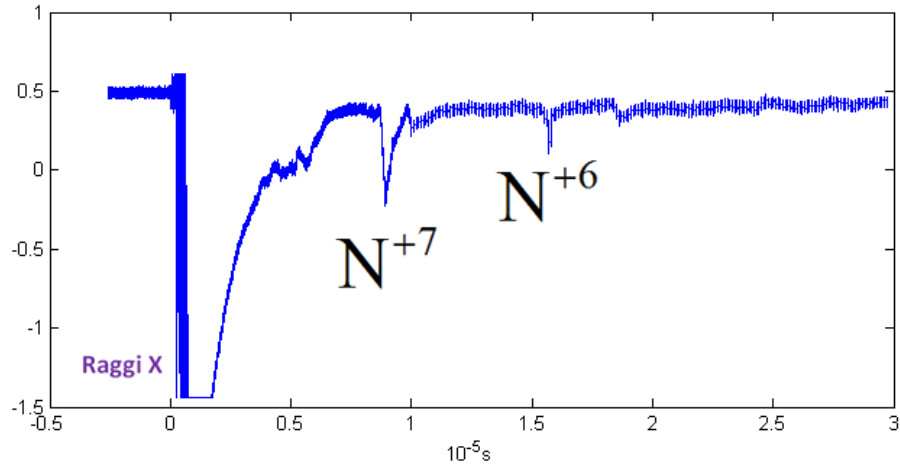


Figura 4.16: Rilevazioni (espresse in Volt) ottenute dallo ion-detector nello sparo 54.

Lo ion-detector durante lo sparo numero 54 ha acquisito 10^6 dati dei quali solo un intervallo di $8 \cdot 10^4$ è stato analizzato in quanto solo al suo interno sono stati rilevati segnali diversi da zero. Tali dati sono riportati in Figura 4.16. Il segnale di intensità maggiore corrisponde all'onda elettromagnetica a raggi X al quale viene associato l'inizio della scala temporale. I due picchi successivi sono attribuibili a particelle di Azoto con diverso stato di carica, N^{+7} e N^{+6} , il primo situato al tempo $t = 8,71\mu s$ mentre il secondo di minore intensità al tempo $t = 15,7\mu s$. Conoscendo quindi la distanza ($675mm$) del rivelatore dal punto di interazione da dove hanno origine gli ioni è stato possibile misurare la velocità dei due diversi stati di carica:

$$v_{N^{+7}} = 7,75 \cdot 10^4 m/s \quad v_{N^{+6}} = 4,3 \cdot 10^4 m/s \quad (4.2)$$

Confrontando le velocità degli ioni N^{+7} e N^{+6} generati dall'interazioni tra il laser e il bersaglio con la velocità dell'onda di shock ($v_2 \approx 8 \cdot 10^5 m/s$) del campo elettrostatico a circa $1 mm$ dal bersaglio si nota che quest'ultima è maggiore di un ordine di grandezza. Contando che la distanza che l'onda percorre all'interno della cella a gas, da dove escono gli ioni per raggiungere il rivelatore (circa $10 cm$), è breve rispetto al libero cammino medio, dovute alle collisioni coulombiane (dell'ordine di $100 cm$) nelle condizioni dello sparo 54, non è giustificata una riduzione sostanziale della velocità. Gli ioni pesanti provenienti dal plasma di ablazione hanno una temperatura dell'ordine del KeV [56] da cui deriva una velocità termica dell'ordine di $10^5 m/s$. Questa volta la velocità dei due picchi rilevati dallo ion-detector sono compatibili con la diminuzione della velocità do-

vuta alle collisioni degli ioni pesanti che presumiamo essere gli stati di carica N^{+7} e N^{+6} .

4.5 Riassunto analisi dati

Nella zona di propagazione delle onde come visto nel Paragrafo 3.2 il gas è totalmente ionizzato e come visto nel Sottoparagrafo 4.1.2 tale gas ionizzato assume un comportamento collettivo, non collisionale. Trattandosi di un gas ionizzato a bassa densità che permette la propagazione delle onde è possibile definirlo come un plasma tenue non collisionale. Come visto nel Sottoparagrafo 1.2 a seguito di una repentina esplosione di un plasma denso all'interno di una tenue atmosfera di gas ionizzato si formano delle onde che si propagano nel plasma. Tali onde sono onde di shock elettrostatiche (in assenza di campi esterni) non collisionali (Sottoparagrafo 4.1.2) e non magnetizzate. Dai dati derivanti dalla simulazione HYADES (Sottoparagrafo 4.3), utilizzando le condizioni dello sparo 54, è stata ottenuta una stima della temperatura elettronica che è stata utilizzata per ottenere la velocità iono-acustica ($2 \cdot 10^5 m/s$) e la lunghezza di Debye ($60 nm$) nel plasma tenue. Le velocità dello shock misurate dallo sparo 54 negli intervalli $90 - 100 ps$ e $100 - 130 ps$ dopo l'inizio dell'interazione dell'impulso lungo con il bersaglio sono rispettivamente $v_1 = 2 \cdot 10^6 m/s$ e $v_2 = 8 \cdot 10^5 m/s$. Le velocità misurate corrispondono rispettivamente ai numeri di Mach $M_1 = 4$ e $M_2 = 10$. Nel Paragrafo 4.1.1 sono riportate in Figure 4.4 e 4.5 le strutture della variazione della densità (chiaro-scuro-chiaro) e del campo elettrico dello shock. Il campo elettrico presenta un'intensità di $\simeq 4 \cdot 10^7 V/m$ e un'ampiezza picco-picco di ($\simeq 90 \mu m$). Le particelle cariche rilevate dallo ion-detector sono interpretate come gli stati di carica N^{+7} e N^{+6} delle particelle di azoto e le velocità misurate (eq. 4.2), ben al di sotto della velocità dell'onda di shock, sono state utilizzate per ricavare le temperature degli ioni pesanti nel plasma di ablazione. Infine è stato ricostruito il profilo della densità del plasma di ablazione tramite shadowgrafia e interferometria come visto nelle Figure 3.23 e 4.13.

Capitolo 5

Conclusioni

In conclusione, in questa tesi sono state riportate le osservazioni, temporalmente e spazialmente risolte, riguardanti le fasi preliminari che portano alla generazione di uno shock che si propaga in un plasma non magnetizzato in condizioni sperimentali riprodotte in laboratorio. Sono state osservate onde di shock con elevato numero di Mach ($M_1 = 10$, $M_2 = 4$) e sono state usate varie diagnostiche per avere una caratterizzazione più accurata possibile del fenomeno. Questi risultati sono preliminari e sembrano aprire scenari di possibile rilevanza per lo studio degli shock in un mezzo interstellare [56] - [61]. In accordo con quanto riportato nei precedenti esperimenti [29] la distribuzione della densità e del campo elettrico misurati tramite la tecnica del “proton probing” insieme ai dati derivanti dalla simulazione HYADES, come la temperatura elettronica nel plasma tenue, hanno permesso di determinare la natura non collisionale degli shock. Le diagnostiche dello ion-detector e dell’“optical probe” hanno aiutato a comprendere meglio le caratteristiche del plasma di ablazione come la velocità termica degli ioni pesanti (v_{N+6} e v_{N+7}) e l’andamento decrescente della distribuzione a piuma della densità del plasma allontanandosi dal bersaglio. Un possibile sviluppo futuro è rappresentato da una configurazione a due fasci per investigare per la prima volta in un esperimento di interazione laser-plasma le proprietà collisionali di due solitoni che si co-propagano o contro-propagano. Questo fornirà un banco di prova per la natura non lineare dell’interazione e del comportamento corpuscolare dei solitoni.

Bibliografia

- [1] R. Z. Sagdeev and C. F. Kennel, *Scientific American* **264**, pp. 40-47 (1991)
- [2] N. A. Krall and A. W. Trivelpiece, “*Principle Of Plasma Physics*”,
Mc Graw-Hill, New York (1973)
- [3] P. Gibbon, “*Short Pulse Laser Interactions With Matter*”,
Imperial College Press, London (2005)
- [4] F. F. Chen, “*Plasma Physics And Controlled Fusion*”, Plenum Press,
New York and London (1984)
- [5] W. L. Kruer, “*The Physics of Laser Plasma Interaction*”, Addison-Wesley,
New York (1988)
- [6] M. Borghesi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 055003 (2004)
- [7] <http://www.srim.org>.
- [8] *Regenerative Amplifiers*, Encyclopedia of Laser Physics and Technology
<http://www.rp-photonics.com>
- [9] I. N. Ross *et al.*, *Opt. Commun.* **144**, pp. 125-133 (1997)
- [10] V. Yanovsky *et al.*, *Opt. Express* **16**, 2109 (2008)
- [11] G. A. Mourou *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 309 (2006)
- [12] R. A. Baumgartner and R. L. Byer, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE – 15**,
432 (1979)
- [13] R. P. Drake *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 1739 (1984)
- [14] [http://www.hamamatsu.com/jp/en/product/category/3100/3006/
R5150-10/index.html](http://www.hamamatsu.com/jp/en/product/category/3100/3006/R5150-10/index.html)
- [15] R. Benattar, C. Popovics and R. Sigel, *Rev. Sci. Instrum.* **50**, 1583 (1979)

- [16] L. Romagnani, Phys.Rev.Lett. **101**, 025004 (2008)
- [17] M. G. Haynes, Can. J. Phys. **64**, 912 (1985)
- [18] N. B. Meezan *et al.*, Phys. Plasmas **11**, 12 (2004)
- [19] O. Willi *et al.*, Opt. Commun. **37**, 1 (1981)
- [20] Yu. S. Kasyanov *et al.*, Instrum. Exp. Tech. **37**, 6 (1994)
- [21] <http://www.ispcorp.com>
- [22] <http://www.microtek.com>.
- [23] D. Kirby *et al.*, Phys. Med. Biol. **55**, 417 (2010)
- [24] K. Quinn, PhD thesis, Queen's University Belfast (2010)
- [25] H. Paganetti, Phys. Med. Biol. **54**, pp. 4399-4421, (2009)
- [26] G. Sarri, PhD thesis, Queen's University Belfast (2010)
- [27] <http://www.ptw.de>.
- [28] M. J. Butson *et al.*, Mat. Sci. Eng. R **41**, pp. 61-120, (2003)
- [29] L. Romagnani, PhD thesis, Queen's University Belfast (2005)
- [30] S. P. Hatchett *et al.*, Phys. Plasmas **7**, pp. 2076, (2000)
- [31] S. C. Wilks *et al.*, Phys. Plasmas **8**, pp. 542, (2001)
- [32] R. A. Snavely *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 2945 (2000)
- [33] M. Borghesi *et al.*, Fus. Sci. Tech. **49**, 412 (2006)
- [34] P. Mora, Phys. Rev. Lett. **90**, 185002 (2003)
- [35] J. Denavit, Phys. Fluids **22**, 1384 (1979)
- [36] M. Borghesi *et al.*, Laser Part. Beams **20**, 269 (2002)
- [37] L. I. Sedov, "*Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*", Academic Press, New York (1959)
- [38] <http://www.casinc.com/hyades.html>

- [39] Y. B. Zel'dovich and Y. P. Raizer, "*Physics of Shock Waves and Hydrodynamic Phenomena*", Courier Dover Publications, New York (1967)
- [40] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, "*Fluid Mechanics*", pp. 366-370, Pergamon Press (1959)
- [41] J. Denavit, Phys. Rev. Lett. **69**, 1383 (1992)
- [42] S. C. Wilks and L. Kruer, IEEE J. Quantum Electron **33**, 1954 (1997)
- [43] F. Brunel, Phys. Rev. Lett. **59**, 52 (1987)
- [44] S. C. Wilks *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 1383 (1992)
- [45] F. Brunel, Phys. Rev. Lett. **59**, 52 (1987)
- [46] W. Yu *et al.*, Phys. Rev. E **58**, 2456 (1998)
- [47] M. Borghesi *et al.*, Fusion Sci Technol **49(3)**, pp. 412-439 (2006)
- [48] Y. Sentoku *et al.*, Phys. Plasmas **10**, 2009 (2003)
- [49] <http://optics.org/article/27745>
- [50] A. Macchi, "*A Superintense Laser – Plasma Interaction Theory Primer*", SpringerBriefs in Physics, Pisa (2013)
- [51] D. A. Tidman and N. A. Krall, "*Shock Waves in Collisionless Plasmas*", Wiley-Interscience, New York (1971)
- [52] S. S. Moiseev and R. Z. Sagdeev, J. Nucl. Enrgy Pt. C **5**, 43 (1963)
- [53] S. J. Gitomer *et al.*, Phys. Fluids **29**, 2679 (1986)
- [54] T. E. COWAN *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 204801 (2004)
- [55] A. M. Rubenchik *et al.*, Applied Surface Science **127 – 129**, pp. 193-198 (1998)
- [56] H. Ahmed *et al.*, "*Time – resolved characterization of the formation of a collisionless shock*", Phys. Rev. Lett. Accepted Tuesday Apr 23, 2013
- [57] K. Koyama *et al.*, Nature **127 – 129**, 255 (1995)
- [58] J. C. Raymond, Science **325**, 683 (2009)
- [59] A. A. Abdo *et al.*, Science **327**, 1103 (2010)

[60] E. A. Helder *et al.*, Science **325**, 719 (2009)

[61] J. Collier *et al.*, Appl. Opt. **38**, 7486 (1999)